

УДК 537.523

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ДВУХСТРУЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ

© 2012 г. Э. Б. Кулумбаев, Т. Б. Никуличева

Белгородский государственный национальный
исследовательский университет, г. БелгородE-mail: Kulumbaev@bsu.edu.ru, Nikulicheva@bsu.edu.ru

Поступила в редакцию 14.11.2011 г.

На основе результатов численного решения магнитогазодинамических уравнений в плоскопараллельном приближении равновесной плазмы проведен анализ взаимодействия плазменных струй в двухструйной электрической дуге. Установлена относительная роль процессов массо, тепло- и токопереноса в формировании рассчитанной структуры двухструйной электрической дуги, качественно согласующейся с экспериментально наблюдаемыми свойствами.

ВВЕДЕНИЕ

В плазменных технологиях применяются многодуговые генераторы плазмы [1, 2], и, в частности, двухструйный плазматрон – для спектрального анализа [3, 4], сфероидизации частиц и нанесения покрытий [5].

Двухструйный плазматрон [6] состоит из катодного и анодного насадков (сопел), оси которых располагаются в одной плоскости под некоторым углом 2β (рис. 1). Плазмообразующий газ с фиксированными расходами G_C и G_A подается в каждое сопло, где происходит его интенсивный нагрев и ускорение. При вытекании из электродных насадков в атмосферный воздух плазменные струи взаимодействуют друг с другом, замыкают токопроводящий канал дуги и образуют общий поток плазмы.

Экспериментальные исследования [6] двухструйного плазматрона показывают, что конфигурация двух токоведущих струй зависит от расходов газа G_C , G_A , силы тока I , угла 2β и расстояния $2R_0$ между осями электродных узлов (рис. 1). В отличие от столкновения холодных струй в плазменных потоках вследствие протекания по ним электрического тока, кроме газодинамического соударения, имеет место электромагнитное отталкивание амперовыми силами, которое может приводить к ускорению плазмы между струями и подосу окружающего газа в зону их слияния. Это подтверждают эксперименты [6] по введению частиц в зону слияния токоведущих струй: при некоторых режимах работы плазматрона частицы вовлекаются в общее течение и попадают в зону основного потока плазмы. Поэтому теоретический и практический интерес представляет выявление особенностей взаимодействия катодного и анодного потоков и формирования общего пото-

ка плазмы в зависимости от регулируемых параметров плазматрона, которые к настоящему времени изучены недостаточно.

Роль электромагнитного взаимодействия струй в двухструйном плазматроне продемонстрирована в [6], где двумерная магнитогазодинамическая (МГД) система для идеальной жидкости на основе упрощающих модельных допущений сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих траектории двух то-

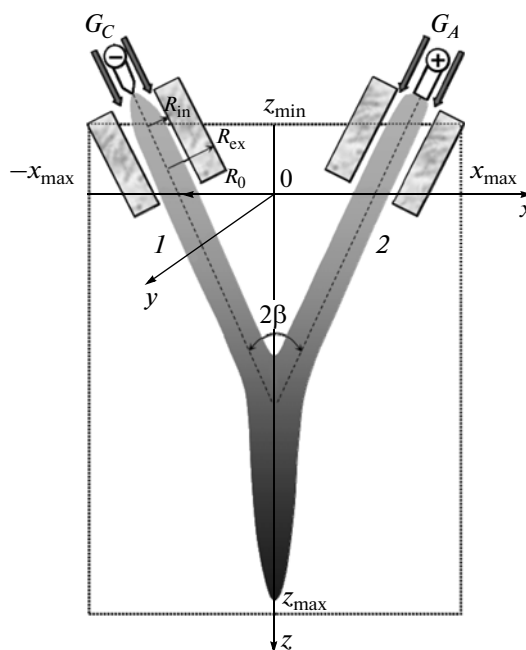


Рис. 1. Схема расчетной области плоскопараллельной двухструйной дуги: 1 – катодная и 2 – анодная токовые струи плазмы; 2β – угол и $2R_0$ – расстояние между осями электродных насадков с размерами R_{in} , R_{ex} ; G_C , G_A – расходы плазмообразующего газа.

конезависимых (без перетекания тока) плазменных струй с учетом их электромагнитного отталкивания. В работе [7] представлены результаты расчета осесимметричных характеристик потоков плазмы в цилиндрических электродных насадках. В [8] разработана МГД-модель двухструйной электрической дуги и проведен расчет характеристик двухструйного плазмотрона в плоскопараллельном приближении.

Цель данной работы – на основе численной реализации математической модели [8] провести анализ взаимодействия плазменных струй, особенностей формирования структуры общего потока плазмы и перетекания электрического тока между струями в двухструйном плазмотроне, а также установить влияние величины электрического тока на электромагнитные, газодинамические и тепловые характеристики двухструйной электрической дуги.

