

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДУГОВОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

© 2011 В.Н. Цапенко

Самарский государственный технический университет

Поступила в редакцию 25.11.2011

Рассматривается математическая модель расчета характеристик турбулентности вращающегося дугового потока плазмы в канале плазматрона с кольцевыми выходными электродами с учетом влияния неравновесности плазмы при нанесении защитных и упрочняющих покрытий на заданную поверхность.

Ключевые слова: *турбулентность, плазменное напыление, неравновесность, МГД-уравнения*

Плазменное напыление является одним из наиболее интересных и эффективных способов нанесения защитных и упрочняющих покрытий на поверхность деталей. Оно представляет собой процесс, при котором наносимый материал в виде порошка или проволоки вводится в струю плазмы и нагревается в процессе движения с потоком газа до температур, превышающих температуру его плавления, и разгоняется в процессе нагрева до скоростей порядка нескольких сотен м/с. Плазменное напыление по степени распространенности уступает плазменной резке, но является более сложным в силу круга решаемых задач, состава плазмообразующих газов и смесей и бесконечного разнообразия наносимых материалов. На практике предлагается множество конструктивных решений для эффективного плазменного напыления при обработке различного материала, но первенство занимают устройства электродугового розжига плазмы. Преимущества их применения очевидны: они позволяют поддерживать стабильные условия напыления и значительно снизить содержание оксидов серы, азота и т.д. в обрабатываемой поверхности. В настоящее время имеются математические модели расчета дуговых плазматронов различного технологического назначения, установлены особенности взаимодействия электрической дуги с потоком газа, стенками канала и электродами [1-3]. В меньшей степени изучено влияние режимов течения на развитие дугового потока в каналах переменного сечения с кольцевыми электродами. При наличии уступа в канале плазматрона создаются условия для локализации области шунтирования дуги непосредственно за зоной рециркуляции газа. Это позволяет фиксировать длину дуги и реализовать режимы работы плазматрона на

восходящей вольтамперной характеристике. Изучение закономерностей развития дуги в подобных устройствах представляет интерес для понимания механизмов генерации турбулентности и установления роли неравновесных явлений при формировании пленки напыления дуговым потоком плазмы.

Основой моделирования электрической дуги в потоке газа являются уравнения магнитной газовой динамики (МГД) [1]. Для описания неравновесной плазмы хорошим приближением является двухтемпературная модель [1], а турбулентного режима течения – двухпараметрическая $k-\varepsilon$ модель турбулентности [7-8]. Неравновесность плазмы в значительной мере определяется силой тока и давлением [9]. Существенное влияние на режим плазменного напыления оказывают расход газа, способ его подачи в канал, геометрия разрядной камеры [1-4]. В данной статье предлагается математическая модель расчета характеристик электрической дуги в канале плазматрона с кольцевым выходным электродом с учетом влияния турбулентности и неравновесности плазмы при нанесении защитных и упрочняющих покрытий на заданную поверхность.

Рассмотрим электрическую дугу, горящую в канале плазматрона между плоской торцевой поверхностью вольфрамового катода и соосно расположенным с ним ступенчатым цилиндрическим медным анодом (рис. 1). Холодный газ (аргон) расходом G подается в канал по цилиндрическим трубкам и на входе в область катодного узла имеет радиальную и тангенциальную составляющие скорости. Предполагается, что течение осесимметричное, плазма квазинейтральная и описывается двухтемпературной ионизационно-неравновесной моделью, скорость генерации заряженных частиц определяется однократной ударной ионизацией и трехчастичной рекомбинацией, излучение объемное.

Цапенко Владимир Никитович, кандидат технических наук, доцент кафедры «Теоретические основы электротехники». E-mail: vlad20107@rambler.ru

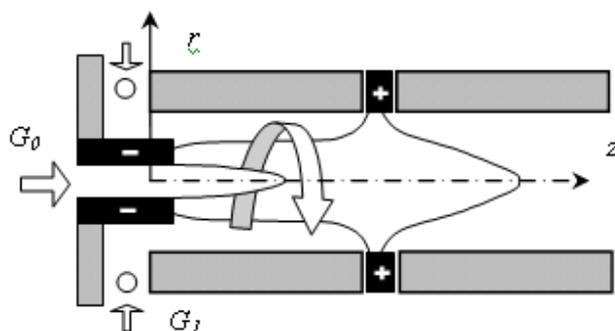


Рис. 1. Расчетная схема плазматрона: 1 – электроды, 2 – кольцо закрутки

Для описания стационарного течения и нагрева газа применяется система двухжидкостных МГД-уравнений [1], в которых явления турбулентности учитываются эффективными коэффициентами переноса, а пульсации плотности и

