

О ПРИМЕНИМОСТИ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ К РАСЧЕТУ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМОТРОНА

А. М. ГОНОПОЛЬСКИЙ, А. И. ДАУТОВ, Р. Х. ИСМАГИЛОВ,
Ф. А. СЛОВОДКИНА

(Казань, Москва)

Большинство инженерных методов расчета характеристик плазмотронов использует теорию подобия, с помощью которой создаются критериальные уравнения, обобщающие результаты экспериментов [1]. Несмотря на приемлемую для практических расчетов точность, с их помощью нельзя провести физического анализа локальных явлений, происходящих в рабочем канале плазмотрона.

В настоящей работе проводится сравнение экспериментальных данных с результатами расчета локальных и интегральных тепловых и газодинамических характеристик плазмотрона постоянного тока с продольно-обдуваемой дугой. В основу метода расчета положена квазиодномерная газодинамическая модель течения электропроводного газа в канале плазмотрона, разработанная и исследованная в [2].

1. Эксперименты проводились на плазмотроне [3], который состоял из торцового гафниевого катода, медного анода цилиндрической формы и межэлектродной вставки, набранной из шести отдельных электрически изолированных одна от другой секций длиной 1.8 см каждая. Конструкция позволяет вдвигать рабочий газ — воздух в канал как в его начальном сечении, так и через межсекционные зазоры шириной 0.25 см каждый. Первая серия экспериментов проводилась с секциями диаметром 1 см при отсутствии вдува в межсекционные зазоры. Во второй серии первая секция была заменена конической расширяющейся от 0.6 до 1 см в диаметре, при этом в каждый межсекционный зазор тангенциально подавался воздух от $0.05 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1}$ до $0.1 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1}$. Такая организация вдува позволила снизить конвективные тепловые потоки в стенки канала и повысить градиент напряжения при одинаковых суммарных расходах воздуха и силе тока в дуге. Секции канала были выполнены из меди и имели принудительное водяное охлаждение.

В экспериментах измерялись ток и напряжение дуги, расход газа через начальное сечение и через каждый зазор, статическое давление у стенки канала, тепловые потоки в стенки секций и потенциалы каждой секции. По этим данным методом теплового баланса определялась среднemasсовая энтальпия торможения и полезная мощность плазмотрона. Сила тока изменялась от 90 до 220 а, а общий расход через плазмотрон — от 0.2 до $0.8 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1}$. Истечение происходило в атмосферу.

2. Наличие равномерных по поперечному сечению канала плазмотрона участков профилей температуры, экспериментально обнаруженное в [4], а также подобие профилей температур и скоростей в высокотемпературных потоках [5], позволяет предположить, что расчет течений газа в рабочих каналах плазмотронов может проводиться в одномерном приближении. Для описания течения в плазмотроне воспользуемся моделью, предложенной в [2].

Будем считать, что основная часть энергии подводится к газу в виде джоулевой диссипации энергии электрической дуги и все параметры потока, в том числе и плотность электрического тока, равномерно распределены по поперечному сечению канала.

С учетом принятых допущений запишем уравнения неразрывности, движения и энергии стационарного осесимметричного канала с проницаемыми теплопроводными стенками, ось которого совпадает с направлениями электрического тока и скорости течения газа [2]

$$(2.1) \quad \begin{aligned} (\rho u F)' - g &= 0 \\ \rho u u' + p' + u g / F &= 0 \\ h' + u u' + \frac{g}{\rho u F} \left(h + \frac{u^2}{2} - i_w \right) - \frac{\eta I^2}{\sigma \rho u F^2} + q &= 0 \end{aligned}$$

Система (2.1) записана относительно следующих безразмерных переменных:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} x &= \frac{x^\circ}{l^\circ}, & F &= \frac{F^\circ}{F_a^\circ}, & I &= \frac{I^\circ}{I^\circ} = 1, & p &= \frac{p^\circ}{p_a^\circ}, & g &= \frac{g^\circ}{G_a^\circ} \\ \sigma &= \frac{\sigma^\circ}{\sigma_*^\circ}, & q &= \frac{q^\circ V^\circ G_a^\circ}{(p^\circ F^\circ)^2}, & u &= \frac{u^\circ G_a^\circ}{p_a^\circ F_a^\circ}, & \rho &= \rho^\circ \left(\frac{F_a^\circ}{G_a^\circ} \right)^2 p_a^\circ \\ h &= h_a^\circ \left(\frac{G_a^\circ}{p_a^\circ F_a^\circ} \right)^2, & i_w &= i_w^\circ \left(\frac{G_a^\circ}{p_a^\circ F_a^\circ} \right)^2, & \eta &= \frac{I^\circ V^\circ G_a^\circ}{(p_a^\circ F_a^\circ)^2} \end{aligned}$$

