

окрестности S вызывает отклонение участка дуги PS вверх и т. д. Поскольку дуга одновременно и вращается вокруг оси z , то сила F должна привести к колебаниям конца дуги в зоне шунтирования. По-видимому, частично так можно объяснить обнаруженные в [5] поперечные колебания конца дуги.

Образование вытянутой петли благоприятствует росту частоты шунтирования типа дуга — электрод вдоль линии DC (фиг. 1) в конце зоны шунтирования.

Это подтверждается уменьшением времени пребывания анодного пятна на секциях, расположенных в конце зоны шунтирования (сравните, например, длительности импульсов I_{2t} и I_{6t} на фиг. 3).

Значительное влияние собственного магнитного поля дуги на ее поведение особенно хорошо видно при больших токах. На фиг. 7, с приведена фотография движения двух радиальных участков дуги во внутреннем электроде двукамерного плазматрона вихревой схемы при работе на аргоне ($d = 7$ см, $G = 160$ г сек $^{-1}$, $I = 1800$ а). Хорошо видно, как по мере сближения двух радиальных участков из-за взаимодействия их магнитных полей скорость переднего токопроводящего канала уменьшается, а заднего — увеличивается. Затем эти каналы сливаются. Это показывает, что иногда силы в собственном магнитном поле становятся сравнимыми с силой действия потока на дугу.

Учет влияния собственного магнитного поля в зоне петли позволяет объяснить еще одно явление. Для приведенного на фиг. 2 режима работы плазматрона среднеарифметическое расстояние между катодным и анодным пятнами дуги z_{0i} равно приблизительно 15 см. Если дуга не имеет петли и хорошо стабилизирована по оси электрода, то в этих условиях напряжение дуги такой длины порядка 330 в [6]. Тогда среднее падение потенциала на петле будет порядка 110 в. Эта величина слишком большая, если даже принять во внимание низкую температуру газа у стенок электрода. Как известно [7], движение дуги относительно газа приводит к существенному росту напряженности электрического поля.

Поэтому можно предполагать, что в данном случае деформация и относительное движение дуги под действием собственного магнитного поля будут одной из причин большого падения потенциала в зоне петли дуги.

Авторы благодарят Ю. С. Дудникова за помощь в работе.

Поступила 9 III 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Jordan G. R., King L. A. The nature of fluctuations present in d. c. plasma jets in argon and nitrogen Brit. J. Appl. Phys., 1965, vol. 16, No. 4.
2. Moritz J., Neumann W., Rademacher K. Über die Bewegung des Bogenansatzes an Plasmastrahl-Hohlkathoden. Beitr. Plasma Phys. 1965, B. 5, H. 4.
3. Герман В. О., Морозов М. Г. Плазматрон постоянного тока и некоторые результаты исследования его работы. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 2, № 5.
4. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМТФ, 1965, № 2.
5. Трохан А. М. Фотографическое исследование пульсаций в плазматронах воздушной стабилизацией. ПМТФ, 1964, № 2.
6. Даутов Г. Ю., Дудников Ю. С., Жуков М. Ф., Сазонов М. И. Распределение потенциала вдоль дуги в плазматроне вихревой схемы. ПМТФ, 1965, № 5.
7. Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления. Госэнергоиздат, 1954.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПО ДЛИНЕ ПРОДОЛЬНО-ОБДУВАЕМОЙ ДУГИ В ПЛАЗМОТРОНЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

А. С. Васильковская, Л. И. Колонина, А. Д. Лебедев, В. Я. Смоляков
(Новосибирск)

В работе приводятся результаты экспериментального исследования распределения напряженности электрического поля по длине дуги, стабилизированной продольно-вихревым потоком воздуха в плазматроне постоянного тока. Измерения проводились при помощи потенциальных зондов и показали наличие возрастания напряженности по длине дуги в направлении движения обдувающего дугу газа. Делается попытка объяснения такого возрастания изменением свойств газа при повышении его температуры в процессе теплообмена с дугой.