электродинамические характеристики пренебрегаются. Уравнения непрерывности, баланса энергии электронов и тяжелых частиц (атомов, ионов), движения, Максвелла и закон Ома записываются в виде:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (n_e \vec{V}) &= \dot{n}_e + \nabla \cdot (D \nabla n_e), \quad \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \\ \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} k_B T_e n_e \vec{V} \right) &= \vec{V} \cdot \nabla P_e + \vec{j} \cdot \vec{E} + \nabla (\lambda_e \nabla T_e) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} k_B T_e \frac{\vec{j}_e}{e} \right) - \dot{n}_e U_I - \gamma (T_e - T) - \psi, \\ \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} k_B T (n_i + n_a) \vec{V} \right) &= \vec{V} \cdot \nabla (P_i + P_a) + \nabla (\lambda \nabla T) + \gamma (T_e - T) + W_{dis}, \\ \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= -\nabla \left(P + \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \vec{V} \right) + 2 \nabla \cdot (\mu \vec{S}) + \vec{j} \times \mu_0 \vec{H}, \\ \nabla \times \vec{E} &= 0, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j}, \quad \vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \vec{V} \times \mu_0 \vec{H} + \frac{1}{en_e} \nabla P_e \right). \end{aligned}$$

Локальные свойства турбулентного течения описываются кинетической энергией пульсационного движения и скоростью ее диссипации (k - ε модель турбулентности), уравнения переноса которых имеют вид [7]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left[\rho \vec{V} k - \left(\mu_a + \frac{\mu_t}{C_k} \right) \nabla k \right] &= \mu_t S - \varepsilon \rho, \\ \nabla \cdot \left[\rho \vec{V} \varepsilon - \left(\mu_a + \frac{\mu_t}{C_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] &= \frac{\varepsilon}{k} (C_1 \mu_t S - C_2 \varepsilon \rho), \end{aligned}$$

где эмпирические постоянные [8]: $C_k=1,0$, $C_\varepsilon=1,3$, $C_1=1,44$, $C_2=1,92$. Эффективные значения коэффициентов переноса определяются суммой ламинарной и турбулентной составляющих [1]:

$$\mu = \mu_a + \mu_t, \quad \lambda = \lambda_{ia,a} + \mu_t \frac{C_P}{Pr_t}, \quad \lambda_e = \lambda_{e,a} + \mu_t \frac{\rho_e C_{Pe}}{\rho Pr_t}, \quad D = D_{am} + \frac{\mu_t}{\rho},$$

а турбулентная вязкость – соотношением Прандтля-Колмогорова, где $C_\mu=0,09$, $Pr_t=0,9$. Система дополняется интегральными условиями сохранения тока дуги и расхода газа, выражениями для диффузионных составляющих плотности электронного тока, скорости генерации заряженных частиц вязкой диссипации энергии

уравнениями состояния, а также зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств неравновесной плазмы от температур электронов, тяжелых частиц и давления [1]. Генерация турбулентности в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$S = 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{2\Omega}{r^2} \right)^2.$$

Исходная система уравнений допускает простой переход к ламинарной модели течения, для этого достаточно считать $\mu_t=0$. В этом случае отпадает необходимость и в решении уравнений турбулентности k, ε . Граничные условия для функций $\varphi=(T_e, T, n_e, \chi, v, u, \Omega, P, k, \varepsilon)$ задаются по

$$\begin{aligned} z = 0, 0 < r \leq R_K : T = T_R, \chi = Ir^2 / (2\pi R_K^2), \quad r > R_K : T = T_R, \chi = I / 2\pi, \\ 0 \leq z \leq L, r = 0 : v = 0, \chi = 0, \partial\phi / \partial r = 0. \\ z = L_K, r \geq 0 : \partial T_e / \partial z = 0, \partial n_e / \partial z = 0, v = u = \Omega = 0, k = 0; \\ z \leq L, r = R_{1,2} : v = u = \Omega = 0, k = 0; \quad r = R_{1,2} + \Delta R : T = T_R, \chi = I / 2\pi; \\ z = L : \partial^2 \phi / \partial z^2 = 0, \chi = 0, P = P_0. \end{aligned}$$

