

РОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДУГИ В СТАБИЛИЗАЦИИ ПОТОКА ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

Жайнаков А., Усенканов Дж.О., Сейталиева С.Ч.

Институт горного дела и горных технологий им. академика У.Асаналиева КГТУ им. И.Раззакова, г.Бишкек, Кыргызстан

В гидродинамике пределом ламинарного потока являются числа Рейнольдса порядка 100÷500. Экспериментальные исследования показывают, что для электродугового потока плазмы эти числа могут быть значительно выше. Проведенные на основе системы МГД уравнений расчеты подтвердили результаты экспериментальных исследований и позволили выяснить, что основным фактором ламинаризации потока плазмы является собственное магнитное поле электрической дуги.

In hydrodynamics limit of laminar flow are the Reynolds number of about 100 ÷ 500. Experimental studies show that the arc plasma flow, these numbers may be much higher. Carried on the basis of a system of MHD equations calculations confirmed the results of experimental studies and allowed to find out that the main factor of the plasma flow is laminar own magnetic field of an electric arc.

Введение и проблема. Исследование закономерностей развития потока электродуговой плазмы в канале и в свободной области, а также исследование устойчивости ламинарного режима течения в зависимости от расхода газа и силы тока представляет интерес для понимания механизмов возбуждения турбулентности и условий перехода ламинарного потока к турбулентному режиму течения [1-3]. В каналах электродуговых нагревателей газа большую роль в установлении режима течения играют джоулево тепловыделение, электромагнитное взаимодействие, перенос излучения, развитие собственных плазменных неустойчивостей [1], что усложняет механизмы возбуждения турбулентности, и гидродинамическое число Рейнольдса не является единственным критерием этого перехода. Как отмечено в [2], даже в ламинарном потоке возникают пульсации температуры и других характеристик плазмы. Существенное влияние на структуру течения оказывают параметры дугового разряда, геометрия канала, состав плазмообразующего газа, способы его подачи в канал и др. Несмотря на определенные успехи в развитии теории устойчивости ламинарных течений газа [4], до сих пор не исследованы критерии, определяющие возникновение турбулентности в каналах электродуговых генераторов плазмы [5].

Из-за нелинейности магнито-гидродинамических уравнений и наличия малых параметров при старших производных возникают определенные проблемы как при их аналитическом рассмотрении, так и при численном эксперименте. Вместе с тем, при заданных стационарных условиях в задаче о течении газа в канале существует стационарное решение уравнений гидродинамики, которое реализуется при любых числах Рейнольдса [6]. Это подтверждается и многочисленными экспериментами, когда путем уменьшения возмущений на входе в канал можно “затянуть” до очень высоких чисел. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному [7]. Такие «идеальные» условия течения описываются стационарными уравнениями

Навье-Стокса при соответствующем выборе граничных условий. Однако не всякое решение уравнений может осуществиться на практике. Это связано с тем, что все реально существующие стационарные течения должны не только удовлетворять уравнениям гидродинамики, но должны еще быть устойчивыми по отношению к малым возмущениям. Если же возникающие в потоке газа сколь угодно малые возмущения стремятся возрасти со временем, то движение становится неустойчивым и существовать в стационарном виде не может. Подобная зависимость наблюдается и при течении газа в канале плазмотрона [8]: при малых скоростях потока дуга горит устойчиво и реализуется стационарное течение, а с увеличением расхода (скорости ввода газа в канал) устойчивость нарушается, и стационарное течение не реализуется. Очевидно, что наличие в канале полостей, уступов, диафрагм и т.п., играющих роль естественных факторов возмущения, ограничивает возможность осуществления устойчивого ламинарного течения при увеличении расхода газа. Это должно приводить к реализации четкой границы раздела между ламинарным и турбулентным режимами течения, как в натуральных, так и в вычислительных экспериментах.

Известно, что в задачах обтекания тел жидкостью при $Re \sim 10 \div 50$ течение является безотрывным, при $Re \leq 300$ течение в следе остается стационарным, но за обтекаемым телом образуется пара присоединенных вихря (двухмерная задача), при увеличении $Re \sim 100 \div 10000$ в следе за телом развиваются периодические колебания (вихревая дорожка Кармана).

В работе [9] обобщаются экспериментальные и теоретические исследования обтекания тел электропроводящей жидкостью в магнитном поле. В частности, на основе экспериментальных исследований показано, что совершенно аналогичная смена характера течения наблюдается, если на поток с определенным числом Re воздействовать последовательно возрастающим магнитным полем. Подавление нелинейных эффектов под

воздействием внешнего поля наблюдается и для течения электропроводящей жидкости в трубе.

