УДК 537.523:538.4

А.А. ТРОПИНА[1], В.Е. КОСТЮК[2]

[1] ***Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Украина***
[2] ***Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина***

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Предложена методика сопряженного расчета электрической дуги в турбулентном потоке газа, позволяющая проводить оценки характеристик дуги без привлечения дополнительных экспериментальных данных о распределении температуры на поверхностях электродов. Показана возможность выявления условий существования устойчивой работы промышленных плазмотронов, работающих в режиме локального теплового равновесия, путем определения размеров токопроводящей зоны непосредственно в процессе расчета.

турбулентное течение, дуговой разряд, численное моделирование, сопряженный подход, промышленный плазмотрон, условия существования дуги, устойчивость

Введение

Изучение характеристик дугового разряда в зависимости от используемой модели плазмы, режимов течения и геометрии разрядной камеры важно как для понимания механизма взаимодействия плазмы с турбулентным потоком газа, так и для улучшения работы существующих промышленных плазмотронов. Трудности моделирования подобных течений связаны с постановкой граничных условий вблизи электродов, где происходит взаимодействие плазмы с электродом, и идут процессы интенсивного тепловыделения, осложненные присутствием электромагнитного поля.

В большинстве работ для задания граничных условий используются экспериментальные данные о распределении температуры вдоль электродов и радиусы привязки дуги к электродам [1, 2]. При отсутствии подобных экспериментальных данных, так например, при проектировании новых пламенных устройств, использование такого подхода становится невозможным. В данной работе для расчета характеристик электрической дуги предлагается использовать метод, основанный на решении сопряженной задачи, когда в расчетную область, помимо области, занятой плазмой, включаются области, занятые катодом и анодом. Подобный подход использовался авторами работы [3], однако авторы ограничились рассмотрением горения открытой электрической дуги в ламинарном режиме при достаточно простой геометрии расчетной области. В настоящей работе проводится численный анализ характеристик дуги в турбулентном потоке для промышленного плазмотрона в зависимости от силы тока и скорости подачи газа.

Постановка задачи. Рассматривается электрическая дуга, горящая в воздухе при атмосферном давлении в канале плазмотрона между составным катодом с плоским торцом и плоской поверхностью медного анода (рис. 1). Для описания характеристик дуги используется система уравнений МГД-приближения. Предполагается, что протекающие процессы стационарные, течение осесимметричное, излучение объемное, пульсациями электромагнитных величин можно пренебречь. Плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР). Свойства турбулентного течения газа описываются двухпараметрической $k-\varepsilon$ моделью турбулентности (RNG модификация).

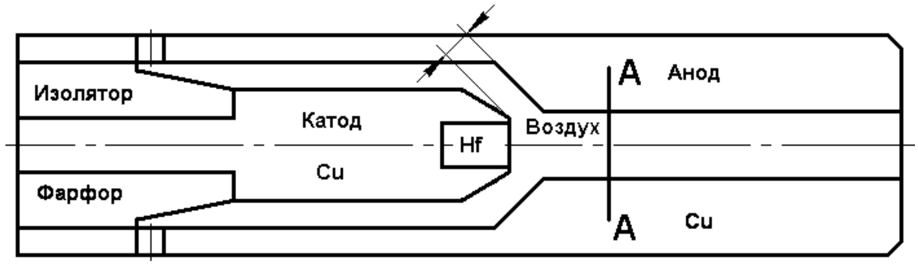

Рис. 1. Схема плазмотрона

Основные уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho v_j\right)=0\,; \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho v_j v_i + p\delta_{ij} - \tau_{ij}\right)=0\,; \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho v_j k\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+2\mu_t S_{ij}S_{ij}-\frac{2}{3}\left(\mu_t S_{nn}^2+\rho k S_{nn}\right)-\rho\varepsilon\,; \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho v_j \varepsilon\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right)+c_1\frac{\varepsilon}{k}\left[2\mu_t S_{ij}S_{ij}-\frac{2}{3}\left(\mu_t (S_{nn})^2+\rho k S_{nn}\right)\right]-c_2\frac{\rho\varepsilon^2}{k}+C_3\rho\varepsilon S_{nn}-R\,; \tag{4}$$