МОДЕЛЬ

Рассматривается двухструйная электрическая дуга, концы которой находятся в продуваемых плазмообразующим газом каналах катодного и анодного насадков, расположенных под углом 2β друг к другу (рис. 1). При вытекании из электродных насадков в атмосферу того же газа в результате взаимодействия плазменных струй друг с другом формируется структура общего потока плазмы и происходит замыкание токопроводящего канала двухструйной дуги.

При математическом описании двухструйной дуги при атмосферном давлении в соответствии с полученными в [6] экспериментальными данными полагается, что все протекающие при взаимодействии струй процессы стационарные, течение дозвуковое и ламинарное, плазма квазинейтральная и локально равновесная [8]. Для выявления качественной картины взаимодействия плазменных струй допускается возможность ограничиться двумерной (плоскопараллельной) моделью, что отчасти обосновывается тем, что плоскость расположения осей токоведущих струй (xOz на рис. 1) является плоскостью симметрии трехмерной двухструйной дуги.

Уравнения. С учетом сделанных допущений газодинамические, тепловые и электрические характеристики двухструйной плоскопараллельной электрической дуги описываются системой стационарных двумерных уравнений непрерывности, Навье–Стокса, баланса энергии и непрерывности электрического тока [9, 10] в виде

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] - \\ & - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - j_z B_y, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left(v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] - \\ & - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] + j_x B_y, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \rho C_p \left(v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_J - \psi, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{v}(v_x, 0, v_z)$ – скорость; p – давление; T – температура; ϕ – скалярный потенциал; $\mathbf{E}(E_x, 0, E_z) = -\nabla \phi$ – напряженность электрического поля; $\mathbf{B}(0, B_y, 0)$ – индукция магнитного поля; $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ – плотность электрического тока; $Q_J = \mathbf{j} \mathbf{E}$ – удельная мощность джоулева тепловыделения; $\rho, \sigma, \lambda, \eta, \psi, C_p$ – плотность, электропроводность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении соответственно; x, y, z – декартовы координаты (рис. 1).

Индукция магнитного поля вычисляется в соответствии с законом Био–Савара, который после интегрирования по $y \in (-\infty, +\infty)$ записывается в виде

$$B_y(x, z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \iint_{xz} \frac{(z-z')j_x - (x-x')j_z dx' dz'}{(x-x')^2 + (z-z')^2}, \quad (6)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Решение. Система МГД-уравнений (1)–(5) дополняется граничными условиями для независимых переменных на контуре расчетной области. Распределения характеристик на границах расчетной области внутри электродных насадков определяются по заданным значениям силы тока и расхода газа из условия однородности потока в поперечном к его оси направлении. На стенках насадков для скорости используются условия прилипания и непроницаемости, а для температуры – условие сопряжения с заданной температурой стенок. На свободных границах используются условия нормального втекания холодного или вытекания нагретого газа при фиксированном атмосферном давлении.

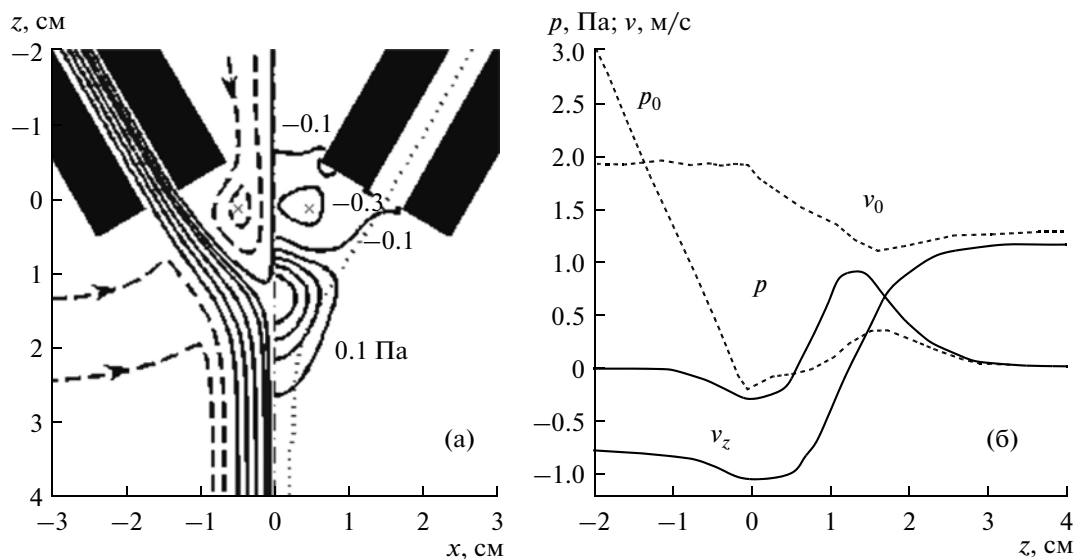


Рис. 2. Распределения давления и скорости газа: (а) слева линии тока газа (струйного — сплошные, спутного — штриховые) и изобары (с шагом 0.2 Па — сплошные линии справа); (б) давление и скорость на осях (сплошные линии) и на оси “холодных” струй (пунктир).