В работах [10-12] проведены экспериментальные и численные исследования потоков электродуговой плазмы сварочного плазматрона в зависимости от расхода плазмообразующего газа. Показано, что в свободной области столба дуги, с увеличением расхода газа, наблюдается переход ламинарного течения в турбулентный режим. На основе двумерных МДГ уравнений в переменных "вихрь-функция тока" тока показано, что при определенных условиях не удастся достичь сходимости разностной задачи.

Модель. В данной работе на основе двумерных МДГ уравнений с использованием естественных (скорость-давление) переменных проводится расчет характеристик электродугового потока плазмы сварочного плазматрона. Плазмообразующий газ радиально подводится в область дугового разряда между рабочим торцом катода и верхним срезом сопла,

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0,$$

$$\rho(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla \left(P + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{V} \right) + 2 \nabla \cdot (\eta \dot{S}) + \vec{j} \times \mu \vec{H},$$

$$\rho C_p (\vec{V} \cdot \nabla) T = \vec{V} \cdot \nabla P + \vec{j} \cdot \vec{E} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \psi,$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}.$$

Система дополняется интегральными соотношениями сохранения тока дуги и расхода

$$\text{газа: } I = 2\pi \int_0^R j_z r dr, \quad G = 2\pi \int_0^R \rho u r dr \text{ и}$$

зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры и давления [1].

Обозначения: $\vec{V}(v, 0, u)$ - скорость,

$\vec{j}(j_r, 0, j_z)$ - плотность электрического тока,

$\vec{E}(E_r, 0, E_z)$, $\vec{H}(0, H_\phi, 0)$ - напряженности

электрического и магнитного полей, T, P -

температура и давление, μ - магнитная

постоянная, \dot{S} - тензор скоростей деформаций, ρ ,

$\sigma, \lambda, \eta, \psi, C_p$ - соответственно плотность,

электропроводность, теплопроводность, вязкость,

излучательная способность и удельная

теплоемкость. Индексы r, z, ϕ - соответствуют

осям цилиндрической системы координат, R -

значениям на стенке.

При численном решении МДГ уравнений в физических переменных система приводится к дивергентной форме и, с учетом осевой симметрии, записывается в цилиндрической системе координат в обобщенном виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(C_\phi v \phi - D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(C_\phi u \phi - D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = S_\phi$$

, где переменная $\phi = (T, \chi = rH_\phi, v, u, P)$ и значения нелинейных коэффициентов C_ϕ, D_ϕ, S_ϕ

разогревается в канале и выходит в свободное пространство в виде плазменного потока с последующим растеканием у поверхности плоского анода. Цель работы: сравнить результаты расчетов в переменных "вихрь-функция тока" и в естественных переменных; определить область устойчивости численного решения при изменении расхода газа и силы тока, и установить для заданной геометрии их предельные значения, удовлетворяющие условиям перехода ламинарного режима течения в турбулентное течение.

Для описания течения и нагрева газа предполагается, что протекающие процессы стационарны, течение ламинарное и осесимметричное, излучение объемное, плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Система МДГ уравнений непрерывности, Навье-Стокса, баланса энергии, Максвелла и закон Ома, записываются в виде [1]:

устанавливаются из соответствия исходным МДГ уравнениям. При этом закон Ома и уравнения Максвелла сводятся к уравнению для функции электрического тока $\chi = rH_\phi$.

Граничные условия для каждой зависимой переменной ($\phi = v, u, P, T, \chi$) задаются по замкнутому контуру, ограничивающему ее расчетную область. Начальные распределения скорости и функции электрического тока на входе в канал определяются из решения одномерных МДГ уравнений по заданным значениям силы тока, расхода газа, геометрическим параметрам канала и температуры газа $T = T_R$. На охлаждаемых стенках канала и электродах используются условия прилипания и непроницаемости, на оси - условия симметрии. На свободной границе используются условия нормального втекания-вытекания газа, давление атмосферное. Вблизи поверхности катода используются экспериментальные данные по распределению температуры и радиусу привязки дуги к электроду. Размеры и расположение анодной привязки дуги, распределения плотности тока и температуры плазмы вблизи электрода устанавливаются в процессе численного решения как результат самосогласованного взаимодействия тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик.

Обозначения: $\vec{V}(v, u, 0)$ - скорость, T - температура, h - энтальпия, P - давление, $\vec{H}(0, 0, H_\phi)$ - напряженность магнитного поля,

$\vec{j}(j_r, j_z, 0)$ - плотность электрического тока, μ - магнитная постоянная, $\rho, \sigma, \lambda, \psi, \eta, C_p$ - соответственно плотность, электропроводность, теплопроводность, излучательная способность, вязкость и удельная теплоемкость при постоянном давлении, R - внешний радиус канала. Индексы r, z, φ - соответствуют осям цилиндрической системы координат, R - стенке, k - катоду.

