

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА В ПОТОКЕ ВОДОРОДА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

В. Н. Ветлуцкий, В. Г. Севастьяненко

(Новосибирск)

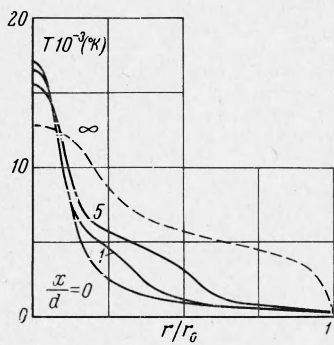
С учетом поперечных перетеканий рассмотрено взаимодействие электрической дуги с ламинарным потоком водорода при давлении 100 атм. Приведены результаты расчетов для силы тока 30а и радиуса трубы 0,3 см. Показано, что при этих параметрах излучение играет определяющую роль в процессе теплообмена.

Электрическая дуга в потоке газа без учета излучения рассматривалась ранее в работах [1-4] и с учетом излучения в работе [5]. Однако в указанных работах в уравнении энергии учитывалась только продольная составляющая скорости.

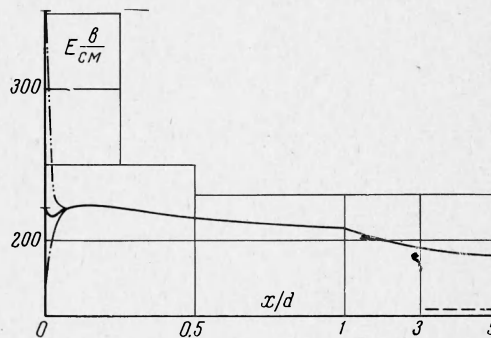
1. Ламинарный поток газа в трубе с подводом энергии описывается уравнениями типа пограничного слоя [6], которые справедливы при больших числах Рейнольдса и при малой величине отношения поперечной компоненты скорости к продольной. Полагая дополнительно число Маха много меньшим единицы, запишем [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U r}{\partial x} + \frac{\partial \rho V r}{\partial r} &= 0 \\ \rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} &= -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial U}{\partial r} \right) \\ \rho U C_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V C_p \frac{\partial T}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \Phi + \sigma E^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь Φ — дивергенция плотности потока лучистой энергии, которая рассчитывалась, как указано в [7, 8]; E — напряженность электрического поля, постоянная по радиусу; σ — электропроводность, остальные обозначения общепринятые.



Фиг. 1



Фиг. 2

Сила тока I связана с напряженностью электрического поля и электропроводностью законом Ома

$$I = E 2\pi \int_0^{r_0} \sigma r dr \quad (1.2)$$

Система уравнений (1.1), (1.2) решалась при тех же начальных и граничных условиях, что и в работе [7]. Поскольку давление меняется слабо, плотность, электропроводность, удельная теплоемкость и коэффициенты вязкости и теплопроводности, а также оптические свойства принимались известными функциями температуры [7].

При указанных допущениях система уравнений (1.1) с граничными условиями допускает растяжение

$$x_1 = \alpha x, \quad r_1 = r, \quad U_1 = \alpha U, \quad V_1 = V, \quad T_1 = T, \quad \left(\frac{dp}{dx} \right)_1 = \alpha \left(\frac{dp}{dx} \right), \quad Q_1 = \alpha Q$$

Это позволяет полученное решение пересчитывать на любое значение расхода Q для течения с подобным начальным профилем скорости при том же давлении.

Задача решалась методом конечных разностей с использованием итераций по нелинейности [7]. Реальные зависимости оптических и переносных свойств от температуры для водорода при давлении 100 атм взяты из работы [8].

