

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМОТРОНЕ С ОСТРЫМ ВДУВОМ

В. И. Артемов, О. А. Силкевич

(Москва)

Высокоэнтальпийные плазмотроны в настоящее время являются важным элементом новых промышленных технологий из-за возможности быстрого нагрева широкого спектра газов (в том числе и химически активных, таких как водород, кислород, хлор и т. д.) до высоких температур $((2-3) \cdot 10^4 \text{ K})$ при рабочих давлениях до 10^7 Па . Одной из основных задач при создании таких плазмотронов является повышение удельных энерговыделов в электрическую дугу. Поскольку ток, протекающий через плазмотрон, ограничен сверху допустимой эрозией электродов, для повышения мощности необходимо повысить напряженность электрического поля в дуге. Эффективным управлением напряженностью электрического поля является вдув газа либо в межсекционные щели, либо через пористую межэлектродную вставку [1]. Одной из разновидностей вдува является острый вдув, когда через одну из межсекционных щелей подается газ с расходом порядка или больше основного. При этом увеличивается напряженность электрического поля в дуге, температура, образуется газовая завеса на стенке плазмотрона, позволяющая поддерживать температуру стенки в нужных пределах, и происходит разрушение пограничного слоя, приводящее к возникновению гидродинамически развитого течения. Экспериментальные исследования [1, 2] посвящены в основном анализу интегральных параметров: вольт-амперных характеристик, термического коэффициента полезного действия, среднemasовой энтальпии и т. д. Это связано прежде всего с трудностями проведения измерений локальных характеристик, хотя при проектировании плазмотронов последние играют важную роль.

Для расчета локальных параметров перспективным является использование численных методов анализа, однако и их применение связано с рядом трудностей. Сложная структура течения газа, невозможность выделения характерного направления движения делают неэффективными численные расчеты на основе приближения пограничного слоя, которое в основном применяется для исследования дуги в плазмотроне [3, 4]. При расходах газа на вдув через стенку порядка основного расхода используемые конечно-разностные алгоритмы перестают сходиться. Наиболее приемлемым является численное моделирование дуги на основе решения полных уравнений Навье — Стокса. К настоящему времени методом [5] проведены исследования электрической дуги на начальном участке плазмотрона [6, 7] и при наличии интенсивного вдува газа через пористую стенку [8]. Эти работы продемонстрировали возможность применения численных схем, разработанных в основном для несжимаемой жидкости, и хорошее качественное совпадение с существующими экспериментами. В настоящей работе на основе полных уравнений Навье — Стокса исследуется электрическая дуга в секционированном канале плазмотрона с интенсивным локальным вдувом газа; параметры дуги выбраны таким образом, чтобы для оценки эффективности метода можно было провести сравнение с экспериментальными данными [2].

1. Для описания течения равновесной плазмы в канале используем полную систему уравнений Навье — Стокса с учетом переноса излучения и Джоулева тепловыделения. Переходя к переменным напряженность вихря — функция тока и используя обычные при исследовании дуги допущения [3, 9], систему уравнений в осесимметричном стационарном случае можно привести к виду [5]

$$\begin{aligned}
 (1.1) \quad & r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Omega}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Omega}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\Omega}{r} \right) \right] - \\
 & - \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\Omega}{r} \right) \right] = r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_z^2 + u_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_z^2 + u_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} - \right. \\
 & \quad \left. - r S_{\Omega} - \frac{\mu_e}{r^3} \frac{\partial \Psi^2}{\partial z} \right], \\
 & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = -\Omega, \\
 & \frac{\partial}{\partial z} \left(H \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(H \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial r} \right) = \\
 & = \frac{1}{\sigma r} \left[\left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r} \right)^2 \right] - r F_R, \\
 & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) = 0,
 \end{aligned}$$

где Ω — напряженность вихря ($\Omega = \partial u_r / \partial z - \partial u_z / \partial r$); Φ — функция тока, связанная с компонентами вектора скорости (u_z , u_r) соотношениями

$$u_z = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad u_r = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \Phi}{\partial z};$$

H — энтальпия; Ψ — функция электрического тока;

$$(1.2) \quad E_z = \frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad E_r = -\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \Psi}{\partial z};$$

ρ , c_p , μ , λ , σ — плотность, теплоемкость при постоянном давлении, коэффициенты вязкости, теплопроводности и электропроводности соответственно; F_R учитывает потери на излучение в оптически прозрачной области спектра. Распределение давления можно найти простым интегрированием, при этом для вычисления производных $\partial p / \partial z$ и $\partial p / \partial r$ используются исходные уравнения Навье — Стокса. Функция S_Ω включает в себя вторые производные от вязкости по координатам, ее вид приведен в [5].

