

### КРИТЕРИЙ ПРИБЛИЖЕННОГО ПОДОБИЯ ДУГИ С САМОУСТАНОВЛИВАЮЩЕЙСЯ ДЛИНОЙ, ГОРЯЩЕЙ В ПЛАЗМОТРОНЕ С ВИХРЕВОЙ ГАЗОВОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

В. Я. Смоляков (Новосибирск)

Использование теории подобия для обработки экспериментальных данных по горению дуги в плазмотроне [1-3] позволило сделать качественный скачок в методах расчета плазмотронов. Успех такого подхода поставил задачу нахождения критериев подобия, дающих хорошее обобщение для каждой конкретной схемы плазмотрона, с учетом особенностей горения дуги в этой схеме. В настоящей работе получен критерий приближенного подобия для безразмерного падения потенциала на дуге, горящей в плазмотроне с вихревой газовой стабилизацией, для случая, когда длина дуги определяется шунтированием [4]. Приводятся результаты обработки экспериментальных данных для дуги в плазмотроне с воздушной вихревой стабилизацией.

Обнаружение шунтирования, т. е. замыкания дуги на стенку электрода посредством электрического пробоя зазора между дугой и электродом и последующего ее укорочения [3-7], и исследование его роли в процессе установления падения потенциала на дуге [4, 3] позволяют составить идеализированную схему процесса горения дуги в плазмотроне с вихревой газовой стабилизацией. Рассматриваемая ниже идеализация наиболее применима к двум схемам плазмотрона с вихревой газовой стабилизацией (изображенным на фиг. 1) — односторонней (а) и двухсторонней (б). Эти схемы характеризуются наличием одной вихревой камеры, и в них шунтирование играет главную роль в установлении падения потенциала на дуге.

На фиг. 2, а приведена осциллограмма напряжения дуги в одностороннем плазмотроне, а на фиг. 2, б — пояснение к процессу установления напряжения на дуге. Мгновенное значение напряжения на дуге  $U^*$  можно записать как

$$U^* = U_k + U_a + \int_0^l Edl$$

Здесь  $U_k$  и  $U_a$  — катодное и анодное падения соответственно,  $l$  — длина дуги,  $E$  — напряженность столба дуги.

При поджиге дуги в зазоре между электродами длина дуги минимальна, что соответствует некоторому начальному значению напряжения  $U^* = U_0$  (фиг. 2, б). При выдувании дуги из зазора происходит увеличение напряжения дуги за счет роста длины до максимального значения  $U_1$ , после чего вследствие электрического пробоя между положительным столбом дуги на оси и стенкой электрода и отмирания длинного участка столба дуги  $BC$  (фиг. 1, а), шунтированного более коротким участком  $BB_1$ , напряжение дуги уменьшается до значения  $U_2^*$ , соответствующего падению потенциала на отрезке  $ABB_1$ . Скорость отмирания участка  $BC$  зависит от разности электрических сопротивлений участков  $BC$  и  $BB_1$ .

Обозначив среднее значение напряжения на дуге через  $U$  и учитывая, что изменение напряжения на дуге в период между двумя пробоями почти линейно, запишем

$$U = 1/2 (U_1 + U_2^*)$$

Обозначим через  $U_2$  падение потенциала в осевой части столба дуги до сечения, в котором происходит пробой.  $U_2 \approx U_2^*$ , так как между ними существует лишь небольшая разница, равная падению потенциала на участке  $BB_1$ .

