

УДК 533.6.011.8:533.9.07

© 2007 г. В. И. САХАРОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКИ И ХИМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ТЕПЛООБМЕНА В НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ИНДУКЦИОННОГО ПЛАЗМОТРОНА

Представлены результаты численного моделирования течений химически и термически неравновесной воздушной плазмы в разрядном канале плазмотрона и в недорасширенных струях диссоциированного и частично ионизованного воздуха, обтекающих цилиндрическую модель с передним торцевым затуплением и охлаждаемой медной поверхностью, для условий экспериментов, реализованных на 100-киловаттном индукционном плазмотроне ВГУ-4 (ИПМех РАН) (см., например, [1, 2]). В расчетах учитывалось неравновесное возбуждение колебательных степеней свободы молекул в модовом приближении и различие температуры электронов и поступательной температуры тяжелых частиц. Расчетные данные по теплообмену и давлению торможения в критической точке сравнивались с результатами, полученными в рамках термически равновесной модели. Сопоставление с экспериментальными данными, полученными в ИПМех РАН (лаборатория взаимодействия плазмы и излучения с материалами) и любезно предоставленными для сравнения, дало удовлетворительное согласие.

Ключевые слова: индукционный плазмотрон, численное моделирование, уравнения Навье–Стокса, Максвелла, недорасширенные струи, химическая и термическая неравновесность, теплообмен.

Численное моделирование течений в разрядном канале ВЧ-плазмотрона и многопараметрические расчеты теплопередачи к поверхности тел, обтекаемых струями газов, стали возможны, благодаря разработке новых численных методов и современных вычислительных технологий моделирования течений плазмы и вязкого высокотемпературного газа [3–10]. Технология расчета таких течений [11], применяемая в настоящей работе, основана на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье–Стокса для азимутально закрученного потока и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ [12]. Для расчета усредненной по времени амплитуды тангенциальной составляющей напряженности высокочастотного электрического поля использовалась методика [13].

1. Установка ВГУ-4. Численное моделирование течений в разрядном канале плазмотрона с индукционным нагревом газов и в сверхзвуковых недорасширенных струях воздушной плазмы проводилось для условий работы 100-киловаттной установки ВГУ-4. Воздух при комнатной температуре с постоянным расходом G подавался через кольцевое сопло с закруткой 45° по отношению к оси разрядного канала (кварцевой цилиндрической трубки длиной 400 мм и диаметром 80 мм) через нижнюю его часть и, нагреваясь в индукторе высокочастотным электрическим полем, вытекал в барокамеру через коническое звуковое сопло с диаметром критического сечения D_c , расположенное в верхней части разрядного канала. Цилиндрическая модель с плоским торцевым затуплением и встроенным в него датчиком для определения теплового потока располагалась соосно с вытекающей недорасширенной струей на некотором расстоянии от выхода из разрядного канала. Течение в свободной струе и около модели зависит от степени ее нерасчетности: $N = p_a/p_\infty$ (p_a – статическое давление в выходном сечении сопла, p_∞ – в затоплен-

ном пространстве), которая варьировалась в расчетах и в экспериментах за счет следующих факторов: а) применения звуковых сопел с различными диаметрами критического сечения D_s ; б) изменения статического давления p_∞ в затопленном пространстве; в) вариации расходов воздуха G , подаваемого в разрядный канал; г) изменения мощности N_{pl} , вкладываемой в плазму.

Рассчитанные тепловые потоки в области критической точки цилиндрической модели радиуса $R_m = 10$ мм с плоским торцом, обтекаемой недорасширенными струями высокоэнтальпийного воздуха, сравнивались с показаниями проточного стационарного калориметра диаметром 11.8 мм из меди [14], применяемого в эксперименте. Температура тепловоспринимающей поверхности калориметров в расчетах и в процессе измерений тепловых потоков поддерживалась постоянной ($T_w = 300$ К). Точность измерений теплового потока $\pm 5\%$ обеспечивалась за счет стационарных условий теплопередачи.

2. Термохимическая модель. В данной модели воздух рассматривается как идеальная смесь совершенных газов с соответствующим уравнением состояния:

$$p = \rho R_u \left(T \sum_{i \neq e} \gamma_i + T_e \gamma_e \right)$$

Здесь p – давление, ρ – плотность, R_u – универсальная газовая постоянная, T и T_e – поступательная температура тяжелых частиц и электронов соответственно, γ_i – мольно-массовая концентрация i -го компонента, индекс “ e ” относится к электронам. Вращения и колебания молекул описываются моделью “жесткий ротатор – гармонический осциллятор” с бoльцмановским распределением по энергетическим уровням. Предполагается, что все компоненты находятся в основном электронном состоянии и вращательная температура молекул равна поступательной температуре. Учитывается неравновесное возбуждение колебаний молекул O_2 и N_2 в модовом приближении, и их колебательная температура рассматривается как общая колебательная температура T_v , отличная от температуры T тяжелых частиц. Температура электронов T_e считается отличной от T и T_v . В качестве термодинамических переменных для этой модели могут быть использованы давление p , поступательно-вращательная температура T , колебательная температура T_v , электронная температура T_e и молярно-массовые концентрации компонентов $\gamma_1, \dots, \gamma_v$. Учитывались 11 нейтральных и ионизованных компонентов воздушной смеси ($v = 11$): $O, N, O_2, NO, N_2, O^+, N^+, NO^+, O_2^+, N_2^+$ и e^- . Термодинамические и термохимические данные для рассматриваемых компонентов взяты из работы [12]. Числовые значения констант химических реакций, протекающих в высокотемпературной воздушной смеси, заимствованы из [15–18].

3. Уравнения Навье–Стокса в интегральной форме. Интегральная форма нестационарной системы уравнений Навье–Стокса, применяемая для расчета химически и термически неравновесных течений вязкого газа в цилиндрической системе координат $\mathbf{r}(x, y, \theta)$ в квазитрехмерной постановке, имеет вид

$$\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{U} y dS + \int_{\delta S} \mathbf{n} \mathbf{F} y dl = \int_S \mathbf{\Omega} y dS \quad (3.1)$$

Здесь S – фиксированная область в плоскости (x, y) , δS – его граница, $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ – вектор единичной нормали к δS , \mathbf{U} – вектор консервативных переменных в единичном объеме, $\mathbf{F} = \mathbf{F}^{inv} + \mathbf{F}^{vis}$ представляет сумму вязких и невязких потоков \mathbf{U} через граничную поверхность объема, $\mathbf{\Omega}$ содержит источниковые члены. Вектор консервативных переменных \mathbf{U} , невязкие составляющие потоков \mathbf{F}^{inv} и источниковый член $\mathbf{\Omega}$ являются функциями физических переменных \mathbf{Z} , которые определяются выбранной термохими-

ческой моделью среды. Вязкие потоки \mathbf{F}^{vis} являются линейными функциями от производных по координатам переменных \mathbf{Z} с коэффициентами, зависящими от \mathbf{Z} . Для рассматриваемой модели газовой среды переменные, входящие в (3.1), имеют следующие выражения:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho\gamma_v \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_0 \\ \rho e_v \\ \rho\gamma_e e_e \end{pmatrix}; \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho u\gamma_v \\ \rho u u + p n n_x \\ \rho u v + p n n_y \\ \rho u w \\ \rho u h_0 \\ \rho u e_v \\ \rho u\gamma_e e_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{K}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{K}_v \\ \tau_x \\ \tau_y \\ \tau_\theta \\ \mathbf{q} \\ \mathbf{q}_v \\ \mathbf{q}_e \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{\Omega} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_v \\ F_x^L \\ (p + \rho w^2 + \tau_{\theta\theta})/y + F_y^L \\ -(\rho v w + \tau_{y\theta})/y \\ \sigma|E_\theta|^2/2 \\ \omega_v \\ \omega_e - p_e \text{div} \mathbf{u} + \sigma|E_\theta|^2/2 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Z} = \begin{pmatrix} p \\ \mathbf{u} \\ T \\ T_v \\ T_e \\ \gamma_1 \\ \vdots \\ \gamma_v \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

$$h = \sum_{i=1}^v \gamma_i h_i, \quad e = \sum_{i=1}^v \gamma_i e_i, \quad e_v(\gamma_i, T_v) = \sum_{i^*} \gamma_{i^*} e_{i^*}^v$$

$$h_e(T_e) = 2.5 R_u T_e, \quad e_e(T_e) = 1.5 R_u T_e$$

$$e_0 = e + 0.5(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}), \quad h_0 = e_0 + p/\rho$$

Здесь u, v, w – декартовы компоненты вектора скорости \mathbf{u} ; e, h – энергия и энтальпия единицы массы газовой смеси; e_0, h_0 – полные энергия и энтальпия единицы массы газа; e_i, h_i – молярная внутренняя энергия и энтальпия i -ого компонента; e_e, h_e – молярная внутренняя энергия и энтальпия свободных электронов; e_v – общая колебательная энергия неравновесно возбужденных молекул (припишем им индекс i^*) единицы массы газовой смеси; ω_i – молярная скорость образования i -ого компонента в единице объема во всех химических реакциях; $(F_x^L, F_y^L, 0)$ – сила Лоренца; $\sigma|E_\theta|^2/2$ – источник Джоулева тепла; σ – проводимость плазмы.

Тензор вязких потоков импульса τ имеет вид

$$\tau = -\mu \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}} \right) + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}} \right)^T - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{u} \right) \mathbf{I} \right]$$

Здесь \mathbf{I} – единичный тензор, μ – динамический коэффициент вязкости.

