

1.2.2.

<sup>1</sup>Р.Н. Тазмеева, <sup>2</sup>Б.Х. Тазмеев<sup>1</sup>Казанский федеральный университет, Набережночелнинский институт,<sup>2</sup>Набережночелнинский государственный педагогический университет,  
Набережные Челны, tazmeeva@mail.ru

### К МОДЕЛИРОВАНИЮ ДУГИ В ПЛАЗМОТРОНЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ РАСХОДОМ ГАЗА

*Проанализированы газодинамические условия в цилиндрическом канале плазмотрона с распределенным расходом газа. Обоснована возможность моделирования дуги в плазмотроне разделением его цилиндрического канала на проводящую и непроводящую области. Предложен метод состыковки этих двух областей с учетом неразрывности потока газа.*

Ключевые слова: *плазмотрон, модель дуги, ламинарная дуга, электродуговой нагрев газа.*

Распределенный расход газа в плазмотронах осуществляется путем вдува газа либо в зазоры между секциями разрядного канала, либо через вставки с пористыми стенками. Как показывают экспериментальные исследования [1-5], вдув газа позволяет существенно улучшить характеристики плазмотрона. Так при небольшой интенсивности вдува  $\dot{G} = (5 - 30) \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  и токах  $I = 35 - 150 \text{ А}$  достигнут тепловой к.п.д. плазмотрона 0,80-0,86 [2]. С увеличением интенсивности вдува тепловой к.п.д. ещё более растет и находится на уровне 0,90-0,95 при  $\dot{G} = 0,5 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  и  $I = 250 - 1300 \text{ А}$  [3]. Большой практический интерес представляет возможность создания мощного ( $\sim 1 \text{ МВт}$ ) плазмотрона с регенеративным охлаждением, в котором вся энергия, отводимая к стенкам разрядной камеры, полностью возвращается в разрядный канал вдуваемым через пористые стенки плазмообразующим газом [4].

Однако, несмотря на перспективность плазмотронов с распределенным расходом газа, создание таких плазмотронов в промышленном варианте для технологических целей осуществляется сравнительно медленно. Это связано с тем, что в настоящее время свойства дуги в условиях стабилизации в разрядном канале плазмотрона с распределенным расходом газа изучены недостаточно полно. Ускорению создания высокоэффективных промышленных плазмотронов, какими являются плазмотроны с распределенным расходом газа, главным образом способствуют экспериментальные исследования. В немалой степени этому способствует и разработка модели, которая позволяет анализировать процессы в дуге, горящей в условиях распределенного вдува газа.

В работе [1] рассматривается модель дуги в плазмотроне с распределенным расходом газа, которая дает сравнительно простые расчетные формулы. Эта модель хорошо согласуется с экспериментом при малом расходе вдуваемого газа. Однако, она неприменима при большой интенсивности вдува, так как не учитывает неравномерность распределения плотности осевого потока массы по сечению разрядной камеры. В данной работе теоретический подход к дуге в канале с распределенным расходом газа, описанный в [1], развивается для области интенсивного вдува.

#### Постановка задачи.

Электрическая дуга горит в длинном цилиндрическом канале с проницаемыми стенками и ламинарным потоком газа. Предполагается, что в канале реализуется предельный участок, где устанавливается неизменное радиальное распределение температуры, напряженности электрического поля и ряда других параметров потока газа. Предельный участок состоит из двух концентричных областей: центральной проводящей области I с радиусом  $\xi$  и пристеночной непроводящей области II (рис. 1).

