



ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В ПАРОВОЗДУШНЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ

Чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН** (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины),
М. Ю. ХАРЛАМОВ, канд. техн. наук (Восточноукр. нац. ун-т им. В. Даля, г. Луганск),
С. В. ПЕТРОВ, **Г. С. МАРИНСКИЙ**, **В. Н. КОРЖИК**, **А. В. ЧЕРНЕЦ**, доктора техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Представлена математическая модель, описывающая турбулентное течение электродуговой плазмы в паровоздушных плазматронах с тугоплавким катодом. Численно исследовано влияние параметров режима работы плазмотрона и рода используемого плазмообразующего газа на электрические и энергетические характеристики дуги, а также тепловые и газодинамические характеристики плазменного потока, генерируемого таким плазмотроном.

Ключевые слова: дуга, электрические и энергетические характеристики, численный анализ, дуговая плазма, тугоплавкий катод, паровой плазмотрон

Плазменные источники энергии находят все большее применение для нужд самых различных отраслей промышленного производства.

Плазменно-дуговые процессы сегодня с успехом используют в металлургическом и сварочном производстве для выплавки металлов и сплавов, нанесения различного рода покрытий, резки, а также в химическом производстве и др.

В последние годы плазма начинает применяться в процессах переработки отходов, особо опасных, когда традиционные способы не могут удовлетворить современные требования экологической безопасности [1–8].

Одним из перспективных направлений в современной плазменной технике, в частности, в области создания новых плазменных генераторов (плазмотронов) является применение так называемых паровых плазмотронов, использующих в качестве плазмообразующего газа водяной пар, уникальные свойства которого обуславливают совершенно новые возможности плазмотронов.

Паровые плазмотроны с высокой степенью эффективности могут быть применены для нанесения различного типа тугоплавких покрытий, использованы в плазмохимии, процессах уничтожения отходов, при резке и пр.

Эффективность работы паровых плазмотронов напрямую зависит от правильного выбора их конструктивных параметров плазмотрона и технологических режимов его работы. В значительной степени это обусловлено пониманием физических процессов, протекающих в плазмотроне, и правильной оценкой основных характеристик генерируемого им плазменного потока.

С целью оптимизации конструкции парового плазмотрона и выбора оптимальных режимов его работы была разработана соответствующая математическая модель, описание которой представлено в настоящей работе.

Постановка задачи. Рассмотрим основные условия, при которых проводился численный анализ характеристик дуговой плазмы в плазмотроне (плазменном генераторе). Схема исследуемого плазмотрона представлена на рис. 1. Данная схема соответствует конструкции реального плазмотрона, используемого, например, в установке для пароплазменной переработки органических материалов. Полагалось, что дуга постоянного тока I горит с тугоплавкого катода W и замыкается на аноде плазмотрона на некотором расстоянии Z_A от начального сечения ($z = 0$), расположенного вблизи рабочего конца катода. На начальном участке разряд стабилизируется стенкой цилиндрического канала катодного сопла, имеющего длину Z_C и радиус R_C (рис. 1). Через данное сопло подается плазмообразующий газ аргон с достаточно малым массовым расходом G_1 , который необходим для обеспечения защиты от окисления рабочего конца катода и поддержания устойчивого горения электрической дуги. Этот газ нагревается и ускоряется дугой и истекает в более широкий канал радиусом R_1 , в который сразу же за катодным соплом (при $z = Z_C$) через соосный кольцевой канал $R_C \leq r \leq R_1$ подается основной плазмообразующий газ, например, воздух или водяной пар. Основной плазмообразующий газ поступает в канал относительно холодным и имеет массовый расход G_2 , значительно превышающий расход газа, который подается через катодное сопло. Это позволяет при анализе дальнейшего течения плазмы не учитывать смешивание этих плазмообразующих газов

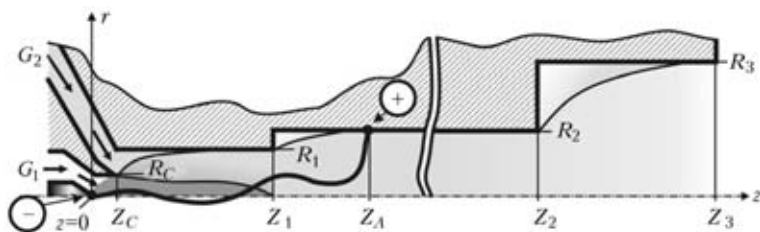


Рис. 1. Расчетная схема плазматрона

и полагать, что через канал плазматрона протекает только основной плазмообразующий газ с общим массовым расходом $G_1 + G_2$. Предполагается также, что в области анодной привязки ток дуги плавно уменьшается и далее (при $z > Z_A$) имеет место инерционное движение бестоковой плазмы в канале плазматрона, а после сечения Z_3 происходит истечение плазменной струи в окружающую среду с давлением, близким к атмосферному.

Следует отметить, что канал плазматрона имеет достаточно сложную геометрию и содержит несколько участков расширения (при $z = Z_C, Z_1, Z_2$), на каждом из которых происходит существенная перестройка характеристик течения и соответствующее расширение плазменного потока. В области каждого участка расширения происходят достаточно сложные газодинамические явления, включающие возникновение областей обратного течения плазменной струи за уступом и т. д. Для корректного описания подобных явлений необходимо использовать полную систему уравнений Навье–Стокса. Однако ввиду того, что цилиндрические участки канала имеют достаточно большую длину, возмущения, вносимые в плазменный поток областями расширения канала, не будут оказывать заметного влияния на параметры дуговой плазмы вблизи выхода из соответствующего участка канала и характеристики течения здесь будут приближаться к асимптотическим. Это позволяет использовать для описания тепловых и газодинамических процессов, протекающих в рассматриваемом плазматроне, упрощенную систему магнитогазодинамических (МГД) уравнений, записанных в приближении пограничного слоя [9–11].