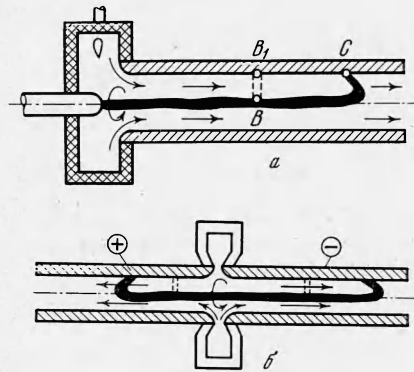
Падение потенциала на участке  $BC$  равно  $U_*$  — напряжению начала пробоя промежутка  $BB_1$ . Тогда для  $U_1$  можно записать

$$U_1 = U_2 + U_* \quad (1)$$

а выражение для среднего напряжения дуги примет вид

$$U \approx 1/2 (U_1 + U_2) = U_2 + 1/2 U_* \quad (2)$$

Исходя из рассмотрения условий горения дуги в плазмотроне с вихревой газовой стабилизацией и привлекая уравнения пробоя для случая коаксиальных электродов, можно найти связь между  $U_2$  и  $U_*$ .

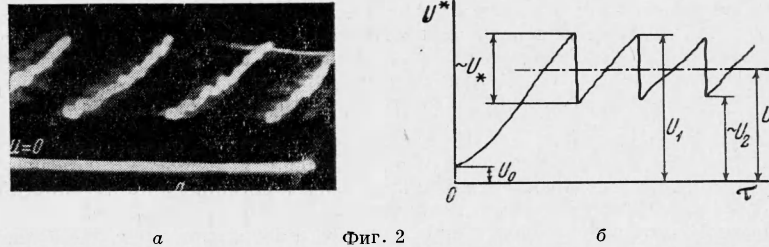


Фиг. 1

Для напряжения начала пробоя в газе между коаксиальными цилиндрическими электродами радиуса  $R_2$  и  $R_1$  имеем [8] для  $R_2 \gg R_1$  следующую зависимость:

$$\frac{U_*}{U_i \ln(R_2/R_1)} \exp\left(-\frac{A p U_i R_1}{U_*} \ln \frac{R_2}{R_1}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (3)$$

Здесь  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы внутреннего и наружного цилиндра,  $U_i$  — первый потенциал ионизации газа,  $p$  — давление газа,  $\gamma$  — второй коэффициент ионизации Таунсенда, характеризующий число вторичных электронов, образующихся в газе или



а

Фиг. 2

б

на катоде, приходящихся на один положительный ион, попадающий на катод [9]  $A = 1/\lambda p$ , где  $\lambda$  — длина свободного пробега электрона.

Из кинетической теории можно записать

$$A = A_0 T_0 / T \quad (4)$$

Здесь  $A_0$  — величина, обратно пропорциональная давлению и длине свободного пробега при температуре  $T_0$ ,  $T$  — температура газа при пробое.

Логарифмируя выражение (3) и подставляя вместо  $A$  его выражение через (4), получаем

$$\frac{U_*}{U_i} = A_0 p R_1 \frac{T_0}{T} \ln \frac{R_2}{R_1} \left\{ \ln \frac{U_*}{U_i} - \ln \left[ \ln \frac{R_2}{R_1} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (5)$$

В рассматриваемом случае пробоя между дугой и стенкой электрода роль цилиндра меньшего радиуса (проволочки) играет дуговой столб, поэтому среднemasсовую температуру газа вне дуги можно, пренебрегая потерями тепла в стенке электродов, определить из уравнения баланса энергии, выделенной в дуге до сечения, где произошел пробой

$$T = \frac{I U_2}{G c_p} \theta \quad \left( c_p = \frac{h - h_0}{T - T_0} \right) \quad (6)$$

Здесь  $I$  — ток дуги,  $G$  — массовый расход газа,  $c_p$  — средняя теплоемкость при постоянном давлении,  $\theta$  — коэффициент, учитывающий, что часть энергии, выделенной в дуге, уносится газом, проходящим через сечение дуги,  $h$  — энтальпия газа.

При невысоких температурах подогрева газа в плазмотроне (для воздуха  $T \leq 5000^\circ\text{K}$ ) дуга в сечении пробоя занимает малую часть поперечного сечения электрода. В этом случае выполняются условия  $R_2 \gg R_1$ ,  $\theta \approx 1$ ,  $c_p \approx \text{const}$ .

