ПМТФ, № 1, 1973

УДК 533.9 ... 15.03

ПАРАМЕТРЫ ОТКРЫТОЙ ДУГИ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ПРОДОЛЬНЫМ ПОТОКОМ АРГОНА

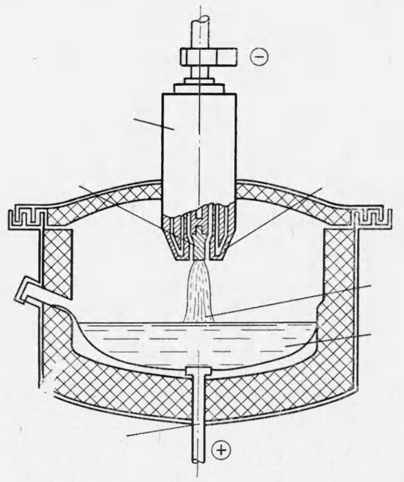
Р. С. Бобровская, Н. И. Бортничук, А. А. Воропаев, А. В. Донской, С. В. Дресвин, М. М. Крутянский

(Ленинград—Москва)

Излагаются результаты исследования температуры, скорости, динамического напора и статического давления в сильноточных аргоновых дугах, применяемых в плазменной металлургии.

Показано, что скорость и количество газа, прокачиваемого сквозь дуговой столб, определяются током дуги. Выполнен расчет и приведены формулы, позволяющие рассчитывать подобные дуги на основе упрощенной равновесной модели. Эксперимент сравнивается с теорией.

Дуговой разряд при атмосферном давлении с силой тока порядка нескольких килоампер, получаемый в плазмотроне с аксиальной подачей стабилизирующего газа, является основой нового метода плазменно-дуговой плавки различных металлов и сплавов. Возможность проводить плавку в атмосфере инертного газа с нерасходуемыми электродами и минимальными загрязнениями позволяет получать в таких установках металл высокого качества. Схематически процесс плазменно-дугового переплава и плазмотрон представлены на фиг. 1. Параметры столба такой дуги, стабилизированной газовым потоком, необходимы для выбора оптимальных условий технологического процесса.



Фиг. 1

Экспериментально была исследована дуга длиной 100 *мм*, горящая между водоохлаждаемым вольфрамовым катодом $\phi = 10$ *мм* и медным анодом. Аксиальный поток стабилизирующего дугу аргона подавался в кольцевой зазор между катодом и соплом с диаметром последнего $\phi = 16$ *мм*. Дуга горела вертикально сверху вниз (катод наверху, анод внизу). Катод по вертикали располагался на срезе сопла. Столб дуги исследовался при следующих условиях: сила тока $I = 600, 800, 1000, 1400$ *а*, расход стабилизирующего газа $G = 1, 2, 3, 4$ *г/сек*.

Измерялись следующие параметры: поле температур дуги $T(r,z)$; скоростной напор и статическое давление в столбе дуги $P(r,z)$, P_0; по измеренным значениям P и T определялись затем v, ρv.

Температура дуги измерялась спектральным методом по абсолютной и относительной интенсивностям спектральных линий (Ar $I = 4040$, 4251, 4345 Å; Ar II = 4013, 4348, 4806 Å) и по абсолютной интенсивности рекомбинационного континуума в области 4500 Å. Были использованы вероятности переходов и рекомендации по измерению температуры спектральными методами, содержащиеся в работах [1–3].

Для измерения скоростного напора и статического давления в дуге была разработана методика [4] и специальный датчик. Неохлаждаемая трубка Пито, соединенная с помощью специального уплотнения с чувствительной мембраной конденсаторного микрофона, простреливалась с помощью маятникового устройства через столб дуги. Сигнал давления, воспринимаемый приемным отверстием трубки Пито, пневматически передавался на мембрану и с помощью специальной схемы формировался в виде электрического импульса, который регистрировался на экране осциллографа. Скорость прострела датчика ~ 0.5 *м/сек* выбиралась из условия термической стойкости трубки Пито.