Суммарный поток тепла \mathbf{q} , вязкий поток колебательной энергии \mathbf{q}_v и вязкий поток энергии электронного газа \mathbf{q}_e задаются в виде

$$\mathbf{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} + \sum_{i=1}^v \mathbf{K}_i h_i - \sum_{i^*} D_{i^*} \gamma_{i^*} \frac{\partial e_{i^*}^v}{\partial \mathbf{r}} - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial \mathbf{r}} + \tau \cdot \mathbf{u}$$

$$\mathbf{q}_v = \sum_{i^*} \mathbf{q}_{i^*}^v, \quad \mathbf{q}_{i^*}^v = e_{i^*}^v \mathbf{K}_{i^*} - D_{i^*} \gamma_{i^*} \frac{\partial e_{i^*}^v}{\partial \mathbf{r}}$$

$$\mathbf{q}_e = h_e \mathbf{K}_e - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial \mathbf{r}}$$

Молярные диффузионные потоки \mathbf{K}_i определяются из соотношений Стефана–Максвелла [19] с учетом бародиффузии в двухтемпературном приближении [20]. Для вычисления коэффициентов вязкости и теплопроводности газовой смеси используются приближенные формулы Уилке–Васильевой [21]. Проводимость плазмы σ определялась из соотношения Стефана–Максвелла для электронной компоненты в пренебрежении скоростью диффузии тяжелых частиц и градиентов параметров в окружном направлении

$$\sigma = \frac{F^2 \gamma_e}{R_u T_e \sum_{j \neq e} d_{ej} \gamma_j}, \quad \bar{M} = \left[\sum_{i=1}^v \gamma_i \right]^{-1}, \quad d_{ij} = \frac{\bar{M}}{\rho D_{ij}}$$

Здесь F – постоянная Фарадея; d_{ij} определяются через сечения упругих столкновений частиц i -го и j -го сорта (интегралы столкновений); D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии; \bar{M} – средний молекулярный вес смеси.

Сечения упругих столкновений диффузионного типа нейтральных атомов и молекул между собой и с ионами вычисляются по двухпараметрической интерполяционной формуле [22], построенной на основе значений сечений при низкой температуре ($T_1 = 300$ К) и высокой температуре ($T_2 = 20000$ К). Сечения столкновений типа нейтрал–нейтрал вычисляются по потенциалу Леннарда–Джонса при низкой температуре и по экспоненциальному отталкивающему потенциалу (потенциал Борна–Майера) при высокой температуре. Сечения столкновений типа нейтрал–ион при низкой температуре вычисляются с использованием поляризационного потенциала, а при высокой – также по экспоненциальному потенциалу. Значения параметров потенциалов взаимодействия идентичных частиц взяты из опубликованных данных или вычислены по приближенным методикам. Параметры потенциалов взаимодействия разных частиц вычисляются по комбинаторным правилам [19]. При вычислении сечений столкновений пар нейтрал – родственный ион учитывается эффект перезарядки. Сечение столкновений электрона с нейтральными молекулами полагается равным 12×10^{20} м², с атомами – 3×10^{20} м². Взаимодействие заряженных частиц описывается экранированным кулоновским потенциалом. Предполагается, что отношение значений всех сечений столкновений “вязкостного” типа к соответствующим значениям сечений “диффузионного” типа равно 1.1.

Источниковые члены в релаксационном уравнении для колебательной энергии и энергии электронов (3.2) записываются в виде

$$\omega_v = \omega_v^{VC} + \omega_v^{VT} + \omega_v^{eV}, \quad \omega_e = \omega_e^{eC} + \omega_e^{eT} + \omega_e^{eV}$$

Скорость обмена между колебательной и поступательной энергиями тяжелых частиц имеет вид

$$\omega_v^{VT} = \sum_{i^*} \rho \gamma_{i^*} \omega_{i^*}^{VT}$$

Значение $\omega_{i^*}^{VT}$ определяется классической формулой Ландау–Теллера [23]

$$\omega_{i^*}^{VT} = \sum_j \frac{X_j}{\tau_{i^*,j}^{VT}} (e_{i^*}^v(T) - e_{i^*}^v(T_V))$$

Здесь X_j – молярная концентрация j -ой компоненты и $\tau_{i^*,j}^{VT}$ – время релаксации для колебательно-поступательного обмена между колебательной энергией i^* -ого компонента и поступательной энергией j -ого компонента и задается из [24].

