

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле.— ПМТФ, 1963, № 6.
2. Пилипенко В. А. О форме границы свободно разлетающейся плазмы в магнитном поле.— ПМТФ, 1967, № 2.
3. Poukey J. W. Expansion of a plasma shell into vacuum magnetic field.— Phys. Fluids, 1969, vol. 12, N 7.
4. Бахрах С. М., Губков Е. В. и др. Разлет плазменного облака в однородном магнитном поле.— ПМТФ, 1974, № 4.
5. Colgate S. A. The phenomenology of the mass motion of a high altitude nuclear explosion.— J. Geophys. Research, 1965, vol. 70, N 13.
6. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах.— Труды МИ АН СССР, 1973, № СХІХ.
7. Голубев А. И., Соловьев А. А., Терехин В. А. О бесстолкновительном разлете ионизированного облака в однородную замагниченную плазму.— ПМТФ, 1978, № 5.
8. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. The Boltzmann equation and the one — fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions.— Proc. Roy. Soc., 1956, vol. A236, p. 112.
9. Forslund D. W., Freidberg J. P. Theory of laminar collisionless shocks.— Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, N 18.
10. Chodura R. A. Hybrid-fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves.— Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, p. 55.
11. Sgro A. G., Nielson C. W. Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosion.— Phys. Fluids, 1976, vol. 19, N 1.
12. Голубев А. И., Соловьев А. А. Алгоритм численного решения задачи о сильном взрыве в разреженной плазме.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 4.

УДК 533.915.072

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ПОТОКА ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ АРГОНО-ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ

В. С. Клубникин, В. А. Лаптев, А. А. Салангин

(Ленинград)

Создание высокотемпературных нагревателей газа с заданными характеристиками сдерживается из-за отсутствия приемлемых математических моделей, максимально приближенных к реальным условиям. Особенно это относится к электродуговым плазмотронам, генерирующим термически неравновесную плазму. Теоретическое исследование характеристик электрической дуги в двухтемпературном приближении на начальном и установившемся участках проводилось в ряде работ [1—6]. Однако большинство из них ограничено безрасходным режимом горения дуги [1, 3] и ламинарным течением газа в разрядном канале [2, 4, 5], причем в [4] расчет проведен при весьма грубом приближении с целью получения простого решения. Наиболее точный анализ дан в [2, 5], а в [6] дана оценка влияния турбулентности течения газа. Подробный анализ влияния переходного от ламинарного к турбулентному и турбулентного течения среды на характеристики двухтемпературного потока электродуговой плазмы не проводился. Кроме этого, при вычислении свойств плазмы использовались не всегда достоверные формулы, что существенно затрудняет анализ точности и применимости полученных результатов.

В данной работе исследуется влияние ламинарного и турбулентного течения газа на характеристики двухтемпературной аргонной плазмы установившегося участка электрической дуги в цилиндрическом канале. Проанализированы существующие формулы для расчета свойств плазмы и выбраны те из них, которые наиболее хорошо согласуются с экспериментом.

Из анализа различных явлений, происходящих в электрической дуге, стабилизированной стенками цилиндрического канала и обдуваемой продольным потоком газа, было установлено, что для ее описания может быть принята следующая система уравнений:

уравнение энергии электронного газа

$$(1) \quad \sigma E^2 = 3 \frac{m_e}{m_a} n_e v k (T_e - T) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_e \frac{dT_e}{dr} \right) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\frac{3}{2} k T_e + E_i \right) D_a \frac{dn_e}{dr} \right] + W_{\text{л}};$$

уравнение энергии атом-ионного газа

$$(2) \quad 3 \frac{m_e}{m_a} n_e \nu k (T_e - T) = - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r (\lambda + \lambda_T) \frac{dT}{dr} \right];$$

уравнение движения

$$(3) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r (\eta + \eta_T) \frac{du}{dr} \right] = \frac{dp}{dz},$$

где T_e , m_e , n_e , λ_e — температура, масса, концентрация, теплопроводность электронов; T , m_a , λ — температура, масса и теплопроводность атомов и ионов; σ — электропроводность плазмы; ν — эффективная частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами; E — напряженность электрического поля; E_i — энергия ионизации; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; $\bar{W}_\lambda$ — мощность излучения; k — постоянная Больцмана; η_T , λ_T — турбулентные коэффициенты вязкости и теплопроводности; η — динамический коэффициент вязкости; dp/dz — продольный градиент статического давления; u — продольная составляющая скорости плазмы.