Обозначения

- | | |
|--|--|
| I — ток дуги; | T_a — температура дуги; |
| G — расход газа; | N — число Нуссельта; |
| l — расстояние по оси от внутреннего электрода; | λ — теплопроводность газа; |
| E — напряженность электрического поля дуги в данной точке; | d — диаметр цилиндрического электрода; |
| U — потенциал; | d_a — диаметр дуги; |
| σ — электропроводность газа; | R — критерий Рейнольдса; |
| Q_k — конвективный тепловой поток; | ρ — плотность газа, рассчитанная по среднемассовой температуре; |
| α — коэффициент теплоотдачи; | W — средняя расходная скорость газа; |
| T — среднемассовая температура газа в данном сечении; | F — поверхность единицы длины дуги; |
| | S — поперечное сечение электрода; |
| | μ — динамическая вязкость газа; |

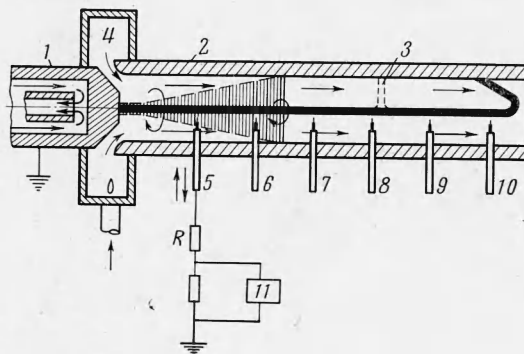
$$N = \alpha d_* / \lambda, \quad d_* = d - d_a, \quad R = \rho W d_* / \mu, \quad F = \pi d_a$$

1. Описываемые измерения распределения потенциала по длине дуги проводились в плазматроне постоянного тока с продольно-вихревой стабилизацией дуги, принцип работы которого был описан ранее [1].

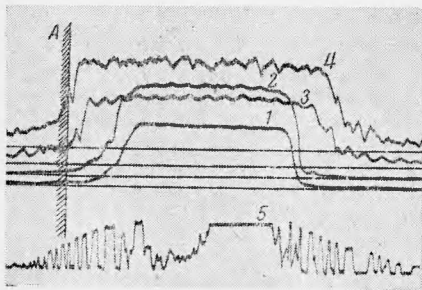
Схема описываемого плазматрона представлена на фиг. 1 и имеет следующие особенности, связанные с характером измерений. Внутренний, охлаждаемый водой электрод 1 выполнялся из меди. Выходной электрод 2 также медный, длиной 250 мм, имел в стенке шесть специальных отверстий с внутренним диаметром 1.6 мм, в которых по трубчатым направляющим могли линейно перемещаться в плоскости, перпендикулярной оси дуги, шесть электрических зондов, предназначенных для измерения напряжения в дуге. Подача газа осуществлялась через вихревую камеру 4.

Устройство для введения зондов в поток выполнялось в виде специальной приставки, которая обеспечивала одновременный ввод зондов во внутреннюю полость выходного электрода посредством скользящего по горизонтальным направляющим коромысла с приводом от быстродействующего соленоида. Схема запуска соленоида позволяла осуществлять однократный ввод зондов с последующим возвратом в исходное положение.

Для контроля местонахождения зонда в пространстве при прохождении через электрод использовался контактор в виде набора изолированных друг от друга медных пластинок со скользящим по ним гибким контактом. Прерывистый сигнал из цепи контактора записывался одновременно с зондовыми сигналами. Зонд представлял собой вольфрамовую проволоку диаметром 0.17 мм, заключенную в кварцевый капилляр. Длина свободного конца проволоки 0.2—0.3 мм. Скорость перемещения зонда составляла 100 см/сек, время остановки в дуге 10—20 мсек. Запись зондового сигнала осуществлялась на шлейфовом или электроннолучевом осциллографах 11. Сопротивление в зондовой цепи равнялось 360 ком. Запись тока производилась на самопишущем приборе типа Н-375, расход воздуха через плазматрон измерялся при помощи ротаметров.