Скорость образования колебательной энергии молекул i^* -го сорта в химических реакциях имеет вид

$$\omega_v^{VC} = \sum_{i^*} \sum_j E_{i^*,j}^v \omega_{i^*,j}^C$$

Здесь $\omega_{i^*,j}^C$ – скорость образования i^* -ого компонента в j -ой химической реакции и $E_{i^*,j}^v$ – заданная колебательная энергия i^* -го компонента, теряемая или приобретаемая в j -ой химической реакции. Для реакций диссоциации–рекомбинации $E_{i^*,j}^v$ есть некоторая доля (0.3–0.5) энергии диссоциации E_j , в остальных случаях полагалось $E_{i^*,j}^v = e_{i^*}^v$.

Скорость обмена между колебательной энергией молекул O_2 и N_2 и поступательной энергией электронов ω_v^{eV} имеет вид

$$\omega_v^{eV} = -\omega_e^{eV} = \sum_{i^*} \rho \gamma_{i^*} \frac{(e_{i^*}^v(T_e) - e_{i^*}^v)}{\tau_{ei^*}}$$

а время релаксации τ_{ei^*} задается из [25].

Скорость обмена энергией электрон – тяжелые частицы ω_e^{eT} задается в виде

$$\omega_e^{eT} = \frac{1.5 R_u (T - T_e)}{\tau_{eh}}, \quad \frac{1}{\tau_{eh}} = \frac{8}{3} \sum_{i \neq e} \rho \gamma_i \frac{M_e}{M_i} \sqrt{\frac{8 R_u T_e}{\pi M_e}} \Omega_{ei}^{(1.1)}$$

Здесь τ_{eh} – выражение для времени релаксации, $\Omega_{ei}^{(1.1)}$ – интеграл упругих столкновений электрон – тяжелые частицы. Вычисление $\Omega_{ei}^{(1.1)}$ описано в [26].

Скорость образования энергии электронов в химических реакциях

$$\omega_e^{eC} = 1.5 T_e \sum_j \omega_{e,j}^C + \sum_j E_j \omega_j^e$$

Здесь $\omega_{e,j}^c$ – скорость образования электронов в j -ой реакции ионизации; ω_j^e – скорость образования компонентов в реакции диссоциации (ионизации) электронным ударом, E_j – энергия диссоциации (ионизации). Использовались следующие граничные условия для уравнений Навье–Стокса: во входном сечении канала задавались все необходимые параметры течения, включая тангенциальную компоненту скорости, угол закрутки потока на входе полагался равным 45° ; на всех твердых поверхностях (стенка кварцевой трубки, торец входного участка разрядного канала, поверхность цилиндрической модели и звукового сопла) задавались нулевые значения компонент скорости и определенные значения поступательной температуры, а колебательная и электронная температура предполагались равными поступательной; в выходном сечении расчетной области ставились “неотражающие” граничные условия; на оси канала использовались условия симметрии. Тепловые потоки в окрестности критической точки тела рассчитывались для поверхности с конечной каталитичностью:

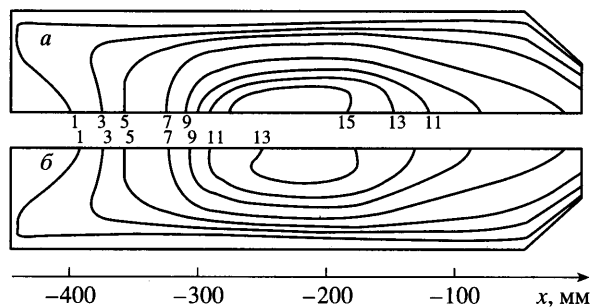
$$K_{n,w_A} = \frac{2\gamma_w}{2 - \gamma_w} \sqrt{\frac{R_u T_w}{2\pi M_A}} \rho \gamma_w, \quad K_{n,w_{A_2}} = -0.5 K_{n,w_A}, \quad A = O, N$$

при значениях вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода $\gamma_O = \gamma_N = \gamma_w = 0.1$, соответствующих рекомбинации на меди по данным [27]. По отношению к другим компонентам стенка предполагалась некаталитической.

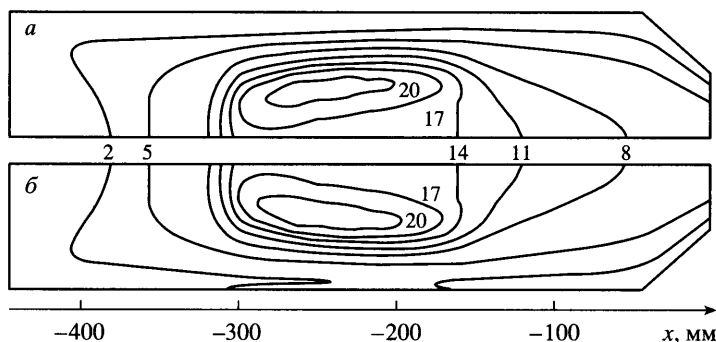
4. Расчет течения индукционной плазмы в разрядном канале и в недорасширенных струях, истекающих из звукового сопла плазмотрона.