Кроме плотности потока лучистой энергии на стенке q_1 , плотности кондуктивного потока тепла q_2 и среднemasовой энтальпии $\bar{H}^{(1)}$, вычисляемых в работе [7], в каждом сечении дуги подсчитывались мощность, подводимая на единицу длины дуги W , и мощность, отводимая в стенку Π

$$W = IE, \quad \Pi = 2\pi r_0 (q_1 + q_2)$$

Уравнение баланса энергии в данном случае запишется в следующем виде:

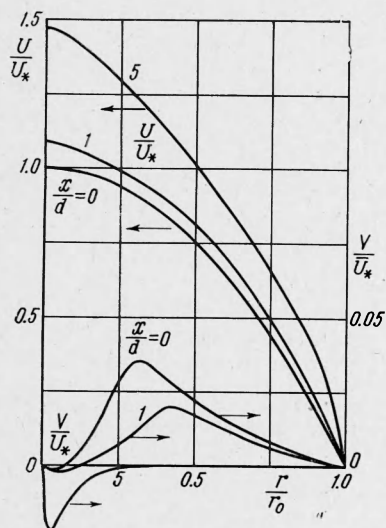
$$Q [H^{(1)}(x) - H^{(1)}(0)] = \int_0^x (W - \Pi) dx \quad (1.3)$$

Соотношение (1.3) использовалось для контроля точности счета.

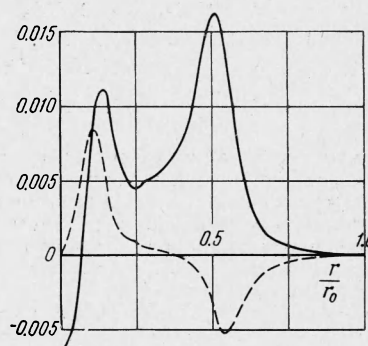
2. Все расчеты проводились для дуги в потоке водорода и давлении 100 атм. Нам неизвестны работы, содержащие профили скорости и температуры в плазмотроне, работающем на водороде при этом давлении. Поэтому в качестве начального был задан параболический профиль продольной составляющей скорости, а начальные профили температуры варьировались. Причем профили температуры были взяты узкими вблизи оси и пологими у стенки. Расчеты показали, что влияние начального профиля температуры на параметры течения мало. Все рассчитываемые величины в различных вариантах начинали совпадать уже на долях калибра ($Q = 1$ г/сек).

На фиг. 1—4 приведены результаты расчетов для тока $I = 30$ а, радиуса трубы $r_0 = 0.3$ см и расхода $Q = 1$ г/сек. Сплошными линиями на фиг. 1 нанесены профили температуры в различных сечениях. Из графика видно, что температура на оси падает, а участок профиля в районе температур до 5000°К расширяется. Пунктиром нанесен асимптотический профиль температуры, взятый из работы [8].

Кривая напряженности электрического поля на фиг. 2 монотонно убывает вдоль оси. Область до одного калибра на графике растянута, и видно, как сливаются кривые напряженности для различных начальных профилей (сплошная кривая — начальная температура на оси 17000°К, штрих-пунктир — 18000°К и двойной штрих-пунктир — 15000°К). Пунктиром нанесено асимптотическое значение напряженности по работе [8].

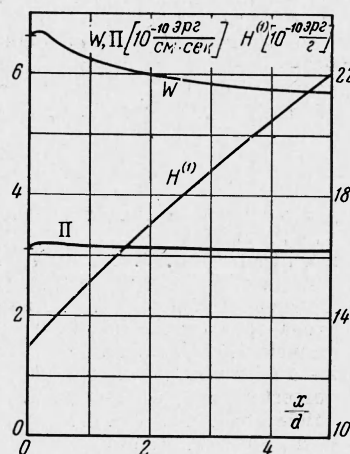


Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 3 приведены графики подводимой мощности W , отводимой Π и энтальпии $H^{(1)}$. Больше половины подводимой мощности отводится в стенку, а остальная часть идет на повышение энтальпии потока. Плотность кондуктивного потока тепла на стенке возрастает в пяти калибрах в два раза, но остается на два порядка ниже плотнос-



Фиг. 3

ти потока тепла из-за излучения. Таким образом, при данных параметрах плазмотрона излучение играет определяющую роль в процессе теплообмена.