Сигнал давления градуировался по микроманометру на холодном потоке. Чувствительность схемы позволяла регистрировать изменение давления ~ 10 *дин/см*^{2}. Пространственная точность измерений определялась приемным отверстием трубки Пито и составляла ~ 2 *мм*. Для измерения статического давления применялся специальный дисковый насадок, соединенный с мембраной неохлаждаемой трубкой. Плоскость диска перемещалась параллельно оси дуги, что исключало воздействие скоростного напора на приемное отверстие.

Точность измерения напора $\sim 5\%$ на оси столба и $\sim 25\%$ на периферии дуги.

Подробно частотная характеристика датчика, его чувствительность и погрешности измерений изложены в [4].

Регистрируемое датчиком полное давление P_Σ суммируется из скоростного напора плазмы $\rho v^2/2$ и статического давления в столбе дуги P_0, которое состоит из магнитного «пинч-эффекта» и избыточного давления в камере (последнее почти всегда было равно 1 *атм*)

$$P_\Sigma = {}^1/_2\rho v^2 + P_0$$

Если из измерений известны P_Σ, P_0 и $T \to \rho$, то на основании этого равенства может быть определена скорость плазмы

$$v = \sqrt{\frac{2(P_\Sigma - P_0)}{\rho}}$$

Статическое давление в столбе дуги может быть рассчитано, если известен закон изменения плотности тока $j(r)$. Для контроля и оценки измеренных значений P_0 был выполнен теоретический расчет этой величины для параболического распределения тока по радиусу

$$j(r) = j_0(1 - r^2/R^2)$$

Для такого распределения осевое значение $P_0(0)$ связано с полным током дуги следующей формулой:

$$P_0(0) = \frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{5I^2}{3\pi R^2}$$

Результаты измерений осевых значений температуры T, полного P_Σ и статического P_0 давления, скоростного напора P_v в столбе дуги, а также вычисленные по ним значения v и ρv для сечения дуги, находящегося на расстоянии 3 *см* от катода, для $G = 2$ *г/сек* при различных токах приведены в табл. 1.

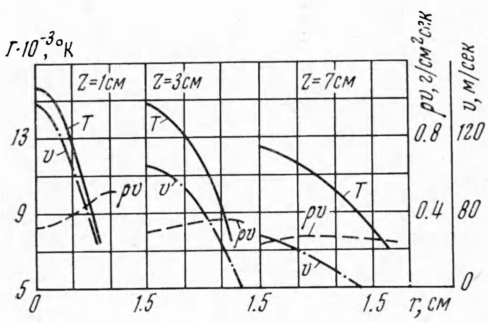
Результаты измерений радиального распределения некоторых величин в различных сечениях по длине дуги представлены на фиг. 2. Температура

Таблица 1

Осевые значения параметров дуги $G_0 = 2$ г/сек

I, *а*	T, °K	P_Σ, *н/м²*	P_0, *н/м²*	P_v, *н/м²*	v, *м/сек*	$\rho v(0)$, *см²/сек*	G, *г/сек*
600	13200	200	120	80	70	0.22	0.6
800	13500	250	140	110	83	0.26	0.75
1000	13800	300	180	120	95	0.27	1.2
1200	14100	400	240	160	110	0.30	1.7
1400	14500	520	200	220	130	0.34	2.3

на оси дуги заметно падает при удалении от катода. Профиль $T(r)$ в сечении $z_3 = 7$ *см* заметно отличается от профиля $T(r)$ в сечении $z_1 = 1$ *см*. Это обстоятельство связано с увеличением диаметра столба дуги от катода к аноду и уменьшением плотности тока на оси. Измерение скоростного напора показало, что сама величина $\rho v^2/2$ в таких дугах по сравнению, например, с плазмотронами для резки металлов невелика. Однако скоростной напор и скорость газового потока (табл. 1, фиг. 2) сильно зависят от полного тока дуги I. Так, скорость на оси дуги при увеличении тока от 600 до 1400 *а* увеличивается почти в 2 раза, а динамический напор — в 2,5 раза.