Фиг. 1

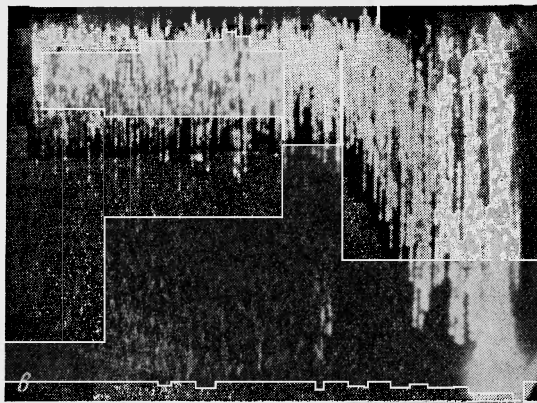
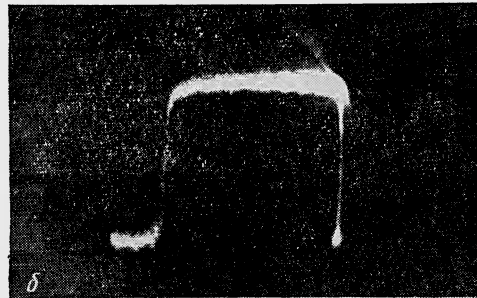
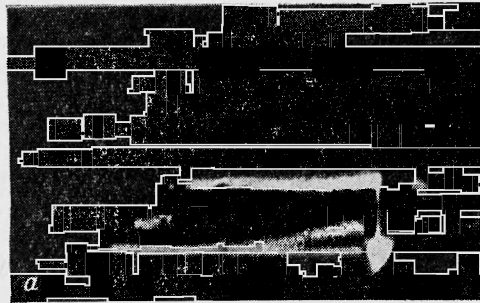


Фиг. 2

Эксперименты проводились на воздухе в диапазоне токов $I = 40-160$ а и расходов $G = 5-15$ г/сек при обратной полярности (выходной электрод — катод) и внутреннем диаметре выходного электрода $d = 10$ мм. Первый зонд располагался на расстоянии 50 мм от внутреннего электрода, остальные — далее через 40 мм. Количество измерений в каждом режиме колебалось от 7 до 30.

2. Характерная осциллограмма зондовых сигналов, полученная на шлейфовом осциллографе при измерении напряжения на зондах по отношению к внутреннему электроду, представлена на фиг. 2. Осциллограмма получена при токе $I = 80$ а и расходе воздуха $G = 11$ г/сек. Цифрами 1—4 обозначены соответствующие зондовые сигналы, цифрой 5 — отметчик расстояния.

Зондовые сигналы имеют относительно крутой фронт нарастания, а ширина эквипотенциального участка сигнала зонда, амплитуда которого в ϵ равна потенциалу



Фиг. 3

область шунтирования, при записи на электронном осциллографе (фиг. 3, в) наблюдаются колебания напряжения, характерные для полного колебания напряжения на дуге при изменении ее длины в процессе шунтирования [3] (на фиг. 3, а — в, изображены соответственно сигналы первого, третьего и пятого зондов в одинаковом масштабе; отклонение третьего зонда соответствует 320 в).

3. В результате экспериментального исследования распределения напряженности электрического поля по длине дуги, стабилизированной продольно-вихревым потоком воздуха при токах $I = 40, 60, 80, 100, 120$ а и расходах $G = 5, 11$ и 15 г/сек, всюду, кроме участка радиального вдува газа в районе вихревой камеры, получено возрастание напряженности в направлении движения газа. Для области дуги между первым и пятым

дуги в данном сечении, увеличивается по мере удаления от внутреннего электрода. Это связано с тем, что в начальных сечениях между дугой и стенкой имеется значительный толщины слой холодного «непроводящего» газа, а в удаленных сечениях горячий газ заполняет большую часть сечения канала, и при фиксированном R при входе зонда в канал электрода отклонение начинается раньше. Однако из полученных результатов нельзя сделать заключений об изменении диаметра ядра дуги по длине электрода и о радиальном распределении потенциалов, для этого необходимы специальные эксперименты.

Наличие эквипотенциальной полочки свидетельствует, что плазма, окружающая дугу, принимает потенциал, в пределах погрешности эксперимента равный потенциалу дуги в данном сечении. Однако это справедливо только для областей дуги, удаленных от области шунтирования, в которой интерпретация зондовых сигналов сильно усложняется из-за сложной картины расположения эквипотенциальных поверхностей, определяемой петлей дуги. Исследования, проведенные в работах [1, 2] при помощи скоростного фотографирования, показывают, что световой диаметр (заведомо больший диаметра ядра дуги) в условиях, аналогичных исследуемым, мало меняется по длине и не превышает 3—4 мм.