$$\rho(\overline{v}\cdot\nabla)h=\overline{j}\cdot\overline{E}+\nabla\cdot(\frac{\lambda\nabla T}{c_p})-\psi\,; \tag{5}$$

$$\nabla\times\overline{E}=0\,;\qquad \nabla\times\overline{H}=\overline{j}\,;\qquad \overline{j}=\sigma(\overline{E}+\overline{v}\times\mu\overline{H})\,; \tag{6}$$

$$R=\rho C_\mu\frac{\eta^3(1-\eta/\eta_0)\varepsilon^2}{(1+\beta\eta^3)k}\,;\quad \tau_{ij}=\tau_{lij}+\tau_{tij}\,;\quad \tau_{lij}=2\mu\left(S_{ij}-\frac{S_{nn}\delta_{ij}}{3}\right);\quad \mu_t=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}\,;\quad S_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right);$$

$$R=Sk/\varepsilon\,;\quad S=\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}\,;\quad \Omega_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j}-\frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right),$$

где v_j $(j=\overline{1,3})$ – компоненты вектора скорости;

$\tau_{lij}(\tau_{tij})$ – тензор молекулярных (турбулентных) напряжений;

μ_t – турбулентная вязкость;

k – кинетическая энергия турбулентности;

ε – скорость диссипации турбулентной кинетической энергии;

S_{ij} – тензор скоростей деформации;

h – энтальпия;

p – давление;

$\overline{H}$ – вектор магнитной индукции;

$\overline{E}$ – вектор напряженности электрического поля;

σ – проводимость среды.

Поскольку в осесимметричном приближении магнитная индукция имеет только одну компоненту H_φ, уравнения Максвелла могут быть сведены к одному уравнению для H_φ вида:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\sigma}\frac{\partial H_\varphi}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}\right)+\frac{H_\varphi}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\sigma}\right)-$$

$$-\mu_0\frac{\partial}{\partial z}\left(vH_\varphi\right)-\mu_0\frac{\partial}{\partial r}\left(uH_\varphi\right)=0\,. \qquad (7)$$

Система уравнений (1) – (7) замыкается граничными условиями на входе в расчетную область, а именно на внешней границе катода и анода, где $T_a = T_c = 300\,\text{K}$; $H_\varphi = Ir^2/2\pi r_c^2$ (катод); $H_\varphi = I/2\pi r$ (анод). В выходном сечении используются «мягкие» условия: $\partial^2\varphi/\partial z^2 = 0$, где φ – зависимая переменная. На стенках канала используются условия прилипания, а на оси при $r = 0$ выполняются условия симметрии.

Решение системы дифференциальных уравнений проводилось методом конечных разностей в физических переменных. Дискретизация уравнений осуществлялась методом контрольного объема, при этом конвективные члены аппроксимировались разностями, ориентированными против потока. Поле давления рассчитывалось с помощью метода SIMPLE. Расчетная область включала в себя твердые тела (катод, анод) и область, занятую газом и плазмой. Решение разностных уравнений осуществлялось итерационным методом. При решении задачи в области, занятой составным катодом, состоящим из гафниевой вставки, медной части и катододержателя из изоляционного материала, исходная область разбивалась на три части, в каждой из которых использовались теплофизические свойства конкретного материала. При этом моделирование джоулева тепловыделения осуществлялась с учетом различных коэффициентов электропроводности для отдельных частей катода.

Можно отметить, что уравнение для H_φ имеет особенность при $\sigma \to 0$. Таким образом, существует предельное минимальное значение σ, при котором еще существует стационарное решение и которое можно определить из следующего соотношения, связывающего интенсивность объемного джоулева тепловыделения с вложенной энергией:

$$I \cdot U = \int\limits_V \left(\overline{E}\cdot\overline{j}\right)dV\,. \qquad (8)$$

Поскольку избыточное давление, создаваемое электромагнитными силами в электрической дуге незначительно по сравнению с атмосферным [1], то его влиянием на теплофизические коэффициенты можно пренебречь. Таким образом, коэффициенты λ и σ считались известными функциями температуры и задавались с использованием линейно-кусочной интерполяции экспериментальных данных, приведенных в монографии [1].