При совместном расчете течения воздушной плазмы и электромагнитного поля в разрядном канале в качестве определяющего параметра задавалась мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Значение N_{pl} , в свою очередь, определялось по измеренной в эксперименте мощности генератора N_{ap} по анодному питанию, умноженной на КПД плазмотрона. Электромагнитное поле считали монохроматическим с заданной частотой, определяемой высокочастотным током в индукторе. Частота тока в индукторе 1.76 МГц. Реальный индуктор [1, 2] в расчете заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками. При расчете высокочастотного вихревого электрического поля на основе локально одномерного приближения использовались следующие предположения: плазма квазинейтральна; магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$; диэлектрическая проницаемость плазмы не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от координат; током смещения можно пренебречь; изменение электрического поля в осевом направлении пренебрежимо мало по сравнению с его изменением в радиальном направлении. Полная постановка задачи приведена в [13]. Давление P_∞ и температура T_∞ газа в барокамере и расход газа G являются также задаваемыми величинами. Все расчеты, представленные на фигурах, выполнены при $T_\infty = 293$ К и $D_s = 0.04$ м.

Влияние колебательной неравновесности на распределение поступательной температуры в разрядном канале демонстрирует фиг. 1, где представлено сравнение изотерм для термически неравновесной (а) и термически равновесной модели (б). Цифры на изолиниях соответствуют тысячам градусов К. На рисунке линейный размер по вертикали увеличен в 2 раза. Максимальное значение поступательной температуры T в зоне энерговыделения для однотемпературной газофазной модели на 2500 К меньше, чем для многотемпературной. Это различие объясняется различием механизмов передачи энергии от электрического поля к воздушной плазме в разрядном канале. В трехтемпературной модели энергия поля передается электронам, а затем, благодаря различным механизмам энергообмена, учитываемым в данной модели, переходит к колебательным и поступательным степеням свободы тяжелых частиц. В однотемпературной газофазной модели энергия поля непосредственно влияет на поступательную температуру. Чем



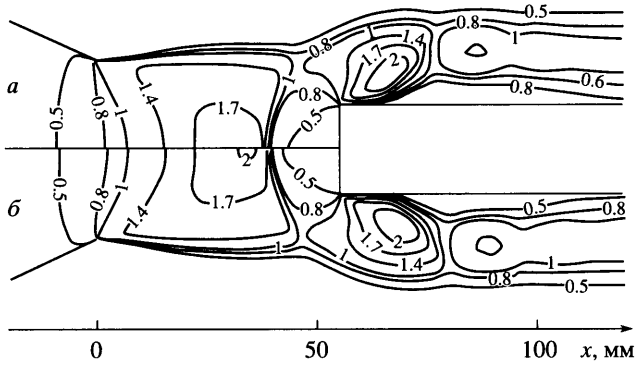
Фиг. 1. Распределение поступательной температуры в разрядном канале плазмотрона для термически неравновесной (а) и равновесной (б) моделей при $P_\infty = 12$ гПа, $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт



Фиг. 2. Распределение электронной температуры (а) и колебательной температуры (б) в разрядном канале плазмотрона при $P_\infty = 12$ гПа, $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт

больше давление газа в разрядном канале, тем ближе решения друг к другу для рассмотренных моделей газовой среды, т.е. тем ближе плазма в разрядном канале к термически равновесному состоянию.

На фиг. 2 для тех же значений параметров, что и на фиг. 1, даны изолинии общей для молекул O_2 и N_2 колебательной (а) и электронной температур (б). Цифры на изолиниях соответствуют тысячам градусов К. На рисунке линейный размер по вертикали увеличен в 2 раза. При рассмотренных параметрах задачи расчетные распределения колебательной температуры и температуры электронов близки, что соответствует равновесию между колебательными степенями свободы молекул O_2 , N_2 и электронным газом. При этом различие между максимальным значением поступательной и близкими по величине друг к другу электронной и колебательной температурами достигает ~ 5000 К. Это оправдывает использование многотемпературных моделей для расчетов течений в разрядном канале плазмотрона при рассмотренных условиях. Вниз по потоку на выходе из разрядного канала все температуры выравниваются. Отметим необычную форму зоны энерговыделения (область максимальных значений электронной температуры). Она имеет форму "тора" с максимальными значениями температуры вне оси симметрии канала. Для сравнения: в расчете с меньшим значением расхода двухазного газа ($G = 2.4$ г/с) и с меньшим значением энерговыклада в плазму ($N_{pl} = 29$ кВт) области максимальных значений электронной, колебательной и поступательной температур по форме близки друг другу (фиг. 1).