Система уравнений дискретизируется методом контрольного объема на прямоугольной равномерной сетке. Для компонент скорости используются смещенные сетки, а поле давления определяется методом коррекции SIMPLER [11]. Для численного решения дискретных аналогов дифференциальных уравнений используется итеративный метод с нижней релаксацией.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Исходные данные. Проводится расчет характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги с геометрией насадков, соответствующей эксперименту [6]: $R_{in} = 2.5$ мм, $R_{ex} = 10$ мм, $R_0 = 15$ мм, $2\beta = 60^\circ$. Погонные расходы газа полагаются равными и рассчитываются по экспериментальному [6] значению $G = 0.06$ г/с расхода газа через каждое сопло из условия однородности $\partial/\partial y = 0$: $G_C = G_A = G/(2R_{in}) = 0.012$ г/(с мм). Погонная сила тока I варьируется. Размеры расчетной области: $z_{min} = -4$ см, $z_{max} = 20$ см, $x_{max} = 5$ см (рис. 1) устанавливаются в результате апостериорной оценки малости влияния границ на численное решение.

Термодинамические свойства и коэффициенты переноса аргона в зависимости от температуры при атмосферном давлении берутся из тех же источников, что и в работе [9]. Поскольку учитывается зависимость параметров плазмы только от температуры, под давлением p в дальнейшем понимается перепад давления относительно атмосферного.

Ввиду равенства погонных расходов $G_C = G_A$ через сопла и неразличимости катодной и анод-

ной струй в равновесном приближении плазмы ось z является осью симметрии, что подтверждают проведенные расчеты, результаты которых представлены ниже с учетом этого обстоятельства.

Для установления относительной роли процессов массо-, тепло- и токопереноса в формировании структуры двухструйной электрической дуги проводится серия расчетов, выявляющих особенности массопереноса при взаимодействии “холодных” струй, массо- и теплопереноса при взаимодействии “горячих бестоковых” струй, массо-, тепло- и токопереноса при взаимодействии токовых струй без и с учетом амперовых сил.

Взаимодействие “холодных” струй. Взаимодействие “холодных” струй реализуется при подаче в каждое из сопел газа при температуре 300 К и описывается упрощенной отсутствием электромагнитных сил системой уравнений (1)–(3), результаты численного решения которой приведены на рис. 2.

Расчитанное течение газа в каналах насадков качественно соответствует “пуазейлевскому”: скорость максимальна на оси с характерным параболическим спадом к стенкам канала, осевая скорость и отрицательный градиент давления практически не меняются вдоль канала (рис. 2б). Количественное расхождение имеет место только для завышенного по сравнению с пуазейлевским градиента давления $(dp_0/dz) \cos \beta$ вдоль канала из-за увеличенного в расчетах вязкого трения на стенках сопел, аппроксимированных на прямоугольной расчетной сетке ступенчатым образом. С уменьшением шага сетки несоответствие рас-

четного градиента давления теоретическому значению уменьшается. Ясно, что эта неточность слабо влияет на корректность расчета в свободном пространстве, где взаимодействие струй определяется их выходными на срезах сопел характеристиками.

В результате газодинамического столкновения холодных струй образуется область повышенного давления (рис. 2) с максимумом 0.9 Па на оси $x = 0$ в точке $z \approx 1.3$ см, не совпадающей с геометрическим пересечением осей струй ($z = R_0 \operatorname{ctg} \beta \approx 2.6$ см; рис. 1), вытекающих из сопел. В этой области каждая из струй, растекаясь на “непроницаемой” из-за симметрии оси z , где $v_x(x = 0, z) = 0$ разделяется на два потока, движущихся в отрицательном и положительном направлениях z (рис. 2а). Геометрию последнего удобно визуализировать с помощью “оси” струи (пунктир на рис. 2а), которую определим как геометрическое место точек максимальных значений модуля скорости. В области повышенного давления оси струй постепенно искривляются и затем медленно приближаются к оси z . Общий поток образуется при $z > 15$ см, где распределения скорости $v_0(z)$ на оси струи и скорости $v_z(x = 0, z)$ практически сливаются. Слияние распределений давления вдоль таких же осей происходит заметно раньше – уже при $z > 3$ см (рис. 2б). Осевое давление на срезе сопла меньше атмосферного, затем $p_0(z)$ растет, скорость $v_0(z)$ уменьшается, причем достигаемые на оси струи максимум давления и минимум модуля скорости пространственно совпадают. Далее $p_0(z)$ уменьшается до нуля, а $v_0(z)$ чуть увеличивается и затем из-за слабого вязкого трения медленно уменьшается. Нуль скорости $v_z(x = 0, z)$ практически совпадает с максимумом давления $p(x = 0, z)$, от которого разделенный на две части струйный газ ускоряется в обе стороны z . Ускорение газа, движущегося в отрицательном направлении оси z , происходит до точки минимума давления (–0.3 Па), после чего наблюдается его торможение при отрицательном градиенте давления. Заметим, что приведенные на рис. 2б распределения характеристик относятся только к вытекающему из сопел (струйному) газу, который растекается друг на друге в обе стороны оси z .