Для электронов на непроводящих стенках канала используется модель электростатического экранирующего слоя [1], а в области расширения дугового потока задаются на условной границе теплового слоя $T(r^*) \sim 330 \text{ K}$:

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} = 0, \quad -D \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{1}{4} n_e \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}.$$

На поверхности электродов для тяжелых частиц используются условия прилипания и непроницаемости, а для электронов – модель адиабатической стенки, приэлектродные процессы не рассматриваются. В области изотермического течения ($L_k < z < L_k + L_0$) составляющие скорости находятся из одномерных уравнений движения с учетом интегральных условий сохранения расхода газа и момента закрутки [10]. На внешних стенках канала температура фиксируется значением T_R . При постановке граничных условий для диссипации ε на стенке используется масштаб турбулентности $l=0,41 \cdot (R-r)$, а распределения ε и μ_t вблизи стенки находятся из выражений [7]:

$$\begin{aligned} \varepsilon = C_\mu^{1/2} \left(\frac{\mu_\lambda}{\alpha} + \mu_t \right) \frac{k}{\rho l^2}, \\ \frac{\mu_t}{\mu_\lambda} = -\frac{1}{2\alpha} + \left(\frac{1}{4\alpha^2} + C_\mu^2 Re_t^2 \right)^{1/2} \end{aligned}$$

где Re_t – турбулентное число Рейнольдса, $\alpha=0,4$. Сшивка решений ε проводится на границе слоя $r=R-\delta$. Решение уравнения турбулентной энергии ведется до стенок канала, на которых полагается отсутствие турбулентных пульсаций: $k=0$. Дифференциальные уравнения для переменных $\varphi=(T_e, T, n_e, \chi=rH_\varphi, v, u, \Omega, P, k, \varepsilon)$ приводятся к обобщенной форме и с учетом осевой симметрии записываются в цилиндрической системе координат. Решение уравнений проводится методом конечных разностей в переменных скоростедавление с использованием SIMPLE-процедуры

замкнутому контуру расчетной области. При решении тепловой задачи для всей среды расчетная область включает электроды, стенки канала, газ и плазму, для электронов – плазму, электромагнитной – электроды и плазму, газодинамической – газ и плазму:

[14-15]. Построение дискретного аналога обобщенного уравнения осуществляется на неравномерной сетке методом контрольного объема. В дискретных аналогах коэффициенты переноса на гранях контрольных объемов определяются гармонически средним значением, что позволяет учесть скачкообразные изменения свойств среды и достичь достаточно корректной сопряженности на границе раздела фаз. В твердых телах используются теплофизические свойства материала стенки (электрода) с определяющей температурой тяжелых частиц. Для учета нагрева стенки объемным излучением допускается, что энергия излучения поглощается поверхностным слоем контрольных объемов стенки и рассматривается там как локальный источник тепловыделения. Далее эта энергия отводится теплопроводностью вглубь стенки и обратно – в прилегающий к стенке газ. Для удовлетворения условиям сохранности стенки ставится ограничение на расчетную температуру, которая не превышает температуры плавления материала стенки. Такой подход позволяет рассматривать теплофизические процессы одновременно в твердых телах, плазме и газе и применять единую методику решения уравнений во всей расчетной области. На его основе разработан метод расчета характеристик дуги «от катода до анода», который удобен в применении, не требует какой-либо дополнительной информации для задания граничных условий вблизи твердых тел и позволяет сравнительно просто учитывать как форму и материал электродов, так и теплофизические особенности напыляемого материала. Размеры и расположение катодной и анодной привязок дуги, распределения плотности тока и температуры в электродах и плазме устанавливаются в процессе численного решения как результат самосогласованного взаимодействия тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик.