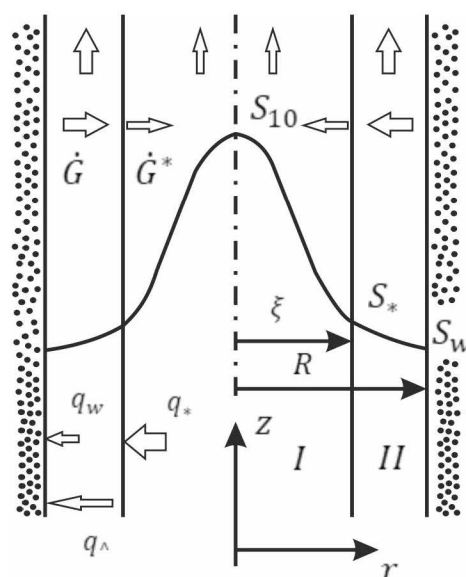


Рис. 1 - Схема предельного участка цилиндрического канала плазмотрона  
 $r$  и  $z$  – радиальные и осевые координаты;  $G$  и  $q$  – массовые и тепловые потоки;  
 $S$  – функция теплопроводности.

Через поверхность единицы длины канала в область II в единицу времени поступает газ массой  $\dot{G}$ . Часть этого газа  $\dot{G}^*$  проникает в проводящую область I. В данной работе считается, что

$$\dot{G}^* = k \bar{\xi}^2 \dot{G}, \#(1)$$

где  $k$  - коэффициент внутреннего вдува, зависящий от интенсивности вдува, тока и ряда других параметров дуги.

Как указывается в работе [6], в длинных стационарных ламинарных дугах при отсутствии внешнего магнитного поля можно пренебречь вязкой диссипацией энергии, изменением кинетической энергии газа и переносом тепла в направлении оси канала за счет теплопроводности по сравнению с конвективным переносом энергии, подводимым джоулевым теплом и переносом тепла в радиальном направлении за счет теплопроводности и конвекции. Далеко от электродов также можно пренебречь радиальными составляющими плотности тока и напряженности электрического поля по сравнению с их осевыми составляющими.

Введение функции теплопроводности

$$S_1 = \int_0^T \lambda dT$$

позволяет упростить зависимости электропроводности  $\sigma$ , энтальпии  $h$  и излучательной способности (плотности объемного излучения)  $W_r$  газа от температуры  $T$  и давления  $p$  и представить их в виде

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_s(p)(S_1 - S_*) && \text{при } S_1 > S_*, \\ \sigma &= 0 && \text{при } S_1 \leq S_*, \\ h &= h_s(p)S + h_* \# \\ W_r &= W_{rs}(p) \frac{S}{4\pi} \cdot \# \end{aligned}$$

В эти формулы давление  $p$  входит как параметр. Здесь  $S = S_1 - S_*$ .

$S_*$ ,  $h_*$  - значения функции теплопроводности  $S_1$  и энтальпии  $h$  на границе проводящей области I.  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Предполагается, что поглощение энергии излучения отсутствует.

С учетом изложенного выше, уравнения, описывающие свойства предельного участка дуги, приводятся к виду:

$$\frac{\rho V_r h_s}{R} \cdot \frac{dS}{d\bar{r}} = \frac{1}{R^2 \bar{r}} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \cdot \left( \bar{r} \cdot \frac{dS}{d\bar{r}} \right) + \sigma_s E^2 S - W_{rs} S, \#(2)$$

$$I = 2\pi R^2 \sigma_s E \int_0^{\bar{r}} S \bar{r} d\bar{r}, \#(3)$$

$$\frac{R}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \cdot (\rho V_z) + \frac{1}{\bar{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \cdot (\bar{r} \rho V_r) = 0, \#(4)$$

Численные расчеты [7-9] показывают, что в центральной области канала плотность осевого потока массы  $\rho V_z$  меняется по радиусу незначительно как при малой, так и при большой интенсивности вдува газа. Поэтому  $\rho V_z$  можно принять постоянным по сечению проводящей области I. В непроводящей области II  $\rho V_z$  существенно меняется вдоль радиуса (рис. 2). На границе канала значение  $\rho V_z$  равно нулю. При малой интенсивности вдува газа  $\rho V_z$  монотонно возрастает в радиальном направлении к центру канала. При большой интенсивности вдува газа  $\rho V_z$  в области II имеет максимум. Причем с увеличением интенсивности вдува этот максимум растет [9].

