

УДК 533.6.011.8

© 2000 г. С.А. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А.Ф. КОЛЕСНИКОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ РАВНОВЕСНОЙ ИНДУКЦИОННОЙ ПЛАЗМЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПЛАЗМОТРОНА

Проведены расчеты дозвуковых течений равновесной плазмы воздуха и аргона в разрядном цилиндрическом канале индукционного плазмотрона в широком диапазоне рабочих параметров на основе решения полных уравнений Навье – Стокса совместно с упрощенным уравнением для высокочастотного электрического поля. Представлены эффективный метод и результаты вычислений необходимых коэффициентов переноса ионизованного многокомпонентного воздуха и аргона (включая электропроводность плазмы) в диапазоне температур 300–15000 К с учетом высших приближений по полиномам Сонина в методе Чэпмена – Энскога. Приведены результаты расчетов полей течения и температуры плазмы воздуха и аргона в разрядном канале 100-киловаттного индукционного плазмотрона. Обнаружены два типа сложных вихревых структур течений плазмы в канале.

Индукционный разряд широко применяется в технике и плазмохимии [1–5]. Одно из современных приложений индукционной плазмы, получаемой безэлектродным способом и свободной от продуктов термического разрушения электродов, – моделирование термохимического воздействия потоков диссоциированных газов на поверхность теплозащитных материалов для условий входа гиперзвуковых летательных аппаратов в атмосферу Земли и других планет [6–14]. Существующие индукционные плазмотроны характеризуются следующими основными конструктивными и рабочими параметрами: мощность – до 1 МВт, диаметр разрядного канала – до 200 мм, частота генератора 0,4–20 мГц, энтальпия – до 40 МДж/кг, полное давление 0,001–1 атм, число Маха 0,02–4.

Расчеты течений индукционной плазмы (воздух, азот, кислород, углекислый газ) в разрядном канале плазмотрона, необходимые для восстановления параметров высокоэнтальпийного потока в эксперименте, составляют важную часть методики определения каталитической активности высокотемпературных теплозащитных покрытий [14, 15]. Однако в целом проблема численного моделирования течений неравновесной плазмы молекулярных газов в высокочастотном электромагнитном поле до настоящего времени не решена. Сложность проблемы связана, в частности, с тем, что одномерные модели течения в разряде [16, 17] могут использоваться лишь для получения качественных оценок в силу существенно двумерного характера вязкого течения индукционной плазмы в канале при наличии протяженных зон возвратных течений.

В литературе довольно широко представлены результаты расчетов равновесной индукционной плазмы (в основном аргона) для плазмохимических приложений на основе совместного решения уравнений Навье – Стокса и Максвелла [18–23]. При этом, однако, не уделялось достаточного внимания аккуратному расчету коэффициентов переноса, который для ионизованных газов имеет свою специфику и является технически трудоемким для многокомпонентных смесей, например для воздушной плазмы, в связи с необходимостью обращения матриц высокого порядка [24].

Сложность численного моделирования неравновесного разряда в потоке молекулярного газа обусловлена сильной взаимосвязью газодинамических и электродинамических процессов, многоканальным характером передачи энергии от электрического поля к движущейся плазме, неполнотой моделей кинетических и энергетических процессов в многотемпературной многокомпонентной плазме. Основная цель настоящей работы – исследование газодинамики дозвуковых течений плазмы в разрядном канале, которая в определенном диапазоне условий может моделироваться в приближении химического и термического равновесия.

В работе представлены результаты расчетов равновесных течений плазмы воздуха и аргона в разрядном канале 100-киловаттного плазмотрона ВГУ-4 [13, 14] в широком диапазоне рабочих параметров с корректным учетом коэффициентов переноса плазмы в высших приближениях в разложениях по полиномам Сонина, необходимых для ионизованных газов [25–27].

1. Постановка задачи. Течение в цилиндрическом канале считается стационарным, ламинарным и осесимметричным с возможной закруткой потока в азимутальном направлении, излучение плазмы не учитывается. Для описания течения плазмы в канале используется двумерная система уравнений Навье – Стокса с учетом трех компонент скорости – аксиальной, радиальной и азимутальной, и уравнение сохранения энергии, записанное для полной энтальпии газа