Подставляя выражение (6) в уравнение (5) и обозначая  $R_1$  как  $R_a$  (радиус дуги), получаем зависимость между  $U_*$  и  $U_2$

$$\frac{U_*}{U_i} = A_0 p R_a \frac{G c_p T_0}{U_i I} \ln \frac{R_2}{R_a} \left\{ \ln \frac{U_*}{U_i} - \ln \left[ \ln \frac{R_2}{R_a} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right] \right\}^{-1} \frac{U_i}{U_2} \quad (7)$$

так как величины  $p$ ,  $G$ ,  $R_2$ ,  $T_0$  и  $I$  могут быть заранее заданы, а величины  $U_i$ ,  $A_0$ ,  $\gamma$ ,  $c_p$  — постоянные для данного газа. Величину  $R_a$  будем считать также независимой переменной.

Для нахождения второй связи между  $U_*$  и  $U_2$  используем следующие соображения. Построим график изменения  $U_1$ ,  $U_2$  и  $U_*$  в зависимости от  $U_2$  (фиг. 3). Зависимость  $U_2 = f(U_2)$  есть прямая линия, исходящая из начала координат под углом  $45^\circ$ . Кривую  $U_* = \psi(U_2)$  можно построить по уравнению (7). Учитывая соотношение (1), строим кривую  $U_1 = \xi(U_2)$ , которая имеет  $U$ -образный вид.

При растягивании дуги под действием потока газа падение напряжения на ней достигает значения соответствующего минимуму функции  $U_1 = \xi(U_2)$ , после чего наступает пробой. Условие этого минимума —  $\partial U_1 / \partial U_2 = 0$ . Дифференцируя выражение (1) и приравнявая нулю производную, получаем вторую связь между  $U_2$  и  $U_*$

$$\partial U_1 / \partial U_2 = 1 + \partial U_* / \partial U_2 = 0 \quad (8)$$

Если продифференцировать уравнение (7) по  $U_2$ , считая все величины, кроме  $U_2$  и  $U_*$ , фиксированными при изменении  $U_2$  и  $U_*$ , то после некоторых преобразований с учетом выражения (8) получим следующую зависимость, включающую только величину пробивного напряжения:

$$U_i^2 C_1 (1 + C_2 + \ln U_*/U_i) = U_*^2 (\ln U_*/U_i + C_2)^2 \quad (9)$$

$$C_1 = \frac{A_0 p R_a G c_p T_0}{I U_i} \ln \frac{R_2}{R_a}, \quad C_2 = -\ln \frac{R_2}{R_a} - \ln \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

Из уравнения (9) можно определить величину  $U_*$  для конкретных значений независимых переменных  $p$ ,  $G$ ,  $I$  и  $R_2$ , если известен радиус дуги или его выражение через значения независимых переменных, и далее из уравнений (7) и (2) определить значение среднего падения потенциала на дуге.

Однако аналитическая зависимость для радиуса продольно обдуваемой дуги нам неизвестна.

Поэтому используем полученные уравнения для определения безразмерных обобщенных переменных — критериев подобия, определяющих процесс установления напряжения на дуге, с целью их использования для обобщения экспериментальных результатов, считая  $R_a$  независимой переменной.

Условиями подобия двух электрических разрядов по падению потенциала на дуге для данной схемы плазмотрона будут

$$K_1 = \frac{A_0 p R_a G c_p T_0}{I U_i} = \text{idem}$$

$$K_2 = \frac{R_2}{R_a} = \text{idem}, \quad K_3 = \gamma = \text{idem}$$

Таким образом, безразмерное падение потенциала  $U / U_i$  будет некоторой функцией указанных трех критериев, вид которой определится из обработки экспериментальных данных

$$U / U_i = \varphi(K_1, K_2, K_3) \quad (10)$$

Необходимо заметить, что величина  $\gamma$  слабо меняется для принятой полярности подключения электродов, и, кроме того,  $\gamma$  стоит в уравнении под знаком двух логарифмов, поэтому полагаем, что условие  $\gamma = \text{idem}$  всегда выполняется.

