

## ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА

А.В. ИГНАТОВ<sup>1,2</sup>, И.В. КРИВЦУН<sup>1,2</sup>, И.Л. СЕМЕНОВ<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Китайско-украинский институт сварки им. Е.О. Патона,

Гуандунский Генеральный научно-исследовательский институт промышленных технологий  
(Гуанчжоуский научно-исследовательский институт цветных металлов), г. Гуанчжоу, КНР

<sup>2</sup>ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ, 03680, г. Киев, ул. Казимира Малевича (Боженко), 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

<sup>3</sup>Немецкий аэрокосмический центр (DLR), г. Мюнхен, Германия. E-mail: igor\_semenov@list.ru

Разработана математическая модель процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в неравновесной плазме электрической дуги, горящей в цилиндрическом канале с водоохлаждаемыми стенками, продуваемом ламинарным потоком плазмообразующего инертного газа. В основу модели положены многожидкостные уравнения для неизотермической, ионизационно-неравновесной дуговой плазмы, в т.ч. с учетом второй ионизации атомов плазмообразующего газа, записанные в дрейфово-диффузионном приближении. Такой подход позволяет с единых позиций описывать процессы, протекающие как в центральной области канала (в плазме столба дуги), так и в пристеночной области (в ионизационном слое плазмы) вплоть до границы слоя пространственного заряда, непосредственно примыкающего к стенке канала. Учет процессов, протекающих в бесстолкновительном слое пространственного заряда и определение характеристик теплового и электрического взаимодействия дуговой плазмы со стенкой канала осуществляется путем использования соответствующих граничных условий на границе указанного слоя. Кроме того, учет наличия в дуговой плазме двухзарядных ионов дает возможность проводить расчет ее характеристик в широком диапазоне значений тока дуги и радиуса канала. Численное решение уравнений предложенной модели проводится методом конечных объемов, для компьютерной реализации которого создано соответствующее программное обеспечение. Проведен детальный численный анализ радиальных распределений характеристик плазмы аргоновой дуги в цилиндрическом канале сопла плазмоторна прямого действия, а также напряженности продольного электрического поля в дуговой плазме и теплового потока из плазмы на стенку канала при различных значениях тока дуги, радиуса канала и расхода плазмообразующего газа. Показано, что в отличие от центральных областей канала, где дуговая плазма является практически равновесной, в пристеночной области реализуется существенная термическая и ионизационная неравновесность плазмы. Показано также, что при увеличении тока дуги и уменьшении радиуса канала необходим учет наличия в дуговой плазме двукратно заряженных ионов. Проведено сравнение результатов моделирования характеристик неравновесной плазмы аргоновой дуги в канале сопла плазмоторна с имеющимися экспериментальными данными. Библиогр. 11, табл. 1, рис. 9.

*Ключевые слова:* дуговой плазмоторн, плазмформирующий канал, электрическая дуга в канале, неравновесная плазма, математическое моделирование

Разработка новых и совершенствование существующих плазменных технологий, таких, например, как плазменная сварка, резка, порошковая наплавка и напыление покрытий требуют достоверной информации об интегральных и распределенных характеристиках плазмы, генерируемой дуговыми плазмоторнами прямого и косвенного действия, в зависимости от типа и конструктивных особенностей плазмоторна, режима его работы и состава плазмообразующего газа. Тепловые, газодинамические и электромагнитные характеристики потока дуговой плазмы, генерируемой такими устройствами, во многом определяются ее взаимодействием со стенкой плазмформирующего канала плазмоторна. Кроме того, указанное взаимодействие определяет характеристики теплового и электрического воздействия дуговой плазмы на стенку канала, знание которых дает возможность оптимизировать конструкцию плазмоторна и повысить ресурс его работы. Экспериментальное

определение характеристик дуговой плазмы в канале сопла плазмоторна, а также характеристик ее взаимодействия со стенкой канала затруднено в связи с малыми геометрическими размерами канала, высокими значениями температуры плазмы и температуры стенки. Поэтому целью данной работы является разработка математической модели и детальное численное исследование процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в неравновесной плазме электрической дуги, горящей в цилиндрическом канале сопла плазмоторна, а также определение тепловых и электрических характеристик ее взаимодействия со стенкой канала.

Для теоретического описания процессов энерго-, массо- и электропереноса в объеме дуговой плазмы, содержащей электроны, ионы и нейтральные атомы, можно использовать модель, базирующуюся на основе многожидкостных уравнений для термически и ионизационно неравновесной плазмы [1]. При рассмотрении процессов взаимодействия такой плазмы со стенкой канала можно

использовать подход, аналогичный предложенному в работах [2–6] для исследования катодных и анодных процессов в электрических дугах, в т.ч. и при наличии в дуговой плазме двукратно и трехкратно заряженных ионов. Подобные подходы были ранее использованы для численного анализа распределенных характеристик дуговой плазмы в канале сопла плазматрона прямого действия [7, 8], однако используемые в этих работах граничные условия на стенке канала были модельными, не учитывающими реальную структуру пристеночной области плазмы, что не позволило адекватно описать процессы теплового и электрического взаимодействия дуговой плазмы со стенкой канала. Здесь следует отметить, что работа [8] является одной из немногих публикаций, где, наряду с расчетными данными, приведены результаты измерений распределений концентрации и температуры электронов, а также напряженности электрического поля для дуговой плазмы в канале при различных значениях тока дуги.

**Постановка задачи, используемые приближения.** Рассмотрим плазму стационарной электрической дуги в асимптотической области [7] протяженного (секционированного) цилиндрического канала радиуса  $R$ , продуваемого ламинарным потоком инертного газа с объемным расходом  $G$  (при нормальных условиях). Ток дуги  $I$ , давление газа в рассматриваемой области канала  $p$  — атмосферное, температура водоохлаждаемой (неиспаряющейся) стенки канала  $T_w$ . Предполагая, что данная плазменная система является осесим-

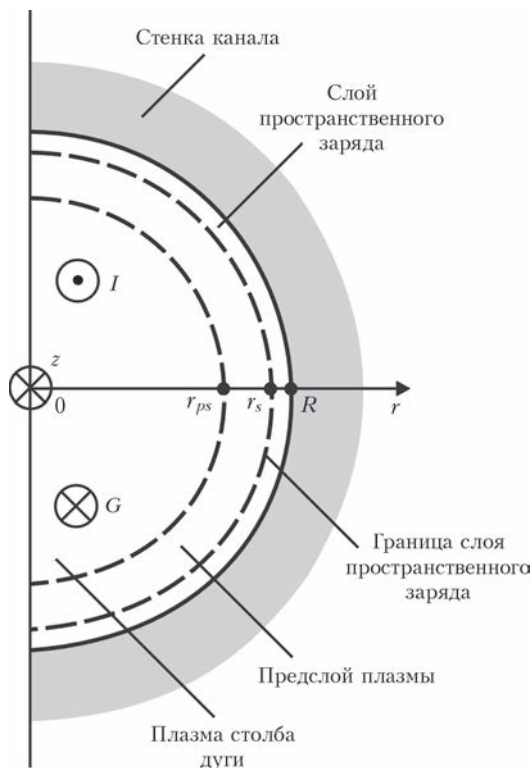


Рис. 1. Схема дуговой плазмы в канале сопла плазматрона

метричной, выберем цилиндрическую систему координат  $(r, z)$ , ось  $OZ$  которой совпадает с осью канала и направлена, как показано на рис. 1. При этом будем считать, что плазмообразующий газ движется вдоль указанной оси, а электрический ток имеет противоположное направление.