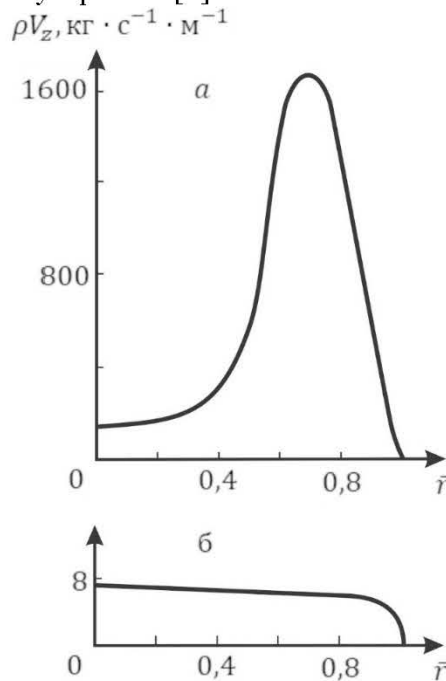


Рис.2 - Распределение по сечению канала плотности осевого потока массы (газ - аргон)  
 а -  $\dot{G} = 1,57 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $I = 100 \text{ A}$ ,  $z/d = 4,5$  [8]. б -  $\dot{G} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  
 $I = 200 \text{ A}$ ,  $z/d = 8$  [7].

В приближенной теории [1] считается, что  $\rho V_z$ , постоянна по всему сечению канала. Как следует из результатов численных исследований [6-8], такое приближение приемлемо лишь при малой интенсивности вдува газа.

В данной работе предполагается, что сложную зависимость  $\rho V_z$  по радиусу канала можно аппроксимировать ступенчатой функцией, которая терпит разрыв на границе областей I и II. И в проводящей, и в непроводящей областях  $\rho V_z$  принимается постоянной, причем считается, что

$$\rho V_{zII} = \varepsilon \rho V_{zI}, \#(5)$$

где коэффициент  $\varepsilon \geq 1$ .

На предельном участке разрядного канала  $\rho V_{zI}$  меняется вдоль оси  $z$  по линейному закону

$$\rho V_{zI} = \frac{1}{\pi R^2 \bar{\xi}^2} \cdot (G_0 + \dot{G}^* l \bar{z}). \#(6)$$

Из условия осесимметричности течения следует

$$V_r(0, \bar{z}) = 0, \#(7)$$

$$\frac{\partial S}{\partial \bar{r}}(0, \bar{z}) = 0. \#(8)$$

Значение  $S$  на границе областей I и II равняется нулю, а на оси канала задается, т.е.

$$S(\bar{\xi}, \bar{z}) = 0, \quad S(0, \bar{z}) = S_0 \#(9)$$

Таким образом, задача сводится к решению уравнений (2 - 4) при условиях (5 - 9).

#### **Список литературы**

1. Галимарданов М.Ш., Даутов Г.Ю., Исмагилов Р.Х., Киямов Х.Г. // Физика и химия обработки материалов, 1975, № 6, с. 13-16.
2. Генерация низкотемпературной плазмы и плазменные технологии: Проблемы и перспективы / Г.Ю.Даутов, А.Н.Тимошевский, Б.А.Урюков и др. - Новосибирск: Наука, 2004. - 464 с. - (Низкотемпературная плазма; Т.20)
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, с. 82 - 103.
4. Пустогаров А.В., Мельников Г.Н., Карабут А.Б. и др. // Изв. СО АН СССР, 1986, серия техн. наук, вып. 3, с. 86 - 90.
5. Tazmeev A.K., Tazmeeva R.N. // J. Phys.: Conf. Ser., 2018. V. 1058. P. 012036
6. Даутов Г.Ю., Дзюба В.А., Карп И.Н. Плазмотроны со стабилизированными электрическими дугами. Киев: Наук.думка, 1984. -168 с.
7. 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, с. 49 - 61.
8. Курочкин Ю.В., Пустогаров А.В., Уколов В.В. // Изв. СО АН СССР, 1978, № 3, серия техн. наук, вып. 1, с.9-15.
9. Карабут А.Б., Курочкин Ю.В., Прокофьев А.Н. // Теплофизика высоких температур, 1961; т. 19, № 3, с. 595 - 602.