Фиг. 2

Значительное увеличение силы тока в таких дугах может привести к существенному росту динамического напора и к разбрызгиванию жидкой ванны металла. Возможно, именно эта причина может в некоторых случаях ограничить увеличение тока и мощности плавильных плазмотронов.

Представляет интерес оценить общее количество газа G, захваченное в столб дуги, по отношению к расходу стабилизирующего газа G_0. Для определения величины G было просуммировано распределение ρv в различных сечениях дуги при различных токах

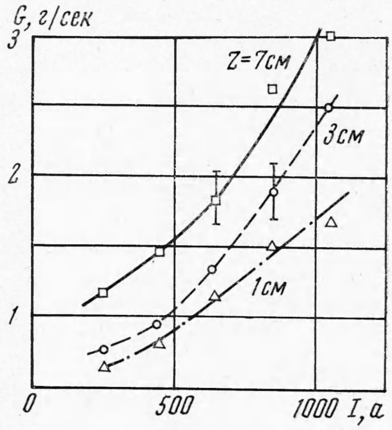
$$G = 2\pi \int_0^R r\rho v dr$$

Радиус дуги R определялся по изотерме $T \approx 7000°$ K.

Результаты такого суммирования для расхода 2 *г/сек* представлены на фиг. 3. Из фигуры видно, что полный расход газа через столб дуги сильно зависит от силы тока I. При измерении силы тока от 600 до 1400 *а* G увеличивается в 3 раза. Происходит это как за счет роста скорости газа, так и за счет увеличения сечения дуги, ограниченного изотермой $T \approx 7000°$ K. Величина G не остается постоянной по длине столба дуги, что связано в первую очередь с увеличением диаметра дуги по мере приближения к аноду.

С этой точки зрения можно объяснить некоторую пространственную нестабильность дуги вблизи анода. При заданном расходе стабилизирующего газа G_0 по мере его движения от катода все большее количество этого газа захватывается в дугу и все меньшее количество остается на стабилизацию.

Вблизи анода может оказаться, что весь газ G_0 захвачен в столб дуги и стабилизирующая газовая завеса отсутствует. В этом случае появляется пространственная неустойчивость дуги в анодной зоне и режим работы плазмотрона становится нестабильным. Последнее обстоятельство может быть связано также с магнитогидродинамической неустойчивостью самого столба дуги, а также с турбулентностью стабилизирующей струи холодного газа. Сильный захват стабилизирующего газа нельзя не учитывать при увеличении тока. Как следует из фиг. 3, при токах 1500 *а* количество стабилизирующего дугу газа в данной конструкции плазмотрона должно быть не меньше 3 *г/сек*.



Фиг. 3

С точки зрения захвата холодного газа дуга ведет себя как электромагнитный насос. В работе [5] было отмечено, что количество газа, захватываемого дугой, определяется конусной формой дуги и связанным с ней градиентом статического давления, который разгоняет газ от катода к аноду.

Такой же механизм действует и в плавильных дугах. Вот почему увеличение силы тока (и градиента статического давления) приводит к такому сильному увеличению скорости, скоростного напора и количества газа, захватываемого дугой.

Радиальное распределение массового расхода (фиг. 2) указывает на то, что в сечении, близком к катоду, часть газа обдувает и стабилизирует столб дуги. По мере удаления от катода газ все более захватывается дугой, распределение ρv становится пологим, а в сечениях, близких к аноду, можно с малой погрешностью полагать, что $\rho v = \text{const}$. Следует заметить, что распределение $\rho v\,(r)$ по всей длине дуги не слишком отличается от $\rho v\,(r) = \text{const}$. Это, кстати говоря, дает основание и в дальнейшем при расчете дуги полагать

$$\rho v = \text{const} = G_0/\pi R^2$$

Измерение величины $P_0\,(0)$ в дуге с помощью дискового насадка дает значения, приблизительно в 2 раза меньшие, чем расчетные значения. Это обстоятельство может быть связано, во-первых, с невысокой точностью измерений статического давления таким методом, а во-вторых, с иным распределением тока, отличающимся на самом деле от параболического, принятого в расчете. Результаты измерений распределения $P_0\,(r)$ указывает на то, что реальный токовый радиус R дуги, по-видимому, несколько больше, чем принимаемый в расчете радиус, который соответствует изотерме $T \approx 7000\,^\circ\text{K}$. Невысокая точность измерения $P_0\,(r)$ заставляет в настоящее время лишь отметить эти эффекты без анализа их количественной стороны. По этой же причине при вычислении v и ρv всюду были использованы расчетные значения P_0.