Рассматриваемую дуговую плазму можно условно разделить на три области [3]. Первая из них — слой пространственного заряда, непосредственно примыкающий к стенке канала (см. рис. 1), где нарушается условие квазинейтральности плазмы и формируется значительная часть падения потенциала между плазмой столба дуги и поверхностью канала. Этот слой можно считать бесстолкновительным, поскольку при атмосферном давлении и характерных значениях температуры электронов дуговой плазмы  $T_e \sim 1,5$  эВ [8] толщина данного слоя  $R - r_s$ , соизмеримая с радиусом Дебая  $r_D \sim 10^{-8} \dots 10^{-7}$  м, существенно меньше характерных длин свободного пробега частиц плазмы  $l \sim 10^{-6} \dots 10^{-4}$  м (соответствующие характерные длины для Ar-плазмы атмосферного давления приведены на рис. 2).

Вторая зона (см. рис. 1) — ионизационная область неизотермической квазинейтральной плазмы (предслой), где происходит генерация заряженных частиц за счет ионизации плазменными электронами атомов плазмообразующего газа, десорбирующихся со стенки канала. Образующиеся здесь ионы ускоряются в сторону стенки электрическим полем, создаваемым более подвижными электронами, и рекомбинируют на ее поверхности. Таким образом, в пределах предслоя нарушаются условия локального ионизационного равновесия. Кроме того, здесь формируется остальная часть падения потенциала между столбом дуги и стенкой канала, которая может превышать соответствующее падение в слое пространственного заряда.

На расстоянии от стенки  $R - r_{ps}$ , равном нескольким длинам свободного пробега частиц плаз-

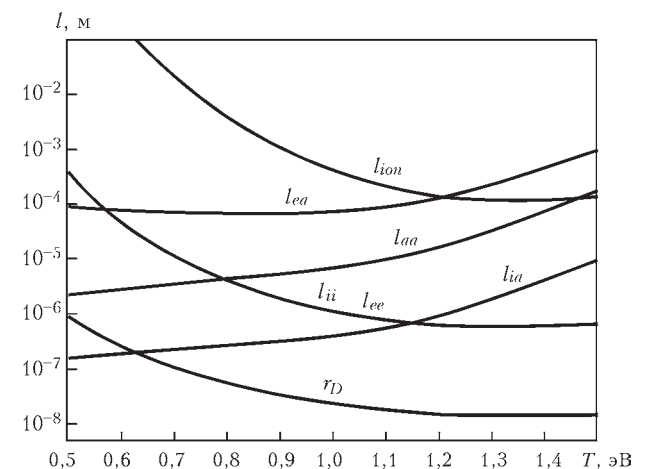


Рис. 2. Характерные длины свободного пробега частиц в аргоновой плазме атмосферного давления

мы, проходит граница ионизационной области, которую будем сопоставлять с внешней границей пристеночного слоя плазмы, и за которой начинается третья зона — столб дуги (см. рис. 1), где имеет место локальное термодинамическое, в т.ч. ионизационное, равновесие.

Поскольку в настоящей работе рассматривается дуговая плазма в асимптотической области канала, при описании процессов энерго-, массо- и электропереноса в такой системе будем пренебрегать изменением характеристик плазмы в аксиальном направлении (вдоль оси канала) по сравнению с их радиальными изменениями. Учитывая также то обстоятельство, что рассматриваемая дуга является стационарной, изменением характеристик дуговой плазмы во времени также будем пренебрегать. Эти предположения позволяют считать, что аксиальная компонента электрического поля и аксиальный градиент давления плазмы постоянны по сечению канала, а электрический ток на стенку канала равен нулю. При записи многожидкостных уравнений для столба и ионизационной области дуговой плазмы в канале используется модель неизотермической (двухтемпературной) ионизационно-неравновесной плазмы, в т.ч. с учетом второй ионизации атомов плазмообразующего газа (четырёхкомпонентная плазма). Уравнения движения компонент плазмы в радиальном направлении записываются в дрейфово-диффузионном приближении [5], а при записи соответствующих уравнений в аксиальном направлении предполагается равенство аксиальных скоростей тяжелых компонент. Учет процессов, протекающих в слое пространственного заряда и определение характеристик теплового и электрического взаимодействия дуговой плазмы со стенкой канала осуществляется путем использования соответствующих граничных условий на границе этого слоя [3].

**Математическая модель. Основные уравнения.** При анализе физических процессов, протекающих в рассматриваемой плазменной системе, будем полагать, что дуговая плазма характеризуется следующими параметрами:  $n_e$  — концентрация электронов;  $n_n, n_{i+}, n_{i++}$  — концентрации атомов, однократно и двукратно заряженных ионов плазмообразующего газа, соответственно;  $v_e^r, v_e^z$  — радиальная и аксиальная компоненты скорости электронов;  $v_n^r, v_n^z, v_{i+}^r, v_{i+}^z, v_{i++}^r, v_{i++}^z$  — радиальные и аксиальные компоненты скоростей атомов и соответствующих ионов;  $T_e$  — температура электронов;  $T_h$  — температура тяжелых частиц плазмы, предполагаемая одинаковой для атомов и ионов, но отличной от  $T_e$ . Тогда система уравнений, описывающая стационарные процессы переноса массы, импульса и энергии в плазме столба и ионизационного слоя дуги в асимптотической области цилиндрического канала, может быть записана следующим образом.

Уравнения непрерывности для электронов, атомов, однократно и двукратно заряженных ионов дуговой плазмы с учетом неравновесной ионизации:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_e^r) = k_{i0} n_n n_e - k_{r0} n_e^2 n_{i+} + k_{i1} n_{i+} n_e - k_{r1} n_e^2 n_{i++}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_n v_n^r) = -k_{i0} n_n n_e + k_{r0} n_e^2 n_{i+}; \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{i+} v_{i+}^r) = k_{i0} n_n n_e - k_{r0} n_e^2 n_{i+} - k_{i1} n_{i+} n_e + k_{r1} n_e^2 n_{i++}; \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{i++} v_{i++}^r) = k_{i1} n_{i+} n_e - k_{r1} n_e^2 n_{i++}, \quad (4)$$

где  $k_{i\alpha}, k_{r\alpha}$  — коэффициенты ионизации и рекомбинации атомов ( $\alpha = 0$ ) и однократно заряженных ионов ( $\alpha = 1$ ) [4]. Суммируя уравнения (2)–(4) и учитывая, что частицы плазмообразующего газа, предполагаемого инертным, не накапливаются на стенке канала, можем записать

$$n_{i+} v_{i+}^r + n_{i++} v_{i++}^r + n_n v_n^r = 0. \quad (5)$$

Умножая уравнения (1), (3), (4) на заряд соответствующей частицы и складывая, при учете предположения об отсутствии электрического тока на стенку канала, получим

$$j_r = e n_{i+} v_{i+}^r + 2e n_{i++} v_{i++}^r - e n_e v_e^r = 0, \quad (6)$$

где  $j_r$  — радиальная компонента плотности тока в дуговой плазме;  $e$  — элементарный заряд. Таким образом, вместо четырех уравнений (1)–(4) можно использовать только два из них, добавив к ним условия (5), (6).