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r p v) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r p u v) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(p + \frac{2}{3} \mu \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} \right] \right) +$$

$$+ 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right) + F_z$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r p v v) = -\frac{\partial}{\partial r} \left(p + \frac{2}{3} \mu \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} \right] \right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right) + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2 \mu v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r} + F_r$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r p v w) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial w}{\partial r} \right) - \frac{\rho v w}{r} - \frac{w}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r p v h) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu}{Pr_{ef}} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \mu}{Pr_{ef}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + Q_J$$

$$p = \rho \frac{R}{m} T$$

Здесь z и r – аксиальная и радиальная координаты; u , v , w – аксиальная, радиальная и тангенциальная компоненты скорости; p , ρ , h , μ – давление, плотность, энтальпия и вязкость равновесной газовой смеси, Pr_{ef} – эффективное число Прандтля, R – универсальная газовая постоянная. Аксиальная и радиальная компоненты силы Лоренца F_z , F_r и джоулево тепло Q_J выражаются через тангенциальную компоненту комплексной амплитуды вихревого электрического поля E_θ

$$F_z = -\frac{\sigma}{2\omega} \operatorname{Re} \left\{ E_\theta \left(i \frac{\partial E_\theta}{\partial z} \right)^* \right\}, \quad F_r = -\frac{\sigma}{2\omega} \frac{1}{r} \operatorname{Re} \left\{ E_\theta \left(i \frac{\partial r E_\theta}{\partial r} \right)^* \right\}, \quad Q_J = \frac{\sigma}{2} E_\theta E_\theta^*$$

где Re обозначает действительную часть комплексной величины, звездочка – знак комплексного сопряжения, ω – круговая частота монохроматического электрического поля, σ – электропроводность плазмы.

Граничные условия для приведенных выше уравнений: все необходимые параметры течения, включая тангенциальную компоненту скорости, определяющую закрутку потока, задаются во входном сечении канала; нулевые значения для компонент скорости и значения температуры (или условие адиабатичности) задаются на твердых поверхностях (стенка канала, торец входного интерфейса); известные "мягкие" граничные условия используются в выходном сечении канала; условия симметрии используются на оси канала.

Для определения источников членов в приведенных выше уравнениях необходимо рассчитать электромагнитное поле в канале. При этом используются следующие основные предположения: плазма квазинейтральна, магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$, а ее диэлектрическая проницаемость ϵ не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от z и r ; витки индуктора представляются отдельными бесконечно тонкими круговыми токами, что обеспечивает осевую симметрию задачи. Электрическое и магнитное поля, порождаемые переменным внешним током в индукторе, считаются монохроматическими: $\mathbf{E}(t, z, r) = \mathbf{E}(z, r) \exp(-i\omega t)$, $\mathbf{H}(t, z, r) = \mathbf{H}(z, r) \exp(-i\omega t)$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – частота тока в индукторе, $\mathbf{E}(z, r)$, $\mathbf{H}(z, r)$ – комплексные амплитуды. В диапазоне радиочастот можно пренебречь током смещения в силу условий [28]: $\omega \ll \nu_e$ и $|\epsilon| \ll 4\pi\sigma/\omega$ ($p = 0,01-1$ атм, $T \leq 12000$ К), где ν_e – частота столкновений электронов.

В рамках указанных предположений, уравнения Максвелла с использованием закона Ома (в обычной форме) и условий осевой симметрии сводятся к одному уравнению для тангенциальной амплитуды электрического поля E_θ (аксиальная E_z и радиальная E_r компоненты равны нулю)

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_\theta \right) = -i\omega\mu_0\sigma E_\theta \quad (1.1)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Уравнение (1.1) эквивалентно уравнению для векторного потенциала магнитного поля [21]. Граничными условиями для этого уравнения служат условие симметрии на оси $E_\theta(z, 0) = 0$ и следующее интегральное условие на стенке канала: $E_{\theta w} = E_{\theta wc} + E_{\theta wp}$, где первый член есть электрическое поле, порожденное внешним током в вакууме, второй член – поле, индуцированное вихревыми токами в плазме.

Для упрощения эллиптического уравнения (1.1) используем известное приближение [18]: $\partial E_\theta / \partial z \ll \partial E_\theta / \partial r$, которое приводит к квазиодномерному приближению для уравнений Максвелла

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\theta) \right) = -i\omega\mu_0\sigma E_\theta, \quad i\omega\mu_0 H_z = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\theta) \quad (1.2)$$

В результате $E_\theta(z, r)$ определяется из решения краевой задачи для обыкновенного дифференциального уравнения, в котором координата z является параметром, так как E_θ зависит от z только через граничное условие.

Граничными условиями для (1.2) являются условие симметрии на оси $E_\theta(z, 0) = 0$ и соотношение на стенке канала [20, 22]

$$r = 0: E_\theta = 0, \quad r = R_c: \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\theta) = i\omega\mu_0 H_{zc0}(z) \quad (1.3)$$

где R_c – радиус канала, H_{zc0} – аксиальная компонента амплитуды магнитного поля у стенки канала, порожденная током индуктора вне потока плазмы.