Граничные условия для напряженности вихря на электродах и на стенке определялись из условия прилипания. Использовались как условие первого порядка точности, так и граничное условие второго порядка [10], причем в последнем случае для стабилизации возникающей неустойчивости применялась «неявная схема» расчета напряженности вихря в приграничных точках [5]. На входе напряженность вихря определялась дифференцированием заданного профиля скорости, а на оси симметрии предполагалось справедливое разложение

$$\Omega = ar + br^2, \quad r \rightarrow 0.$$

Функция тока Φ на электродах, стенке и оси симметрии постоянна, на входе определялась интегрированием профиля скорости. Энтальпия на стенке, входе и электроде постоянна и равна соответственно H_i , H_w , H_e . Задание постоянной энтальпии на электроде, строго говоря, не соответствует истине, однако это условие ничем не хуже, чем задание профиля энтальпии, получаемого из решения уравнения Эленбааса — Хеллера для канала радиуса r_k , как это делалось в [6—8], поскольку проведенные расчеты показали слабое влияние H_e на решение, за исключением узкой области вблизи электрода. На входе, стенке и оси симметрии функция электрического тока Ψ постоянна, на электродах использовалось условие отсутствия электрического поля вдоль идеально проводящего электрода $\partial \Psi / \partial n = 0$, где n — вектор, нормальный к электроду. На выходе из канала аналогично [5] принималось $\partial \Omega / \partial z = \partial \Phi / \partial z = \partial H / \partial z = \partial \Psi / \partial z = 0$.

Конечно-разностный аналог системы (1.1) решался методом Гаусса — Зайделя с использованием алгоритма, предложенного в [5], в прямоугольной области на плоскости (z , r) (фиг. 1). Для расширения области сходимости по числу Рейнольдса использовалась аппроксимация конвективных членов по первому порядку точности (разности «против потока» [5]). Сильная нелинейность системы (1.1) за счет зависимости коэффициентов переноса от энтальпии также может стать причиной расходимости итерационного процесса. В этом случае для получения устойчивой сходимости использовались следующие приемы: 1) метод нижней релаксации, причем не только для основных переменных Ω , Φ , H , Ψ , но также и для источников членов в уравнениях для напряженности вихря и энтальпии; 2) полный перепад энтальпии на границах вводился постепенно, на первой итерации энтальпии на входе и стенке задавались равными энтальпии на электроде, на последующих итерациях вычислялись по формуле

$$H_{w,i} = (H_e - H_w) \exp(-i/i_1) + H_w,$$

где i — номер итерации, $i_1 = 50-100$; 3) коэффициент электропроводности при низких температурах принимался равным определенной малой величине (ее значение выбиралось таким образом, чтобы она не оказывала влияния на полученное решение). Чтобы избежать пространственных осцилляций электрического поля в области низких температур, после рас-

чета полей по (1.2) проводилось их усреднение с использованием условия $E = \text{const}$ в непроводящей области.

2. В качестве примера расчета рассмотрим электрическую дугу, горящую в секционированном канале плазмотрона ($d_w = 10^{-2}$ м, $z_e = 0,11$ м). В качестве рабочего газа используется аргон при атмосферном давлении. Через секцию, расположенную на расстоянии $z_s = 0,77 \cdot 10^{-1}$ м, осуществляется острый вдув с расходом G_s . Расчеты проведены для следующих параметров: $G_0 = 0,17 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $G_s = 0; 0,92 \cdot 10^{-3}; 2,41 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $I = 214$ А, температура газа на входе и стенке равна 300 К, на электроде $1,4 \cdot 10^4$ К. Для расчетов использовалась неравномерная сетка (21×31) на плоскости (z, r).