Учитывая то, что плазма столба и ионизационной области дуги является квазинейтральной, дополним эти уравнения условием квазинейтральности, которое в случае четырехкомпонентной плазмы записывается в виде

$$n_e = n_{i+} + 2n_{i++}. \quad (7)$$

Кроме того, будем использовать условие постоянства полного давления плазмы по сечению канала

$$p = k [n_e T_e + (n_n + n_{i+} + n_{i++}) T_h], \quad (8)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

Уравнения радиального движения электронов, атомов, однократно и двукратно заряженных ионов, записанные в дрейфово-диффузионном приближении (в пренебрежении конвективными членами), но с учетом вязкостных членов:

$$\frac{\partial (n_e k T_e)}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \eta_e \frac{\partial v_e^r}{\partial r}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\eta_e}{r} \frac{\partial (r v_e^r)}{\partial r} \right) - \frac{2\eta_e v_e^r}{r^2} + P_{en}^r + P_{ei+}^r + P_{ei++}^r - e E_r n_e; \quad (9)$$

$$\frac{\partial(n_n k T_h)}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \eta_n \frac{\partial v_n^r}{\partial r}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\frac{\eta_n}{r} \frac{\partial(r v_n^r)}{\partial r}) - \frac{2 \eta_n v_n^r}{r^2} + P_{n+}^r + P_{n-}^r + P_{n++}^r + R_n^r; \quad (6)$$

$$\frac{\partial(n_{i+} k T_h)}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \eta_{i+} \frac{\partial v_{i+}^r}{\partial r}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\frac{\eta_{i+}}{r} \frac{\partial(r v_{i+}^r)}{\partial r}) - \frac{2 \eta_{i+} v_{i+}^r}{r^2} + P_{i+n}^r + P_{i+e}^r + P_{i+i++}^r + R_{i+}^r - R_{i++}^r + e E_r n_{i+}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial(n_{i++} k T_h)}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times (r \eta_{i++} \frac{\partial v_{i++}^r}{\partial r}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\frac{\eta_{i++}}{r} \frac{\partial(r v_{i++}^r)}{\partial r}) - \frac{2 \eta_{i++} v_{i++}^r}{r^2} + P_{i++n}^r + P_{i++e}^r + P_{i++i+}^r + R_{i++}^r + 2e E_r n_{i++}. \quad (8)$$

Уравнение аксиального движения электронов и суммарное уравнение аксиального движения тяжелых частиц:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r m_e n_e v_e^z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \eta_e \frac{\partial v_e^z}{\partial r}) + P_{en}^z + P_{ei+}^z + P_{ei++}^z - e E_z n_e; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \sum_{\alpha} n_{\alpha} k T_h}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha}^z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sum_{\alpha} \eta_{\alpha} \frac{\partial v_{\alpha}^z}{\partial r}) + P_{ne}^z + P_{i+e}^z + P_{i++e}^z + e E_z (n_{i+} + 2n_{i++}), \quad \alpha = n, i+, i++. \quad (10)$$

В уравнениях (9)–(14) использованы следующие обозначения:  $\eta_{\alpha}$ ,  $m_{\alpha}$  — коэффициенты динамической вязкости и массы частиц компонент плазмы ( $\alpha = e, n, i+, i++$ );  $P_{\alpha\beta}^r, P_{\alpha\beta}^z$  — радиальные и аксиальные компоненты обменных членов ( $\alpha \neq \beta = e, n, i+, i++$ ), соответствующих упругим столкновениям частиц [1];  $R_{\alpha}^r$  — радиальные компоненты обменных членов ( $\alpha = n, i+, i++$ ), соответствующих неупругим столкновениям [1];  $E_r, E_z$  — радиальная и аксиальная компоненты электрического поля в дуговой плазме.

Уравнения движения следует дополнить условием сохранения полного тока дуги

$$I = 2\pi \int_0^R j_z |rd, \quad (11)$$

где  $j_z = en_{i+} v_{i+}^z + en_{i++} v_{i++}^z - en_e v_e^z$  — аксиальная компонента плотности электрического тока в плазме, а также условием сохранения массового расхода

плазмообразующего газа через поперечное сечение канала

$$G_M = \rho_0 G = 2\pi \int_0^R r \sum_{\alpha=n, i+, i++} m_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha}^z d, \quad (12)$$

где  $\rho_0$  — плотность плазмообразующего газа при нормальных условиях.

Уравнение переноса энергии электронов и суммарное уравнение энергии тяжелых частиц запишем в следующем виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (v_e r \frac{5}{2} n_e k T_e) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) + \sum_{\alpha} (Q_{e\alpha} + G_{e\alpha}) - e(E_z v_e^z + E_r v_e^r) n_e - Q_r, \quad (13)$$

$$\alpha = n, i+, i++;$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \sum_{\alpha} (v_{\alpha}^r (\frac{5}{2} n_{\alpha} k T_h + \frac{1}{2} m_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha}^2)) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \frac{\partial T_h}{\partial r}) + \sum_{\alpha} Q_{\alpha e} + \quad (14)$$

$$+ e(E_z v_{i+}^z + E_r v_{i+}^r) n_{i+} + 2e(E_z v_{i++}^z + E_r v_{i++}^r) n_{i++}, \quad \alpha = n, i+, i++,$$

где  $\lambda_{\alpha}$  — коэффициенты теплопроводности компонент плазмы ( $\alpha = e, n, i+, i++$ );  $Q_{\alpha\beta}$  — обменные члены ( $\alpha \neq \beta = e, n, i+, i++$ ), соответствующие упругим столкновениям частиц [1];  $G_{e\alpha}$  — обменные члены ( $\alpha = i+, i++$ ), соответствующие неупругим столкновениям электронов с тяжелыми частицами [1];  $Q_r$  — потери энергии электронов на тепловое излучение.

Формулы для вычисления коэффициентов ионизации и рекомбинации, частот столкновений, транспортных коэффициентов и радиационных потерь энергии электронов, входящих в уравнения (1)–(4), (9)–(14), (17), (18), для рассматриваемой в дальнейшем аргоновой плазмы атмосферного давления приведены в работе [9]. Там же приведен явный вид обменных членов, входящих в (9)–(14), (13)–(14).

**Граничные условия.** Учитывая используемое предположение об аксиальной симметрии рассматриваемой плазменной системы, на оси канала можно принять:

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \alpha = i+, i++; \quad (15)$$

$$v_{\alpha}^r \Big|_{r=0} = 0, \quad \alpha = i+, i++; \quad (16)$$

$$\frac{\partial v_{\alpha}^z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \alpha = n, i+, i++; \quad (17)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T_h}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (18)$$



Для задания граничных условий на стенке канала, точнее на границе ионизационной области со слоем пространственного заряда, поступим следующим образом. Используя уравнения (5), (6), (9)–(11), поток однозарядных ионов на указанной границе можно записать в виде

$$n_{i+} v_{i+}^r \Big|_{r=r_s} = D_{i+i+}^r \frac{\partial(T_e + T_h)}{\partial r} \Big|_{r=r_s} + D_{i+i+} \frac{\partial n_{i+}}{\partial r} \Big|_{r=r_s} + D_{i+i+}^r \frac{\partial(2T_e + T_h)}{\partial r} \Big|_{r=r_s} + D_{i+i+} \frac{\partial n_{i++}}{\partial r} \Big|_{r=r_s}, \quad (23)$$

где  $D_{\alpha\beta}$ ,  $D_{\alpha\beta}^r$ ,  $\alpha = i+, \beta = i+, i++$  — транспортные коэффициенты, явный вид которых приведен в приложении. При этом скорость однозарядных ионов на границе слоя пространственного заряда может быть выбрана равной бомовской скорости, которая в случае трехкомпонентной плазмы имеет вид [10]:

$$v_{i+}^r \Big|_{r=r_s} = \sqrt{\frac{k(T_e + T_h)}{m_{i+}}} \Big|_{r=r_s}. \quad (24)$$

Предполагая, что градиент концентрации двухзарядных ионов на указанной границе равен нулю

$$\frac{\partial n_{i++}}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = 0, \quad (25)$$

их поток можно определить, положив, например, скорость двухзарядных ионов на внешней границе предслоя равной

$$v_{i++}^r \Big|_{r=r_s} = \sqrt{\frac{k(2T_e + T_h)}{m_{i++}}} \Big|_{r=r_s},$$

что вместе с соотношением (24) соответствует критерию Бомы в случае четырехкомпонентной плазмы.