Перепишем выражение (10), вводя новый критерий  $K_4$ , равный произведению  $K_1$ ,  $K_2$ , и, учитывая, что подобие по  $\gamma$  всегда имеет место, запишем

$$U / U_i = \varphi_1(K_4, K_2) \quad \left( K_4 = \frac{A_0 p R_2 G c_p T_0}{I U_i} \right) \quad (11)$$

Можно показать, что для приближенного подобия достаточно воспользоваться только одним критерием  $K_4$  и при этом, используя экспериментальные данные по пробоем между коаксиальными цилиндрами [10], заранее знать примерную величину ошибки, вносимой неучетом критерия  $K_2$ .

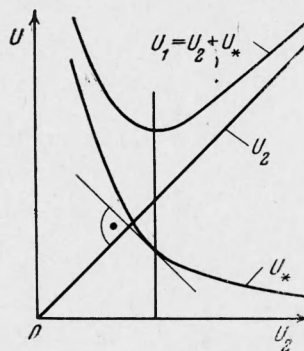
На фиг. 4 представлена часть результатов Ульмана [10] по экспериментальному исследованию пробоя между коаксиальными цилиндрическими электродами в воздухе при изменяющемся соотношении  $R_2 / R_1$  для  $R_2 = \text{const} = 3 \text{ см}$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы внутреннего и внешнего электродов соответственно. Кругом на фиг. 4 обозначен случай подключения внутреннего электрода к минусу источника, крестом — к плюсу. Треугольники соответствуют результатам с наложением переменного тока частоты 50 гц. Данные получены при  $T = 291^\circ \text{К}$ ,  $p = 1 \text{ бар}$ .

Проведенные на графике штриховые линии соответствуют расчету по уравнению (3) и характеризуют начало образования разряда в месте наибольшей напряженности (у стенки внутреннего цилиндра). Однако из экспериментов Ульмана следует, что этот возникающий разряд приводит к пробоем всего межэлектродного промежутка только при значениях  $R_2 / R_1 < 10$ .

Действительно, изменение напряженности в промежутке между электродами описывается уравнением

$$E_r = \frac{U^0}{r \ln(R_2/r)}$$

(где  $E_r$  — напряженность на текущем радиусе  $r$ , а  $U^0$  — приложенное напряжение) и характеризуется падением напряженности  $E_r$  от  $r = 0$  до минимума при  $R_2 / r =$



Фиг. 3

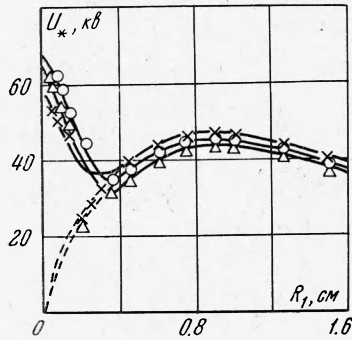
$=e = 2.72$ , что при  $R_2/R_1 > e$  может приводить к локализации разряда у стенки внутреннего электрода (к образованию коронного разряда).

Из опытных данных (фиг. 4) следует, что при  $10 > R_2/R_1 > e$  электронные лавины все-таки проскакивают зону минимума напряженности, и только при  $R_2/R_1 > > 10$  корона стабилизируется. В последнем случае напряжение пробоя всего промежутка между коаксиальными электродами увеличивается по сравнению с расчетным по уравнению (3). Действительное пробивное напряжение всего промежутка нанесено на фиг. 4 сплошными линиями.

Предположим, что меньший цилиндрический электрод представляет собой столб дуги и, кроме того, что характер зависимости  $U_* = \psi_1(R_2/R_1)$  сохраняется. Тогда можно пренебречь влиянием критерия  $K_2$  в функциональной связи (11), положив его равным некоторому среднему (постоянному) значению.