Учитывая, что в рассматриваемом плазматроне осуществляется прокачка большого количества плазмообразующих газов, в нем, как правило, реализуется турбулентный режим течения плазмы. При этом параметры плазменного потока изменяются случайным образом во времени вокруг своих средних значений. Для описания турбулентного течения плазмы используется гипотеза Бусинеска (модель турбулентной вязкости), исходя из того, что турбулентность является гидродинамической (т. е. пренебрегая пульсациями электромагнитных величин) и считая пульсации давления малыми.

При математическом описании течения плазмы в канале рассматриваемого плазменного генератора использовали следующие допущения [10–12]:

плазменная система отличается цилиндрической симметрией, а протекающие процессы предполагаются стационарными;

основной плазмообразующий газ подается осесимметричным потоком через кольцевой канал соосно плазмообразующему газу, который поступает через катодное сопло;

смешивание газовых потоков не учитывается и полагается, что после начала их взаимодействия (при выходе из катодного канала) далее через плазматрон протекает плазмообразующий газ, идентичный по составу поступающему через кольцевой канал, с общим для обоих потоков массовым расходом;

предполагается, что возмущения, вносимые в поток при обтекании уступов в плоскостях расширений канала, не оказывают существенного влияния на тепловые и газодинамические характеристики струи;

плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, собственное излучение плазмы объемное;

основным механизмом нагрева плазмы являются джоулево тепловыделение (работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь), а перенос энергии в плазменном потоке происходит за счет теплопроводности и конвекции (естественная конвекция в расчет не принимается);

течение плазмы вязкое дозвуковое, режим течения турбулентный;

внешние магнитные поля отсутствуют.

Исходные уравнения. С учетом сделанных допущений газодинамические и тепловые характеристики плазменного потока могут быть описаны следующей системой МГД уравнений в приближении турбулентного пограничного слоя для осредненных по времени значений температуры и скорости плазмы [10, 11]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \mu_0 \frac{H^2}{2} \right); \quad (2)$$

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - \psi, \quad (3)$$

где T — осредненная температура плазмы; $\bar{v} = (\rho v + \rho' v') / \rho$; v — осредненная радиальная скорость; ρ — осредненная плотность плазмы; ρ' , v' — пульсации плотности и радиальной скорости; u — осредненная аксиальная скорость плазмы;



p — давление; C_p — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении; σ — удельная электропроводность плазмы; ψ — объемная плотность мощности собственного излучения; $\bar{\eta}$, $\bar{\chi}$ — полные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, представляющие собой суммы соответственно молекулярной и турбулентной вязкости и теплопроводности; E — осевая составляющая напряженности электрического поля; μ_0 — универсальная магнитная постоянная; H — азимутальная составляющая магнитного поля тока дуги:

$$H = \frac{1}{r} E \int_0^r \sigma r dr. \quad (4)$$

В рамках используемого приближения пограничного слоя осевая составляющая напряженности электрического поля дуги практически постоянна по сечению канала [10] и определяется из условия сохранения полного тока:

$$I = 2\pi E \int_0^{R_\sigma(z)} \sigma r dr, \quad (5)$$

где $R_\sigma(z)$ — радиус токопроводящей области. Учитывая, что за пределами этой области проводимость плазмы практически равна нулю, в качестве верхнего предела интегрирования в формуле (5) можно использовать радиус расчетной области, т. е. положить $R_\sigma(z) = R_C$ при $0 \leq z \leq Z_C$; $R_\sigma(z) = R_1$ при $Z_C < z \leq Z_1$; $R_\sigma(z) = R_2$ при $Z_1 < z \leq Z_2$ и $R_\sigma(z) = R_3$ при $Z_2 < z \leq Z_3$ (см. рис. 1).

Распределение давления в пределах плазмформирующего канала определяется с учетом магнитной составляющей давления:

$$p = p_{ext} - \int_Z^{Z_3} \frac{dp_C}{dz} + \mu_0 E \int_r^{R_C} \sigma H dr, \quad (6)$$

где p_{ext} — давление во внешней среде. Градиент газостатического давления dp_C/dz в приближении пограничного слоя также постоянен по сечению канала [9] и определяется из условия сохранения полного расхода газа через плазмотрон:

на участке течения в катодном канале ($z \leq Z_C$)

$$G_1 = 2\pi \int_0^{R_C} \rho u r dr; \quad (7)$$

на участке течения $Z_C < z \leq Z_3$

$$G_1 + G_2 = 2\pi \int_0^{R_w(z)} \rho u r dr, \quad (8)$$

где $R_w(z)$ — радиус канала плазмотрона, равный R_1 при $Z_C < z \leq Z_1$; $R_w(z) = R_2$ при $Z_1 < z \leq Z_2$ и $R_w(z) = R_3$ при $Z_2 < z \leq Z_3$.

Система уравнений (1)–(8) дополняется соотношениями

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p); \quad C_p = C_p(T, p); \quad \chi = \chi(T, p); \quad \eta = \eta(T, p); \\ \sigma &= \sigma(T, p); \quad \psi = \psi(T, p), \end{aligned} \quad (9)$$

определяющими зависимость термодинамических характеристик, молекулярных коэффициентов переноса и оптических свойств плазмы от температуры и давления. Некоторые значения параметров, используемых при расчетах плазмобразующих газов, например, аргона и воздуха, приведены в [10, 13]. Что касается термодинамических свойств и молекулярных коэффициентов переноса плазмы и молекулярного пара, то эти данные взяты из работ [14, 15]. Соответствующие свойства плазмы воздуха и водяного пара в диапазоне 400...24000 К (при атмосферном давлении) представлены на рис. 2.

Моделирование турбулентности. Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, используемые в приведенных выше уравнениях, имеют вид

$$\bar{\eta} = \eta + \eta_t; \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_t \quad (10)$$

где η , χ — коэффициенты молекулярной вязкости, определяемые согласно (9); η_t , χ_t — коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

Для определения турбулентных коэффициентов переноса нами использована модель k - ϵ [16], которая в последнее время получила широкое распространение в практике моделирования турбулентных течений. К ее отличительным особенностям можно отнести учет предыстории течения, а также общность модели для различных условий течения.