Для аксиальных компонент скоростей тяжелых частиц плазмы вблизи стенки канала, учитывая условие «прилипания», запишем

$$v_{\alpha}^r \Big|_{r=r_s} = 0, \quad \alpha = n, i+, i++. \quad (27)$$

Граничное условие для температуры электронов зададим в виде [3]

$$\left( v_e^r \frac{5}{2} n_e k T_e + \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_s} = j_e^r (2kT_e + e\Delta\varphi_s) \Big|_{r=r_s}, \quad (28)$$

где

$$\Delta\varphi_s = -\frac{kT_e}{2e} \ln \frac{2\pi m_e (T_e + T_h)}{m_{i+} T_e} \Big|_{r=r_s} \quad (29)$$

падение потенциала в слое пространственного заряда [3]. Температуру тяжелых частиц плазмы вблизи стенки с достаточной точностью можно положить равной температуре стенки канала

$$T_h \Big|_{r=r_s} = T_w. \quad (30)$$

Важными характеристиками процессов теплового и электрического взаимодействия дуговой плазмы со стенкой канала сопла плазматрона являются тепловой поток из плазмы на стенку канала (см., например, [3])

$$q_w = \left\{ \begin{array}{l} j_{i+}^r \left[ k(2T_h + \frac{1}{2}T_e) + e\Delta\varphi_s + E_1 \right] + \\ + j_{i++}^r \left[ k(2T_h + T_e) + 2e\Delta\varphi_s + E_2 \right] + \\ + 2j_e^r k(T_e - T_w) \end{array} \right\} \Big|_{r=r_s}, \quad (31)$$

а также падение потенциала между дуговой плазмой и стенкой, которое складывается из падения потенциала в столбе и ионизационной области дуговой плазмы, а также падения потенциала в слое пространственного заряда, определяемого выражением (29).

Описанная выше математическая модель четырехкомпонентной плазмы электрической дуги в асимптотической области канала сопла плазматрона может быть легко редуцирована для моделирования дуги в канале при тех режимах ее горения, когда образованием двухзарядных ионов в дуговой плазме можно пренебречь (трехкомпонентная плазма). Для этого в уравнениях модели, соответствующих граничным условиям и выражениях для определения транспортных коэффициентов компонент плазмы, а также радиационных потерь энергии электронов достаточно положить  $n_{i++} = 0$ , приравнять нулю коэффициент ионизации однозарядных ионов в уравнениях непрерывности и опустить обменные члены, соответствующие столкновениям с участием или возникновением двухзарядных ионов, в уравнениях движения и переноса энергии.

**Метод и алгоритм решения задачи.** При численном решении поставленной задачи используется метод выхода на стационар. С этой целью определяющие уравнения (1)–(4), (9)–(14), (17), (18) дополняются соответствующими нестационарными членами и записываются в безразмерном виде. В качестве масштабов температуры, концентрации, длины, скорости и времени выбираются следующие величины:

$$\bar{T} = 1 \text{ эВ}; \quad \bar{n} = 10^{23} \text{ м}^{-3}; \quad \bar{L} = 10^{-4} \text{ м};$$

$$\bar{v} = 10^3 \text{ м/с}; \quad \bar{t} = 10^{-7} \text{ с}.$$

Полученные уравнения решаются численно методом конечных элементов, при этом используется неявная схема со второй степенью аппрок-

симации на нелинейной конечно-объемной сетке [11] с учетом линейной аппроксимации граничных условий (19)–(28), (30), записанных в безразмерной форме. В качестве начальных условий используются однородные по сечению канала распределения температур, скоростей и концентраций компонент плазмы, а также электрического поля, удовлетворяющие уравнениям (1)–(18) в пренебрежении радиальной неоднородностью системы.

Компьютерная реализация описанного алгоритма производится в два этапа: 1 — препроцессор, реализованный в программном пакете Matlab, обеспечивает задание начальных параметров системы и определение соответствующих им характеристик дуговой плазмы в канале сопла, предполагаемой радиально-однородной; 2 — постпроцессор, реализованный в программной среде Fortran, обеспечивает численное решение системы алгебраических уравнений, аппроксимирующих дифференциальные уравнения (3), (4), (9), (10)–(14), (17), (18). При проведении вычислений используется метод распараллеливания на четыре ядра, путем программного задания каждому ядру (процессору) соответствующей части расчетной области, что существенно повышает скорость получения численных результатов.

**Результаты моделирования.** Расчет характеристик дуговой плазмы в канале сопла плазмотрона проводился при следующих параметрах системы: ток дуги  $I = 50, 100, 200$  А; радиус канала  $R = 1, 2$  мм; объемный расход плазмообразующего газа (Ar)  $G = 2, 5$  л/мин; температура стенки канала  $T_w = 1160$  К. Результаты расчета радиальных распределений характеристик рассматриваемой плазмы представлены на рис. 3–8.

Рассмотрим вначале влияние тока дуги и радиуса канала на распределения электронной температуры и температуры тяжелых компонент плазмы без учета наличия в ней двухзарядных ионов (трехкомпонентная плазма). Как следует из представленных на рис. 3 результатов расчета, температуры электронов и тяжелых частиц плазмы в столбе дуги практически совпадают, т. е. дуговая плазма в центральной области канала является термически равновесной, причем значения ее температуры возрастают с увеличением тока дуги и уменьшением радиуса канала (см. также [7, 8]). Вблизи стенки канала имеет место существенное превышение  $T_e$  над  $T_h$ , при этом размер области термически неравновесной плазмы, определяющий толщину предслоя, наоборот, снижается с увеличением  $I$  и уменьшением  $R$  (ср. рис. 3, а и 3, б). Причиной более высоких по сравнению с  $T_h$  значений температуры электронов в пристеночной области дуги является снижение эффективности обмена энергией между электронной компонентой и тяжелыми частицами, приводящего к выравниванию их температур.