Колебания напряжения на зондах, близких к внутреннему электроду, видные на осциллограммах, полученных на электроннолучевом осциллографе (фиг. 3, а, б), вызваны, по-видимому, колебаниями тока и давления, связанными с процессом шунтирования дуги в выходном электроде. Для зондов, попадающих в

зондами ($l = 5-21$ см) получены следующие величины напряженности. Если в сечении $l = 7$ см среднее значение напряженности равнялось примерно $22-24$ в/см — для $G = 11$ г/сек и $20-22$ в/см — для $G = 5$ г/сек в диапазоне изменения токов $I = 40-80$ а, то в сечении $l = 14.5$ см в том же диапазоне токов оно составляло $32-35$ в/см — для $G = 11$ г/сек и $27-28$ в/см — для $G = 5$ г/сек. Для сечения $l = 7$ см полученные в настоящей работе значения напряженности совпадают с данными работы [4] для идентичных условий горения дуги.

Для конца дуги, подверженного шунтированию (зона за четвертым зондом для $I = 40-80$ а), величина зондового сигнала, записанного на шлейфовом осциллографе, не является достоверной. В этом случае часть времени зонд находится вне дуги (при укорочении ее в момент шунтирования), а шлейф (рабочая частота 450 гц) не успевает следить за изменением напряжения дуги при шунтировании (частота шунтирования 2-9 кгц). Для этой области достоверное измерение напряженности поля может быть проведено путем обработки зондовых сигналов, полученных на электроннолучевом осциллографе (по максимальному значению потенциала на зонде, когда зонд заведомо находится в столбе дуги). При токе $I = 80$ а и расходе $G = 11$ г/сек определенная таким способом напряженность в сечении $l = 21$ см имела значение 55 в/см.

На фиг. 4 в качестве примера приведено распределение потенциала U и напряженности E по длине столба дуги, полученное при расходе воздуха $G = 11$ г/сек и токе $I = 80$ а из обработки осциллограмм, аналогичных изображенным на фиг. 3, по максимальному значению потенциала на зонде. В области, не подверженной шунтированию, кривые распределения потенциала, полученные при записи сигналов на шлейфовом и электронном осциллографах, практически совпадают. Кривая напряженности в области за первым зондом построена по результатам дифференцирования кривой распределения потенциала. Штриховая линия в области между первым зондом и внутренним электродом проведена условно, так как распределение потенциала здесь может иметь существенные особенности, связанные с наличием участка радиального вдува, где градиенты напряжения могут быть значительно выше, чем в области продольного обдува дуги газом [5]. Кроме того, величина приэлектродного падения напряжения в таких условиях точно неизвестна.

4. Как видно из предыдущего раздела, по длине дуги имеется значительное изменение напряженности. Можно предположить, что в стационарном режиме горения дуги при постоянном токе это изменение происходит в основном за счет изменения условий теплообмена по длине дуги ввиду переменности параметров обдувающего дугу воздуха. Пренебрегая для наших условий излучением [6] и считая, что перенос тепла от дуги осуществляется конвекцией, запишем приближенное уравнение теплового баланса для элемента объема дуги в виде

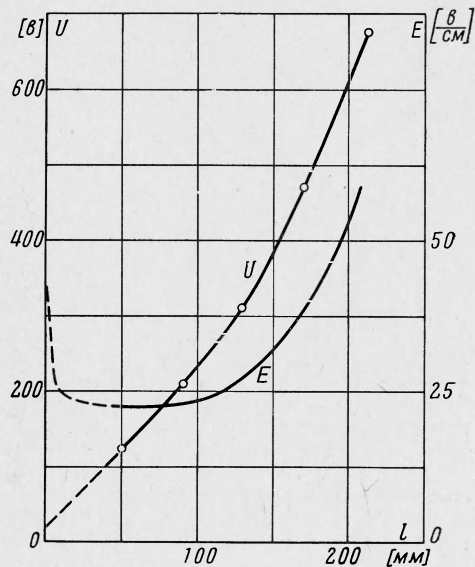
$$\sigma E^2 = Q_k \tag{4.1}$$

Используя известное соотношение $Q_k = \alpha F \Delta T$ и представляя дугу как твердое тело, что оправдывается существованием резкой границы столба дуги, проследим изменение напряженности в зависимости от изменения конвективного потока тепла. Для теплообмена между коаксиальными цилиндрическими электродами при вынужденной конвекции в воздухе можно записать, основываясь на [7], зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса $N = C(R)^m$, где $m = 0.8$ для развитого турбулентного потока.