Вытекающие из электродных сопел струи за счет вязкости вовлекают в спутное течение окружающий газ, линии тока которого показаны штриховыми кривыми на рис. 2а. Вблизи торцов сопел давление понижено, поэтому реализуется подсос окружающего газа с обеих сторон каждой вытекающей струи. В межструйной зоне в области пониженного давления формируется тороидальный вихрь с центром, совпадающим с минимумом давления. В результате газ с межсопловой границы $z = z_{\min}$ подсасывается к вытекающей из сопла струе и разворачивается обратно частью

струйного потока текущего в отрицательном направлении оси z .

Взаимодействие “горячих бестоковых” струй. Взаимодействие “горячих бестоковых” струй рассматривается при подаче в каждое из сопел (с теми же расходами $G_C = G_A$) газа при температуре 10 кК с учетом массопереноса и конвективно-кондуктивного теплопереноса на основе уравнений (1)–(4) при $Q_J = 0$ и $\psi = 0$.

Результаты расчета показывают, что по сравнению со столкновением холодных струй распределения газодинамических характеристик изменяются только количественно, но не качественно. Так, например, на оси z минимальные и максимальные значения перепада давления составляют –5 (–0.3) Па и 14 (0.9) Па, а скорости –12 (–1) м/с и 15 (1.2) м/с (в скобках приведены соответствующие расчетные значения в холодных струях). Вследствие более высоких значений коэффициента вязкости в горячем газе и градиентов проекций вектора скорости роль вязкого трения увеличивается. Это приводит к слиянию распределений, давлений $p(x = 0, z)$ и $p_0(z)$, а также скоростей $v_z(x = 0, z)$ и $v_0(z)$ практически уже при $z > 3$ см (как на рис. 2б). Более заметным становится и торможение вязкими силами образованного струями общего потока.

Конвективно-кондуктивный теплоперенос формирует распределение температуры, качественный характер которого аналогичен приведенному на рис. 3а полю изотерм токовых струй. Из рис. 4а видно, что в каналах “холодные” стенки насадков охлаждают поток газа до такой степени, что осевая температура от 10 кК во входном сечении уменьшается до 6 кК на срезе сопла. Далее охлаждение сталкивающихся и растекающихся “горячих” струй происходит путем теплообмена со спутным течением холодного газа, в результате чего изотермы струй, конвективно вытягиваясь в отрицательном и положительном направлении оси z , постепенно сближаются и замыкаются на этой оси.

Взаимодействие токовых струй. Взаимодействие токовых струй имеет место при дополнительном условии протекания электрического тока $I = 4$ А/мм по “горячим” струям и включении в расчетную схему уравнений (5)–(6).

Для выявления роли джоулева тепловыделения вначале проводится расчет токовых струй без учета их электромагнитного взаимодействия ($B = 0$). Вдоль оси струи удельная мощность джоулева тепловыделения от характерного в сопле значения $Q_J \sim 1$ кВт/см³ быстро уменьшается практически до нуля уже к сечению $z \sim 2$ см. Это объясняется расширением токопроводящей области ($T > 4$ кК в соответствии с использованной табличной зависимостью $\sigma(T)$), что отражено в расхождении линий электрического тока от среза