В рамках данной модели коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности определяются из следующих выражений:

$$\eta_t = \frac{C_\mu \rho (\bar{k})^2}{\epsilon}; \quad (11)$$

$$\chi_t = \eta_t \frac{C_p}{Pr_t}, \quad (12)$$

где C_μ — эмпирическая константа, равная 0,09; \bar{k} — кинетическая энергия турбулентности; ϵ — скорость диссипации турбулентности; Pr_t — турбулентное число Прандтля, которое выбирается согласно рекомендациям [17] или принимается равным единице [10]. Уравнение турбулентной вязкости замыкается уравнениями переноса для

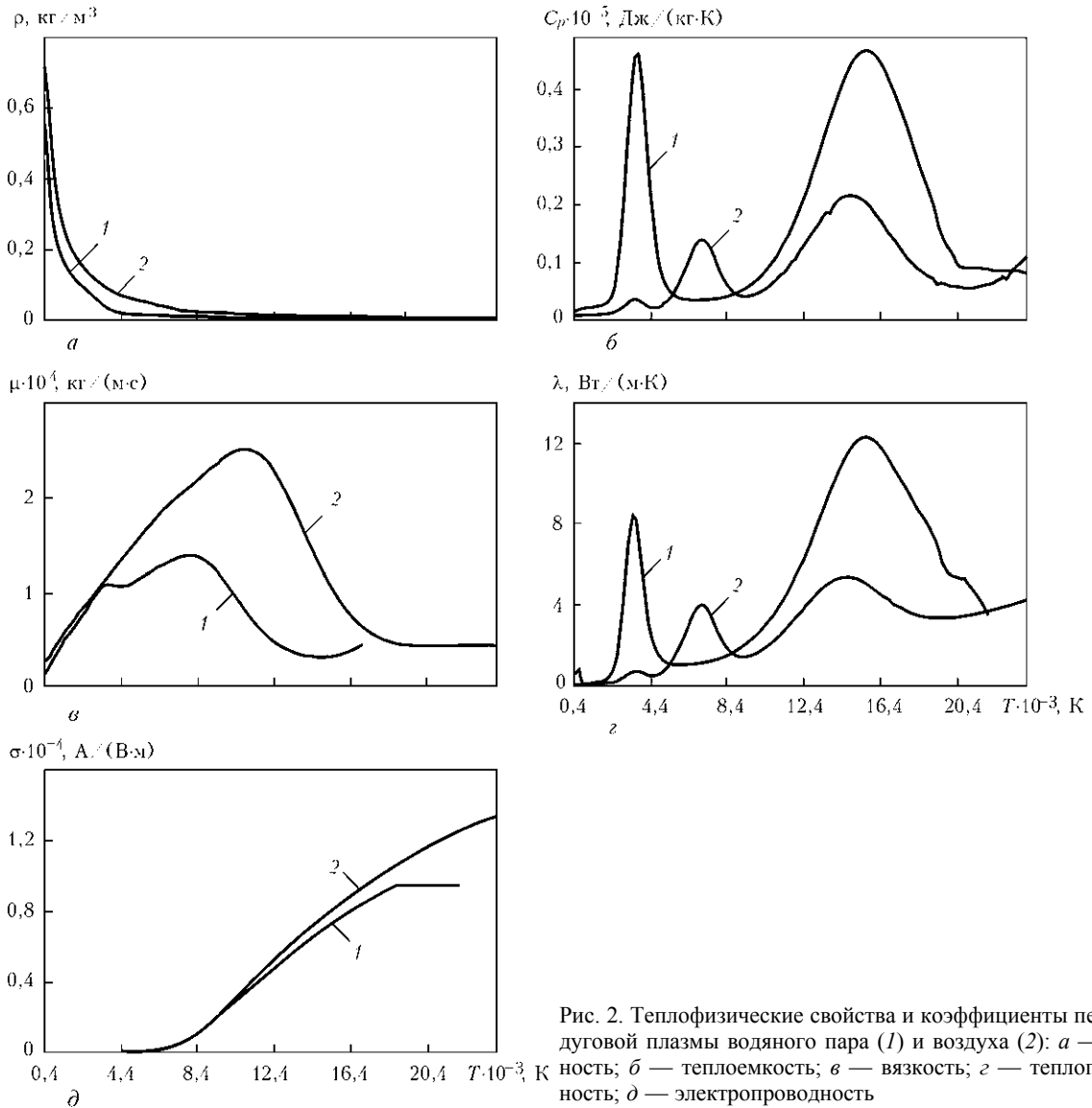


Рис. 2. Теплофизические свойства и коэффициенты переноса дуговой плазмы водяного пара (1) и воздуха (2): а — плотность; б — теплоемкость; в — вязкость; г — теплопроводность; д — электропроводность

кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации

$$\rho \left(u \frac{\partial \bar{k}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\eta + \frac{\eta_T}{Pr_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right] + G - \rho \varepsilon; \quad (13)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\eta + \frac{\eta_T}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + C_1 G \frac{\varepsilon}{\bar{k}} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{\bar{k}}. \quad (14)$$

Здесь $G = \eta_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2$ — источник член; $C_1, C_2, Pr_\varepsilon, Pr_k$ — константы модели турбулентности $k - \varepsilon$, равные соответственно 1,44; 1,92; 1,30 и 1,00.

Выражения для турбулентных коэффициентов переноса на инерционном участке течения плазмы при $z > Z_A$ остаются теми же, что и на дуговом участке.

Граничные условия. Для замыкания описанной системы уравнений необходимо задать граничные и начальные (входные) условия, соответ-

ствующие конструкции выбранного плазматрона (см. рис. 1).