Из графика на фиг. 4 и подобных ему по форме графиков, приведенных в работе [10] для различных значений радиуса  $R_2$ , видно, что величина ошибки в определении напряжения пробоя во всем диапазоне  $2 < R_2/R_1 < \infty$  не должна превышать 15%  $U_*$ .

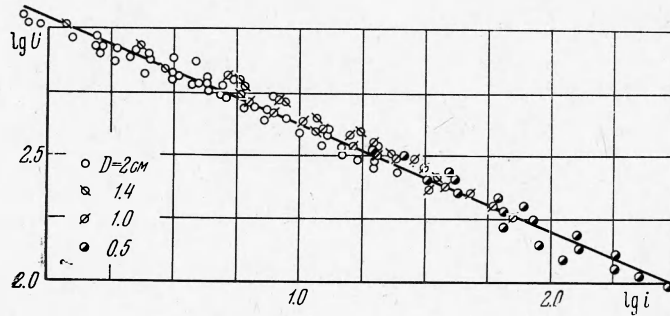
Приняв указанные выше допущения, исключаем из рассмотрения неизвестный радиус дуги  $R_a$ . Тогда условием приближенного подобия двух разрядов по безразмерному падению потенциала будет  $K_4 = \text{idem}$ . Таким образом,



Фиг. 4

$$\frac{U}{U_i} \approx \psi_1 \left( \frac{A_0 p R_2 G_{cp} T_0}{I U_i} \right) \quad (12)$$

Из уравнения (12) следует, что если изменять параметры в правой части уравнения так, чтобы величина скобки (критерия  $K_4$ ) оставалась постоянной, то падение потенциала на дуге должно также оставаться неизменным. Приводим некоторые результаты экспериментальной проверки этого положения в плазмотроне односторонней схемы



Фиг. 5

при диаметре выходного электрода  $2R_2 = D = 2$  см и скорости истечения воздуха, не превышавшей половины скорости звука, т. е. когда давление изменялось слабо (замеры давления в этом опыте не производились):

для прямой полярности дуги

$$\begin{array}{cccc} I = & 48 & 74 & 103 & 139 & a \\ U = & 810 & 785 & 790 & 810 & e \end{array}$$

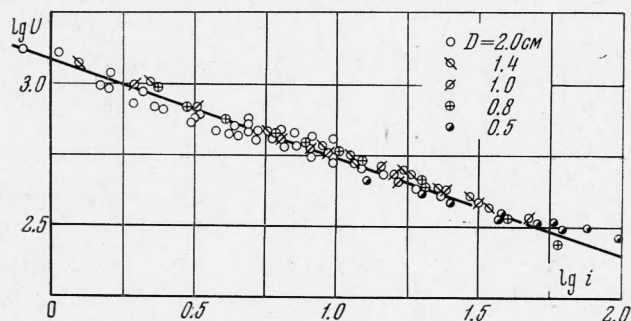
для обратной полярности

$$\begin{array}{cccccc} I = & 25 & 48 & 75 & 98 & 101 & 140 & a \\ U = & 705 & 690 & 685 & 700 & 695 & 710 & e \end{array}$$

Эксперимент проводился при прямой и обратной полярностях. Для постоянства критерия в этом случае было достаточно выдерживать постоянным соотношение  $G/I$ . Как видно, при изменении тока (и расхода газа соответственно) примерно в пять раз

отклонения значений падения потенциала на дуге от среднего его значения не превышали 3% для каждой из обеих полярностей подключения электродов — прямой и обратной. Здесь прямой полярностью называем случай, когда выходной электрод является анодом. Для приведенных результатов значение  $I/G = 3.8 \text{ а сек г}^{-1}$ .