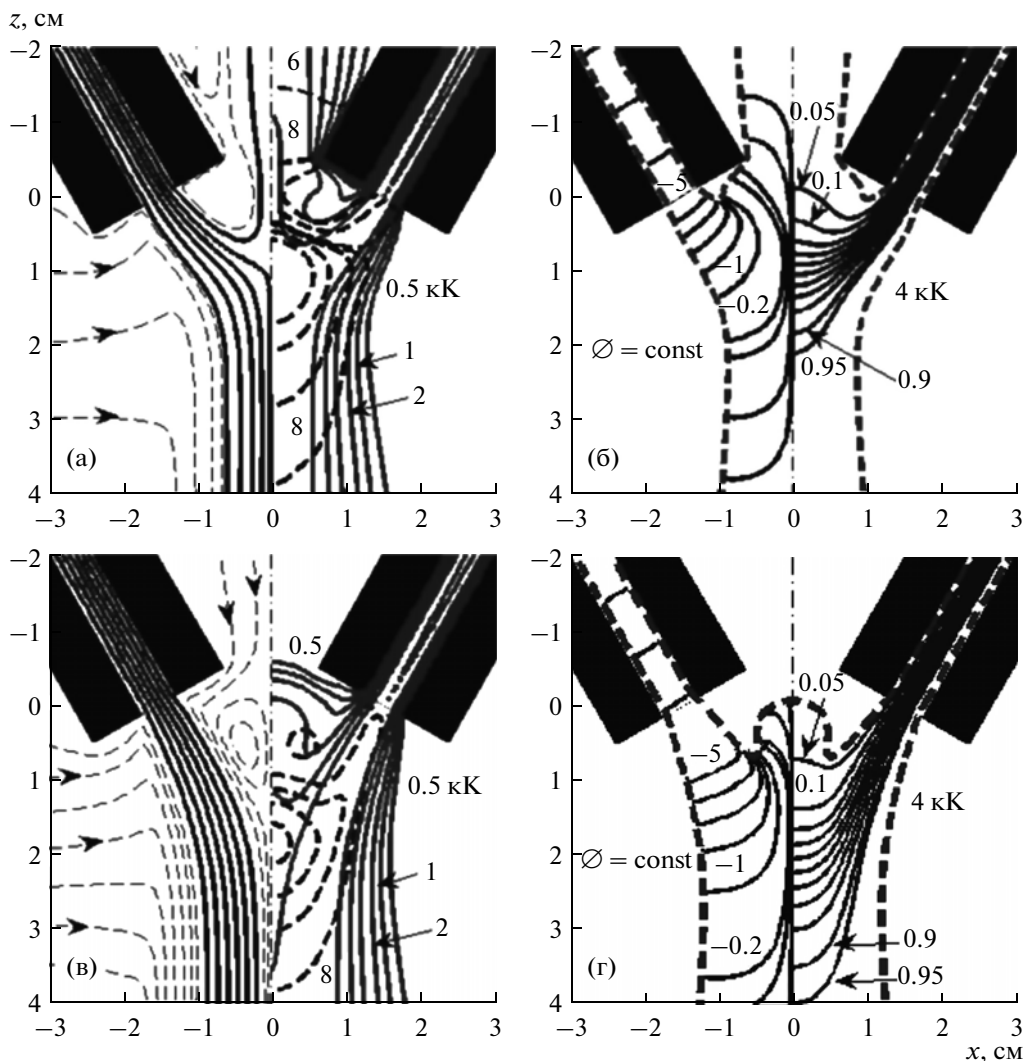


Рис. 3. Фрагменты (а, в) полей линий тока газа (струйного — сплошные и спутного — штриховые линии слева), изотерм (сплошные 0.5; 1; 2 кК и далее с шагом 2 кК справа), изобар (штриховые справа); (б, г) — эквипотенциалей (сплошные слева), линий электрического тока (сплошные 0.05, 0.1 и далее с шагом 0.1 до 0.9, 0.95 справа) с границей области проводимости (штриховые слева и справа) без учета (а, б) и с учетом (в, г) электромагнитного взаимодействия струй.

сопла (рис. 3б) и быстром уменьшении плотности электрического тока j_0 (рис. 4в). В области перетекания тока между струями распределение $Q_j(x=0, z)$ при $z \approx 1$ см имеет максимум ~ 50 Вт/см³, величина которого в 20 раз меньше характерного значения в сопле. Здесь же (при $z \approx 1$ см) реализуются экстремальные значения $j_x(x=0, z)$ (рис. 4в) и $E_x(x=0, z)$. Эти результаты показывают, что джоулево тепловыделение восполняет потери тепла в холодные стенки канала и заметно замедляет уменьшение температуры потоков в насадках (рис. 4а). Поэтому при фиксированном расходе газа скорости потока и градиент давления в канале с током выше, чем в бестоковом случае. Так, осевые скорости вытекающих из сопел потоков без тока и с током составляют 30 и

55 м/с соответственно, что приводит только к количественному отличию пространственно подобных распределений газодинамических характеристик этих течений (рис. 3а). Вне насадков джоулево тепловыделение сильно падает, но охлаждение струйного потока спутным течением газа становится в этой области заметно меньшим по сравнению с холодными стенками, и поэтому влияние Q_j на температурное поле остается существенным. В специальном расчете при $Q_j = 0$ вне насадков температура уменьшается на 0.6–1 кК при практически неизменных распределениях газодинамических характеристик. Искусственное выключение теплового действия тока вне насадков показывает также, что перетекание электрического тока между струями в области максималь-