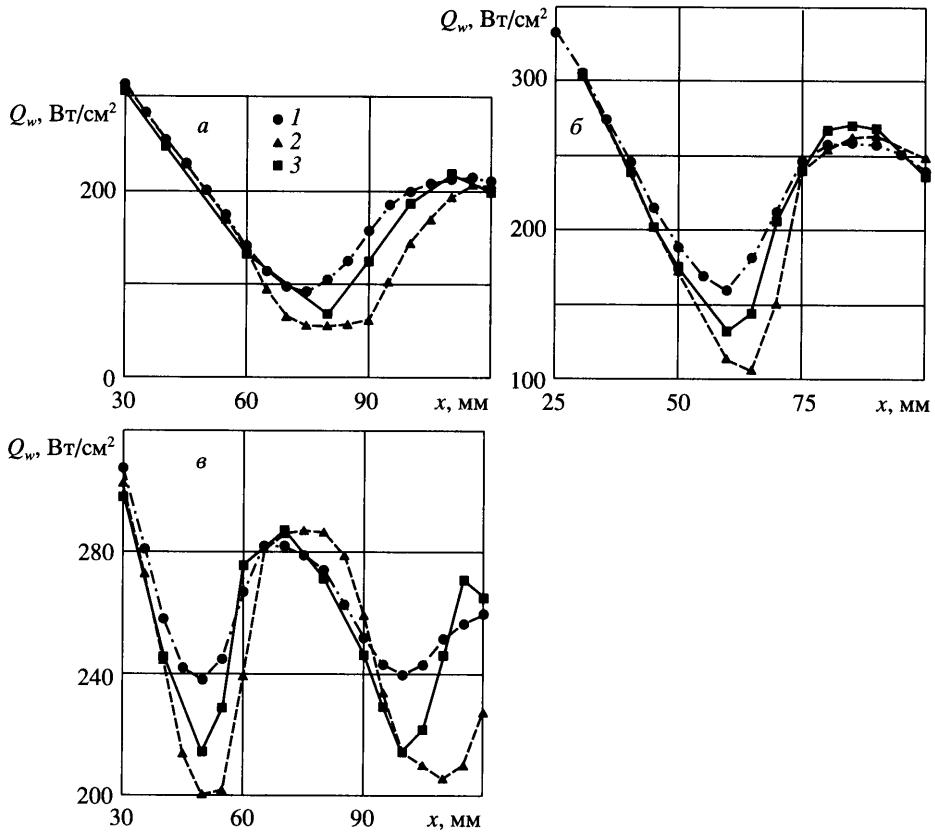


Фиг. 3. Изомахи в струе и при обтекании цилиндрической модели, термически неравновесная (а) и равновесная (б) модели $P_{\infty} = 10.3$ гПа, $G = 2.8$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт

Для всех рассчитанных режимов, независимо от используемых моделей газовой среды, в разрядном канале формируется сложное течение, содержащее две вложенные друг в друга зоны возвратно-циркуляционных течений, примыкающих к торцевой стенке канала, через которую подается рабочий газ [3, 13]. Форма и размеры этих зон зависят, в частности, от размеров выходного сечения звукового сопла D_s . Его уменьшение ведет к увеличению давления, к изменению формы и размеров (поджатию к торцевой стенке разрядного канала в продольном направлении вдоль оси симметрии) возвратно-циркуляционных зон в разрядном канале. Течение в этом случае ближе к термически равновесному.

На фиг. 3 приведены линии постоянных значений чисел Маха в струе и при обтекании цилиндрической модели для термически неравновесного (а) и равновесного (б) случаев соответственно. Картина истечения газа из звукового сопла определяется степенью нерасчетности струи. В рассмотренном варианте отражение боковых скачков в свободной струе имеет регулярный характер, но при меньшем значении противодавления в барокамере оно переходит в маховское. “Обтекание модели” в данном случае происходит в безотрывном режиме, однако при уменьшении противодавления перед торцевым затуплением возникает зона возвратно-циркуляционного течения, что приводит к изменению теплообмена с поверхностью. Сравнивая картины течения для термически неравновесного (фиг. 3, а) и равновесного (фиг. 3, б) случаев, можно обнаружить некоторые различия в степени раскрытия истекающих из сопла струй и формах скачков перед торцевым затуплением.

На фиг. 4 представлено сравнение рассчитанных (для двух газофазных моделей) и экспериментальных данных измерений теплового потока в области критической точки цилиндрической модели для трех значений противодавления: $P_{\infty} = 6.3, 8.3$ и 10.3 гПа соответственно, т.е. при различной степени нерасчетности струи. Это различие влияет на расположение и протяженность зон сверх- и дозвукового течения в струе, и как следствие, сказывается на распределениях тепловых потоков и давления торможения в критической точке модели. Для третьего из представленных выше вариантов на фиг. 5 даны сравнения для давления торможения. Распределения тепловых потоков и давления торможения представлены на фигурах вдоль оси струи и имеют немонотонный характер: убывают в пределах первой от среза сопла сверхзвуковой зоне, а затем растут по мере перемещения модели вдоль оси струи за диск Маха. В следующей сверхзвуковой зоне тепловые потоки и давление торможения вновь уменьшаются. При меньшей степени нерасчетности точки максимумов и минимумов расположены на меньших расстояниях друг от друга, что полностью соответствует картине обтекания. На фиг. 6 приведе-