На рис. 4 приведены расчетные распределения по сечению канала степени ионизационной неравновесности дуговой плазмы, определяемой как  $\delta = n_e/n_e^{Саха}$ , где  $n_e^{Саха}$  — равновесная концентрация электронов, вычисляемая на основе уравнения Саха с электронной температурой, условия квазинейтральности и закона парциальных давлений. Расчетные данные свидетельствуют о том, что плазма столба дуги с высокой степенью точности является не только термически (см. рис. 3), но также ионизационно равновесной. Дуговая плазма в предслое является существенно неравновесной, причем величина  $\delta$ , характеризующая степень ионизационной неравновесности плазмы,

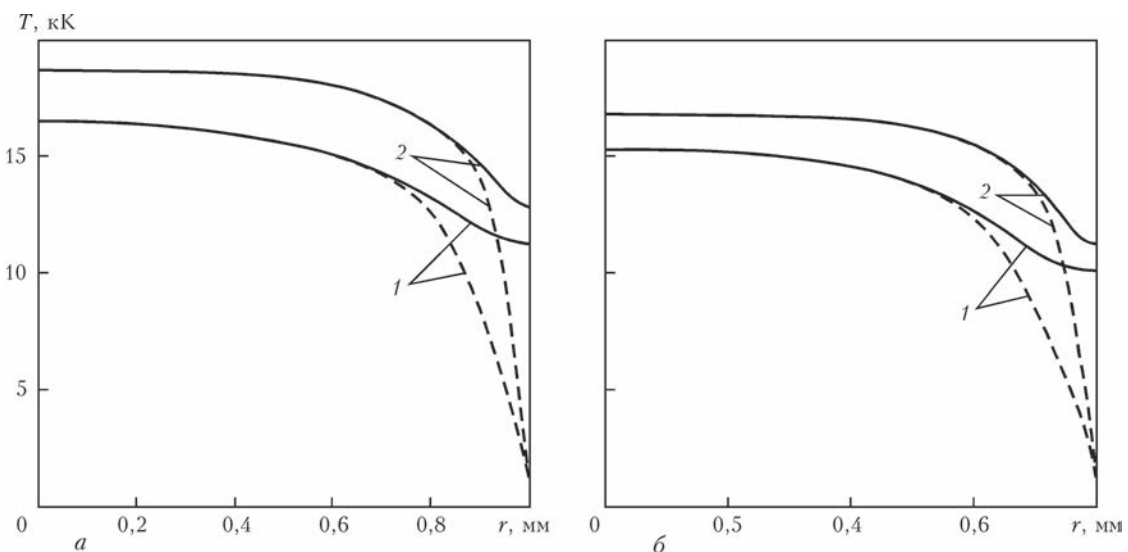


Рис. 3. Радиальные распределения температуры электронов (сплошные кривые) и тяжелых частиц (штриховые кривые) дуговой плазмы в канале сопла плазмотрона: а —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин; 1 —  $I = 50$  А, 2 —  $100$  А; б —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин; 1 —  $I = 100$  А, 2 —  $200$  А

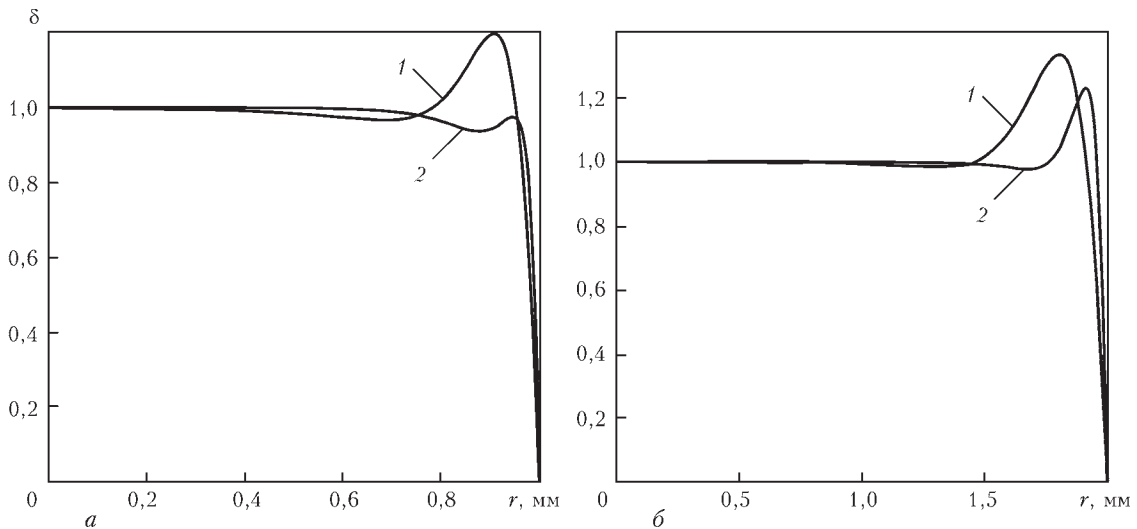


Рис. 4. Радиальные распределения степени ионизационной неравномерности дуговой плазмы в канале сопла плазматрона: а —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин; 1 —  $I = 50$  А, 2 —  $100$  А; б —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин; 1 —  $I = 100$  А, 2 —  $200$  А

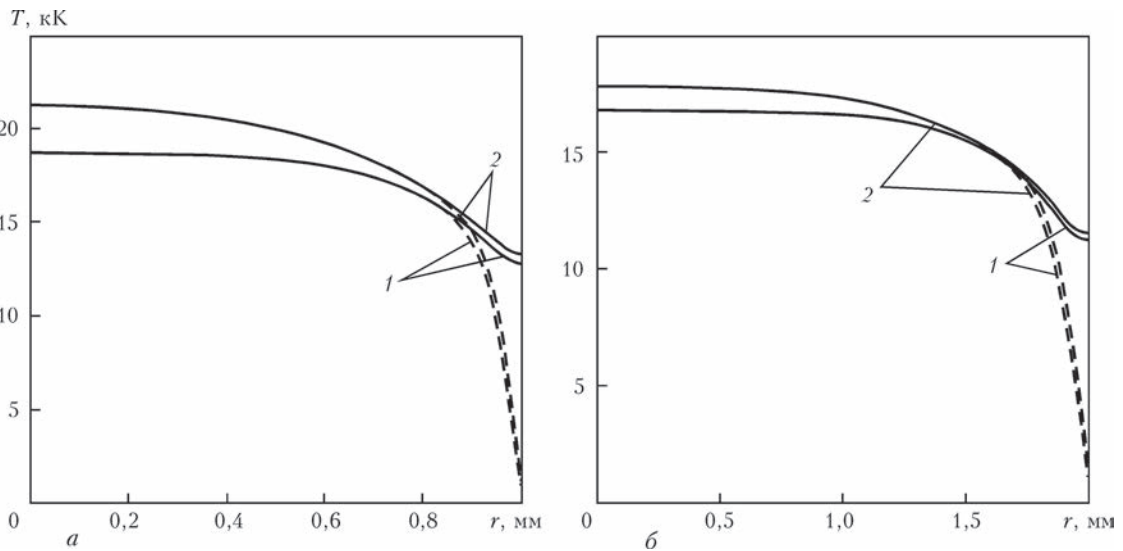


Рис. 5. Радиальные распределения температуры электронов (сплошные кривые) и тяжелых частиц (штриховые кривые) дуговой плазмы в канале сопла плазматрона: а —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин;  $I = 100$  А; б —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин;  $I = 200$  А; 1 — 3-х, 2 — 4-х компонентная плазма

вначале несколько увеличивается, а затем, по мере приближения к стенке канала, резко падает (концентрация электронов на границе слоя пространственного заряда оказывается на два-три порядка меньше равновесной). Важным обстоятельством здесь является то, что при рассматриваемых параметрах системы области ионизационной и термической неравномерности плазмы практически совпадают, а их размер снижается с увеличением  $I$  и уменьшением  $R$  (см. рис. 3, 4). Здесь следует отметить, что для выбранных значений тока дуги и радиуса канала размер области термической и ионизационной неравномерности дуговой плазмы в канале сопла плазматрона составляет 20...35 % величины  $R$ .