Измерения степени турбулентности по сечению столба дуги, выполненные с помощью специального турбулиметра, позволяют сделать вывод о том, что течение в столбе дуги имеет ламинарный характер. Степень турбулентности, определяемая как отношение средней пульсационной составляющей скорости $\bar{v}'$ к среднему значению направленной скорости $\bar{v}_z$ ($\varepsilon = \bar{v}'/\bar{v}_z$), по измерениям на оси и на краю столба дуги в сечении $z = 3$ *см* составляет соответственно величины 0.02 и 0.10. Имеющиеся пульсации связаны, по всей вероятности, с нестабильностью анодных и катодных пятен и с пульсациями в источнике питания. Частота их находится в диапазоне 100—300 *гц*. Ограниченные возможности турбулиметра не позволили измерить частоты пульсацией выше 1000 *гц*. Эти измерения позволяют в дальнейшем при расчетном объяснении полученных результатов пользоваться ламинарной моделью дуги.

Для сравнения полученных данных с теорией равновесной плазмы был выполнен расчет столба дуги в безграничном потоке газа.

Если свойства газа, в атмосфере которого горит дуга, являются известными функциями температуры и давления, то параметры термически равновесной электрической дуги определяются путем совместного решения дифференциальных уравнений энергии и движения. Эти уравнения были решены путем введения упрощающих предположений, важнейшими из которых являются допущения о стационарности режима, одномерном и ламинарном характере движения газа, постоянстве ρv, c_p/λ и μ, отсутствии самопоглощения излучения и несжимаемости газа в объеме проводящей зоны дугового столба. Указанные уравнения можно представить в следующем виде:

$$\sigma E^2 = U_r + \rho v_z c_p \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{1}$$

$$\rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial P_{\text{ст}}}{\partial z} + \mu_0 j_r H_\varphi + \mu\left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_z}{\partial r}\right) - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu_0 j_z H_\varphi = 0 \tag{2}$$

где T и v_z—температура и скорость газа: σ, μ_0, λ, μ, c_p, ρ—удельная электропроводность, магнитная проницаемость, коэффициент теплопроводности, коэффициент динамической вязкости, удельная изобарная теплоемкость и плотность газа соответственно; U_r — энергия излучения; E и H — напряженность электрического и магнитного полей; j — плотность тока; P — давление газа в дуге.

Для решения уравнения энергии (1) вводится функция

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

Напряженность электрического поля выражается через ток дуги

$$I = E(z)\int_0^R 2\pi r\sigma dr$$

Свойства газа $\sigma(S)$ и $U_r(S)$ аппроксимируются прямыми

$$\sigma = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leqslant S \leqslant S_1 \\ B(S - S_1) = BS^* & \text{при } S_1 \leqslant S \leqslant S_0 \end{cases}$$

$$U_r = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leqslant S \leqslant S_1 \\ A(S - S_1) = AS^* & \text{при } S_1 \leqslant S \leqslant S_0 \end{cases}$$

где S_0 — значения функции на оси дуги.