Краевые условия к системе уравнений (1)–(3) имеют вид

$$(4) \quad \text{при } r = 0 \quad dT_e/dr = dT/dr = dn_e/dr = du/dr = 0;$$

$$(5) \quad \text{при } r = R \quad T = T_R, \quad u = 0, \quad T_e = T_{eR}.$$

Для атом-ионного газа T_R полагалось равным 300 К, а величина T_{eR} для электронного компонента плазмы находилась из уравнения (1) в предположении, что в пристеночной области вся подводимая к электронам энергия σE^2 передается атомам и ионам путем упругих столкновений, поэтому

$$T_{eR} = (T + m_a \sigma E^2 / (3 m_e n_e \nu k))|_{r=R}.$$

Особое внимание было уделено выбору формул для вычисления свойств плазмы. В результате сопоставления с экспериментальными данными и оценочных расчетов сечения столкновения и коэффициенты переноса вычислялись по следующим формулам (T_e , T , К; n_e , n_a , см⁻³):

эффективное сечение упругих столкновений электрон — атом [7]

$$Q_{ea} = (0,1 + 3,6 \cdot 10^{-4} T_e) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2;$$

эффективное сечение столкновений электрон — ион [8]

$$Q_{ei} = \frac{20,2 \cdot 10^{-6}}{T_e^2} \lg \left[\frac{279 T_e}{n_e^{1/3} (T_e + T)} \right]^{1/3}, \text{ см}^2;$$

эффективная частота упругих столкновений

$$\nu = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} (n_e Q_{ei} + n_a Q_{ea}), \text{ 1/с}.$$

где n_a — концентрация атомов;

электропроводность слабоионизованного газа [9]

$$\sigma_1 = 1,37 \cdot 10^{-23} \frac{n_e \left(\sqrt{\frac{T_e}{m_e}} + \sqrt{\frac{T}{m_a}} \right)}{T_e Q_{ea} (n_e + n_a)};$$

электропроводность полностью ионизованного газа [10]

$$\sigma_2 = \frac{6,67 \cdot 10^{-5} T_e^{3/2}}{\lg \left[\frac{1,24 \cdot 10^4 T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \right]}, \text{ См/см};$$

теплопроводность электронов слабоионизованного газа [11]

$$\lambda_{e1} = \frac{5,65 \cdot 10^{-18} T_e^{1/2} n_e}{n_a Q_{ea}}, \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)};$$

теплопроводность электронов полностью ионизованной плазмы [9]

$$\lambda_{e2} = \frac{1,84 \cdot 10^{-12} T_e^{5/2}}{\ln \left[\frac{1,24 \cdot 10^4 T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \right]}, \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)};$$

электропроводность и теплопроводность электронов частично ионизованной плазмы

$$\sigma = \sigma_1 \sigma_2 / (\sigma_1 + \sigma_2), \quad \lambda_e = \lambda_{e1} \lambda_{e2} / (\lambda_{e1} + \lambda_{e2});$$

теплопроводность атомов и ионов

$$\lambda = 2,53 \cdot 10^{-6} T^{0,744} n_a / (n_a + 3,14 n_e), \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)}.$$

Данная формула хорошо согласуется с экспериментальными данными — коэффициент амбиполярной диффузии [7, 12] $D_a = 4,05 \cdot 10^{-6,63} (T_e + T)$, см²/с. Состав плазмы рассчитывался с использованием формулы Саха и уравнения состояния для квазинейтральной плазмы.

Коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности вычислялись в соответствии с гипотезой Прандтля о длине пути смешения [13] по формулам

$$(6) \quad \eta_T = \rho l^2 |du/dr|, \quad \lambda_T = C_p l, \quad l_T |du/dr|,$$

где ρ — плотность; C_p — теплоемкость плазмы; l и l_T — длины пути смешения для переноса импульса и энергии. В данной работе принято $l = l_T$. Из имеющихся в литературе полуэмпирических формул для длины пути смешения выбраны три, наиболее сильно отличающиеся друг от друга по величине:

$$(7) \quad l_1 = 0,4(R - r);$$

$$(8) \quad l_2 = R[0,14 - 0,08(r/R)^2 - 0,03(r/R)^4];$$

$$(9) \quad l_3 = \begin{cases} 0,4(R-r), & R \geq r \geq 0,8125R, \\ 0,075R, & 0 \leq r \leq 0,8125R, \end{cases}$$

где l_1 и l_2 по данным [13], а l_3 — [14].