На оси симметрии системы ($r = 0$) полагались справедливыми условия

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0; \quad \bar{v} = 0; \quad \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0. \quad (15)$$

На стенке канала плазматрона (при $r = R_w(z)$) ставится условие «прилипания» и задается температура охлаждаемой стенки T_w , т. е.

$$u = 0; \quad T = T_w. \quad (16)$$

Для задания значений \bar{k} и ε вблизи стенки канала необходимо использовать пристеночную функцию [16, 18], указанные значения определяются следующим образом:

$$\bar{k} = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}; \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{k_0(R_C - r)}, \quad (17)$$



где $k_0 = 0,41$, а u_* является решением трансцендентного уравнения (логарифмический закон стенки):

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k_0} \ln \left[\frac{\Lambda \rho u_* (R_C - r)}{\eta} \right], \quad (18)$$

где $\Lambda = 9$ — параметр шероховатости стенки.

Для корректного учета вязкого подслоя при определении \bar{k} и ε в пристеночной области, т. е. при $y^+ = \rho(R_C - r)u_*/\eta < f^+$, где f^+ выбирается в диапазоне 20...100 [18], используются выражения (17), (18). Для описания внутренней области течения ($y^+ \leq f^+$) используются уравнения (13), (14) полностью развитого турбулентного течения.

Во входном сечении катодного канала ($z = 0$) задаются распределения скорости плазмообразующего газа, значения \bar{k} и ε [16], а также плотности тока в прикатодной области [19]:

$$u(r, 0) = u_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R_C} \right)^n \right]; \quad (19)$$

$$\bar{k}(r, 0) = i_t(u^2 + \bar{v}^2); \quad \varepsilon(r, 0) = 3 \frac{\bar{k}(r, 0)^{3/2}}{R_C}; \quad (20)$$

$$j(r, 0) = j_0 e^{-r/r_c}, \quad (21)$$

где $n = 15$, а значение u_0 выбирается из условия сохранения массового расхода плазмообразующего газа через канал катодного сопла плазмотрона (7); $i_t = 0,003$ — интенсивность турбулентности; j — плотность электрического тока; j_0 — константа, соответствующая максимальному значению плотности тока в катодной области; r_c — радиус катодной области привязки дуги. В частности, при $I = 200$ А можно использовать значение $j_{0C} = 1,2 \cdot 10^8$ А/м² [19], а радиус катодной области определять из условия сохранения полного тока (5) и закона Ома

$$j = \sigma E. \quad (22)$$

Температура плазмообразующего газа во входном сечении катодного канала выбирается исходя из эмпирической зависимости плотности тока в области катода (21) с использованием зависимости $\sigma = \sigma(T, p)$ и соотношения (22). При этом напряженность электрического поля E при $z = 0$ полагается независимой от координаты r и соответствующей j_0 и $\sigma(T_C)$, где T_C — максимальная температура плазмы вблизи поверхности катода, определяемая по литературным данным [19] или экспериментально.

При определении распределений температуры и скорости основного

плазмообразующего газа, поступающего в рабочий канал плазмотрона через соосный кольцевой канал $R_C \leq r \leq R_1$ в сечении $z = Z_C$, исходим из условий, что в канал плазмотрона истекает однородный изотермический поток газа с температурой, равной температуре T_w стенки. Тогда при $R_C \leq r \leq R_1$ и $z = Z_C$ получим

$$T(r, Z_C) = T_w; \quad u(r, Z_C) = u_2 \equiv \frac{G_2}{\rho_2(R_1^2 - R_C^2)}, \quad (23)$$

где ρ_2 — плотность основного плазмообразующего газа, подаваемого в плазмформирующий канал.

Граничные условия для \bar{k} и ε на выходе из кольцевого канала для подачи основного плазмообразующего газа выбираются по аналогичным (20) зависимостям в соответствии с условием (23).

Результаты компьютерного моделирования. Поставленная задача решалась численно методом конечных разностей [20, 21]. Использовалась основная разностная схема для интегрирования систем уравнений типа уравнений пограничного слоя [22]. Дифференциальные уравнения второго порядка (2), (3), (12), (13) аппроксимировались по неявной двухслойной шеститочечной разностной схеме, а уравнение первого порядка (1) — по явной четырехточечной. Полученная алгебраическая система разностных уравнений решалась методом прогонки с применением последовательных итераций по z , наряду с которыми использовались глобальные итерации по давлению.

На основе описанной выше модели, алгоритмов и методов численного решения используемых дифференциальных уравнений разработано программное обеспечение ASPlasma (рис. 3), с помощью которого можно рассчитывать и отображать ключевые характеристики протекающих процессов, включая пространственные распреде-

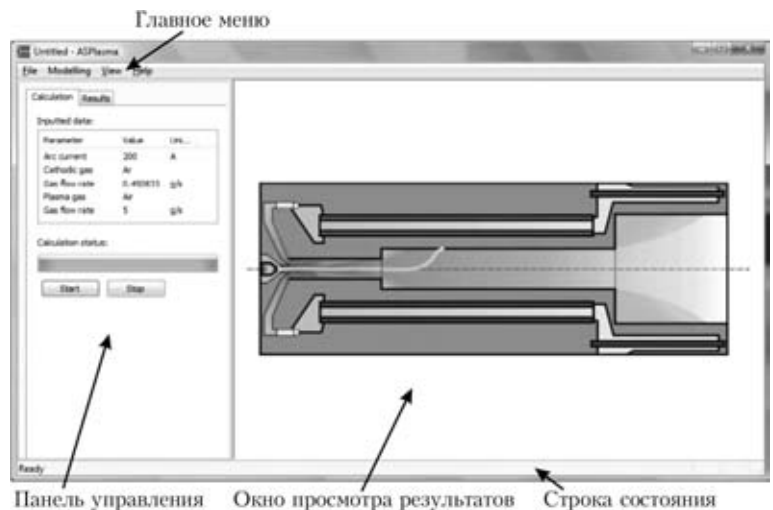


Рис. 3. Главное окно программного комплекса ASPlasma



ления скорости и температуры плазмы, электрические и энергетические характеристики дугового разряда в зависимости от режима работы исследуемого плазмотрона.