На фиг. 2, а приведены рассчитанные (сплошные линии) и экспериментальные [2] профили температур в сечении вдува при $G_s = 0$, а на фиг. 2, б — при $G_s = 2,41 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Различие в поведении кривых при наличии острого вдува связано, по-видимому, с невозможностью корректно смоделировать условия острого вдува. В эксперименте использовалось для этого специально спрофилированное сопло, в расчетах скорость вдува считалась постоянной по всей ширине щели ($5 \cdot 10^{-3}$ м). Наличие интенсивного радиального потока холодного газа приводит к сжатию дуги и повышению осевой температуры. На фиг. 3 штриховой линией изображен условный радиус дуги, определяемый из условия $T(r_d) = T_* = 7000$ К (при $T < T_* \sigma \approx 0$). Заметим, что сжатие дуги наблюдается и ниже по потоку от сечения вдува. В сечении вдува наблюдается максимум электрического поля, причем при $z > z_s$ электрическое поле не спадает до своего первоначального значения. На фиг. 3 точками показаны экспериментальные значения электрического поля, полученные дифференцированием зависимости потенциала секции от координаты z при $G_s = 2,62 \cdot 10^{-3}$ кг/с. На фиг. 4 изображены потери энергии на единицу длины стенки канала: потери теплопроводностью

$$Q_T = -2\pi r_w \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial r} \Big|_{r=r_w}$$

и суммарные потери

$$Q_s = Q_T + 2\pi \int_0^{r_w} F_{Rr} dr.$$

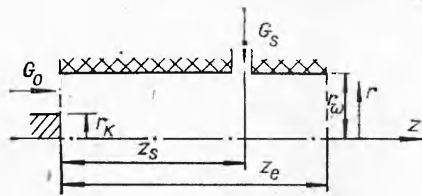
В рассматриваемых условиях основным механизмом переноса энергии является излучение. Острый вдув, образуя газовую завесу на стенке, при $z > z_s$ практически ликвидирует поток тепла на стенку за счет теплопроводности. На фиг. 4 точками 1 показаны экспериментальные значения при $G_s = 0,92 \cdot 10^{-3}$ кг/с, а точками 2 при $G_s = 0,89 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Заниженные расчетные значения потерь связаны, по-видимому, с учетом при температурах порядка 10^4 К лучистой составляющей теплопроводности, которая может играть заметную роль. Это же приводит к завышению термического коэффициента полезного действия плазмотрона (см. таблицу), определяемого в виде

$$\eta_T = (IV - \Sigma Q)/IV,$$

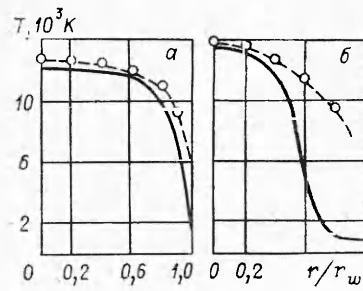
где V — напряжение горения; ΣQ — суммарные потери энергии за счет теплопроводности и излучения. На фиг. 5 изображены профили скорости u_z для $G_s = 2,41 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $z/d_w = 0,5; 6; 7; 7,7; 12$, кривые 1—4 соответственно. На фиг. 6 изображены линии тока (а), изотермы (б) и линии электрического тока (в) для $G_s = 2,41 \cdot 10^{-3}$ кг/с. На фиг. 7 изображены линии электрического тока для различных случаев расположения анода.

В таблице приведено сравнение расчетных и экспериментальных интегральных характеристик электрической дуги. Здесь среднемаховая энтальпия на выходе из плазмотрона

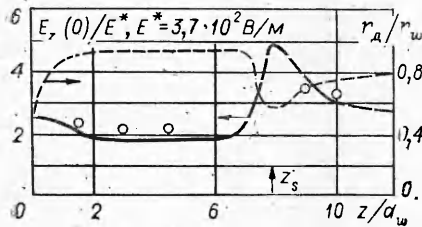
$$\bar{H} = \int_0^{r_w} \rho u_z H r dr \left(\int_0^{r_w} \rho u_z r dr \right)^{-1};$$



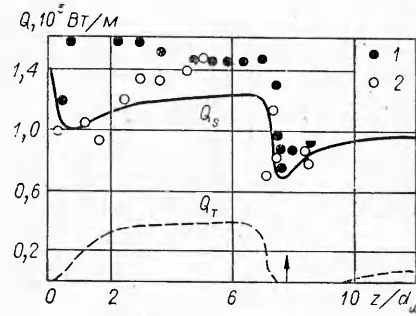
Ф и г. 1



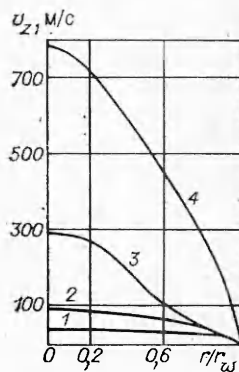
Ф и г. 2



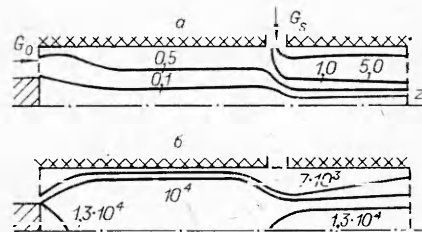
Ф и г. 3



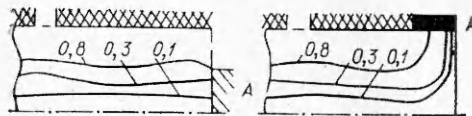
Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6