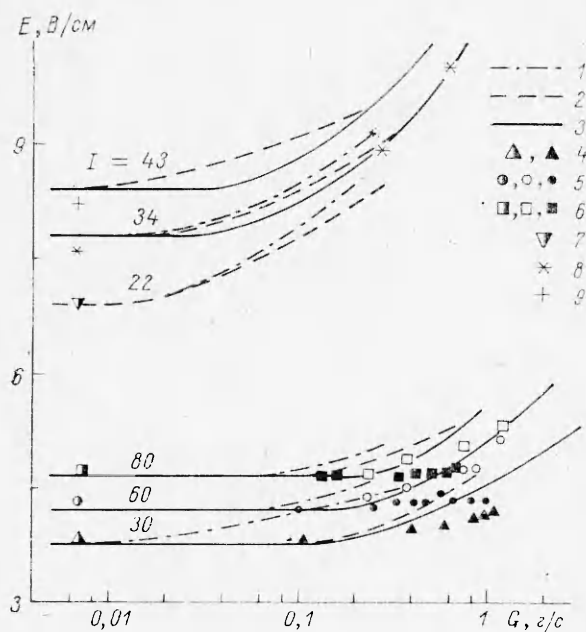
Путем однократного интегрирования уравнения движения (3) с использованием соотношения (6) можно получить следующие формулы для вычисления η_T и λ_T :

$$\eta_T = \frac{\eta}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2\rho l^2 r}{\eta^2} \left| \frac{dp}{dz} \right|} - 1 \right), \quad \lambda_T = C_p \eta_T.$$

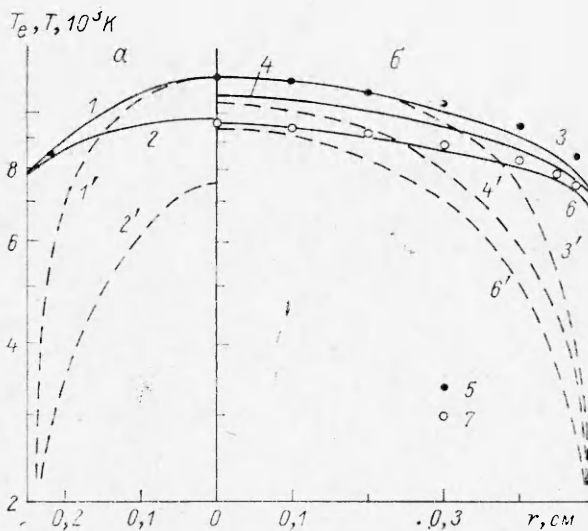
Система уравнений (1)–(3) с граничными условиями (4), (5) решалась численно. Так как l не зависит от скорости движения плазмы, то уравнения (1), (2) решались независимо от уравнения движения. Напряженность электрического поля и градиент статического давления считались параметрами, а динамическая вязкость, теплоемкость C_p и полное излучение $W_{\text{л}}$ задавались таблично по данным [7, 3, 15]. Для решения уравнений использовался конечно-разностный метод с применением итераций по искомой функции. На каждом шаге итераций линеаризованная система алгебраических уравнений решалась методом прогонки. Итерационный процесс заканчивался при выполнении условия

$$|(T_0^{k+1} - T_0^k)/T_0^k| \leq \varepsilon = 0,001,$$

где k — номер итерации; T_0 — осевое значение температуры. После нахождения температур решалось уравнение движения методом прогонки и затем вычислялись интегральные характеристики: сила тока электри-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

43 А и $R = 0,5$ см при токах дуги $I = 30; 60; 80$ А. Расчетные значения напряженности электрического поля, выполненные с использованием трех длин пути смещения (кривые 1 по формуле (7), 2 — (8), 3 — (9)), сопоставлены с экспериментальными данными для соответствующих токов дуги: 4 — $I = 30$ А, 5 — $I = 60$ А, 6 — $I = 80$ А, 7 — $I = 22$ А, 8 — $I = 34$ А, 9 — $I = 43$ А, причем наполовину зачерненные точки — данные [17], светлые точки — [19], черные точки — [18], а точки в виде крестиков и звездочек — экспериментальные данные авторов, полученные на плазматроне с межэлектродными вставками. При расходах газа меньше некоторого значения G^* напряженность электрического поля, рассчитанная с использованием любой из формул (7)–(9), постоянна, что соответствует ламинарному течению газа в канале. В этой области расходов газа наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом. Величина расхода газа G^* увеличивается с ростом радиуса раз-