Размеры и расположение катодных и анодных привязок дуги и распределение температуры вдоль катода и анода, а также размеры токопроводящей области дуги являются расчетными параметрами задачи и определяются в ходе решения сопряженной задачи в областях, занятых твердым телом, воздухом и плазмой.

Результаты расчетов

На основе разработанной модели был проведен расчет характеристик дуги для промышленного плазмотрона [3], схема которого приведена на рис. 1. Варьировалась сила тока $5\text{ A} \le I \le 150\text{ A}$, массовый расход газа на входе в плазмотрон $0{,}0002\text{ кг/с} \le G \le 0{,}001\text{ кг/с}$.

При силе тока 35 А и выше происходит формирование устойчивого плазменного ядра, размеры которого растут с увеличением силы тока. На рис. 2 представлены поля изотерм при силе тока $I = 60$ А и расходе газа $G = 0{,}0002$ г/с. Из рисунка видно, что максимум температур достигается в районе катодной вставки (рис. 2), при этом радиус привязки дуги к катоду составляет 0,5 мм.

С ростом тока увеличивается максимум температуры в районе катодной вставки, напряженность электрического поля, расширяется токопроводящий канал дуги и возрастают собственные электромагнитные силы, что приводит к интенсивному ускорению и нагреву плазмообразующего газа. Распределение поля скоростей в плазмотроне представлено на рис. 3 для силы тока $\mathrm{I} = 50\,\mathrm{A}$ при расходе газа $0{,}0002$ кг / с .

Увеличение силы тока не меняет приведенный характер распределения, а сказывается только на конкретных значениях величины скорости. Для оценки вклада собственных электромагнитных сил дуги были проведены расчеты при $H_{\varphi} = 0$. Вклад сил Лоренца в поток импульса можно оценить по рис. 4, где приведены распределения аксиальной компоненты скорости в сечении A-A.

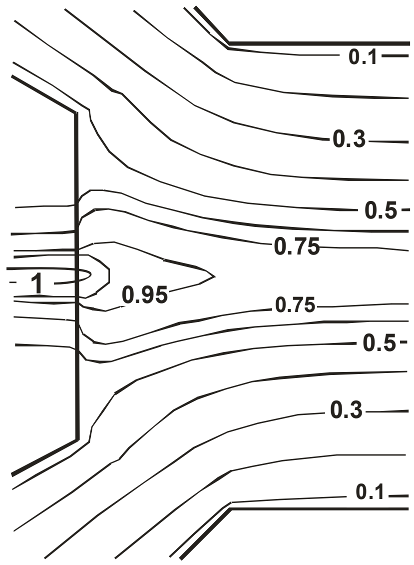

Рис. 2. Поле относительной температуры (I = 60 A)

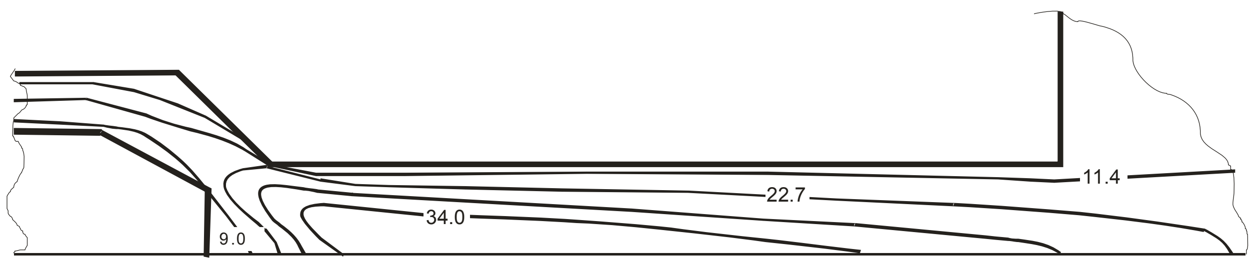

Рис. 3. Поле скоростей, м/с (I = 50 A)