Ф и г. 7

интегральный джоулев нагрев

$$Q_0 = 2\pi \int_0^{r_w} \int_0^{z_e} \sigma [E_z^2 + E_r^2] r dr dz;$$

Q_T , Q_R — интегральные потери теплопроводностью и излучением соответственно, Q_H — потери за счет конвективного переноса.

		Расчет	Расчет	Эксперимент			Расчет	Расчет	Эксперимент
$G_s, 10^{-3}$	кг/с	2,41	0,92	0,92	Q_0 ,	кВт	22,7	20,4	—
$I V$,	кВт	23,4	20,6	24,6	Q_T ,	кВт	2,31	2,46	—
η_T ,	%	44,5	38	31,3	Q_R ,	кВт	10,7	10,2	—
$\bar{H}, 10^6$	Дж/кг	3,9	6,75	7,08	Q_H ,	кВт	10,4	7,23	—
V ,	В	109	96	115					

Предложенный метод расчета и полученные результаты подтверждают эффективность применения полных эллиптических уравнений для определения локальных и интегральных характеристик электрической дуги. Приведенные на фиг. 2—6 распределения свидетельствуют об эффективности острого вдува и ненадежности модельных оценок, используемых для определения параметров плазмы при остром вдуве, и только использование расчетов аналогично проведенным в данной работе позволит предложить удобные для инженерных расчетов соотношения. Кроме того, предложенная методика расчета профиля скорости и других параметров плазмы может быть использована при исследовании переносных свойств плазмы: вязкости, теплопроводности и т. д.

Поступила 26 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Засыпкин И. М. и др. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками. Новосибирск: Наука, 1981.
2. Махан, Кремерс. Электродуговой подогреватель со стабилизацией дуги стенками канала и локальным газодинамическим сжатием разряда.— Теор. основы инж. расчетов, 1972, № 4.
3. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В. Исследование плазмотронов с подачей рабочего тела через пористую межэлектродную вставку.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Бербасов В. В., Урюков Б. А. Ламинарная электрическая дуга в канале с пористым охлаждением стенок.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977.
5. Госмен А. Д., Пан В. Н., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972.
6. Прокофьев А. Н., Синярев Г. Б. Численное исследование электрической дуги, обдуваемой потоком газа.— В кн.: Труды VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977.
7. Корнеев А. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г. Численный расчет характеристик каналовой дуги, обдуваемой спутным потоком газа с закруткой.— В кн.: Труды VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980.
8. Карabut А. Б., Курочкин Ю. В., Прокофьев А. Н. Численное исследование электродугового разряда в пронцаемом канале при интенсивном вдуве плазмообразующего газа.— ТВТ, 1981, т. 19, № 3.
9. Андерсон Дж. Э. Явления переноса в термической плазме. М.: Энергия, 1972.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

УДК 533.69

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ И ИХ КОМБИНАЦИЙ В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПО ДИСКРЕТНОЙ ВИХРЕВОЙ СХЕМЕ

Н. Ф. Воробьев, Г. Н. Шашкина

(Новосибирск)

Для крыльев малого удлинения существенным оказывается влияние концевых эффектов на аэродинамические характеристики. Срыв потока с кромок крыла приводит к образованию сложных вихревых конфигураций над крылом и за крылом. Влияние срывных явлений может быть учтено в рамках идеальной жидкости [1, 2]. Эффективным методом расчета течений около крыльев сложной формы в плане с учетом свободных вихревых образований является метод дискретных вихрей [3]. В работах [4, 5] предложена дискретная вихревая схема, позволяющая моделировать различные условия схода вихревой пелены с кромок крыла. Изменение введенного параметра K в диапазоне $0 \leq K \leq 1$ соответствует моделированию интенсивности сходящей вихревой пелены ($K = 0$ — безотрывное обтекание, $K = 1$ — предельный случай полного отрыва, соответствующий схеме работы [3]). В [4, 5] на примере треугольных крыльев отмечено сильное влияние параметра K на аэродинамические характеристики крыльев.

В данной работе проведены расчеты по определению степени влияния параметра K на аэродинамические характеристики прямоугольных в плане крыльев, а также ме-