С использованием ASPlasma проведен детальный численный анализ тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик плазмы в рассматриваемом плазмотроне (см. рис. 1). Расчет распределенных и интегральных характеристик дуговой плазмы проводили при следующих значениях геометрических параметров канала катодного сопла и плазмформирующего канала плазмотрона: $R_C = 1,5$ мм; $R_1 = 4$ мм; $R_2 = 8$ мм; $R_3 = 22,5$ мм; $Z_C = 3$ мм; $Z_1 = 53$ мм; $Z_2 = 178$ мм; $Z_3 = 238$ мм при длине дуги $Z_A = 78 \dots 103$ мм.

Следует отметить, что длина дуги в используемой модели является внешним параметром, для определения которого необходимо привлечение экспериментальных данных в виде вольт-амперных характеристик дуги, горящей в рассматриваемом плазмотроне.

При проведении всех расчетов параметры режима работы плазмотрона выбирали соответствующими реальным диапазонам режимов работы таких плазмотронов, например, в установке для высокотемпературного плазменного пиролиза отходов: ток дуги $I = 100 \dots 400$ А; расход плазмообразующего газа, используемого для защиты катода (аргона), $G_1 = 0,45$ г/с ($1 \text{ м}^3/\text{ч}$); массовый расход основного плазмообразующего газа (воздуха или водяного пара) $G_2 = 2 \dots 10$ г/с; давление на выходе канала плазмотрона атмосферное. Начальная температура основного плазмообразующего газа (воздуха или водяного пара), подаваемого в канал, соответствует температуре стенок плазмформирующего канала плазмотрона и принимается равной 400 К.

На рис. 4–7 представлены распределенные и интегральные характеристики турбулентного течения дуговой плазмы воздуха и водяного пара в канале рассматриваемого плазмотрона при $Z_A = 78$ мм. В частности, на рис. 4 изображены аксиальные зависимости осевых значений температуры и скорости плазмы, а также показано распределение давления по длине канала при токе дуги $I = 200$ А и расходе основного плазмообразующего газа $G_2 = 5$ г/с. На рис. 5 представлены радиальные распределения температуры и аксиальной компоненты скорости плазмы в характерных сечениях канала плазмотрона при тех же значениях тока дуги и массового расхода плазмообразующего газа.

Как следует из расчетных данных, приведенных на этих рисунках, на начальном участке электрической дуги в рассматриваемом плазмотроне происходит существенное снижение температуры дуговой плазмы от 25000 К (рис. 4, а и кривую 1 на рис. 5, а, б), что характерно для выходного сечения катодного канала, до приблизительно 14000 К (рис. 4, а и кривую 2 на рис. 5, а, б) в выходном сечении первого участка плазмформирующего канала ($z = Z_1$). Это связано с интенсивным отбором энергии у центрального высокотемпературного потока аргоновой плазмы более холодным основным плазмообразующим газом (воздухом или водяным паром), который, кроме всего прочего, имеет и более высокую теплоемкость (см. рис. 2). При $z \geq Z_A$, т. е. при переходе к бестоковому участку течения, происходит еще одно достаточно резкое снижение температуры плазмы, вплоть до приблизительно 7000 К для воздуха и 4000 К для водяного пара (см. рис. 4, а и кривую 3 на рис. 5, а, б), на

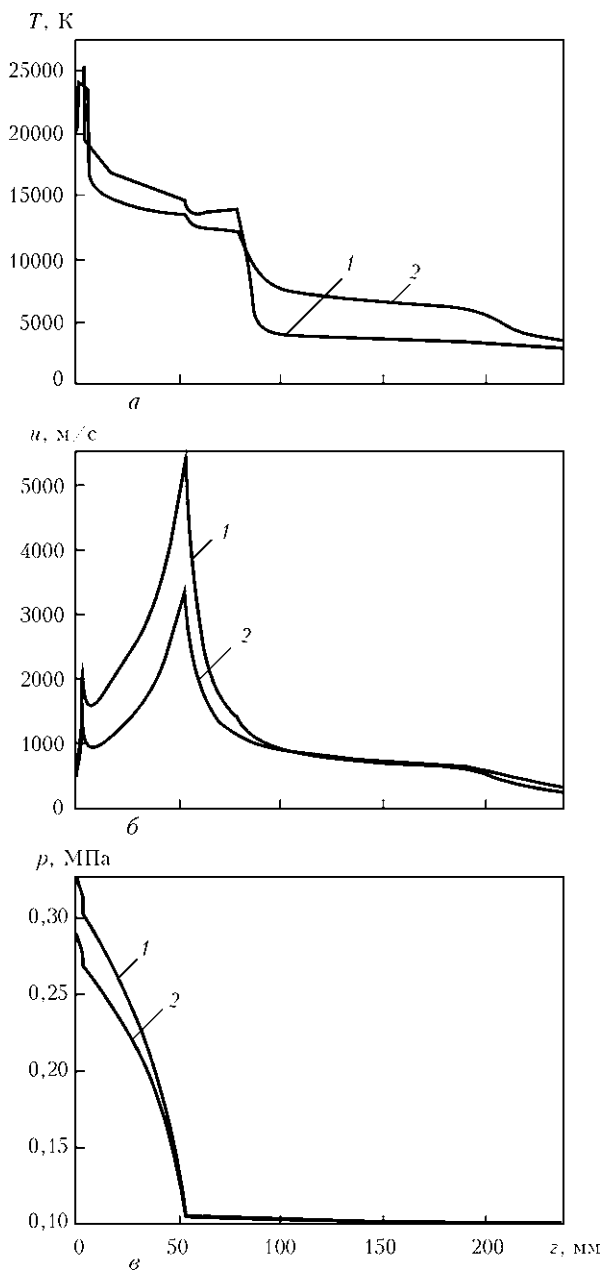


Рис. 4. Распределение осевых значений температуры (а), скорости (б) плазмы, давления (в) по длине канала при $I = 200$ А, $G_2 = 5$ г/с: 1 — водяной пар; 2 — воздух