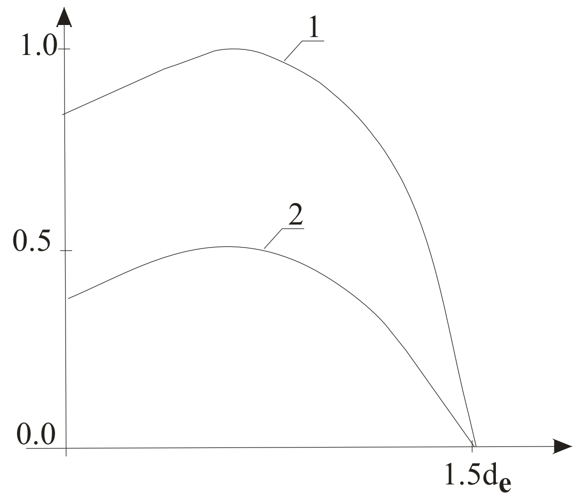

Рис. 4. Профили скорости в сечении A-A (I = 80 A, G = $0{,}0002$ кг / с): 1 – с учетом электромагнитных сил, 2 – без учета электромагнитных сил

На рис. 5 представлено распределение температуры вдоль поверхности анода. Анализ полученного распределения позволяет утверждать, что максимальное значение температуры на поверхности анода достигается при $z = 1{,}5 r_e$, где координата z отсчитывается от поверхности катода, r_e – радиус катодной вставки. При увеличении силы тока положение максимума T не меняется, а его величина растет пропорционально силе тока I. Можно отметить, что подобный характер распределения температуры для данного семейства плазмотронов отмечается в работе [4].

Изменение расхода газа на входе в плазмотрон при прочих равных условиях приводит к ускорению потока газа в осевом направлении, что способствует усилению переноса тепла в аксиальном направлении и снижению максимума температур в районе вставки. Так при увеличении расхода от $G = 0{,}0002$ кг/с до $G = 0{,}001$ кг/с при силе тока $I = 80$ А, максимум температуры в районе катодной вставки снизился на 7%.

Расчеты показали, что при токах $I = 4...10$ А энергии джоулева тепловыделения от катода недостаточно для стабильного поддержания дуги и организации ее горения в режиме ЛТР, что приводит к резкому падению проводимости и исчезновению плазмы. Таким образом, эксплуатация подобных плазмотронов на маломощных режимах происходит в режиме неравновесной плазмы.

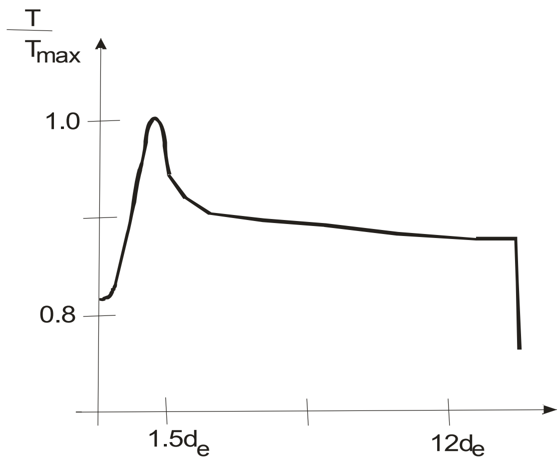

Рис. 5. Профиль относительной температуры на поверхности анода (I = 60A)

Выводы

1. Предложенная методика сопряженного расчета позволяет проводить оценки характеристик электрической дуги в турбулентном потоке газа без привлечения дополнительных экспериментальных данных о распределении поля температур на поверхностях электродов.

2. Определение размеров токопроводящей зоны непосредственно в процессе расчета позволяет выявлять условия существования устойчивой работы промышленных плазмотронов в режиме ЛТР.

Литература

1. Теория столба электрической дуги / В.С. Энгельшт, В.Ц.Гурович, Г.А. Десятков и др. // Низкотемпературная плазма. Т.1. – Новосибирск: Наука, 1990. – 376 с.

2. Теория и расчет приэлектродных процессов / И.Г. Паневин, В.И. Хвесюк, И.П. Назаренко и др. // Низкотемпературная плазма. Т.10. – Новосибирск: Наука, 1992. – 197 с.

3. Лелевкин В.М., Семенов В.Ф. Численное моделирование открытой диафрагмированной электрической дуги // Вестник КРСУ. – 2002. – № 22. – С. 25-34.

4. Романовский Г.Ф., Сербин С.И. Плазмохимические системы судовой энергетики. – Николаев: УГМТУ, 1998. – 246 с.

Поступила в редакцию 25.05.2006

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.П. Герасименко, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.