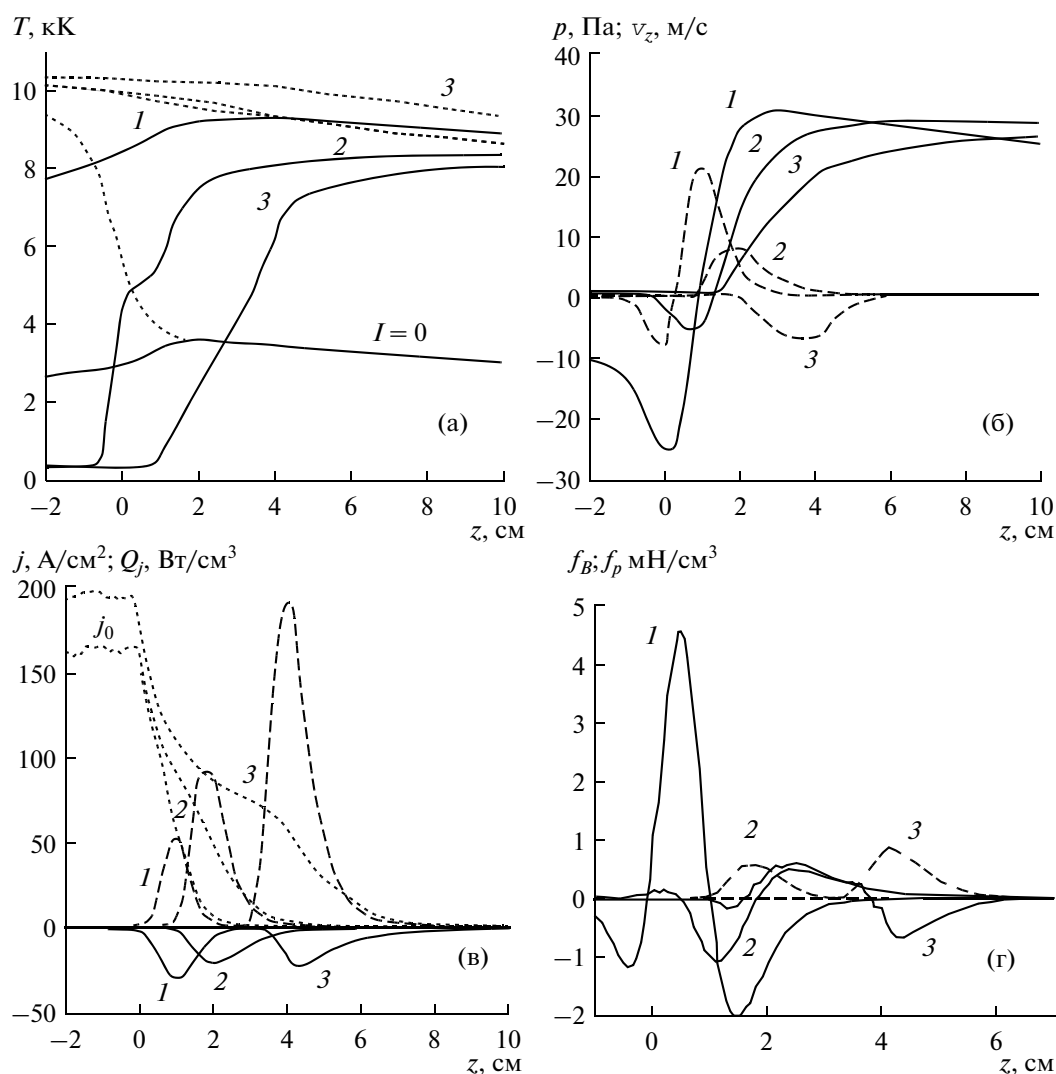


Рис. 4. Распределения (а) – температуры $T(x=0, z)$ (сплошные линии), $T_0(z)$ (пунктир); (б) – давления $p(x=0, z)$ (штриховые), скорости $v_z(x=0, z)$ (сплошные); (в) – плотности электрического тока $j_x(x=0, z)$ (сплошные), $j_0(z)$ (пунктир), удельной мощности джоулева тепловыделения $Q_j(x=0, z)$ (штриховые); (г) – объемной плотности $f_B(x=0, z)$ электромагнитной силы (штриховые) и антиградиента давления (сплошные) $f_p(x=0, z)$: 1 – $I = 4$ А/мм ($B = 0$), 2 – $I = 4$ А/мм, 3 – $I = 5$ А/мм.

ного значения $j_x(x=0, z)$ (рис. 3в) практически не изменяется, чуть уменьшаясь вдоль оси z . Поэтому в формировании картины линий электрического тока (рис. 3б) определяющими являются условия непрерывности тока и установившейся в результате конвективно-кондуктивного теплообмена неоднородности температурного поля (электропроводности), а отмеченное выше уменьшение температуры (при $Q_j = 0$ вне насадков) компенсируется увеличением в 1.5 раза напряженности электрического поля. При увеличении же силы тока в два раза напряженность электрического поля изменяется слабо, плотность электрического тока возрастает в 1.5 раза, размер области перетекания тока на оси z увеличивается на 0.5 см за

счет роста температуры и расширения токопроводящей области.

Электромагнитное взаимодействие токовых струй качественно изменяет картину течения и, как следствие, температурное поле. Отталкивание токовых струй амперовыми силами ослабляет эффект газодинамического соударения: область повышенного давления смещается вниз на ≈ 1 см (рис. 3в), максимальное давление уменьшается от 20 до 8 Па, поэтому находящаяся перед ним “отрицательная яма” в распределении $p(x=0, z)$ становится заметно меньше (рис. 4б). В результате исчезает взаимное растекание одной струи на другую (рис. 3в). Оба струйных потока, разворачиваясь областью повышенного давления, дви-