Сравнение расчетов течения плазмы аргона в разрядном канале индукционного плазмотрона с помощью приведенной выше упрощенной квазиодномерной модели (1.2), (1.3) и полного (двумерного) уравнения (1.1) с точными граничными условиями показало хорошее соответствие расчетных полей газодинамических параметров в канале в широком диапазоне давления, мощности и частоты тока в индукторе [29]. Таким образом, используемая в данной работе для расчета электромагнитного поля упрощенная квазиодномерная модель является достаточно точной для определения полей скорости и температуры в канале плазмотрона.

2. Расчет равновесного химического состава и коэффициентов переноса. Для совместного решения уравнений Навье – Стокса и Максвелла необходимо вычисление коэффициентов переноса плазмы. Эти коэффициенты – вязкость, теплопроводность и электропроводность – были рассчитаны до решения задачи как функции давления и температуры в области $0,01 \leq p \leq 1$ атм, $300 \leq T \leq 15000$ К наряду с химическим составом и необходимыми термодинамическими свойствами для равновесного многокомпонентного воздуха и аргона. Влияние электромагнитного поля на коэффициенты переноса плазмы не учитывалось.

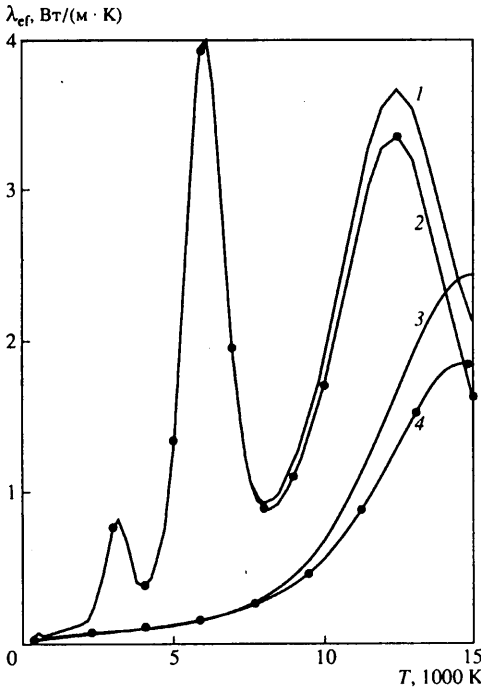
Расчеты химического состава и термодинамических свойств равновесных газовых смесей проводились по методу [26, 27] путем решения системы нелинейных алгебраических уравнений химического и ионизационного равновесия. Эффекты неидеальности газа и плазмы не учитывались. Расчеты коэффициентов переноса проводились по точным формулам [25] метода Чепмена – Энскога. В результате были определены: вязкость $\mu(\xi)$; теплопроводность за счет поступательных степеней свободы $\lambda_{tr}(\xi)$; теплопроводность, связанная с переносом внутренней энергии молекул λ_{in} ; реакционная теплопроводность $\lambda_R(\xi)$; эффективная теплопроводность $\lambda_{cf}(\xi) = \lambda_{tr}(\xi) + \lambda_{in} + \lambda_R(\xi)$; эффективное число Прандтля $Pr_{cf} = C_{p,cf}\mu(\xi)/\lambda_{cf}(\xi)$; электропроводность $\sigma(\xi)$; термодиффузионные отношения $k_{Ti}(\xi)$; коэффициенты сопротивления для многокомпонентной диффузии $\Delta_{ik}(\xi)$ ($i, k = 1, \dots, N$), используемые в точной формуле для $\lambda_R(\xi)$ [27]. Здесь ξ – порядок аппроксимации, т.е. число членов в разложении решения уравнения Больцмана по полиномам Сонина, обеспечивающее сходимость в методе Чепмена – Энскога [25, 30]; i, k – индексы компонент смеси, N – общее число компонент.

Для расчета коэффициентов переноса нейтральных (неионизованных) газов достаточную точность дают первые ненулевые приближения ($\xi = 1$ для вязкости, $\xi = 2$ для теплопроводности), но для ионизованных газов эти приближения могут привести к погрешности $\sim 50\%$ [27]. Поэтому расчеты при высоких температурах проводились при $\xi = 2$ для вязкости и $\xi = 4$ для других коэффициентов переноса, что обеспечивало точность не хуже 5%.