Конусный характер дуги на начальном участке учитывается при помощи соотношения $R(z) = R_0 f(z)$, где $R(z)$ — текущий радиус дуги,

$R_0 = R|_{z\to\infty}$, а $f(z)$ на интервале $0 < z < \infty$ — непрерывная, дифференцируемая функция, монотонно возрастающая от 0 до 1. Радиус дуги в начальном сечении у поверхности катода $R_k = R|_{z=0}$ предполагается известным из эксперимента и равным радиусу катодного пятна. Мало меняющаяся функция $B(S_0)$ предполагается постоянной в объеме дуги. Редкий рост функции $A(S_0)$ по направлению от анода к катоду учитывается соотношением

$$A = A_0 \frac{R_0^2}{R^2} \quad (A_0 = A(S_0)|_{z\to\infty})$$

С учетом изложенного уравнение (1) можно записать

$$I^2 B\left[\int_0^R 2\pi r S^* dr\right]^{-2} = AS^* \frac{R_0^2}{R^2} + \rho v_z \frac{c_p}{\lambda} \frac{\partial S^*}{\partial z} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial S}{\partial r}\right) \tag{3}$$

а граничные условия задачи

$$S^*(RZ) = 0, \qquad \overset{*}{S}(rz_0) = 0 \tag{4}$$

Решение квазилинейного параболического уравнения (3) с однородными граничными условиями (4) может быть получено в виде

$$S^* = S_{00}^* \psi_n\left(\frac{r}{R}\, z\right) J_0\left(\gamma_1 \frac{r}{R}\right) \tag{5}$$

где

$$S_{00}^* = S_0^*|_{z\to\infty} = \frac{\gamma_1}{2\pi J_1(\gamma_1)\, B^{1/2}\,[A_0 R_0^2 + \gamma_1^2]^{1/2}} \frac{I}{R_0}$$

$J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого рода, $\gamma_1 = 2.405$ — первый корень этой функции, а $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка первого рода. Если

$$f(z) = \left\{1 - \exp\left[\frac{2(A_0 R_0^2 + \gamma_1^2)}{R_0^2 \rho v_z c_p/\lambda} z\right]\right\}^{1/2} \tag{6}$$

то

$$\psi_n\left(\frac{r}{R}\, z\right) = \left\{\frac{1 - f^2(z)}{[f^2(z)]^{n+1}}\left[\int \frac{[f^2(z)]^{n-1}\, d\,[f^2(z)]}{[1 - f^2(z)]^2} + C_1\right]\right\}^{1/2} \tag{7}$$

параметр n определяется равенством

$$nJ_0\left(\gamma_1 \frac{r}{R}\right) = \gamma_1 \frac{r}{R} J_1\left(\gamma_1 \frac{r}{R}\right)$$

Интеграл в правой части выражения (7) можно выразить в конечном виде через элементарные функции для счетного множества значений параметра n, определяемых выражением $n = n_1 + 1/n_2$ $(n_1 = 0, 1, 2, \ldots;\ n_2 = 1, 2, 3, \ldots)$

Равенства (5) и (7) являются решением задачи о расчете температурного поля дуги, поскольку позволяют найти значение функции S^* в любой точке проводящей зоны.

Для точек, лежащих на оси дуги

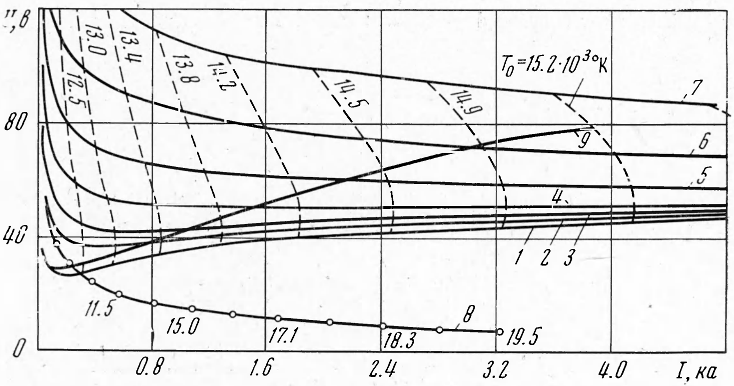
$$\psi_n\left(\frac{r}{R}, z\right)\Big|_{n=0} = \psi_0(z) = \left\{\frac{1 - f^2(z)}{f^2(z)} \ln \frac{f^2(z)}{1 - f^2(z)} + \frac{1 - f^2(z)}{f^2(z)} C_1 + 1\right\}^{1/2}$$