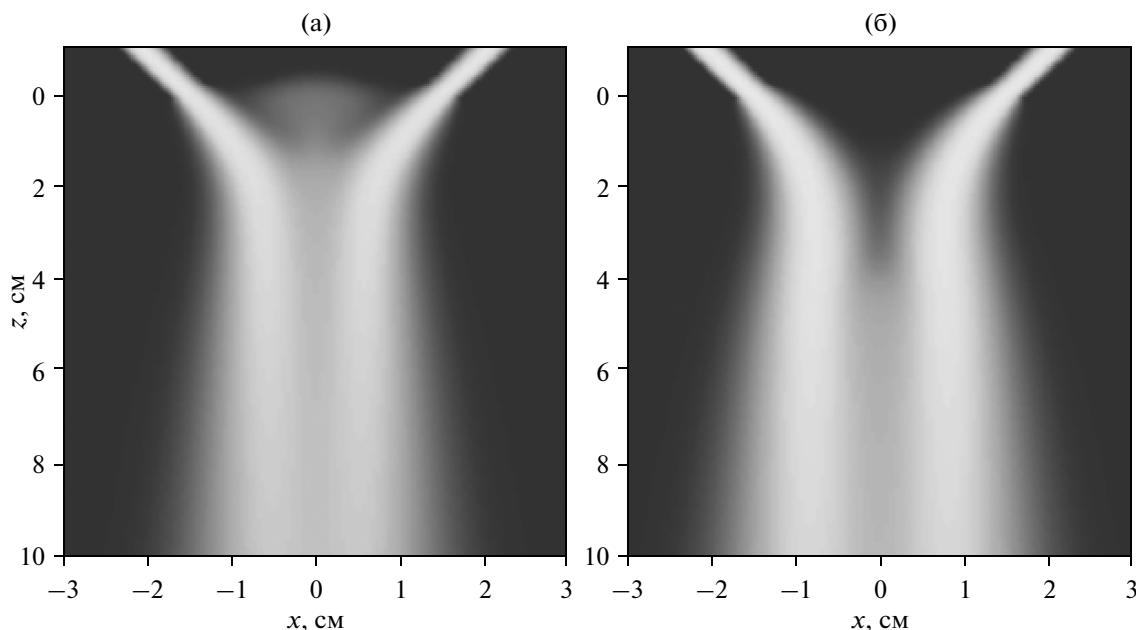


Рис. 5. Конфигурация струй плазмы при значениях погонного тока: (а) – $I = 4$ А/мм, (б) – $I = 5$ А/мм.

жуются только в положительном направлении z и оказываются разделенными спутным потоком газа, подсасываемого с межснопловой границы $z = z_{\min}$ с погонным расходом 0.004 г/(с мм) и обтекающего сформировавшийся перед областью повышенного давления тороидальный вихрь. Движение спутного газа между струйными потоками определяется, в основном, действием вдоль $x = 0$ электромагнитной силы с объемной плотностью f_B (максимальное значение магнитного давления $B^2/2\mu_0 \sim 6$ Па) и антиградиента давления f_p (рис. 4г). Видно, что тороидальный вихрь возникает за счет преобладания f_p слева от максимума $p(x = 0, z)$ (рис. 4б). В окрестности нижней границы $z \approx 0$ зоны перетекания электрического тока на оси $x = 0$, в “отрицательной яме” слева от минимума $p(x = 0, z)$, силы давления притормаживают возвратное течение спутного газа в тороидальном вихре. Движение и ускорение спутного газа, обогнувшего вихрь и прогретого горячими струями, являются практически квазиодномерными и обусловлены совместным действием f_p и f_B . В окрестности верхней границы $z \approx 4$ см зоны перетекания тока притормаживающей становится электромагнитная сила за счет пинч-эффекта, обусловленного тем, что в этой области магнитное поле в основном определяется токами, перетекающими между струями, а не токами в струях. Характер спутного течения газа с боковых границ $x = \pm x_{\max}$ остается тем же.

В соответствии с картиной течения изменяется температурное поле и распределение электрического тока. Граница электропроводящей области

(изотерма 4 кК) между струями смыкается на оси z из-за охлаждения спутным потоком газа, подсасываемого с межснопловой границы $z = z_{\min}$ (рис. 3г). Сама перемычка тока между струями смещается вниз по потоку примерно на 1 см (по максимуму плотности тока на рис. 4в); температура $T(x = 0, z)$ заметно уменьшается (рис. 4а). Удельная мощность джоулева тепловыделения, тем не менее, возрастает (рис. 4в) за счет роста напряженности электрического поля $E_x(x = 0, z)$, максимальное значение которой увеличивается до 5 В/см, т.е. в три раза. Интегральная погонная диссипируемая мощность равна 277 Вт/мм, причем 83 Вт/мм из них отводится объемным излучением.