При истечении плазменной струи в канал большего диаметра происходит резкое снижение давления (рис. 2), уменьшаются температура и аксиальная скорость, заметно увеличивается роль

турбулентного переноса энергии по сравнению с ламинарным. За уступом канала возрастает радиальная составляющая напряженности электрического поля, линии электрического тока искривляются и замыкаются на поверхность анода. Этому способствует сильная турбулизация потока за уступом канала и большие значения дрейфовых скоростей электронного газа.

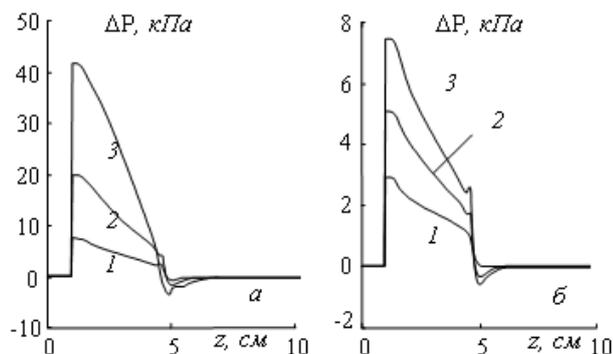


Рис. 2. Влияние расхода газа (а, $I=200$ А): $G=1$ (1), 2 (2) 4 (3) г/с и силы тока (б, $G=1$ г/с): $I=50$ (1), 100 (2) 200(3) А на перепад давления по длине канала

Учет турбулентности газового потока заметно увеличивает термическую неравновесность плазмы и напряженность электрического поля, смещает область привязки дуги к аноду по направлению к уступу относительно расчетов по ламинарной модели. Для заданных значений G , I при осевых возвратных течениях не образуется, что объясняется сравнительно малыми значениями азимутальной скорости ~ 5 м/с по сравнению с аксиальной ~ 500 м/с. Более заметное влияние на напряжение горения дуги оказывает расход газа, чем сила тока. При $I > 50$ А реализуется возрастающая вольт-амперная характеристика. Следует отметить, что данная методика расчета

дуги в приэлектродной области является своего рода компромиссом между кинетическим подходом и МГД-приближением. В ее основе лежат два допущения. Во-первых, влияние приэлектродных процессов на характеристики дуги атмосферного давления локализуется в узких областях и быстро убывает от поверхности электродов. Во-вторых, МГД-уравнения интегрально учитывают законы сохранения переноса заряда, импульса и энергии. В соответствии с этим при расчете сильноточной дуги атмосферного давления можно в первом приближении не вникать в сложную кинетику приэлектродных процессов, а шивку решений, полученных в электродах и плазме, осуществлять по упрощенной схеме: электрод-плазма. В методе «сквозного счета» подобная шивка решений для переменных T , χ и их согласование на границе раздела сред происходит автоматически. Очевидно, что данный подход ограничен в применении и не может быть использован для изучения физики приэлектродных процессов – это задача отдельного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. *Энгельшт, В.С.* Теория столба электрической дуги / *В.С. Энгельшт, В.Ц. Гурович, Г.А. Десятков* и др. – Новосибирск: Наука СО. 2000. Т. 1. 376 с.
2. *Паневин, И.Г.* Теория и расчет приэлектродных процессов / *И.Г. Паневин, В.И. Хвезюк, И.П. Назаренко* и др. – Новосибирск: Наука СО. 1992. Т.10. 197 с.
3. *Жуков, М.Ф.* Электродуговые генераторы термической плазмы / *М.Ф. Жуков, И.М. Засыпкин, А.Н. Тимошевский* и др. – Новосибирск: Наука, СП РАН. 2009. Т. 17. 712 с.
4. *Артемов, В.И.* Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме / *В.И. Артемов, Ю.С. Левитан, О.А. Синкевич.* – М.: МЭИ, 2004. 412 с.

MODELING THE TURBULENCE OF ROTATING PLASMA ARC CURRENT IN THE CHANNEL WITH RING ELECTRODES

© 2011 V.N. Tsapenko

Samara State Technical University

The mathematical model of calculation the turbulence characteristics of rotating plasma arc current in the channel of plasmatron with ring output electrodes taking into account influence of plasma non-equilibrium at plotting the protective and strengthening coverings on the given surface is considered.

Key words: *turbulence, plasma evaporation, non-equilibrium, MGD-equations*

Vladimir Tsapenko, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor at the Department "Theoretical Bases of Electrotechnics". E-mail: vlad20107@rambler.ru