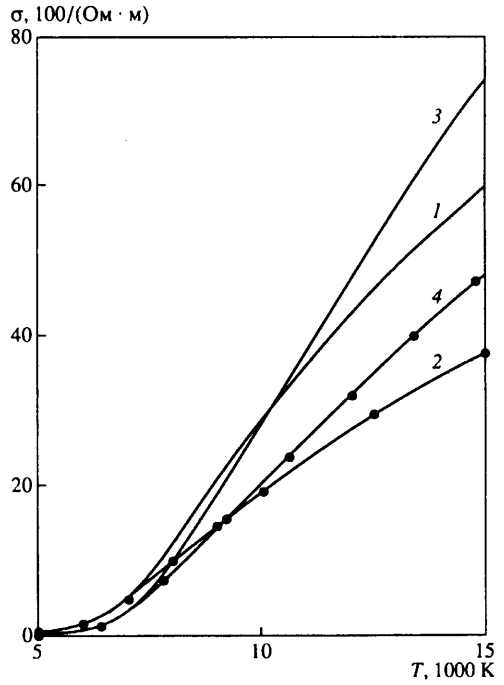
Приведем здесь в качестве примера одну из использованных точных формул [25] – формулу для расчета $\lambda_{tr}(\xi)$ в четвертом приближении ($\xi = 4$)

$$\lambda_{tr}(4) = -\frac{75}{8} \frac{kn}{\det\|q\|} \begin{vmatrix} 0 & x_s & 0 & 0 \\ x_r & q_{rs}^{11} & q_{rs}^{12} & q_{rs}^{13} \\ 0 & q_{rs}^{21} & q_{rs}^{22} & q_{rs}^{23} \\ 0 & q_{rs}^{31} & q_{rs}^{32} & q_{rs}^{33} \end{vmatrix}, \det\|q\| = \begin{vmatrix} q_{rs}^{11} & q_{rs}^{12} & q_{rs}^{13} \\ q_{rs}^{21} & q_{rs}^{22} & q_{rs}^{23} \\ q_{rs}^{31} & q_{rs}^{32} & q_{rs}^{33} \end{vmatrix}$$

Здесь q_{rs}^{mp} – матрицы порядка $N \times N$, их элементы выражаются через линейные комбинации интегралов столкновений $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ [30], $\det\|q\|$ – детерминант порядка $3N \times 3N$. Отметим, что используемые здесь формулы [25] для расчета коэффициентов переноса существенно удобнее классических формул [30] метода Чепмена – Энскога, так как формулы [30] существенно сложнее и, в частности, содержат детерминанты более высокого порядка: $N\xi \times N\xi$ вместо $N(\xi - 1) \times N(\xi - 1)$. Необходимые для расчетов интегралы столкновений вычислялись на основе наиболее достоверных данных по сечениям столкновений различных сортов частиц согласно рекомендациям [31].



Фиг. 1. Эффективная теплопроводность воздуха ($p = 0,1$ атм, кривые 1 и 2) и аргона ($p = 1$ атм, кривые 3 и 4). Верхние кривые 1 и 3 – четвертое приближение, нижние кривые 2 и 4 – первое ненулевое приближение

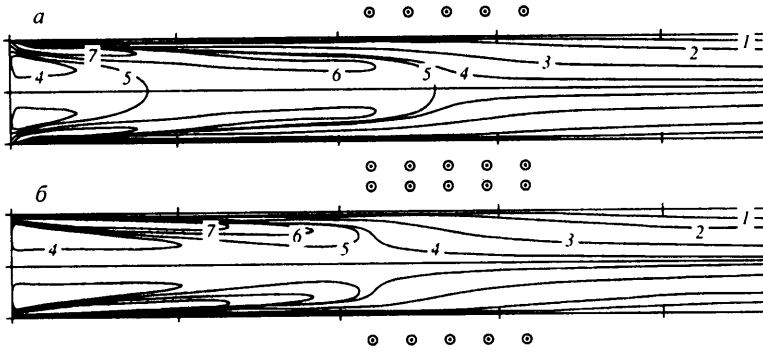


Фиг. 2. Электропроводность воздуха ($p = 0,1$ атм, кривые 1 и 2) и аргона ($p = 1$ атм, кривые 3 и 4). Верхние кривые 1 и 3 – четвертое приближение, нижние кривые 2 и 4 – первое ненулевое приближение