Разность напряжения при смене полярности объясняется разными условиями электронной эмиссии с катода (разными значениями коэффициента  $\gamma$ ). Действительно, когда катодом при пробое между дугой и стенкой служит столб дуги, эмиссия элект-



Фиг. 6

ронов значительно облегчена по сравнению со случаем, когда катодом является относительно холодная, хотя и сильно облучаемая стенка электрода. Эмиссия электронов из столба может в десятки раз превосходить эмиссию из холодной стенки. Однако из-за слабого влияния  $\gamma$  (см. уравнения (5) или (9)) разница в напряжении дуги не столь велика и составляет, например, для приводимых ниже экспериментальных данных 10—15% (по отношению к прямой полярности).

На фиг. 5—7 представлены результаты обработки экспериментальных данных в координатах  $U$  и  $i$  для воздушной вихревой стабилизации дуги в одностороннем плазмотроне при прямой (фиг. 5) и обратной (фиг. 6) полярностях подключения электродов, и в плазмотроне с двухсторонним истечением газа (фиг. 7).  $i = I/GD\rho$ . Приведенные данные соответствуют изменению расхода газа примерно в 60 раз (от 0.5 до 30 г/сек), тока — в 25 раз (от 10 до 250 а), диаметра электродов — в четыре раза (от 0.5 до 2 см).

В табл. 1 приведены экспериментальные данные по горению дуги в одностороннем плазмотроне с рабочим газом — воздухом при прямой полярности подключения электродов.

Давление в зоне шунтирования всюду было близко к атмосферному (систематически не измерялось). Оба электрода выполнялись из меди.

В такой обработке с использованием размерного комплекса  $i = I/GD\rho$  (при отброшенных, постоянных для одного газа, физических константах) многообразие экспериментальных точек с точностью + 15—20% можно аппроксимировать в логарифмических координатах прямой линией, что дает связь между средним напряжением дуги и параметрами  $I$ ,  $G$ ,  $D$ ,  $\rho$  в виде функции

$$U = C (GD\rho / I)^\alpha \quad (D [\text{см}], U [\text{В}], \rho [\text{бар}], G [\text{г/сек}]) \quad (13)$$

где  $C$  — некоторая размерная константа.

Приводимые значения  $C$  и  $\alpha$  для трех перечисленных случаев представлены в табл. 2, где  $\delta$  — максимальная погрешность.

Полуэмпирическое уравнение (13) качественно правильно описывает зависимость среднего напряжения от параметров  $I$ ,  $G$ ,  $D$ . Дополнительные несистематизированные экспериментальные данные по зависимости напряжения самоустанавливающейся дуги от давления качественно подтверждают зависимость  $U = \varphi(p)$ , полученную из (13).

Таблица 1

№ п/п	G, г/сек	I, а	U, в	№ п/п	G, г/сек	I, а	U, в
<i>D</i> = 0.5 см				<i>D</i> = 2 см			
1	0.62	10	226	34	4.05	48	496
2	0.62	20	158	35	4.0	58	444
3	0.63	30	142	36	4.0	80	384
4	0.63	40	135	37	4.0	99	348
5	0.63	60	123	38	4.05	121	320
6	0.92	15	253	39	4.0	141	300
7	0.93	20	228	40	4.0	160	284
8	0.91	30	190	41	7.9	60	600
9	0.92	40	176				
10	0.91	60	156	42	7.9	80	527
11	1.95	30	186	43	7.9	100	490
12	1.9	40	258	44	7.9	120	460
13	1.9	60	216	45	7.9	140	444
14	1.9	78	200	46	7.9	161	424
<i>D</i> = 1 см				47	16	51	800
15	2.05	40	360	48	16	60	750
16	2.05	60	304	49	16	80	685
17	2.05	80	236	50	16	100	650
18	2.05	100	222	51	16	121	625
19	2.0	120	192	52	16	140	600
20	2.1	150	176	53	16	161	580
				54	16	200	556
21	4.9	40	520	55	16	250	536
22	5.0	60	396	56	31.5	50	1120
23	4.9	80	348	57	31.5	60	1030
24	5.0	100	320	58	32	79	960
25	4.9	120	306	59	32	100	870
26	4.9	150	292	60	31.5	121	830
27	7.7	40	625	61	31.5	140	815
28	7.7	50	504	62	31.5	159	800
29	7.8	62	456	63	31.5	202	770
30	7.9	78	436	64	31.5	250	755
31	7.7	99	404				
32	7.6	120	380				
33	7.8	146	344				