С повышением температуры плазмы столба дуги в канале сопла при увеличении  $I$  (уменьшении  $R$ ) существенный вклад в формирование ее характеристик начинают вносить двухзарядные

ионы, наличие которых может быть учтено в рамках модели четырехкомпонентной плазмы. На рис. 5 показано сравнение расчетных распределений температуры электронов и тяжелых частиц дуговой плазмы по сечению канала, полученных при использовании моделей трех- и четырехкомпонентной плазмы. Как следует из представленных результатов расчета, температуры компонент плазмы в столбе дуги, вычисленные с учетом двухзарядных ионов, заметно превышают соответствующие значения для трехкомпонентной плазмы, при этом плазма столба дуги остается практически равновесной. В пристеночной области отмеченное различие уменьшается, вплоть до практически полного совпадения температур (отдельно для электронов и для тяжелой компоненты плазмы). Причиной этого является снижение роли двухзарядных ионов вблизи стенки канала, кон-

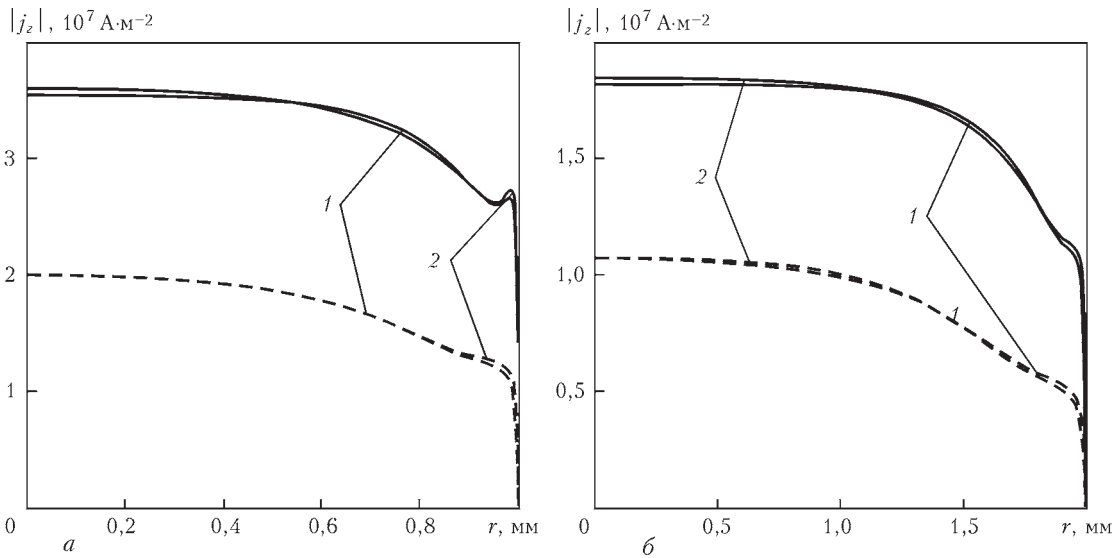


Рис. 6. Радиальные распределения плотности электрического тока для дуги в канале сопла плазматрона: *a* —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин;  $I = 50$  А (штриховые),  $100$  А (сплошные кривые); *б* —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин;  $I = 100$  А (штриховые),  $200$  А (сплошные кривые); 1 — 3-х, 2 — 4-х компонентная плазма

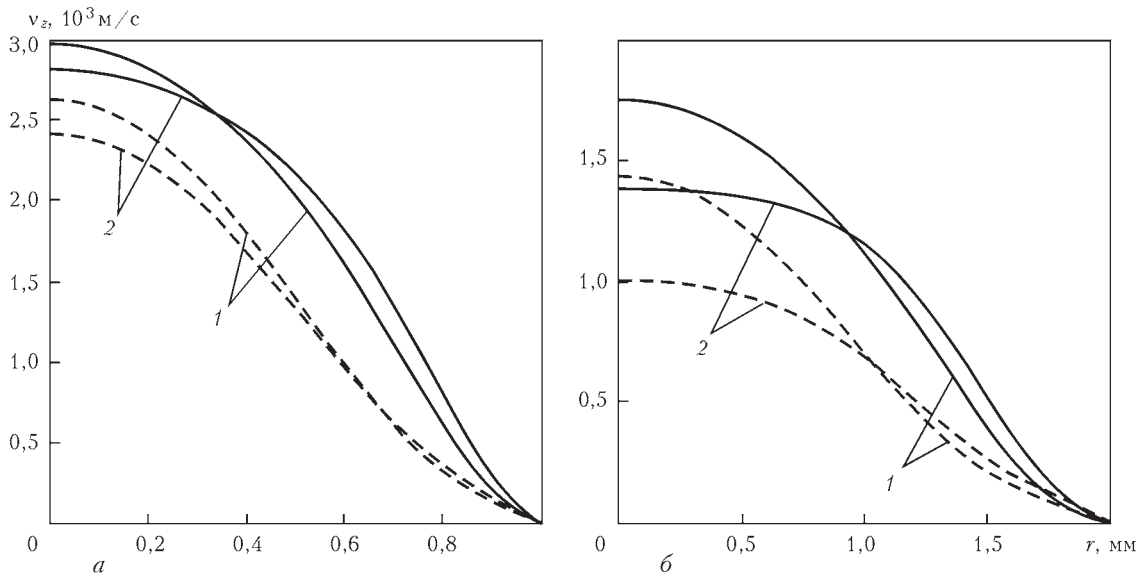


Рис. 7. Радиальные распределения среднемассовой скорости дуговой плазмы в канале сопла плазматрона: *a* —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин;  $I = 50$  А (штриховые),  $100$  А (сплошные кривые); *б* —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин;  $I = 100$  А (штриховые),  $200$  А (сплошные кривые); 1 — 3-х; 2 — 4-х компонентная плазма

центрация которых оказывается здесь пренебрежимо малой.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости радиальных распределений абсолютных значений аксиальной компоненты плотности электрического тока для дуги в канале. Наряду с очевидным увеличением плотности тока с ростом  $I$  и уменьшением  $R$  (см. также [7, 8]) можно отметить локальное повышение  $|j_z|$  вблизи стенки канала, которое наиболее ярко проявляется при больших токах и малых радиусах канала (см. сплошные кривые на рис. 6, *a*) и обусловлено увеличением аксиальной компоненты скорости электронов в предслое плазмы за счет снижения частоты их соударений с тяжелыми частицами. Отличие же результатов расчета плотности элек-

трического тока в рамках моделей 3-х и 4-х компонентной плазмы оказывается практически не существенным.

Рассмотрим влияние тока дуги, радиуса канала и расхода плазмообразующего газа на радиальное распределение аксиальной компоненты среднемассовой скорости

$$v_z = \frac{\sum_{\alpha=n,i+,i++} m_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha}^z}{\sum_{\alpha=n,i+,i++} m_{\alpha} n_{\alpha}}$$

дуговой плазмы в канале. Скорость плазмы на оси канала практически пропорционально увеличивается с ростом отношения расхода плазмообразующего газа к площади поперечного сечения канала (см. также [7]) и в меньшей степени — с увеличением тока дуги. Разница между значениями  $v_z$ , рассчитанными в рамках моделей трех- и четы-