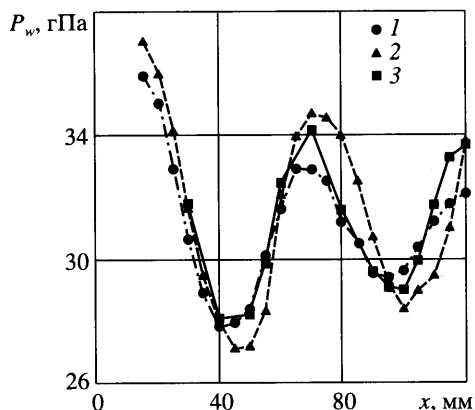
Фиг. 4. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по тепловому потоку в области критической точки модели с плоским торцом $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_\infty = 6.3$ гПа (а), $P_\infty = 8.3$ гПа (б), $P_\infty = 10.3$ гПа (в); точки 1 – эксперимент; кривые 2 и 3 – термически равновесная и неравновесная модель соответственно

ны аналогичные сравнения тепловых потоков для других значений параметров в экспериментах.

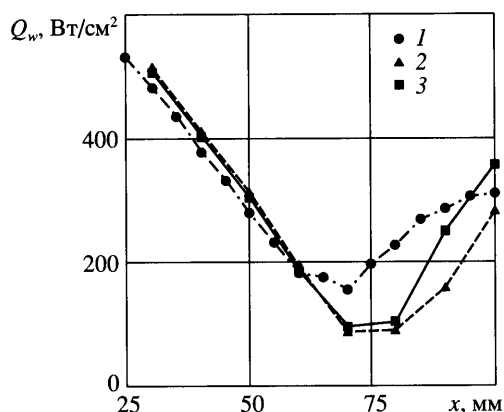
Распределения теплового потока к каталитической стенке, как было отмечено в [3] и наблюдается во всех проведенных расчетах и экспериментах, хорошо коррелируют с изменением давления торможения по всей длине струи, а учет в расчетах термической неравновесности в большей степени влияет на тепловой поток.

Различия в распределениях тепловых потоков и давления торможения при использовании в расчетах однотемпературной и трехтемпературной моделей газовой среды обусловлены отмеченными ранее различиями в топологиях течений в струях в этих случаях. При этом, когда обтекание тела происходит в пределах первой от среза сопла сверхзвуковой зоны струи, рассчитанные тепловые потоки и давление торможения практически одинаковы для всех рассмотренных газофазных моделей и близки к экспериментальным значениям.

Различие в теплообмене с экспериментом становится заметным, когда цилиндрическая модель сдвигается вниз по потоку вдоль оси струи, что может быть отчасти объяснено трехмерной картиной течения в струе и около модели, проявляющейся в эксперименте сильнее на больших расстояниях. В распределениях тепловых потоков и давления



Фиг. 5. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по давлению торможения в критической точке модели с плоским торцом при $P_{\infty} = 10.3$ гПа, $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт: точки 1 – эксперимент; кривые 2 и 3 – термически равновесная и неравновесная модель соответственно



Фиг. 6. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по тепловому потоку в области критической точки модели с плоским торцом при $P_{\infty} = 12$ гПа, $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт: точки 1 – эксперимент; кривые 2 и 3 – термически равновесная и неравновесная модель соответственно

торможения, полученных в рамках трехтемпературной газофазной модели по сравнению с однотемпературной, точки максимумов и минимумов смещены вдоль оси струи вверх по потоку, что обусловлено уже отмеченными различиями в течениях термически равновесных и неравновесных струй. При увеличении противодавления в барокамере это различие уменьшается.

Заключение. Для рассмотренных моделей газовой среды существенные различия в структуре течений в разрядном канале ВЧ-плазмотрона не найдены. В расчетах с использованием термически неравновесной модели обнаружен отрыв электронной и колебательной температур от поступательной, особенно существенный при низких давлениях в разрядном канале. При увеличении давления в разрядном канале это различие уменьшается. Вниз по потоку происходит релаксация, в результате которой температуры в конце разрядного канала выравниваются.

Для всех рассмотренных газофазных моделей не найдено существенных различий в течениях недорасширенных струй в пределах первых от среза сопла сверхзвуковых зонах, а рассчитанные тепловые потоки и давление торможения практически одинаковы для термически равновесной и неравновесной газофазных моделей и близки к экспериментальным значениям. Влияние на теплообмен с поверхностью становится более заметным, когда цилиндрическая модель сдвигается вниз по потоку вдоль оси струи.