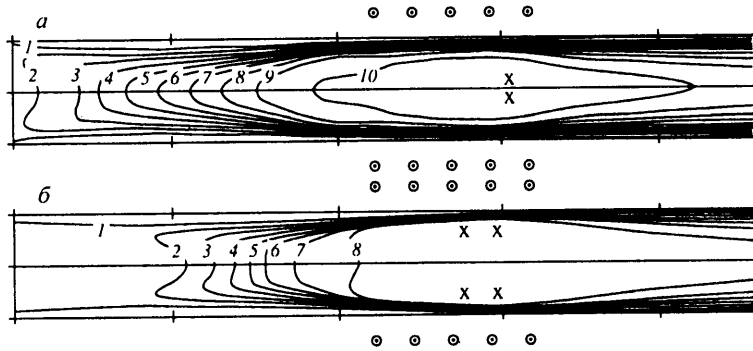
Эффективная теплопроводность $\lambda_{\text{эф}}$ и электропроводность σ представлены на фиг. 1, 2 для воздуха при $p = 0,1$ атм и для аргона при $p = 1$ атм. Для оценки погрешности первого ненулевого приближения для коэффициентов переноса на фигурах показаны значения $\lambda_{\text{эф}}(\xi)$ и $\sigma(\xi)$, рассчитанные в первом ненулевом приближении ($\xi = 2$) и в четвертом приближении ($\xi = 4$). Как видно из фиг. 1, первое ненулевое приближение для $\lambda_{\text{эф}}$ воздуха обеспечивает достаточную точность до температур 11000 К, т.е. практически во всем рабочем диапазоне, однако для аргона погрешность первого ненулевого приближения при вычислении $\lambda_{\text{эф}}$ составляет 20–25% при $T > 10000$ К. При расчетах электропроводности как для воздуха, так и для аргона первое приближение дает существенно (на 30–35%) заниженные значения при $T > 10000$ К (фиг. 2). Вязкость обоих газов вычисляется с достаточной точностью в первом приближении во всем практически интересном диапазоне температур.

3. Численный метод и результаты расчетов течения плазмы в канале. Используемый численный метод решения уравнений Навье – Стокса основан на методе конечных объемов и алгоритме SIMPLE Патанкара – Сполдинга с применением шахматной сетки [32].

Конвективные члены аппроксимируются конечными разностями против потока, используется сетка 103×43 , неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлении. Для повышения устойчивости метода искомые функции определяются с использованием процедуры нижней релаксации [33]. Комплексная амплитуда электрического поля E_{θ} определяется в результате решения краевой задачи (1.2), (1.3) методом прогонки с использованием комплексных переменных. Амплитуда тока в индукторе определяется в процессе расчета при заданной мощности N_p , вкладываемой в плазму (измеряемый параметр).



Фиг. 3. Изолинии функции тока для течений плазмы воздуха, $p = 0,1$ атм, $f = 0,44$ (а) и $13,56$ МГц (б). Значения безразмерной функции тока: 0,7, 0,4, 0,1, 0,01, 0, -0,02, -0,04

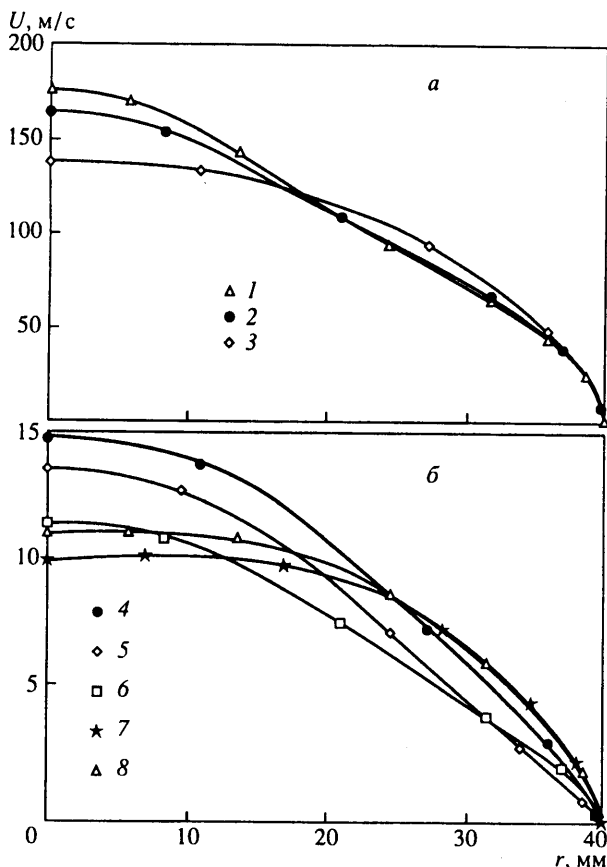


Фиг. 4. Изотермы для течений плазмы аргона, $p = 1$ атм, $f = 1,76$ (а) и 27 МГц (б). Значения температуры (в 1000 К): 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10

С помощью описанного метода проведены расчеты течений равновесной плазмы воздуха и аргона в разрядном канале индукционного плазмотрона с радиусом $R_c = 0,04$ м и длиной $Z_c = 0,46$ м. Индуктор плазмотрона имеет пять витков, радиус индуктора 0,06 м. Подача газа во входном сечении осуществляется через тонкую кольцевую щель вблизи стенки канала, при этом угол закрутки потока на входе в канал равен 45° , т.е. $w/u = 1$, $v = 0$ при $z = 0$. Температура стенки разрядного канала полагалась равной комнатной температуре $T_w = 300$ К, торец интерфейса во входном сечении канала считался теплоизолированным. Расход газа полагался равным $G = 2,8$ г/с во всех случаях, за исключением расчета с $G = 2,0$ г/с, представленного ниже для сравнения на фиг. 5 и 6.