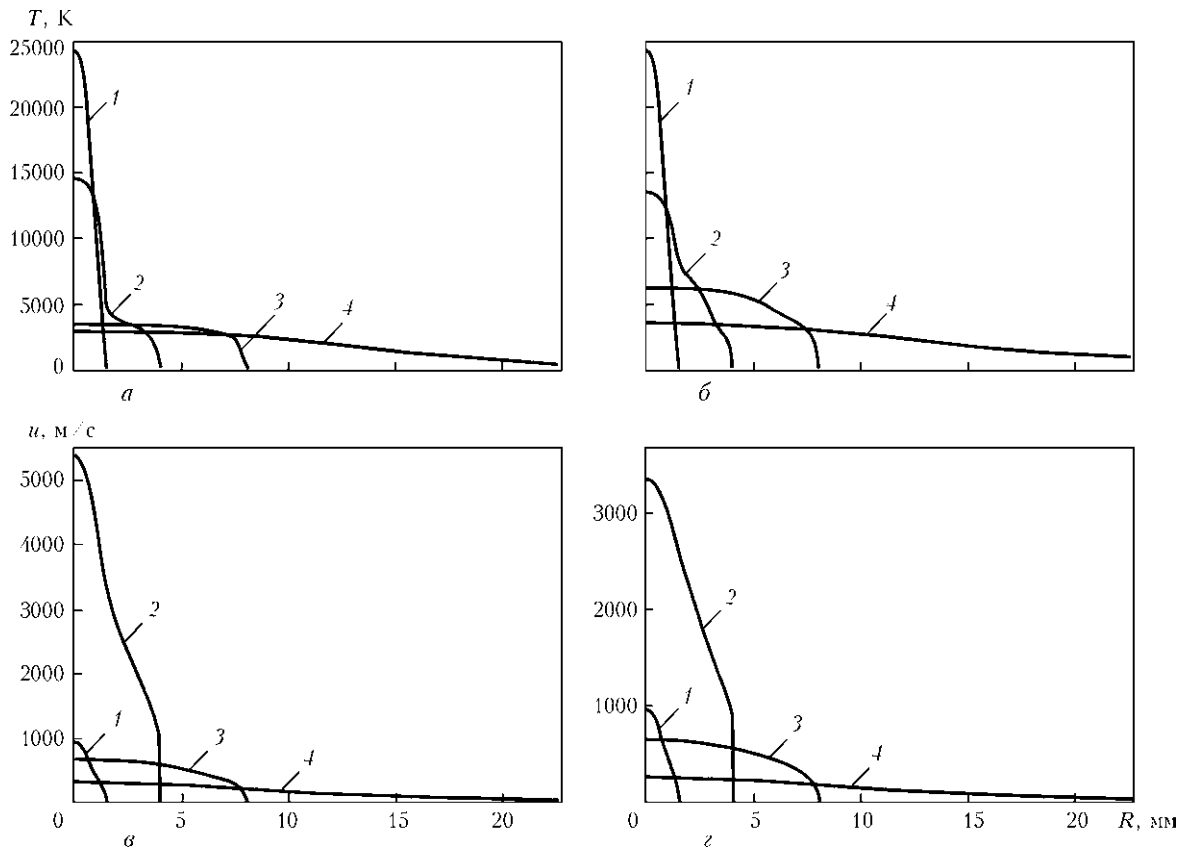


Рис. 5. Радиальные распределения температуры (а, б), скорости (в, з) плазмы водяного пара (а, в) и воздуха (б, з) в различных сечениях плазмформирующего канала: 1 — $z = Z_C$; 2 — $z = Z_1$; 3 — $z = Z_2$; 4 — $z = Z_3$

выходе второго (анодного) участка канала ($z = Z_2$), что связано с исчезновением здесь основного источника тепла в плазме — джоулева тепловыделения.

Скорость плазмы по оси канала вначале падает (см. рис. 4, б), что связано с торможением осевого потока аргоновой плазмы более медленным коаксиальным потоком основного плазмообразующего газа, подаваемого в плазмформирующий канал на этом участке. Затем она достаточно быстро возрастает, достигая значений свыше 3000 м/с для воздуха и 5000 м/с для водяного пара (см. рис. 4, б и кривую 2 на рис. 5, в, з), что обусловлено большим расходом основного плазмообразующего газа и его постепенным прогревом электрической дугой. При этом пристеночный кольцевой поток более холодного плазмообразующего газа будет препятствовать расширению осевого плазменного потока, истекающего из катодного сопла [12], поэтому на начальном этапе их взаимодействия ядро плазменного потока расширяется незначительно. Таким образом, область $Z_C \leq z \leq Z_1$ представляет собой достаточно сложный участок течения, характеризующийся постепенным вовлечением холодного газа в поток дуговой плазмы за счет процессов обмена импульсом и энергией между различными зонами течения.

За первым уступом плазмформирующего канала ($z \geq Z_1$) скорость дуговой плазмы падает вследствие существенного увеличения площади его поперечного сечения, снижаясь до значений 600...700 м/с на выходе анодного участка канала ($z = Z_2$).

Давление в рассматриваемом плазмотроне заметно падает только на участке катодного сопла и первом участке плазмформирующего канала, оставаясь далее практически постоянным (см. рис. 4, в), что связано с малым газодинамическим сопротивлением второго (анодного) участка и выходного насадка плазмотрона.

Как видно, пространственные распределения характеристик плазмы водяного пара в рассматриваемом плазмотроне качественно повторяют соответствующие распределения для воздушной плазмы. Что касается количественных отличий, то следует отметить, что при прочих равных условиях ($I = 200$ А, $G_2 = 5$ г/с) температура плазмы водяного пара на выходе второго (анодного) участка плазмформирующего канала оказывается несколько ниже соответствующей температуры воздушной плазмы, что, по всей вероятности, связано с большей по сравнению с воздухом теплоемкостью пара. И наоборот, скорость плазмы водяного пара оказывается несколько выше, что можно объяснить его меньшей плотностью. Более



высоким также оказывается и перепад давлений по длине канала.