Решение дифференциальных уравнений проводится методом конечных разностей. Дискретизация уравнений осуществляется на неравномерной сетке методом контрольного объема. В дискретных аналогах уравнений коэффициенты переноса на гранях контрольных объемов определяются гармонически средним значением, что позволяет вести расчет тепловой

Рассмотрим устойчивость полученных решений в области предельных значений силы тока и расхода газа (отметим, что сходимость к решению при $G > 200$ мг/с, $I = 70$ А достигалась выбором параметра нижней релаксации 0,05÷0,1).

Как показывают вычислительные эксперименты, при расходах $G \leq 210$ мг/с ($I = 70$ А) малые возмущения численного решения быстро затухают и не нарушают картину течения, что указывает на устойчивость полученного решения. При этих условиях формирование потока определяется в основном молекулярными эффектами и величины молекулярной вязкости

задачи непрерывным образом, включая электрод и стенки канала, с автоматическим выполнением условий сопряженного теплообмена на границе раздела сред. При решении разностных уравнений используются методы итераций, нижней релаксации и прогонки в радиальном направлении. Поле течения рассчитывается с помощью алгоритма SIMPLE [9].

Результаты расчета и их обсуждение. Для расчета характеристик дугового потока задаются (рис. 1): $G = 100-250$ мг/с, $I = 50-100$ А, $T_k = 300$ К, давление на выходе $P_0 = 0,1$ МПа, длина и радиус канала 6 мм, $R = 1,5$ мм, межэлектродное расстояние 10 мм, радиус привязки дуги к катоду $R_k = 1$ мм. В качестве плазмообразующего газа используется аргон и углекислый газ.

достаточно, чтобы сделать эти течения гидродинамически и численно устойчивыми.

Другая картина наблюдается при $G > 210$ мг/с: в процессе итераций возмущения нарастают и существенно изменяют структуру течения. В итерационном цикле формирование параметров потока носит хаотически осциллирующий характер. Такое «нестационарное» поведение промежуточных решений не соответствует исходной математической модели, а алгоритм расчета теряет свои демпфирующие свойства. Это значит, что при $G > 210$ мг/с ($I = 70$ А) молекулярный диссипативный механизм не