ческой дуги $I =$
 $= 2\pi E \int_0^R \sigma r dr$, массовый
 расход газа $G =$
 $= 2\pi \int_0^R \rho u r dr$. Контроль
 правильности проведен-
 ных расчетов осуществ-
 лялся по выполнению
 интегрального баланса
 энергии во всем кана-
 ле. Для оценки надеж-
 ности полученных рас-
 четных данных исполь-
 зовался другой алго-
 ритм решения — метод
 конечных элементов
 [16]. Оба метода дают
 практически совпадаю-
 щие результаты, что го-
 ворит о надежности рас-
 считанных характерис-
 тик электрической дуги.

Электрические и
 тепловые характери-
 стики электрической
 дуги наиболее полно отража-
 ют состояние плазмен-
 ного потока. Поэтому в
 качестве основных ха-
 рактеристик были при-
 няты напряженность
 электрического поля,
 температуры электрон-
 ного и атом-ионного га-
 зов, а также плотности
 тепловых потоков.

Влияние расхода га-
 за на напряженность
 электрического поля
 представлено на фиг. 1
 для двух радиусов ка-
 нала: $R = 0,25$ см при
 токах дуги $I = 22; 34;$

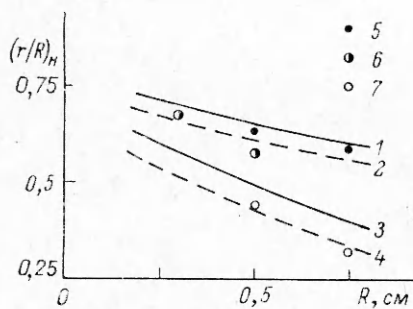
dp/dz , Па/см	E , В/см	l	T_{e0} , К	$\langle T_e \rangle$, К	$\langle T \rangle$, К	I , А	G , г/с	u_0 , м/с
5	4,2	l_1	10 080	8580	6700	56	0,05	14
		l_2	10 330	8640	6900	60	0,04	14
		l_3	10 400	8780	6980	61	0,04	14
	4,8	l_1	10 060	9310	7910	89	0,04	13
		l_2	11 110	9220	7730	86	0,03	13
		l_3	11 190	9390	7960	91	0,04	14
100	5,4	l_1	10 320	9000	7360	88	0,43	129
		l_2	10 790	9140	7520	93	0,47	159
		l_3	11 200	9400	7920	102	0,44	172

рядного канала; так, для $R = 0,25$ см $G^* \approx 0,04$ г/с, а для $R = 0,5$ см $G^* \approx 0,3-0,4$ г/с. При расходах газа больше G^* напряженность электрического поля растет. Лучшее согласие с экспериментальными данными дает расчет с использованием формулы (9) по сравнению с аналогичными расчетами с использованием формул (7), (8).

Изменение длины пути смещения влияет не только на напряженность электрического поля. В таблице представлены некоторые характеристики электрической дуги, рассчитанные для $R = 0,5$ см с применением формул (7)–(9). Из таблицы следует, что использование формулы (9) приводит к наиболее высоким значениям температуры электронов T_{e0} , средних по сечению температур электронов $\langle T_e \rangle$ и атом-ионного газа $\langle T \rangle$, а также силы тока по сравнению с расчетами с применением формул (7), (8). Кроме этого, турбулентный характер течения газа наиболее сильно влияет на величину и распределение температуры плазмы и менее всего на ее скорость. С учетом вышеизложенного дальнейшие расчеты были проведены с использованием формулы (9) для вычисления длины пути смещения, так как она дает наилучшее согласие с экспериментом.