Следует сделать несколько замечаний к выводу основных уравнений и обобщению.

Величина погрешности обобщенной зависимости *U* от остальных параметров есть не только следствие неточности измерений, а также и следствие неучета изменения *c<sub>p</sub>* и *R<sub>a</sub>*. Неучет изменения *c<sub>p</sub>* особенно существен для многоатомных газов (и их смесей) с большей энергией диссоциации (воздух, водород, CO<sub>2</sub> и др.).

Если учесть изменение *c<sub>p</sub>* от *T* (а для давлений ниже атмосферного и от *p*), вводя некоторую аппроксимирующую степенную функцию  $c_p = \psi_1(T/T_0)$  для данного газа, то это приведет к разным степеням комплексов *I/G* и *pD* в критерии *K<sub>4</sub>* (при учете  $c_p = \psi_2(p/p_0, T/T_0)$  к разным степеням для *p*, *D* и комплекса *I/G*).

Размерные комплексы *pD* и *I/G* — остатки от безразмерных комплексов-критериев *A<sub>0pR<sub>2</sub></sub>* и *Gc<sub>p</sub>T<sub>0</sub>/IU<sub>i</sub>*, входящих сомножителями в критерий *K<sub>4</sub>*, содержащие только независимые переменные.

При *p* > 1 бар, когда *c<sub>p</sub>* меняется с давлением незначительно, учет изменения *c<sub>p</sub>* от *T* произойдет автоматически, если обработку экспериментальных данных проводить с использованием критериев *A<sub>pR<sub>2</sub></sub>* и *Gc<sub>p</sub>T<sub>0</sub>/IU<sub>i</sub>* (для *c<sub>p</sub>* в этом случае нужно принять некоторое характерное значение, например  $c_p = c_{p_0}$  при  $T = T_0$  и  $p = 1$  бар) или комплексов *pD* и *I/G*. В последнем случае вид размерного уравнения будет

$$U = (I/G)^{\alpha_1} (pD)^{\alpha_2} \quad (14)$$

Можно попытаться, во-вторых, учесть также действительный характер изменения *U* от *R<sub>2</sub>/R<sub>a</sub>*, однако это представляется весьма сложным.

В-третьих, необходимо отметить, что для большей строгости выводов следует также учитывать при расчете изменение температуры по радиусу электрода, а при обобщении возможное неподобие полей температур по радиусу при изменении независимых параметров (принятие при обобщении и в выводах в качестве характерной температуры — среднemasовой температуры газа, определяемой по уравнению (6), предполагает такое подобие).

Учет второго и третьего замечаний должен значительно усложнить полученные относительно простые соотношения, что не входило в задачу настоящей работы, рассматривающей идеализированную схему.

Можно указать, что, несмотря на ряд принятых допущений, проведенное идеализированное рассмотрение действительных сложных процессов, происходящих при горении самоуставляющейся дуги в плаз-

Таблица 2

Тип плазматрона	Полярность	C	α	δ, %
Односторонний	Прямая	1140	0.41	+20
	Обратная	1230	0.33	+15
Двухсторонний	Прям. + обратн.	1660	0.33	+22

мотронах с вихревой газовой стабилизацией, позволило объяснить ряд неясных ранее явлений, наблюдающихся в эксперименте. Сюда относятся наблюдающиеся аномалии в зависимости напряжения дуги от диаметра электрода, разный характер изменения длины дуги при разных полярностях, количественное отличие законов изменения напряжения от тока при прямой и обратной полярностях и для разных газов.