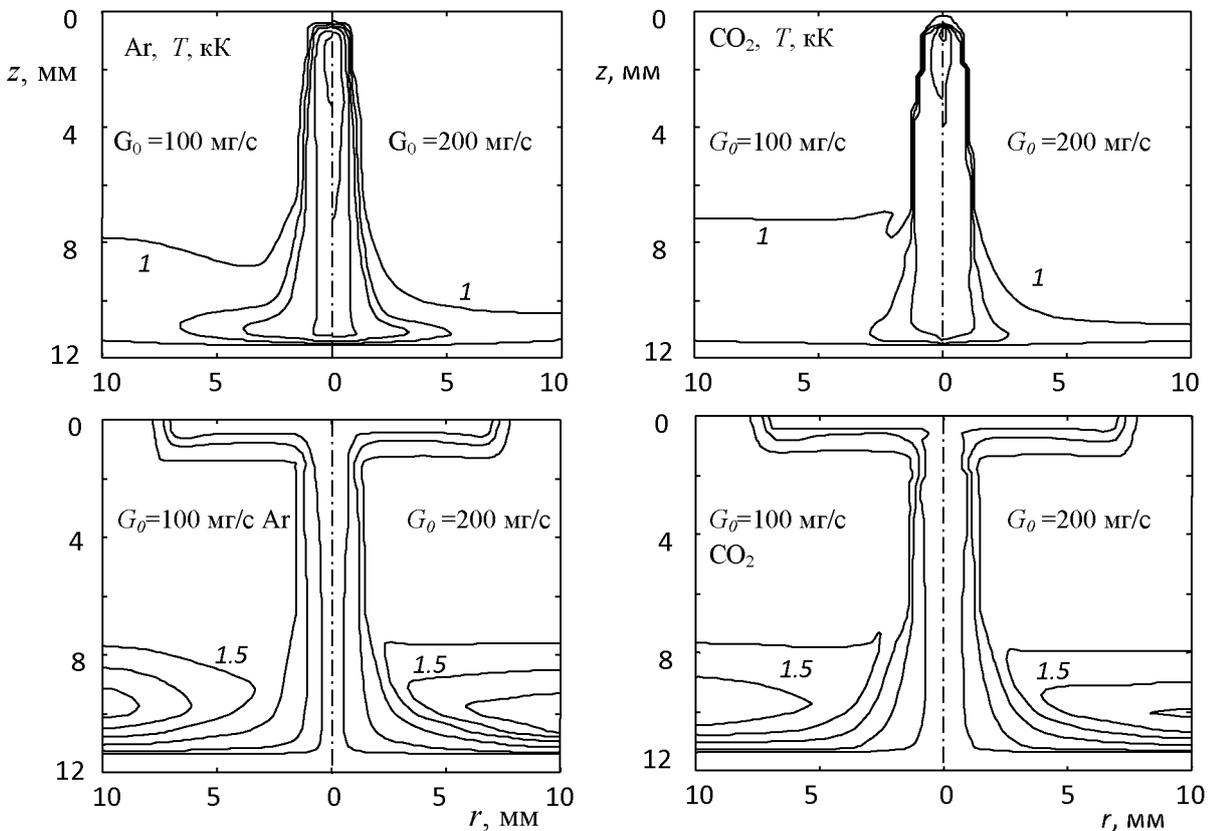


Рис. 1. Линии тока газа ($G/G_0 = 0,05, 0,3, 0,9, 1,5, 2, 2,5$) и изотермы дуги ($T = 1, 5, 10, 15, 20$ кК) в аргоне и в углекислом газе; $I = 70$ А.

обеспечивает сходящегося решения, а величины вязкости уже недостаточно для стабилизации ламинарного течения, и оно становится турбулентным. Появление осциллирующих решений в результате роста малых возмущений можно рассматривать как переход к турбулентности. Подобное развитие турбулентности получено в работах [14-15] при числах $Re > Re_{кр}$. Зона осцилляций характеристик дугового потока заметно проявляется в зоне свободного течения, а внутри канала, где дуга сильно обжата стенками, структура течения не изменяется и эта область наиболее устойчива по отношению к гидродинамическим возмущениям.

Увеличение силы электрического тока дуги ($I > 70$ А), а значит и собственного магнитного поля, приводит к ламинаризации потока. Электромагнитные силы совместно с вязкими силами возрастают по сравнению с силами инерции, и приближение Стокса хорошо описывает течение реального потока электродуговой плазмы.

Выводы. Сравнение результатов экспериментальных и численных исследований показывает, что собственное магнитное поле электрической дуги, как и в случаях с электропроводящей жидкостью во внешнем магнитном поле, стабилизирует поток электродуговой плазмы. Численный анализ на основе различных методов решения МГД уравнений подтверждает потерю устойчивости ламинарного течения при увеличении расхода газа ($F = \text{const}$) и при уменьшении силы тока ($G = \text{const}$). Полученные предельные значения этих параметров по обеим моделям хорошо согласуются между собой и с экспериментом.

Литература:

1. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Г.А. Десятков и др. Теория столба электрической дуги. Т.1. Низкотемпературная плазма. - Новосибирск: Наука СО, 1990. - 376 с.
2. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. М.: МЭИ, 1994. - 412 с.
3. Левитан Ю.С. О критических режимах течения в цилиндрическом канале со стабилизированной стенкой дугой // Изв. СО АН СССР. Сер.техн. наук. - 1986. - № 16, Вып. 3. - С. 74-80.
4. Бетчов Р., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости. - М.: Мир, 1971.
5. Синкевич О.А. Исследования по физике и технике низкотемпературной плазмы // ТВТ, 1998. -Т. 36, № 4. -С. 660-673.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. - Т. 6. Гидродинамика. - М.: Наука, 1986. - 736 с.
7. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. - Новосибирск: Наука СО, 1975. -298 с.
8. Цинобер А.Б. МГД обтекание тел. "Зинатне", Рига, 1970. -291 с.
9. Jainakov A., Usenkanov J. O., Jumaliev T.R., Kydyraliev S.K. Study of electric arc plasma flow in transition region from laminar to turbulent current. // Plasma jets in the development of new materials technology. Proc. of the Inter. Workshop, Frunze, 1990.
10. Усенканов Дж.О., Джумалиев Т.Р., Асаналиев М.К. Режимы течения потоков плазмы в сжатой дуге // Генераторы низкотемпературной плазмы. Тез. доклад. Т.2 Новосибирск, 1989.
11. Жайнаков А., Усенканов Дж.О. Потоки плазмы, генерируемые сварочной дугой. Илим, Бишкек, 2000. - 114 с.
12. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат. - 1984. - 152 с.
13. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. - 520 с.
14. Должанский Ф.В., Кляцкин В.И., Обухов А.М., Чусов М.А. Нелинейные системы гидродинамического типа. - М.: Наука, 1974.