Расчитанные изолинии функции тока для течений воздушной плазмы показаны на фиг. 3 ($p = 0,1$ атм, $N_p = 30$ кВт, $f = 0,44$ и $13,56$ МГц). При низких частотах (0,44 МГц) имеется большая односвязная вихревая зона в центральной части потока; при высоких частотах (13,56 МГц) структура течения кардинально меняется – появляется слабый проток газа в тонкой области вблизи оси симметрии и в результате вихревая зона становится неодносвязной – в продольных сечениях наблюдаются два отдельных вихря (изолинии 5 на фигурах соответствуют нулевому значению функции тока). В то же время картина течения в канале ниже (по потоку) индуктора слабо зависит от частоты электрического поля. Аналогичные результаты получены и для аргоновой плазмы.

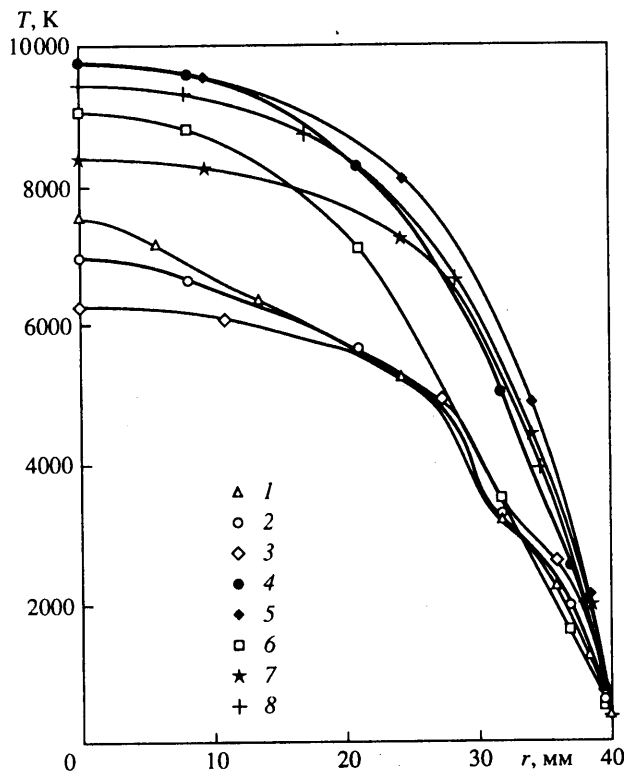
Расчитанные изотермы потока аргоновой плазмы ($p = 1$ атм, $N_p = 10$ кВт, $f = 1,76$ и 27 МГц) показаны на фиг. 4. Видно, что при повышении частоты максимальные значения температуры в канале существенно уменьшаются, причем максимумы



Фиг. 5. Профили продольной скорости на срезе канала для течений плазмы воздуха (а) при $p = 0,1$ атм и аргона (б) при $p = 1$ атм. 1, 2, 3 – $f = 0,44, 1,76, 13,56$ МГц (воздух), 4 – стандартный режим для аргона, 5 – $G = 2,0$ г/с, 6 – $N_p = 7$ кВт, 7 и 8 – $f = 27$ и 10 МГц

температуры смещаются от оси к стенке канала. Такое изменение структуры разряда в потоке аргона объясняется уменьшением толщины скин-слоя и смещением его к стенке канала при увеличении частоты вихревого электрического поля. В отличие от поля скоростей частота электрического поля существенно влияет на распределение температуры газа вниз по потоку: с увеличением f протяженность высокотемпературной изотермической области увеличивается. Качественно аналогичное влияние частоты на структуру поля температур имеет место и для воздушной плазмы.

На фиг. 5 и 6 показаны профили продольной скорости и температуры на срезе разрядного канала для плазмы воздуха и аргона. На фиг. 5, а показано влияние частоты на скорость истечения воздушной плазмы при $p = 0,1$ атм, $N_p = 30$ кВт для трех значений частоты тока в индукторе $f = 0,44, 1,76$ и $13,56$ МГц. На фиг. 5, б показаны профили скорости плазмы аргона, рассчитанные для "стандартного" режима ($G = 2,8$ г/с, $N_p = 10$ кВт, $f = 1,76$ МГц, $p = 1$ атм) и для нескольких режимов с измененными параметрами (при этом в каждом случае менялся только один из рабочих параметров, остальные оставались стандартными). На фиг. 6 показаны профили температуры плазмы воздуха и аргона. Здесь аналогично фиг. 5 представлены результаты расчета для плазмы воздуха для трех значений частоты ($f = 0,44, 1,76$ и $13,56$ МГц) и здесь же показано сравнение расчетов для плазмы аргона при разных значениях рабочих параметров плазмотрона G, N_p, f и p , причем в качестве