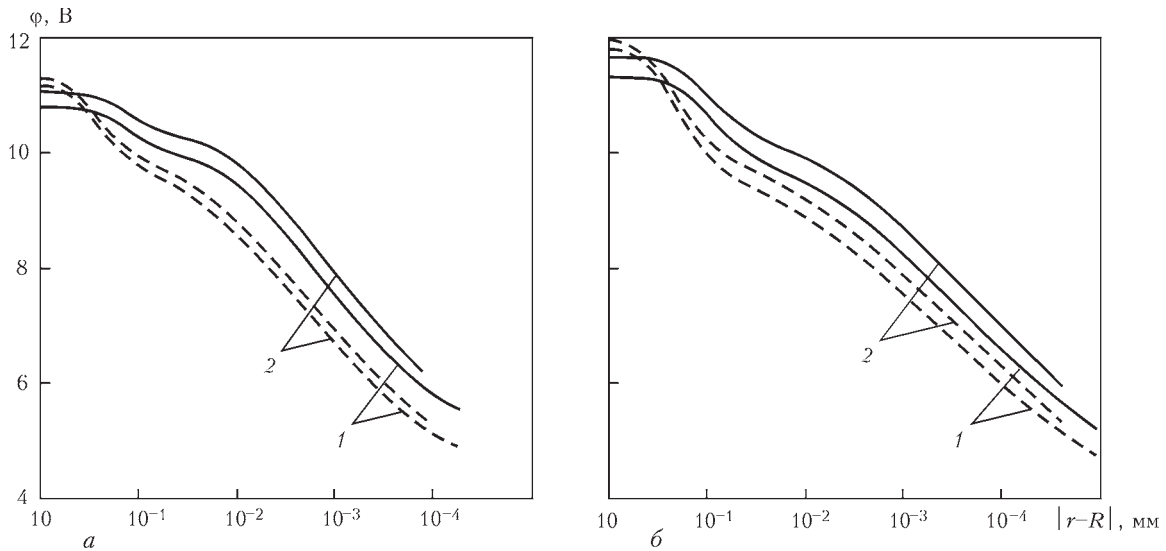


Рис. 8. Радиальные распределения электрического потенциала дуговой плазмы в канале сопла плазматрона: а —  $R = 1$  мм;  $G = 2$  л/мин;  $I = 50$  А (штриховые), 100 А (сплошные кривые); б —  $R = 2$  мм;  $G = 5$  л/мин;  $I = 100$  А (штриховые), 200 А (сплошные кривые); 1 — 3-х; 2 — 4-х компонентная плазма

рехкомпонентной плазмы, в отличие от  $|j_z|$ , оказывается существенной (см. рис. 7) и проявляется, в основном, в столбе дуги. При этом величина  $v_z$  для трехкомпонентной плазмы в приосевой зоне столба дуги превышает соответствующие значения в случае четырехкомпонентной плазмы, а в пристеночной области — наоборот. Данный эффект связан с более высокими значениями коэффициента вязкости для четырехкомпонентной плазмы по сравнению с трехкомпонентной.

Перейдем теперь к рассмотрению распределения электрического потенциала дуговой плазмы по сечению канала (см. рис. 8). Как следует из расчетных данных, представленных на этом рисунке, потенциал плазмы на оси канала превышает потенциал стенки, условно принятый за ноль, на величину 11...12 В, причем в случае использования модели четырехкомпонентной плазмы расчетные значения потенциала на оси столба дуги оказываются несколько выше, чем при использовании модели трехкомпонентной плазмы. Необходимо отметить, что указанные значения разности потенциалов между осью дуги и стенкой канала являются суммой падений напряжения в столбе дуги и предслое плазмы с вычисленным по формуле (29) падением напряжения в слое пространственного заряда, соответствующие значения ко-

торого приведены в таблице. Там же приведены значения такой важной с практической точки зрения характеристики, как тепловой поток из плазмы на стенку канала, рассчитанные по формуле (31).

**Верификация модели.** Рассмотрим адекватность разработанной модели процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в неравновесной плазме электрической дуги в канале сопла плазматрона путем сравнения расчетных результатов, полученных в рамках модели трехкомпонентной дуговой плазмы, с имеющимися экспериментальными данными [8]. Расчет характеристик дуговой плазмы проводился при параметрах системы, соответствующих условиям проведения экспериментов [8], а именно: ток дуги  $I = 40...200$  А; радиус канала  $R = 2,5$  мм; объемный расход плазмообразующего газа (Ar)  $G = 0,07$  л/мин; температура стенки канала  $T_w = 500$  К. Результаты расчета радиальных распределений температуры электронов и тяжелых частиц, концентрации электронов плазмы, а также зависимости напряженности продольного электрического поля от тока дуги представлены на рис. 9. Как следует из сравнения расчетных значений температуры и концентрации электронов с приведенными на этом же рисунке экспериментальными данными наблюдается вполне

Тепловой поток из плазмы на стенку канала и падение потенциала в слое пространственного заряда

		50		100		200	
		3-комп.	4-комп.	3-комп.	4-комп.	3-комп.	4-комп.
1 ( $G = 2$ л/мин)	$q_w$ , (МВт/м <sup>2</sup> )	2,115	2,184	11,73	13,14	-	-
	$\Delta\phi_s$ , (В)	4,46	4,57	5,10	5,31	-	-
2 ( $G = 5$ л/мин)	$q_w$ , (МВт/м <sup>2</sup> )	-	-	0,260	0,221	1,614	1,448
	$\Delta\phi_s$ , (В)	-	-	4,00	4,08	4,45	4,60

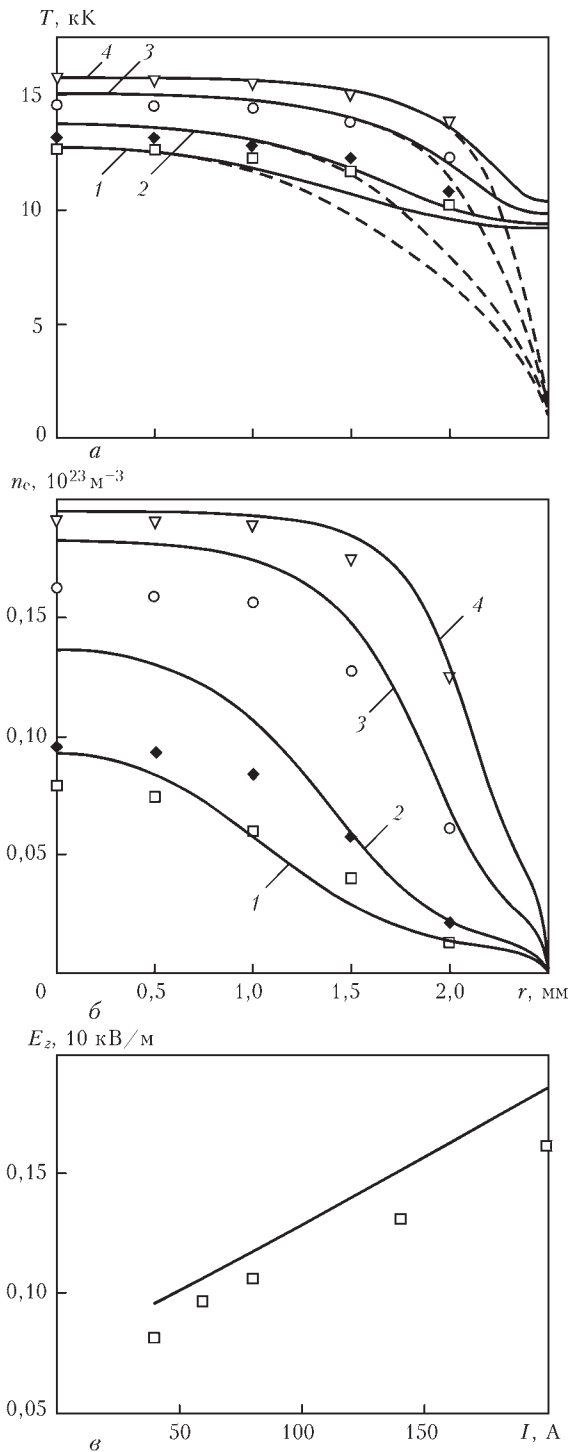


Рис. 9. Сравнение расчетных данных (сплошные кривые) с экспериментальными (маркеры) для дуги в канале радиусом 2,5 мм, продуваемом потоком Ar с расходом 0,07 л/мин, при токах 60 А (–), 80 А (+), 140 А (о), 200 А (Δ): а — радиальные распределения температуры электронов; б — радиальные распределения концентрации электронов; в — зависимость аксиальной компоненты электрического поля от тока дуги

удовлетворительное их соответствие (максимальные относительные погрешности составляют 5 и 35 % соответственно). Максимальная относительная погрешность при сравнении расчетных значений аксиальной компоненты электрического поля с экспериментальными не превышает 10 %. Это

свидетельствует о достаточно высокой достоверности результатов, получаемых с помощью предложенной модели.