На рис. 6 приведены расчетные зависимости интегральных характеристик плазмотрона от тока дуги и расхода основного плазмообразующего газа (воздуха или водяного пара). Как следует из рис. 6, *а*, расчетная вольт-амперная характеристика дуги в рассматриваемом плазмотроне является падающей, тогда как зависимость напряжения на дуге от расхода плазмообразующего газа при постоянном токе дуги имеет возрастающий характер (рис. 7, *а*). Значение КПД плазмотрона в малой степени зависит от изменения тока дуги (рис. 6, *в*), а при увеличении расхода плазмообразующего газа существенно возрастает (рис. 7, *в*). И наконец, расчетная электрическая мощность плазмотрона практически линейно возрастет при

увеличении как тока дуги (рис. 6, *б*), так и расхода основного плазмообразующего газа (рис. 7, *б*).

Полученные расчетные данные свидетельствуют о существенном влиянии рода основного плазмообразующего газа (воздуха или водяного пара) и параметров режима работы плазмотрона (тока дуги и расхода плазмообразующего газа) на электрические и энергетические характеристики плазмотрона, а также тепловые и газодинамические характеристики генерируемого им плазменного потока. В частности, при работе на воздухе ($G_2 = 5$ г/с) среднemasсовая температура и максимальная скорость генерируемого плазменного потока на выходе плазмотрона изменяются от 4243 К и 416 м/с ($I = 100$ А) до 6572 К и 985 м/с ($I = 400$ А) и соответственно при $I = 200$ А — от 6175 К и 398 м/с ($G_2 = 2$ г/с) до 4823 К и 853 м/с ($G_2 = 10$ г/с). При работе на

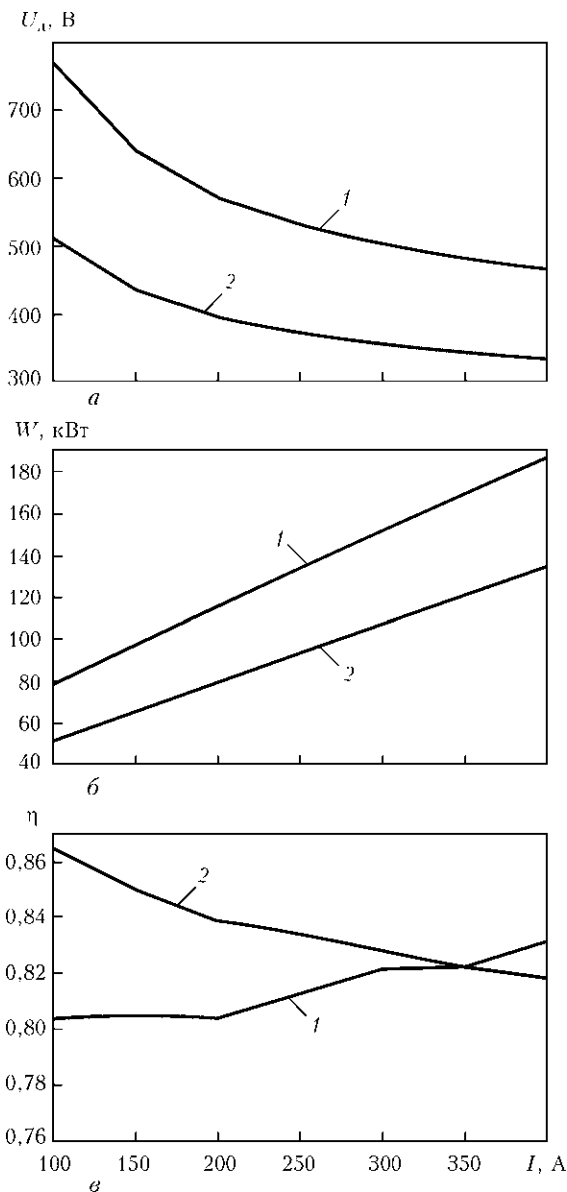


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика (*а*), зависимость электрической мощности плазмотрона (*б*) и его КПД (*в*) от тока дуги при $G_2 = 5$ г/с: 1, 2 — см. рис. 4

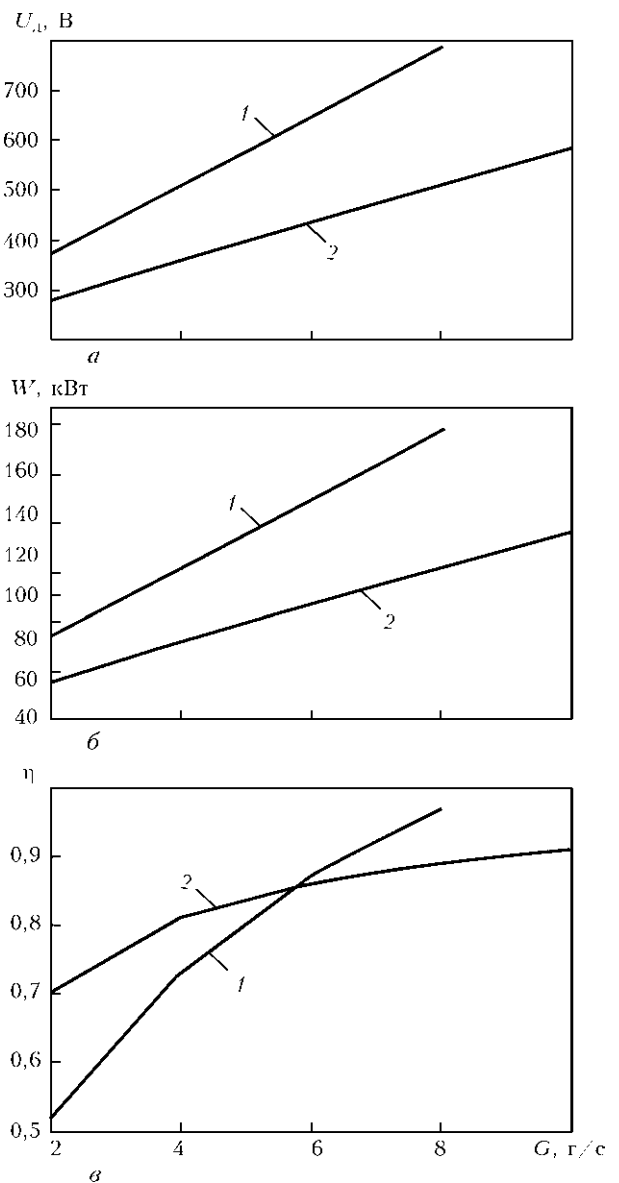


Рис. 7. Зависимость напряжения на дуге (*а*), электрической мощности плазмотрона (*б*) и его КПД (*в*) от расхода плазмообразующего газа при $I = 200$ А: 1, 2 — см. рис. 4



водяном паре ($G_2 = 5$ г/с) значения указанных величин изменяются от 3025 К и 509 м/с ($I = 100$ А) до 3550 К и 973 м/с ($I = 400$ А), а при $I = 200$ А — от 3195 К и 358 м/с ($G_2 = 2$ г/с) до 3280 К и 951 м/с ($G_2 = 8$ г/с).