Градус приписывается размерным параметрам, а — параметрам во входном сечении, звездочка — характеристическим параметрам; l° — длина канала плазмотрона; $I^\circ = \text{const}$ — сила тока; V° — полное напряжение горения дуги; p, u, ρ, h, σ — статическое давление, скорость, плотность, статическая энтальпия и электропроводность газа соответственно; F — площадь поперечного сечения канала; G_a° — расход газа через начальное сечение; g° — расход, вдуваемый через боковые стенки на единицу длины канала; q — тепловой поток на единицу длины канала, отнесенный к расходу газа через данное сечение; i_w — энтальпия стенки канала; x — координата вдоль оси канала, штрихом обозначена производная по x .

Для интегрирования системы (2.1) необходимо задать распределение тепловых потоков в стенки по длине канала, распределение расхода вдуваемого газа, зависимости давления и электропроводности от параметров потока, а также граничные условия во входном и выходном сечениях канала.

При расчетах экспериментально измеренные распределения тепловых потоков в стенки аппроксимировались полиномами, число коэффициентов которых равнялось числу секций межэлектродной вставки ($q = a_1 + a_2 x + \dots + a_6 x^5$, где a_i — коэффициенты полинома, определяемые методом наименьших квадратов).

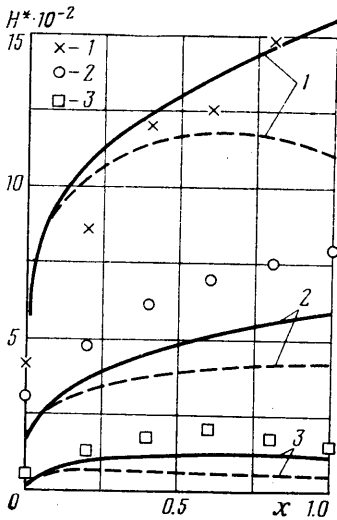
При выводе системы уравнений (2.1) предполагалось, что радиальная составляющая скорости вдуваемого газа мала. Расход вдуваемого через стенки газа по длине канала меняется ступенчато. В пределах секции расход остается постоянным, а вдоль зазора линейно растет, т. е.

$$G(x) = G_a + \int_0^x g(x) dx$$

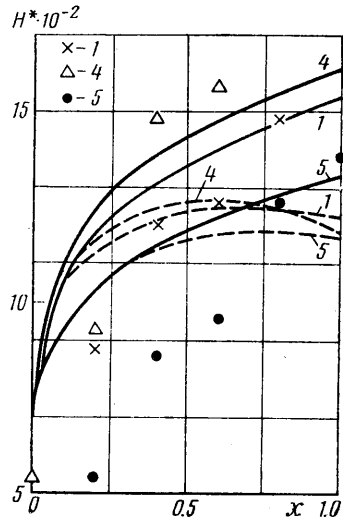
Здесь $g(x) = 0$ в пределах секции и $g(x) = \text{const}$ в зазоре.

Соотношения вида $p = p(\rho, h)$ и $\sigma = \sigma(\rho, h)$ берутся такими же, как в [2]: $p = A \rho h^\alpha, \sigma = B h^\beta$ (A, B, α, β — константы).

Величина A определяется по начальным данным для каждого эксперимента из условия $A=1$ при $p^0=10^5$ н.м², $T^0=1000^\circ$ К. Коэффициент α зависит от диапазона давлений и при атмосферном давлении $\alpha=0.787$ наилучшим образом аппроксимирует данные работы [6]. В диапазоне температур $1000-10\ 000^\circ$ К можно принять $\beta=4$ [6]. Коэффициент B для каждого эксперимента определялся по формуле $B=(h_*^0)^{-\beta}$, где h_*^0 — статическая энтальпия, соответствующая характерному значению электропроводности σ_*^0 , в качестве которой принято ее среднее значение по длине канала.