При величине электрического тока $I = 5$ А/мм роль электромагнитного отталкивания струй еще более возрастает (рис. 5), а проявление эффекта газодинамического соударения, выраженного в существовании области повышенного давления, заметно ослаблено (рис. 4б). Поэтому количество прокачиваемого между струями спутного газа увеличивается до 0.01 г/(с мм) и становится соизмеримым со струйным расходом. Интенсивность и размеры тороидального вихря уменьшаются, а сам он смещается вниз по течению. Максимальное значение магнитного давления на оси z возрастает до ~ 10 Па. Происходит качественная перестройка давления: появляется “отрицательная яма” давления (рис. 4б) с антиградиентом f_p , компенсирующим ускоряющее действие силы f_B (рис. 4г) и обеспечивающим непрерывность квазиодномерного течения спутного газа между струями. Максимум плотности тока между струями, чуть увеличиваясь по величине, смещается бо-

лее чем на 2 см (рис. 4в). Несмотря на уменьшение температуры (рис. 4а), это достигается за счет роста напряженности электрического поля $E_x(x=0, z)$: максимум ее увеличивается более чем в 13 раз и достигает 67 В/см. В два раза возрастает и удельная мощность джоулева тепловыделения (рис. 4в).

Наглядное изменение конфигурации струй плазмы в зависимости от силы тока демонстрируется приведенными на рис. 5 “фотоизображениями” рассчитанных полей температуры. С ростом тока эффект разделения струйных потоков усиливается, что объясняется увеличением величины охлаждающего потока спутного газа, подсасываемого с межснопой границы. При $I = 6$ А/мм численное решение в пределах расчетной области не устанавливается: в итерациях наблюдается движение перемычки тока между струями вплоть до границы $z = z_{\max}$ расчетной области. Поэтому в рамках равновесного приближения плазмы не удается описать наблюдаемые режимы работы двухструйного плазматрона, в которых электродные струи разделены темным промежутком и выглядят независимыми [6].

В заключение отметим, что представленные результаты расчета температурной и электрической структур двухструйной электрической дуги и изменение конфигурации струй плазмы в зависимости от силы тока качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными, приведенными в [6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате численного анализа взаимодействия плоскоструйных плазменных струй в двухструйной электрической дуге установлено, что:

1) при столкновении струй холодного газа реализуется картина взаимного струйного растекания, которая формируется в основном неоднородным полем давления, возникающим в результате газодинамического соударения струй;

2) при столкновении “горячих” бестоковых струй газодинамическая картина качественно не изменяется, а доминирующим в формировании поля температуры является конвективный теплоперенос;

3) наряду с вынужденной конвекцией заметную роль в формировании температурного поля играет джоулево тепловыделение, компенсирующее охлаждение плазменных потоков стенками каналов в насадках, а вне насадков — охлаждение спутным течением газа;

4) картина течения при протекании тока по струям формируется в результате совместного действия антиградиента давления и электромагнитной силы и зависит от соотношения между ними;

5) в рассмотренных режимах из-за электромагнитного отталкивания, ослабляющего эффект газодинамического соударения, исчезает взаимное

растекание одной струи на другой; струи оказываются разделенными вовлеченным с внешней границы спутным газом, формирующим тороидальный вихрь, а за ним следует квазиодномерный поток, который вместе с окружающими струйными течениями образует общий поток плазмы;

6) с увеличением тока преобладающим становится электромагнитное отталкивание струй; распределение давления “обеспечивает” непрерывность течения; перемычка тока между струями смещается вниз по потоку вместе с электропроводящей областью, а непрерывность тока обеспечивается за счет роста напряженности электрического поля;

7) адекватное описание взаимодействия и протекания тока между токовыми струями в двухструйной электрической дуге следует проводить с учетом температурной и ионизационной неравновесностей плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков О.Я., Тамкиви П.И., Тимошевский А.Н. и др. Многодуговые системы. / Новосибирск: Наука СО РАН, 1988. 133 с.
2. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. Низкотемпературная плазма. Т. 17. Новосибирск: Наука СО РАН, 1999. 712 с.
3. Заякина С.Б., Аношин Г.Н. Сравнение распределений температуры возбуждения и интенсивностей аналитических линий благородных металлов в двухструйных дуговых плазматронах, применяемых в атомно-эмиссионном анализе // Химия высоких энергий. 2007. Т. 41. № 4. С. 319.
4. Таитанов Р.А., Урманбетов К.У., Жеенбаев Ж.Ж. Оптимизация параметров усовершенствованного двухструйного плазматрона для анализа порошковых проб // Журн. аналитической химии. 2006. Т. 61. № 61. С. 625.
5. Солоненко О.П., Гуляев И.П., Смирнов А.В. Плазменная обработка и напыление порошков оксидов металлов, состоящих из полых сфер // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 24. С. 22.
6. Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазматрон. Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР, 1983. 199 с.
7. Асаналиев М., Лелевкин В.М., Макешева В.М., Семенов В.Ф. Исследование характеристик двухструйного плазматрона // Изв. АН Кирг. ССР. Сер. физ.-техн. и матем. наук. 1989. № 3. С. 33.
8. Кулумбаев Э.Б., Семенов В.Ф. Модель плоской двухструйной электрической дуги // Вестн. КРСУ. 2004. № 6. С. 14.
9. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Новосибирск: Наука СО, 1990. 376 с.
10. Математическое моделирование электрической дуги / Под ред. Энгельшта В.С. Фрунзе: Илим, 1983. 364 с.
11. Patankar S. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. N.Y.: Hemisphere Publ. Corp., 1980. 197 p.