Характерное радиальное распределение температур электронов (сплошные линии) и атом-ионного газа (штриховые линии) представлено на фиг. 2 для двух радиусов разрядного канала ($a - R = 0,25$ см, $b - R = 0,5$ см). Кривые 1, 1' ($G = 0,05$ г/с, $I = 40$ А), 3, 3' ($G = 0,26$ г/с, $I = 100$ А) и 6, 6' ($G = 0,05$ г/с, $I = 41$ А) соответствуют ламинарному течению, а кривые 2, 2' ($G = 1,63$ г/с, $I = 40$ А) и 4, 4' ($G = 2,3$ г/с, $I = 100$ А) — турбулентному течению среды. Рассчитанные профили температур электронов (кривые 3, 6) хорошо согласуются с экспериментальными данными других авторов: 5 — $G = 0,23$ г/с, $I = 100$ А [2] и 7 — $G = 0$, $I = 35$ А [15]. С ростом силы тока (кривые 6–6' и 3–3'), а также с уменьшением радиуса канала (кривые 1–1', 3–3') температурные градиенты увеличиваются. Независимо от размеров канала с увеличением расхода газа атом-ионный газ охлаждается сильнее, чем электронный. При переходе к турбулентному режиму течения температурные профили становятся более наполненными, а область термической неравновесности распространяется на весь разрядный канал.

Радиальное положение границы существенной термической неравновесности $(r/R)_n$, характеризующейся различием температур T_e и T условно на величину 300 К [20], в зависимости от радиуса канала представлено на фиг. 3, где 1, 2, 5, 6 для $I = 100$ А, а 3, 4, 7 для $I = 60$ А, причем 1, 3 при $G = 0$, а остальные расчетные (2, 4) и экспериментальные (5, 7 —



Ф и г. 3

[20, 6], 6 — [20]) данные при $G = 0,1$ г/с. Видно, что электрические дуги в канале большего радиуса термически равновеснее (см. также фиг. 2). К большей термической неравновесности в дуге приводят увеличение расхода газа через разрядный канал и уменьшение силы тока. Рассчитанное положение границы существенной термической неравновесности для $G = 0,1$ г/с хорошо согласуется с оценками этой границы, сделанными в [20] для $I = 60$ и 100 А — соответственно точки 7 и 5, 6

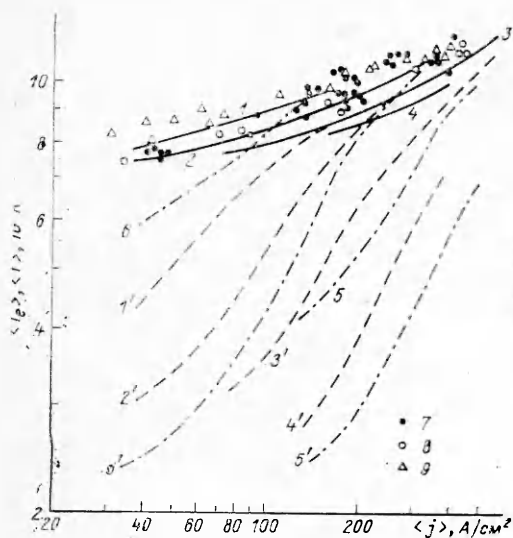
на фиг. 3. По наклону кривых 1—4 можно судить о «скорости прорастания» термической неравновесности с изменением радиуса канала. Как видно из фиг. 3, эта скорость тем больше, чем меньше сила тока в дуге.

Термическая неравновесность в дуге наглядно представлена также на фиг. 4, где усредненные по сечению канала температуры электронов $\langle T_e \rangle$ (сплошные линии) и атом-ионного газа $\langle T \rangle$ (штриховые линии) рассчитаны при следующих условиях: 1—1' — $R = 0,5$ см, $dp/dz = 50$ Па/см, $G = 0,24-0,3$ г/с; 2—2' — $R = 0,5$ см, $dp/dz = 1000$ Па/см, $G = 1,7-3,5$ г/с; 3—3' — $R = 0,25$ см, $dp/dz = 1000$ Па/см, $G = 0,22-0,53$ г/с; 4—4' — $R = 0,25$ см, $dp/dz = 10\,000$ Па/см, $G = 1,3-1,9$ г/с. Средние температуры электронов хорошо согласуются, особенно для $R = 0,5$ см, с экспериментальными данными (точки 7—9), полученными в [21—23] соответственно. Средние же температуры атом-ионного газа по данным расчета (кривые 1'—2' и 3'—4') несколько отличаются от экспериментальных значений 5—5' и 6—6', полученных в [24] для каналов радиусом 0,3 и 0,5 см соответственно, причем 5, 6 — при $G = 0,25$ г/с, а 5', 6' — при $G = 1,2$ г/с. Кроме того, расчетная область изменения температуры атом-ионного газа в зависимости от расхода газа несколько меньше, чем по данным эксперимента. Это обстоятельство обусловлено, по-видимому, недостаточной адекватностью полуэмпирической формулы (9), не учитывающей особенности горения электрической дуги, а именно наличие пульсаций, колебаний и различных неустойчивостей токопроводящего шнура дуги. Применение для расчета длины пути смещения формул (7), (8) только усиливает различие с экспериментальными данными (см. таблицу). Однако, учитывая, что погрешность экспериментального определения температуры электронов составляет ± 500 К, а температуры атом-ионного газа ± 1000 К, можно считать, что получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