Фиг. 1



Фиг. 2

Граничные условия для рассматриваемых здесь дозвуковых течений сформулируем следующим образом: зададим давление и расход воздуха во входном сечении канала и, поскольку истечение происходит в атмосферу, потребуем равенства давления в выходном сечении канала атмосферному давлению. В силу формул (2.2) граничные условия примут вид

$$(2.3) \quad G(0)=1, \quad p(0)=1 \quad (x=0), \quad p(1)=p_b \quad (x=1)$$

Решение краевой задачи сводилось к многократному интегрированию системы (2.1) методом Рунге — Кутты с пристрелкой недостающего начального условия при $x=0$ модифицированным методом хорд. Расчеты проводились с учетом теплообмена ($q \neq 0$) и без него ($q=0$) для всех экспериментов.

3. Применимость одномерной модели оценивалась путем сравнения экспериментальных и расчетных распределений энтальпии торможения и статического давления вдоль канала, а также по величине полезной мощности. Результаты обработки первой серии экспериментов представлены на фиг. 1–3, где 1–3 — экспериментальные данные при силе тока $I^0=140a$ и расходе $G^0=0.8$ г·сек⁻¹, 0.4 г·сек⁻¹, 0.2 г·сек⁻¹ соответственно; 4, 5 — при $G^0=0.8$ г·сек⁻¹ и $I^0=180a$; $90a$; 6 — при $I^0=220a$ и $G^0=0.4$ г·сек⁻¹. Там же нанесены результаты расчетов, полученных интегрированием системы (2.1) с граничными условиями (2.3) при $q=0$ (сплошная линия) и при $q \neq 0$ (штриховая линия), причем номера расчетных кривых соответствуют номеру эксперимента. Фиг. 1 демонстрирует влияние изменения расхода воздуха (эксперименты 1, 2, 3), а фиг. 2 — влияние изменения

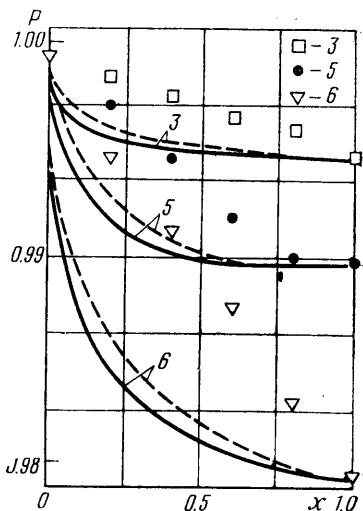
силы тока (эксперименты 1, 4, 5) на распределение энтальпии торможения по длине канала. На фиг. 3 дано распределение статического давления вдоль канала для экспериментов 3, 5, 6.

Как следует из графиков на фиг. 1, 2, при всех значениях расхода воздуха и силы тока учет теплообмена со стенками при расчетах ($q \neq 0$) приводит к уменьшению энтальпии торможения потока. В то же время расчетные кривые для $q=0$ демонстрируют не только качественное, но в ряде случаев и количественное совпадение теории и эксперимента. Ввиду того что погрешность определения среднemasсовой энтальпии торможения по экспериментальным данным составляет $\sim 20\%$, можно утверждать, что в рассматриваемых случаях одномерная модель без учета теплообмена правильно отражает закономерности изменения энтальпии торможения по длине канала и погрешность расчетов, проведенных на основе этой модели, не превышает погрешности экспериментальных данных.

Тот факт, что при учете теплообмена ($q \neq 0$) результаты расчета в большей степени отличаются от результатов эксперимента, чем при $q=0$, может свидетельствовать о том, что дополнительные источники тепла, такие как, например, трение в пограничном слое, не учитываемые уравнениями (2.1) ввиду их малости по сравнению с джоулевой диссипацией, могут компенсировать потери энергии на теплоотвод в стенки канала.

Анализ результатов, приведенных на фиг. 1, 2, показывает, что на начальном участке канала, где газ слабо взаимодействует с дугой, экспериментальные и расчетные данные для больших значений расхода и силы тока больше отличаются друг от друга, чем в средней части, где газ прогревается на больших расстояниях от оси, растекание тока по сечению улучшается, а следовательно, и параметры потока более равномерно распределяются по сечению канала.

Из результатов, приведенных на фиг. 3, видно, что максимальное отличие давления, полученного в эксперименте, от расчетного составляет менее 1% в средней части канала. В начальном и выходном сечениях канала значения расчетного и экспериментального давления совпадают в силу формулировки краевой задачи (2.3).