Фиг. 6. Профили температуры на срезе канала для плазмы воздуха при $p = 0,1$ атм и аргона при $p = 1$ и $0,1$ атм.
 воздух: 1, 2, 3 – $f = 0,44, 1,76, 13,56$ МГц, аргон: 4 – стандартный режим, 5 – $G = 2,0$ г/с, 6 – $N_p = 7$ кВт, 7 – $f = 27$ МГц, 8 – $p = 0,1$ атм

"стандартного" режима взят тот же режим, что и на фиг. 5, б, – $G = 2,8$ г/с, $N_p = 10$ кВт, $f = 1,76$ МГц, $p = 1$ атм. Таким образом, отклонение каждой из кривых на фиг. 5, 6 от стандартных кривых 2 и 4 показывает влияние изменения одного из рабочих параметров плазмотрона – G, p, N_p и f – на профили скорости и температуры на выходе из канала. Видно, что увеличение частоты приводит к сглаживанию профилей параметров в центральной части струй (при $f = 27$ МГц наблюдаются полки в профилях скорости и температуры аргона в области диаметром 40 мм), т.е. увеличение частоты приводит к улучшению "теплового качества" дозвуковой струи плазмотрона. Изменение давления слабо влияет на профиль температуры при равенстве остальных параметров – расхода газа и мощности, вкладываемой в плазму.

Заключение. Представленный численный метод, основанный на совместном решении полных уравнений Навье – Стокса для равновесной плазмы и квазиодномерного уравнения Максвелла для высокочастотного электрического поля, позволяет проводить расчеты течения индукционной плазмы в разрядном канале во всем диапазоне рабочих параметров плазмотрона. Численные расчеты обнаруживают сложную структуру течения в канале с большой областью основного вихря от входного сечения канала до индуктора и с меньшей областью вторичных вихрей в торцевой части канала вблизи его входного сечения. Частота электрического поля существенно влияет на течение и температуру плазмы в разрядном канале. При относительно низких частотах зона основного вихря является односвязной; при высоких частотах вблизи оси появляется тонкая область с протоком газа в продольном направлении и зона основного вихря становится неодносвязной. Положение максимума температуры

при увеличении частоты сдвигается от оси к стенке канала. Кроме того, увеличение частоты приводит к сглаживанию профилей скорости и температуры в выходном сечении канала при тех же значениях мощности.

Применимость метода и полученных результатов ограничена предположением о локальном термодинамическом равновесии плазмы. Для плазмы молекулярных газов это предположение приемлемо при давлениях $p \geq 0,1$ атм.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (код проекта INTAS-RFBR 95-1329) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00942).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бабат Г.И.* Безэлектродные разряды и некоторые связанные с ними вопросы // Вестн. электропромсти. 1942. № 2. С. 1–12; № 3. С. 2–12.
2. *Reed T.V.* Induction-coupled plasma torch // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. № 5. P. 821–824.
3. *Якушин М.И.* Получение высоких температур газа в безэлектродном высокочастотном разряде // ПМТФ. 1969. № 3. С. 143–150.
4. *Дресвин С.В., Донской А.В., Гольдфарб В.М., Клубникин В.С.* Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972. 352 С.
5. *Boulos M.I.* The inductively coupled radio-frequency plasma // Pure and Appl. Chem. 1985. V. 57. № 9. P. 1321–1352.
6. *Георг Э.Б., Рулев Ю.К., Сипачев Г.Ф., Якушин М.И.* Экспериментальное исследование пограничного слоя на разрушающихся образцах при совместном воздействии конвективного и лучистого тепловых потоков // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 25–29.
7. *Колесников А.Ф., Якушин М.И.* Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов по тепловым потокам к поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Мат. моделирование. 1989. Т. 1. № 3. С. 44–60.
8. *Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И.* Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния газофазных реакций на тепловой поток // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 3. С. 521–529.
9. *Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. и др.* Высокочастотный плазматрон – установка для исследований аэрофизических проблем с использованием высокоэнтальпийных газовых потоков // Космонавтика и ракетостроение. 1994. № 2. С. 22–32.
10. *Laure S., Auweter-Kurtz M., Fasoulas S., Kurtz H.* Reentry simulation within an induction heated plasma wind tunnel // 2nd Europ. Symp. Aerothermodynam. Space Vehicles. Noordwijk, The Netherlands: ESA, 1994. SP-367. P. 335–340.
11. *Kolesnikov A.F.* The aerothermodynamic simulation in sub- and supersonic high-enthalpy jets: Experiment and theory // 2nd Europ. Symp. Aerothermodynam. Space Vehicles. Noordwijk, The Netherlands: ESA, 1994. SP-367. P. 583–590.
12. *Bottin B., Carbonaro M., Zemsch S., Degrez G.* Aerothermodynamic design of an inductively coupled plasma wind tunnel // AIAA Paper. 1997. № 97–2498. 11 p.
13. *Быкова Н.Г., Васильевский С.А., Гордеев А.Н. и др.* Определение эффективных вероятностей каталитических реакций на поверхностях теплозащитных материалов в потоках диссоциированного углекислого газа // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 144–157.
14. *Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin M.I.* Study of quartz surface catalyticity in dissociated carbon dioxide subsonic flows // AIAA Paper. 1998. № 98–2847. 11 p.
15. *Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I.* Mathematical models for plasma and gas flows in induction plasmotrons // Molecular Physics and Hypersonic Flows / Ed. M. Capitelli. NATO ASI Series, Dordrecht: Kluwer, 1996. P. 495–504.
16. *Райзер Ю.П.* Высокочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения // ПМТФ. 1968. № 3. С. 3–10.
17. *Лунев В.В., Семин В.А.* Структура неравновесного высокочастотного разряда // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 161–169.
18. *Boulos M.I.* Flow and temperature fields in the fire-ball of an inductively coupled plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. 1976. V. PS-4. № 1. P. 28–39.