Выводы

1. Разработанная математическая модель физических процессов, протекающих в паровоздушных плазматронах с тугоплавким катодом, применяемых, в частности, в плазматронах установки для высокотемпературного (плазменного) пиролиза медицинских и других опасных отходов, позволяет проводить численный анализ распределенных и интегральных характеристик потока дуговой плазмы, генерируемой плазматроном, в широких диапазонах изменения тока дуги и расхода плазмообразующего газа, в качестве которого может использоваться воздух или водяной пар. Для компьютерной реализации данной модели создано программное обеспечение с графическим интерфейсом, которое может использоваться для выбора оптимальных параметров режима работы плазматрона и дальнейшего совершенствования его конструкции.

2. Результаты численного исследования характеристик дуговой плазмы в рассматриваемом плазматроне показали существенное влияние рода плазмообразующего газа на электрические и энергетические характеристики дуги, а также на тепловые и газодинамические характеристики генерируемого потока плазмы. В частности, напряжение на дуге, а следовательно, мощность плазматрона, работающего на водяном паре, при прочих равных условиях оказываются существенно выше, чем при работе на воздухе. При этом среднемаховая температура плазмы водяного пара в выходном сечении плазматрона ниже соответствующей температуры воздушной плазмы, а скорость плазмы водяного пара, напротив, выше, что связано с особенностями теплофизических свойств и коэффициентов переноса рассматриваемых плазмообразующих газов.

1. *Non-incineration medical waste treatment technologies. A resource for hospital administrators, facility managers, health care professionals, environmental advocates and community members / Health care without harm.* — August, 2001. — www.noharm.org.
2. *Pat. 5534659, USA, A 62 D 3/00. Apparatus and method for treating hazardous waste / M. D. Springer, T. Barkley, W.C. Burns.* — Publ. 09.07.96.

3. PEAT International. — <http://www.peat.com>.
4. Startech Environmental Corp. — <http://www.startech.net>.
5. *Перспективы применения плазменных технологий для уничтожения и переработки медицинских и других опасных отходов / Б. Е. Патон, А. В. Чернец, Г. С. Маринский и др. // Современ. электрометаллургия.* — 2005. — № 3. Ч. I. — С. 54–63; № 4. Ч. II. — С. 52–60. — С. 52–60.
6. *Применение пароплазменного процесса для пиролиза органических, в том числе медицинских и других опасных отходов / С. В. Петров, Г. С. Маринский, А. В. Чернец и др. // Там же.* — 2006. — № 2. — С. 61–65.
7. *Пароплазменная технология переработки опасных органических отходов / С. В. Петров, В. Н. Коржик, Г. С. Маринский и др. // Тез. докл. VII Междунар. науч.-техн. конф. «Энерго- и материалосберегающие экологически чистые технологии», г. Гродно, Беларусь, 27–28 сент. 2007 г.* — С. 20–22.
8. *Electric arc steam plasma conversion of medicine waste and carbon containing materials / С. В. Петров, В. Н. Коржик, Г. С. Маринский и др. // Proc. of the XVII Intern. conf. on gas discharges and their applications, Cardiff, Wales, Sept. 7–12, 2008.* — Cardiff: Cardiff University, 2008. — P. 465–468.
9. *Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.* — М.: Наука, 1973. — 847 с.
10. *Теория столба электрической дуги / Под ред. М. Ф. Жукова.* — Новосибирск: Наука, 1990. — 376 с.
11. *Computer-aided simulation and experimental study of dusted plasma jets emitting into limited space / Yu. S. Borisov, A. V. Chernyshov, I. V. Krivtsov et al. // Proc. of the National thermal spray conf., Boston, USA, 20–24 June, 1994.* — Boston, 1994. — P. 361–366.
12. *Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик и др. // Автомат. сварка.* — 2007. — № 12. — С. 14–20.
13. *Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications.* — New York; London: Plenum Press, 1994. — Vol. 1. — 467 p.
14. *Coufal O. Composition and thermodynamic properties of thermal plasma up to 50 kK // J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2007. — 40. — P. 3371–3385.
15. *Starchyk P. D., Porytsky P. V. On the properties of the nonideal plasma of electrical pulse discharges in water // Problems of Atomic Sci. and Techn.* — 2008. — № 6. — P. 207–209.
16. *Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Eng.* — 1990. — № 8. — P. 269–289.
17. *Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред.* — М.: Наука, 1975. — 254 с.
18. *Wilcox D. C. Turbulence modeling for CFD.* — Clendale, California: Griffin Printing, 1994. — 460 p.
19. *Приэлектродные процессы в дуговых разрядах / М. Ф. Жуков, Н. П. Козлов, А. В. Пустогаров и др.* — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
20. *Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем.* — М.: Наука, 1971. — 552 с.
21. *Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2 т. Т. 1.* — М.: Мир, 1990. — 384 с.
22. *Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена.* — М.: Наука, 1984. — 286 с.

The mathematical model is presented, describing turbulent flow of the electric arc plasma in air-vapour plasmatrons with a refractory cathode. The effect of operating parameters of a plasmatron and kind of the employed plasma gas on electric and energy characteristics of the arc, as well as on thermal and gas-dynamic characteristics of the plasma flow generated by such a plasmatron has been numerically studied.

Поступила в редакцию 29.04.2009