Фиг. 3

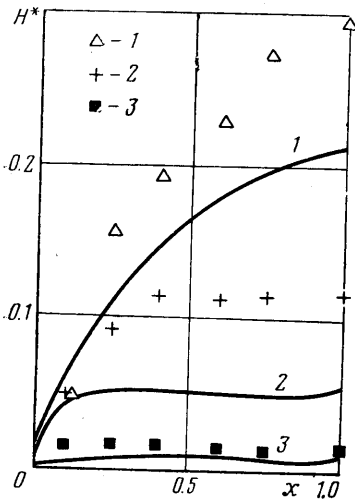
| $G^\circ, \text{г.сек}^{-1}$ | 0.2 | | 0.4 | | 0.8 | | | |
|------------------------------|---------|---------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | I | II | I | II | I | II | I | II |
| 90 | 0.0096 | 0.01021 | 0.04812 | 0.5537 | 0.1280 | 0.1440 | 0.114 | 0.131 |
| 140 | 0.01065 | 0.01324 | 0.0507 | 0.0520 | 0.1570 | 0.1920 | 0.1512 | 0.1596 |
| 180 | — | — | 0.4557 | 0.4765 | 0.1630 | 0.2095 | 0.1630 | 0.1780 |
| 220 | — | — | 0.05093 | 0.5260 | 0.1551 | 0.1906 | — | — |

В таблице приведены расчетные (I) и экспериментальные (II) величины полезной мощности плазмотрона. Для этого параметра максимальное отличие экспериментальных значений от расчетных не превышает 25% . Отсутствие монотонных зависимостей в данных таблицы объясняется различным давлением на входе в канал.

На фиг. 4 представлены расчетные (при $q=0$) и экспериментальные данные по распределению энтальпии торможения по длине канала для

экспериментов второй серии. Здесь приведены результаты при силе тока в дуге $I^0=180$ а для режимов со следующим распределением расхода воздуха:

1 — весь расход $G^0=0,8$ г·сек⁻¹ подавался через начальное сечение канала; 2 — через начальное сечение подавалось 0,5 г·сек⁻¹ и по 0,05 г·сек⁻¹ через каждый межсекционный зазор; 3 — через начальное сечение подавалось 0,2 г·сек⁻¹ и по 0,1 г·сек⁻¹ через каждый межсекционный зазор (межсекционных зазоров шесть).



Фиг. 4

На фиг. 4 цифрами 1, 2, 3 обозначены соответствующие эксперименты.

Из фиг. 4 видно, что при любом законе подачи воздуха вдоль межэлектродной вставки результаты расчета качественно правильно отражают распределение энтальпии торжонения по длине канала.

Итак, из анализа экспериментальных и расчетных данных следует, что в цилиндрических каналах и в каналах более сложной формы при подаче воздуха через начальное сечение рабочего канала одномерная модель позволяет проводить количественные оценки параметров течения во всем исследованном здесь диапазоне изменения силы тока, расхода и начального давления воздуха. Для течений с распределенным вдувом расчеты по одномерной теории дают лишь качественно правильное представление о поведении параметров потока в канале плазматрона, что объясняется, по-видимому, более сложным взаимодействием вдуваемого и основного потока, чем может предсказать одномерная теория.

Следует отметить, что плодотворность проведенного здесь сравнения экспериментальных и теоретических данных определяется еще и тем, что эксперименты проводились на плазматроне с секционированной межэлектродной вставкой. Такие каналы, весьма перспективные с точки зрения предотвращения шунтирования дуги, позволяют получить достаточно равномерное распределение плотности тока по поперечному сечению, что ведет к более равномерному распределению и других параметров [7].

В заключение авторы благодарят Г. А. Любимова за ценные замечания.

Поступила 7 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Коротеев А. С., Костылев А. М., Коба В. В., Ломовцев М. А., Куцевалов В. А., Челознов Б. В. Генераторы низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1969.
2. Гонопольский А. М., Слободкина Ф. А. Исследование одномерного течения в канале плазматрона. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
3. Исмагилов Р. Х., Шавалиев Х. М., Шарифуллин С. Н. Исследование характеристик плазматрона при распределенной подаче газа. Тр. Казанск. авиац. ин-та, 1974, вып. 165.
4. Физика дугового разряда. Сб. тр. под ред. М. Ф. Жукова. Ин-т теплофиз. СО АН СССР, Новосибирск, 1972.
5. Белянин Н. М. Модель электрической дуги с продольным обдувом газа. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1966, вып. 3, № 10.
6. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1962.
7. Мустафин Г. М. Характеристики стабилизированной дуги в канале с распределенной подачей газа. ПМТФ, 1968, № 4.