где

$$C_1 = \ln \frac{1 - \overline{R}_k^2}{\overline{R}_k^2} - \frac{\overline{R}_k^2}{1 - \overline{R}_k^2}, \qquad \overline{R}_k = \frac{R_k}{R_0}$$

На основании этих равенств могут быть получены выражения, определяющие ток, напряженность электрического поля, напряжение дуги, а также тепловые потери столба излучением, теплопроводностью и конвекцией. В указанные выражения в качестве неизвестных величин входят локальный расход газа ρv_z и радиус дуги на бесконечности R_0.

Уже указывалось, что конусная форма дуги приводит к возникновению в столбе осевой составляющей пондеромоторных сил и градиента давления этих сил $\partial P/\partial z$, вызывающих направленное движение газа в столбе. При этом начальный участок дуги уподобляется электромагнитному насосу, засасывающему газ из окружающей среды и прогоняющему его через столб в направлении анода.



Фиг. 4

Оценка относительной величины сил инерции и вязкости показывает, что на оси дуги силы вязкости значительно меньше сил инерции, а на периферии силы вязкости и силы инерции соизмеримы. Этот результат позволяет рассматривать поверхности $r = R$ в качестве квазитвердой стенки, отделяющей дугу от внешней среды и пропускающей из окружающей среды в дугу лишь такое количество газа, которое способен прокачать «электромагнитный насос».

В результате решения уравнения движения (2) получено следующее выражение для локального расхода газа в дуге, длина которой l:

$$\rho v_z = \left[\frac{\gamma_1 \mu_0 I^2}{16\pi^2 J_1(\gamma_1) R_0^2} \rho_{0l} F(l)\right]^{1/2} \qquad (8)$$

где $F(l) = F(z)\,|_{z=z_0+l}$

$$F(z) = \frac{1}{f^2(z)}\left[\frac{1-f^2(z)}{f^2(z)}\right]^t \left\{\ln f^2(z) + \frac{t}{2}[\ln f^2(z)]^2 + t\frac{\pi}{3}\arcsin f^2(z)\right\} + C_2$$

$$C_2 = -\ln \bar{R}_k^2 - \frac{t}{2}[\ln \bar{R}_k^2]^2 - t\frac{\pi}{3}\arcsin \bar{R}_k^2$$

$$t = \frac{\gamma_1^2}{2}\frac{\mathrm{Pr}}{A_0 R_0^2 + \gamma_1^2}$$

Pr — критерий Прандтля, ρ_{0l} — плотность газа на оси дуги в сечении $z = z_0 + l$.

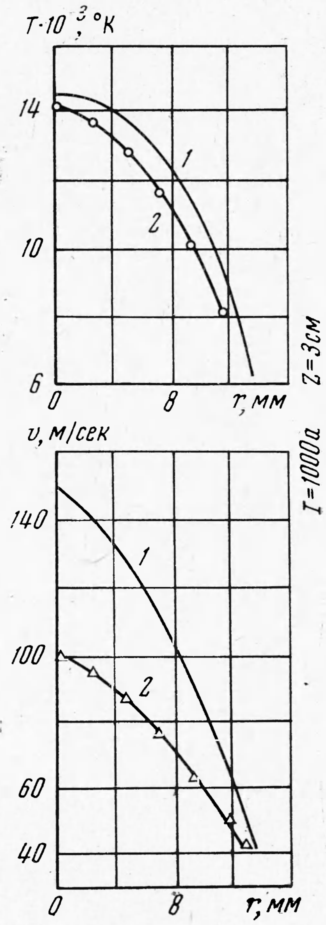
В соответствии с формулой (8) скорость движения газа в дуге быстро растет при увеличении тока.