### Выводы

Проведенный на основе предложенной математической модели неравновесной плазмы электрической дуги в асимптотической области канала, продуваемого ламинарным потоком инертного газа, численный анализ характеристик аргоновой дуги в канале сопла плазматрона прямого действия при различных значениях тока дуги, радиуса канала и расхода плазмообразующего газа позволяет сделать следующие выводы:

1. Результаты расчетов характеристик рассматриваемой плазмы в рамках дрейфово-диффузионного приближения практически совпадают с результатами моделирования на основе полной системы многожидкостных уравнений (при учете конвективных членов), что позволяет рекомендовать такой упрощенный подход для моделирования процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в неравновесной дуговой плазме.

2. Расчеты характеристик плазмы аргоновой дуги в канале сопла плазматрона при значениях тока дуги и радиуса канала в диапазоне  $I/R > 50 \text{ А/мм}$  требуют учета присутствия в плазме двухзарядных ионов. Такой учет позволяет также рассчитывать характеристики плазменной дуги при воздействии на нее сфокусированного пучка излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, распространяющегося вдоль оси канала, в условиях гибридной лазерно-плазменной сварки.

3. Расчеты показали, что, в отличие от центральных областей канала, где дуговая плазма является практически равновесной, плазма в пристеночной области оказывается существенно неравновесной, причем как термически, так и ионизационно. Кроме того, потенциал стенки канала оказывается существенно ниже соответствующего значения потенциала дуговой плазмы на оси канала. Соответствующая разность потенциалов может составлять 11...12 В в зависимости от выбранных значений тока дуги, радиуса канала и расхода плазмообразующего газа.

4. Сравнение результатов моделирования характеристик неравновесной плазмы аргоновой дуги в канале сопла плазматрона с имеющимися экспериментальными данными показало вполне удовлетворительное их соответствие, что свидетельствует об адекватности предложенной математической модели.

*Данная работа выполнена при финансовой поддержке в рамках программы иностранных экспертов в КНР № WQ20124400119, проекта научно-исследовательской инновационной группы*



провинции Гуандун (КНР) № 201101C0104901263 и международного проекта Министерства науки и техники КНР № 2013DFR70160.

1. Meier E.T., Shumlak U. A general nonlinear fluid model for reacting plasma-neutral mixtures // *Physics of Plasma*. – 2012. – 19. – 072508 (11 p).
2. Benilov M.S. The ion flux from a thermal plasma to a surface // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1995. – 28. – P. 286–294.
3. Benilov M.S., Marotta A. A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs // *Ibid.* – 1995. – 28. – P. 1869–1882.
4. Almeida M.S., Benilov M.S., Naidis G.V. Simulation of the layer of non-equilibrium ionization in a high-pressure argon plasma with multiply-charged ions // *Ibid.* – 2000. – 33. – P. 960–967.
5. Almeida N.A., Benilov M.S., Naidis G.V. Unified modelling of near-cathode plasma layers in high-pressure arc discharges // *Ibid.* – 2008. – 41. – 245201 (26 p).
6. Investigating near-anode plasma layers of very high-pressure arc discharges / N.A. Almeida, M.S. Benilov, U. Hechtfisher et al. // *Ibid.* – 2009. – 42. – 045210 (11 p).
7. Низкотемпературная плазма / В.С. Энгельшт, В.Ц. Гурович, Г.А. Десятков и др. – Новосибирск: Наука, 1990. – Т.1. Теория столба электрической дуги. – 376 с.
8. A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows / J.J. Beulens, D. Milojevic, D.C. Schram et al. // *Phys. Fluids B*. – 1991. – 3(9). – P. 2548–2557.
9. Игнатов А.В., Семенов И.Л. Характеристики неравновесной дуговой плазмы в канале сопла плазмотрона // Труды VIII Международной конференции молодых ученых «Сварка и родственные технологии», Ворзель, 2015.
10. Benilov M.S. Multifluid equations of a plasma with various species of positive ions and the Bohm criterion // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1996. – 29. – P. 364–368.
11. Manteuffel T.A., White A.B. The Numerical solution of second-order boundary value problems on nonuniform meshes // *Mathematics of computation*. – 1986. – 47. – P. 511–535.

Поступила в редакцию 24.09.2015

## ВОСЬМАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах»

Украина, Одесса, отель «Курортный» ([www.inkurort.com](http://www.inkurort.com))  
19 – 23 сентября 2016 г.



Национальная академия наук Украины  
Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ  
Международная ассоциация «Сварка»

### Тематика конференции

#### Математическое моделирование:

- ♦ физических явлений, определяющих эффективность и распределение тепловложений при сварочном нагреве;
- ♦ процесса переноса металла при сварке;
- ♦ образования и гидродинамики сварочной ванны при сварке плавлением сплошных и пористых материалов;
- ♦ кристаллизации сварочной ванны, химического состава зоны проплавления и образования химической неоднородности;
- ♦ кинетики микроструктурных изменений при одно- и многопроходной сварке;
- ♦ зависимости химический состав — микроструктура — механические свойства;

- ♦ транспорта водорода в сварных соединениях;
- ♦ оценки риска образования холодных (водородных) трещин;
- ♦ остаточных напряжений и деформаций при многопроходной сварке с учетом изменений микроструктуры металла;
- ♦ деградации свойств материала сварных соединений под воздействием высоких температур, химически агрессивных сред и ядерного облучения;
- ♦ процесса идентификации дефектов в сварных соединениях при неразрушающих методах испытаний
- ♦ кинетики деформационных процессов в температурных интервалах образования горячих трещин.

#### Информационные технологии в сварке, наплавке и нанесении покрытий.

Рабочие языки конференции — украинский, русский, английский. Для участия в конференции необходимо заполнить регистрационную карточку и направить ее в Оргкомитет до 21 июня 2016 г. К началу конференции будут изданы тезисы докладов. Требования к оформлению тезисов. Текст следует набирать на одном из рабочих языков в редакторе WORD (кегль 12, через 1,5 интервала). Объем тезисов — 1 страница.

### Основные даты

Подача заявок на участие и тезисов докладов до 21.06.2016 г. Рассылка второго информационного сообщения до 01.07.2016 г. Рассылка приглашений на конференцию и подтверждение участия до 15.07.2016 г. Оплата организационного взноса производится на основании счетов Оргкомитета или непосредственно во время проведения конференции.

### Оргкомитет

Украина, 03680, г. Киев, ул. Боженко, 11  
Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины  
Тел./факс: (38044) 200-82-77  
E-mail: [journal@paton.kiev.ua](mailto:journal@paton.kiev.ua), [romanova@paton.kiev.ua](mailto:romanova@paton.kiev.ua)  
<http://pwi-scientists.com/rus/mmi2016> | [www.patonpublishinghouse.com](http://www.patonpublishinghouse.com)