Учитывая вышеизложенное, получаем для коэффициента теплоотдачи с поверхности столба дуги

$$\alpha = \frac{C\lambda}{d-d_a} \left[\frac{\rho W (d-d_a)}{\mu} \right]^m \tag{4.2}$$

Рост температуры газа по длине электрода приводит к уменьшению средней плотности и возрастанию средней скорости течения газа. Учитывая, что в стационарном



Фиг. 4

режиме горения справедливо $\rho W = G/S = \text{const}$ и используя для молекулярной теплопроводности λ полуэмпирическую формулу [8]

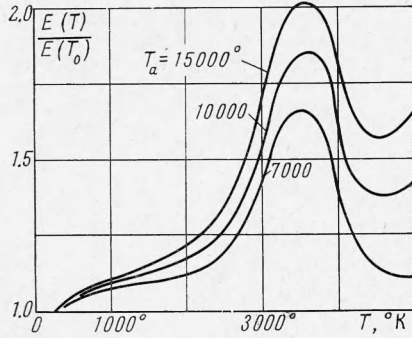
$$\lambda = \mu (aC + b) \approx a\mu C_p \quad (b \ll aC_p) \quad (4.3)$$

(здесь a и b — постоянные), получаем

$$\alpha = \frac{C_1 C_p \mu^{1-m}}{(d - d_a)^{1-m}} \quad (4.4)$$

Из (4.1) и (4.4) запишем выражение для напряженности электрического поля в виде

$$E = \left(C_2 \frac{C_p \mu^{1-m} (T_a - T) d_a}{\varepsilon (d - d_a)^{1-m}} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$



Фиг. 5

Для одноатомных газов C_p монотонно возрастает вплоть до температуры, соответствующей началу первичной ионизации. Для двух и более атомных газов на характер изменения C_p влияет также диссоциация молекул, имеющая место при сравнительно небольших температурах. Так, для воздуха пик теплоемкости, соответствующий диссоциации кислорода, имеет место для давления, близкого к атмосферному, при температуре $T = 3500^\circ \text{K}$. При этом, начиная с $T = 2000^\circ \text{K}$ до $T = 3500^\circ \text{K}$, теплоемкость увеличивается более чем в три раза.

Такое резкое возрастание C_p должно вызвать для этого диапазона температур, согласно (4.5), резкое возрастание напряженности. В то же время в диапазоне от $T = 300^\circ \text{K}$ (температура входящего в плазмотрон воздуха) до $T = 2000^\circ \text{K}$ изменение напряженности должно быть незначительным, так как C_p возрастает слабо (на 10%).

На фиг. 5 представлены полученные расчетным путем по формуле (4.5) кривые $E(T)/E(T_0)$ в зависимости от T для трех значений температуры столба дуги ($T_0 = 300^\circ \text{K}$). По данным работ [8,9], температура столба дуги в условиях, близких к описываемым экспериментам, лежит в области $T = 7000-15000^\circ \text{K}$.

Таким образом, для исследованного диапазона параметров картина изменения напряженности, полученная экспериментально, качественно совпадает с расчетом, проведенным на основе предложенной гипотезы.

Из фиг. 5 видно также, что в области между температурами, соответствующими диссоциации кислорода и азота, появляется местный минимум напряженности. Была бы желательна экспериментальная проверка существования этого минимума при $T = 4500^\circ \text{K}$, который в наших экспериментах не был обнаружен ввиду того, что максимальная температура в доступной измерению области по длине дуги не превышала $3000-3500^\circ \text{K}$.

Кроме того, на процесс установления напряженности в столбе дуги могут оказывать влияние колебания дуги при шунтировании. Поэтому представляет интерес определение распределения напряженности в дуге, горящей в условиях продольно-вихревого обдува, но при отсутствии шунтирования (при фиксированной длине).

5. Рассмотрим теоретически влияние на напряженность дуги изменения расхода газа при принятых в п. 4 предположениях. Из уравнения (4.5), считая d и d_a постоянными, а G переменным, получаем

$$E = C_3 G^{1/2m} \mu^{1/2(1-m)} C_p^{1/2} (T_a - T)^{1/2} \quad (5.1)$$

Анализ зависимости (5.1) показывает, что с увеличением расхода напряженность столба дуги должна возрастать. Однако для какого-либо фиксированного сечения в области $T < 3500^\circ \text{K}$ увеличение расхода в n раз не должно приводить к увеличению напряженности в $n^{1/2m}$ раз, так как увеличение расхода ведет к уменьшению температуры в данном сечении, что влечет за собой уменьшение произведения $\mu^{1/2(1-m)} C_p^{1/2} (T_a - T)^{1/2}$ при $T_a \gg T$, особенно в области резкого изменения C_p .