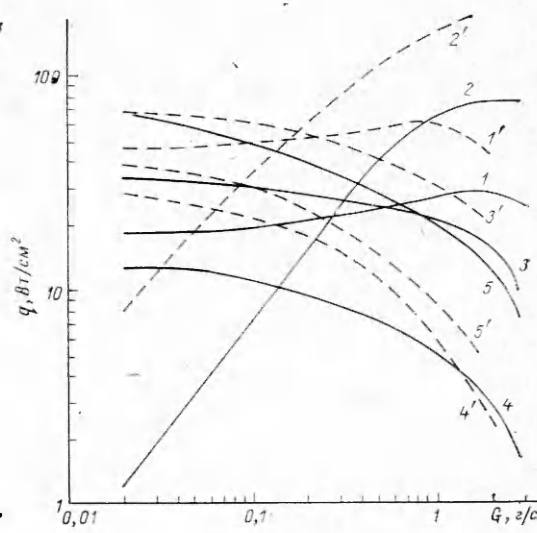
Сравнительное воздействие различных факторов на характеристики электрической дуги в широком диапазоне расходов газа показано на фиг. 5, где представлены плотности тепловых потоков, обусловленные атом-ионной теплопроводностью ($1-1' - q_a = \lambda dT/dr$), турбулентной теплопроводностью ($2-2' - q_t = \lambda_t dT/dr$), электронной теплопроводностью ($3-3' - q_e = \lambda_e dT_e/dr$), переносом энергии ионизации амбиполярной диффузией ($4-4' - q_d = \left(\frac{2}{2} kT_e + E_i\right) D_a \frac{dn_e}{dr}$) и переносом энергии

излучения ($5-5' - q_l = \frac{1}{r} \int_0^r W_{\lambda} r dr$), вычисленные при $r = 0,5R$ для двух

радиусов канала: $R = 0,25$ см, $\langle j \rangle = 250$ А/см² — штриховые линии; $R = 0,5$ см, $\langle j \rangle = 115$ А/см² — сплошные линии. При малых расходах газа (менее 0,1 г/с) турбулентный теплоперенос значительно меньше других механизмов отвода энергии на стенки дугового канала и не оказывает заметного влияния на характеристики плазменного потока. Действительно, напряженность электрического поля в этой области не зависит от расхода газа (см. фиг. 1). Отличие от нуля турбулентного теплопереноса при



Ф и г. 4



Ф и г. 5

ламинарном течении газа не оказывает влияния на радиальное распределение температуры электронов (см. фиг. 2), рассчитанное при $G = 0,05$ г/с и $I = 41$ А (кривая 6) и хорошо согласующееся с экспериментальными данными. Вынос энергии за счет турбулентной теплопроводности становится существенным при $G \geq 0,2$ г/с для $R = 0,25$ см и при $G \geq 0,5$ г/с для $R = 0,5$ см, что соответствует числам Рейнольдса $Re = 2G/\mu R$, вычисленным по вязкости холодного пристеночного газа (2320 и 2900). Это хорошо совпадает с диапазоном чисел Рейнольдса, характеризующим переход от ламинарного к турбулентному течению газа.

Влияние турбулентного теплопереноса, увеличивающегося с ростом расхода газа, наиболее сильно сказывается на температуре атом-ионного газа в отличие от температуры электронов. Это следует из сравнения зависимостей, представленных на фиг. 4, где кривые 2—2' и 4—4' характеризуют T_e и T при турбулентном течении газа, а кривые 1—1' и 3—3' — при переходном от ламинарного к турбулентному течению. В дополнение следует отметить, что уменьшение температур электронов и атом-ионного газа за счет роста турбулентного теплопереноса приводит к снижению тепловых потоков, обусловленных теплопроводностью электронов, переносом энергии ионизации и излучения. Небольшое повышение q_a с увеличением G связано с более значительным ростом градиента температуры атом-ионного газа по сравнению с уменьшением коэффициента атом-ионной теплопроводности.