Необходимо также отметить, что обобщенной вольт-амперной характеристикой (13) и (14) можно уверенно пользоваться для приближенного расчета параметров плазмотронов с самоустанавливающейся дугой при таких температурах подогрева газа, когда термическая ионизация газа вне дуги незначительна и основную роль в пробое играет ударная ионизация (для воздуха примерно до 5000 °К).

Сравнение результатов обобщения приведенных экспериментальных данных по горению самоустанавливающейся дуги при помощи критерия  $K_1$ , полученного в настоящей работе (без учета переменности  $C_p$ ), с обобщением тех же опытных данных, проведенных с использованием критериев, полученных в работах [1,3] на основе анализа теплообмена дуги с газом, показывает, что погрешность при обработке только по одному параметру  $I^2/GD$  [1] больше, чем в нашем случае, и показывает, что при обобщении при помощи критерия  $I^2/GD$  необходимо учитывать влияние диаметра и давления также через другие параметры. С использованием при обобщении трех критериев, предложенных для обработки в работе [3], погрешность получается несколько меньшей, чем в рассматриваемом случае.

В заключение автор благодарит Б. А. Урюкова за полезные обсуждения и А. Д. Лебедева — за помощь в проведении экспериментов. Автор также благодарит М. Ф. Жукова за постоянное внимание к работе.

Поступила 12 II 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Ясько О. И. Обобщение характеристик электродуговых подогревателей. Инж.-физ. ж., 1964, № 4.
2. Ясько О. И. Обобщение характеристик электрических дуг. Инж.-физ. ж., 1964, № 12.
3. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМФТ, 1965, № 2.
4. Смоляков В. Я. О некоторых особенностях горения электрической дуги в плазмотроне постоянного тока. ПМФ, 1963, № 6.
5. Narvee I. K., Simrakis P. G., Adcock B. D. Instability of Arc Columns. AJAA, 1963, vol. 1, No. 3.
6. Tateno H., Saito K. Anodic Phenomena in Nitrogen Plasma Jet. Japan. J. Appl. Phys., 1963, vol. 2, No. 3.
7. Moritz I., Neumann W., Rademacher K. Über die Bewegung des Bogensatzes an Plasmastrahl-Hohlkathoden. Beitr. Plasma Phys., 1965, B. 5, H. 4.
8. Энгель А. Ионизированные газы. Физматгиз, 1959.
9. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. Изд. иностр. лит., 1960.
10. Uhlmann E. Der elektrische Durchschlag von Luft zwischen Konzentrischen Zylindern. Arch. Elektrotechnik, 1929, v. 23.

#### О ВЛИЯНИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМОТРОНА

С. С. Кутателадзе, А. К. Ребров, В. Н. Ярыгин

(Новосибирск)

В работе обобщаются экспериментальные данные для к. п. д. плазмотрона. По экспериментам в диапазоне давлений 760—32 мм рт. ст. получены критериальное уравнение для к. п. д. и обобщенная вольт-амперная характеристика.

При давлении  $\leq 10^3$  мм рт. ст. и температуре  $< 10000$  °К собственное излучение дуги на стенки плазмотрона можно не учитывать [1,2]. Тогда коэффициент полезного действия определяется конвективным теплопереносом; по определению

$$\eta = G\Delta h / IU = 1 - Q / IU \quad (1)$$

Для однокамерного плазмотрона по схеме фиг. 1

$$Q = \alpha (h_2 - h_w) \pi dl \quad (2)$$

Здесь  $h_2$  — среднemasсовая энтальпия газа на выходе из плазмотрона;  $\alpha$  — осредненный по поверхности  $\pi dl$  коэффициент теплообмена. При таком определении в этой величине учитывается также и теплообмен в электродных пятнах.