19. *Boulos M.I., Gagne R., Barnes R.M.* Effect of swirl and confinement on the flow and temperature fields in an inductively coupled R.F. plasma // *Canadian J. Chem. Eng.* 1980. V. 58. № 3. P. 367–375.
20. *Макаров Б.П.* Численное моделирование высокочастотного индукционного разряда в аргоне // *Вопросы гидродинамики, аэрофизики и прикладной механики.* М.: МФТИ, 1985. С. 49–54.
21. *Yu B.W., Girshick S.L.* Modeling inductively coupled plasmas: The coil current boundary condition // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 69. № 2. P. 656–661.
22. *Kolesnikov A.F., Vasil'evskii S.A.* Some problems of numerical simulation of discharge electrodynamic in induction plasmatron // *Proc. 15th IMACS World Cong.: Berlin, 1997.* V. 3. Computational Physics, Chemistry and Biology / Ed. by A. Sydow. Wissenschaft & Technic Verlag. P. 175–180.
23. *Vanden Abeele D., Degrez G.* An efficient computational model for inductive plasma flows // *AIAA Paper.* 1998. № 98 – 2825. 7 p.
24. *Capitelli M., Devoto R.S.* Transport coefficients of high-temperature nitrogen // *Phys. Fluids.* 1973. V. 16. № 11. P. 1835–1841.
25. *Колесников А.Ф., Турский Г.А.* Уравнения гидродинамики для частично ионизованных многокомпонентных смесей газов с коэффициентами переноса в высших приближениях // *Молекулярная газодинамика.* М.: Наука, 1982. С. 20–44.
26. *Васильевский С.А., Соколова И.А., Турский Г.А.* Точные уравнения и коэффициенты переноса для многокомпонентной смеси газов и частично ионизованной плазмы // *ПМТФ.* 1984. № 4. С. 15–24.
27. *Васильевский С.А., Соколова И.А., Турский Г.А.* Определение и вычисление эффективных коэффициентов переноса для химически равновесных течений частично диссоциированных и ионизованных смесей газов // *ПМТФ.* 1986. № 1. С. 68–79.
28. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
29. *Vanden Abeele D., Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F. et al.* Code-to-code validation of inductive plasma computations. Reprint № 1998–26. Belgium: Von Karman Inst. Fluid Dynam, 1998. 7 P.
30. *Ферцигер Дж., Канер Г.* Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 554 с.
31. *Герасимов Г.Я., Калинин А.П., Люстерник В.Е. и др.* Интегралы столкновений, потенциалы атомно-молекулярных и ионно-молекулярных взаимодействий компонентов воздуха до 20000 К // *Обзоры по теплофизическим свойствам веществ.* 1987. № 5 (67). 157 с.
32. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
33. *Бочаров А.Н., Бочарова Е.А., Вандышева О.А., Макаров Б.П.* Об эффективности некоторых итерационных методов решения эллиптических задач: Препринт № 2-321. М.: Ин-т высоких температур АН СССР, 1991. 27 с.

Москва

Поступила в редакцию
30.XI.1999