В результате проведенной работы достигнуто хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, полученных для ламинарного и турбулентного течения газа в канале с электрической дугой. Турбулентность потока наиболее сильно влияет на напряженность электрического поля в дуге и на температуру атом-ионного газа и в меньшей степени на температуру электронов. Турбулентный теплоперенос становится существенным по сравнению с молекулярным механизмом переноса энергии при числах Рейнольдса 2300—2900, вычисленных по холодному газу. Это хорошо согласуется с данными для слабо нагретых потоков в трубах. В соответствии с вышеизложенным предложенная модель электрической дуги в турбулентном потоке газа может использоваться для расчета характеристик установившегося потока двухтемпературной аргоно-дуговой плазмы в канале.

Поступила 9 VIII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев А. Д. Отрыв электронной температуры в плотной аргонной плазме. — Изв. СО АН СССР, 1966, № 10, сер. техн. наук, вып. 3.
2. Clark K. J., Incropera F. P. Thermochemical nonequilibrium in an argon constricted arc. AIAA Paper, N 71-593, 1971.
3. Дресвин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубник В. С. Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972.
4. Дресвин С. В. Двухтемпературная модель плазмы в условиях стационарного продува газа через плазмотрон. — ПМТФ, 1973, № 4.
5. Назаренко П. П., Паневин П. Г. Расчет характеристик стабилизированных дуг с учетом переноса излучения и отрыва температур. — В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме: М.: Наука, 1974.
6. Ивлигин А. И. Явления неравновесности в стабилизированных дугах. — В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 2. Алма-Ата, 1977.
7. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized argon. — Phys. Fluids, 1967, vol. 10, p. 354.
8. Колесников В. Н. Дуговой разряд в инертных газах. — Труды ФИАН. Физическая оптика, 1964, т. 30, с. 66.
9. Bose T. K. Anode heat transfer for a flowing argon plasma at elevated electron temperature. — Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, vol. 15, N 10.
10. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965.
11. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
13. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
14. Escudier M. P., Spalding D. B. A note on the turbulent uniform property hydrodynamic boundary layer on a smooth impermeable wall. ARCC Paper, N 875, 1965.
15. Bott J. F. Spectroscopic measurement of temperatures an argon plasma arc. — Phys. Fluids, 1966, vol. 9, N 8.
16. Сегерлинд Л. Дж. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.
17. Emmons H. W. Arc measurement of high-temperature gas transport. — Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 6.
18. Runstadler P. W., Jr. The laminar and turbulent flow of a argon arc plasma. AIAA Paper, N 66-189, 1966.
19. Донской А. В., Клубник В. С., Пархоменко А. С. Экспериментальное исследование электрических и тепловых характеристик стабилизированных дуг. — Инж.-физ. журнал, 1972, т. 22, № 6.
20. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев И. М. Исследование характеристик ламинарного потока плазмы аргона в электрической дуге. — В кн.: Химические реакции в низкотемпературной плазме. М.: ИХХС им. А. В. Топчиева, 1977.
21. Клубник В. С., Пархоменко А. С. Результаты исследования энергетических характеристик аргонной дуги в секционированном плазмотроне. — В кн.: Тезисы докл. V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1972.
22. Батурин В. А. Экспериментальное определение электропроводности плазмы аргона в стабилизированной дуге. — ПМТФ, 1970, № 2.
23. Эммонс Г. В. Исследование теплообмена в плазме. — В кн.: Современные проблемы теплообмена. М. — Л.: Энергия, 1966.
24. Донской А. В., Клубник В. С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1979.

УДК 621.384.6

РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Малафеев, Д. Н. Новичков

(Москва)

В последнее время значительно возрос интерес к изучению равновесных состояний декомпенсированных или частично компенсированных ионами электронных пучков, удерживаемых магнитным полем. Помимо программ, инициирующих этот интерес, перечисленных в [1], можно назвать проблемы адиабатического ускорения электронных и ионных пучков [2], рекуперации их энергии и компрессии.

Одному из аспектов анализа декомпенсированных электронных пучков посвящена работа [3], где рассматривается их возможное применение к проблеме передачи электрической энергии в промышленных масштабах с помощью электронных пучков.