Факт сильного влияния излучения на теплообмен при взаимодействии электрической дуги с потоком газа был отмечен ранее в работе [5], где рассматривалась дуга в турбулентном потоке аргона при атмосферном давлении.

Профили продольной и поперечной компонент скорости представлены на фиг. 4. Поперечная компонента скорости на пяти калибрах значительно возрастает в токопроводной зоне. Продольная компонента скорости также возрастает, но ее профиль остается близким к параболическому.

Следует отметить, что оба конвективных члена в уравнении энергии (1.1) имели один порядок. На фиг. 5 сплошной кривой нанесен первый конвективный член, пунктиром — второй, отнесенные к одной и той же величине. Приведенные данные соответствуют сечению на расстоянии четырех калибров от входа.

Авторы благодарят А. Т. Онуфриева за внимание к работе.

Поступила 21 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Даутов Г. Ю. Положительный столб электрической дуги в потоке. ПМТФ, 1963, № 4.
2. Skifstad J. G. Analysis of the flow and heat transfer processes in a tube arc for heating a gas stream. AIAAJ. 1963, vol. 1, No. 8.
Рус. перев.: Скифстед Д. Г. Анализ течения и процессов теплообмена при нагреве потока газа стабилизированной цилиндрической дугой. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 8, стр. 184.
3. Jedlicka J. R., Stine H. A. Axial flow through the wall — constricted direct current arc — comparison of theory and experiment. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1964, vol. 11, No. 1.
4. Watson V. R. Comparison of detailed numerical solutions with simplified theories for the characteristics of the constricted — arc plasma generator. Proc. 1965 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Los Angeles, Calif. Stanford, Calif., Univ. Press, 1965.
5. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. The influence of radiation energy transport accounting for self-absorption on heat transfer process for an Electric arc in turbulent argon flow. Proc. III international heat transfer conf., Chicago, Illinois, 1966, vol. 5, N. Y. Amer. Inst. Chem. Engrs., 1966.
6. Worsoe — Schmidt P. M., Leppert G. Heat transfer and friction for laminar flow of gas in a circular tube at high heating rate. Internat. J. heat Mass transfer, 1965, vol. 8, No. 10.
7. Ветлужкий В. Н., Севастьяненко В. Г. Исследование теплообмена с учетом излучения при течении газа в трубе. ПМТФ, 1968, № 5.
8. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Расчет цилиндрической электрической дуги с учетом переноса энергии излучением. Дуга в водороде при давлении 100 атм. ПМТФ, 1968. № 2.

ТЕОРИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМОТРОНЕ С ОСЕВЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКА ГАЗА

Б. А. Урюков (Новосибирск)

Качественная картина взаимодействия электрической дуги с осевым магнитным полем и рабочей средой в коаксиальном плазмотроне (фиг. 1) представляется более простой, чем в плазмотроне с вихревой стабилизацией дуги, ввиду того, что для ограничения длины дуги в коаксиальном плазмотроне нет необходимости привлекать явление пробоя (шунтирования) между дугой и стенкой. Тем не менее известно аналитическое решение для формы дуги и скорости ее вращения только для случая отсутствия продольного течения газа [1].

Наложение осевого течения газа усложняет задачу с той точки зрения, что механизм вовлечения в движение вдоль оси элементов дуги, возникающих на внутреннем электроде плазмотрона и движущихся к внешнему, вообще говоря, не совсем очевиден, если принимать во внимание приэлектродные эффекты. Кроме того, возникает вопрос об определении угловой скорости вращения дуги как целого, что существенным образом связано с начальными условиями существования элементов дуги на внутреннем электроде (в [1] выбор значения этой скорости не обоснован какими-либо физическими соображениями). В данном случае эта задача еще более усложнена появлением дополнительного источника влияния — осевого течения газа.