Радиус дуги R_0 можно определить, рассматривая столб дуги в качестве твердого тела, конвективный теплообмен которого с окружающей средой в поле сил тяготения описывается критериальным соотношением $\mathrm{Nu} = C\,(\mathrm{Gr})^{1/3}\,\mathrm{Pr}^{1/2}$, где $C = 3$, Nu, Gr — критерии теплообмена Нуссельта и Грасгофа соответственно. Определяющая температура, при которой свойства газа подставляются в выражение $T^* = (T_1 + T_\infty)/2$. Здесь T_1 — температура на поверхности $r = R$, а T_∞ — температура окружающей среды [1].

На основании изложенной модели были выполнены расчеты температурного поля, скорости движения газа и вольт-апмперной характеристики дуги длиной 100 *мм* для $G = 2$ *г/сек*. На фиг. 4 представлены полученные из расчета вольт-амперные характеристики такой дуги с учетом (кривые *1*—*7*) и без учета (кривая *8*) излучения. Характеристики *1*—*7* получены для различных значений расхода газа G через столб дуги (*1* — $G = 0$, *2* — 0.5, *3* — 1, *4* — 2, *5* — 4, *6* — 8, *7* — 16, *8* — 5 *г/сек*). Видно, что учет излучения и нагрева газа существенно поднимает вольт-амперные характеристики дуги. На этой же фигуре представлена экспериментальная кривая *9* ($G_0 = 2$ *г/сек*), которая пересекает расчетные кривые *1*—*7*. Это обстоятельство объясняется тем, то с увеличением силы тока столб дуги захватывает все большее количество газа, поэтому в реальных условиях параметр G не остается постоянным при изменении I.

Кривые (фиг. 4) рассчитаны для условия $T_\infty = 273°$ К и поэтому отличаются от условий эксперимента, в котором $T_\infty > 500°$ К. Величина T_∞ оказывает влияние на весь профиль $T(r)$, что приводит к некоторому увеличению экспериментального значения G и некоторому смещению кривых (фиг. 4). Сравнение экспериментальных G_e (фиг. 3) с расчетными значениями G_t после введения поправки для T_∞ показывает удовлетворительное объяснение зависимости величины G от тока (см. ниже)

I, *а*	500	1000	1500
T_∞	200	350	700
G_t, *г/сек*	0.68	1.54	1.65
G_e, *г/сек*	0.85	1.70	2.2



Фиг. 5

На фиг. 5 представлены полученные из расчета (*1*) и измеренные (*2*) распределения $T(r)$ и $v(r)$ ($I = 1000$ *а*, $z = 3$ *см*, $G = 2$ *г/сек*). Совпадение данных удовлетворительное для $v(r)$ и хорошее для $T(r)$. Из изложенного ясно, что предлагаемая модель расчета, несмотря на все упрощения и допущения, позволяет довольно просто, аналитическим методом произвести расчет открытой дуги плавильного плазмотрона с хорошим приближением к реальным параметрам по температуре и удовлетворительным по скорости.

[1] Это предположение является весьма грубым, с ним, по-видимому, и связаны основные расхождения теории и эксперимента.

Расчет также подтверждает один из основных результатов эксперимента, согласно которому конусная открытая дуга представляет собой «электромагнитный насос», прокачивающий количество газа, пропорциональное силе тока.

Поступила 3 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Gericke W. Messung der Ubergangs-wahscheinlichkeit sowie Halbwertbreite und Verschiebung von Al-Linien in thermisch leuchtenden Plasmen. Z. Astro-Phys., 1961. Bd 53, H. 1.
2. Olsen H. N. Measurement of argon transition probabilities using the thermal arc plasma as a radiation source. J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Trans., 1963, vol. 3, No. 1.
3. Гольдфарб В. М. Простая методика определения температуры и электронной концентрации однокомпонентной плазмы. Оптика и спектроскопия, 1965, т. 19, вып. 2.
4. Воропаев А. А., Дресвин С. В., Клубникин В. С. Измерение скорости течения плазмы трубкой полного напора. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 4.
5. Воропаев А. А., Гольдфарб В. М., Донской А. В., Дресвин С. В., Клубникин В. С. Тепловые и газодинамические характеристики дугового разряда в продольном потоке аргона. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 27, вып. 3.