Автор благодарен В.Г. Громову и коллективу лаборатории взаимодействия плазмы и излучения с материалами ИПМех РАН за помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05-01-00844) и гранта "Научные Школы" НШ-835.2006.1, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 09.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быкова Н.Г., Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Першин И.С., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей каталитических реакций на поверхностях теплозащитных материалов в потоках диссоциированного углекислого газа // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 144–157.
2. Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin V.I. Study of quartz surface catalycity in dissociated carbon dioxide subsonic flows // J. Spacecraft and Rockets. 2000. V. 37. № 5. P. 573–579.
3. Афонина Н.Е., Васильевский С.А., Громов В.Г., Колесников А.Ф., Першин И.С., Сахаров В.И., Якушин М.И. Течение и теплообмен в недорасширенных струях воздуха, истекающих из звукового сопла плазматрона // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 5. С. 156–168.
4. Sakharov V.I., Gromov V.G., Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin M.I. CFD model and code-to-experiment validation for an under-expanded nonequilibrium plasmatron jet over a butt-end probe. West East High Speed Flow Field 2002 // CIMNE Barcelona, Spain. 2003. P. 144–150.
5. Sakharov V.I., Gromov V.G. CFD modeling of thermally and chemically nonequilibrium flows in discharge channel and in under-expanded plasmatron jets over a butt-end probe // Proc. 5th Europ. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles. Cologne, Germany, 2005. SP 563. P. 119–123.
6. Utyuzhnikov S.V., Konyukhov A.V., Rudenko D.V., Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Chazot O. Simulation of subsonic and supersonic flows in inductive plasmatrons // AIAA Journal. 2004. V. 42. № 9. P. 1871–1877.
7. Колесников А.Ф., Кубарев С.Н., Якушин М.И. Численное исследование неравновесного течения диссоциированного азота в дозвуковой струе индукционного плазматрона // Числ. методы мех. сплошной среды. Новосибирск: СО АН СССР. ВЦ ИТПМ, 1986. Т. 17. № 2. С. 106–113.
8. 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.
9. Власов В.И. Теоретические исследования течения высокотемпературного газа в разрядной и рабочей камерах ВЧ-плазматрона // Космонавтика и ракетостроение. ЦНИИ Машиностроение. 2003. № 23. С. 18–26.
10. Горшков А.Б. Численное моделирование обтекания моделей в струе высокочастотного плазматрона // Космонавтика и ракетостроение. ЦНИИ Машиностроение. 2004. № 3(36). С. 54–61.
11. Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP technique for high temperature gas flows simulations // Proc. 5th Europ. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles. Cologne, Germany, 2005. SP 563. P. 323–328.
12. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочное издание. М.: Наука, 1979. Т. 1. 495 с.; Т. 2. 327 с.
13. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазматрона // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 164–173.
14. Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Kononov S.V. Comparative characterization of the IPG-4 inductive plasmatron in subsonic and supersonic regimes of air plasma flows // Proc. Int. Conf. on Methods of

- Aerophysical Research (ICMAR 2004). Novosibirsk, Russia. 2004. Publishing House "Nonparel". Part I. P. 106–111.
15. *Ибрагимова Л.Б., Смахов Г.Д., Шаталов О.П.* Константы скорости диссоциации двухатомных молекул в термически равновесных условиях // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 1. С. 181–186.
 16. *Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбекян М.Ю.* Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 169–182.
 17. *Park C.* Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions, Earth Entries // J. Thermophys. and Heat Transfer. 1993. V. 7. № 3. P. 385–398.
 18. *Losev S.A., Makarov V.N., Pogosbekyan M.Ju., Shatalov O.P., Nikol'sky V.S.* Thermochemical nonequilibrium kinetic models in strong shock waves on air // 1990. AIAA Paper. 1994. № 1990.
 19. *Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., Bird R.B.* Molecular Theory of Gases and Liquids. N.Y.: J. Wiley, 1954. 1219 p.
 20. *Kolesnikov A.F.* Steffan-Maxwell relations for multicomponent ambipolar diffusion and thermal-baro-diffusion effects in two-temperature plasmas // 2000. AIAA Paper. № 2000–2570.
 21. *Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K.* The Properties of Gases and Liquids. N.Y.: McGraw-Hill, 1977. 688 p.
 22. *Afonina N.E., Gromov V.G.* Thermochemical Nonequilibrium Computations for a MARS express Probe // Proc. 3rd Eur. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherland. 1998. P. 179–186.
 23. *Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осунов А.И.* Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965. 484 с.
 24. *Losev S.A., Kozlov P.V., Kuznetsova L.A., Makarov V.N., Romanenko Yu.V., Surzhikov S.T., Zalogin G.N.* Radiation of a mixture CO₂-N₂-Ar in shock waves: Experiment and modeling // Proc. 3rd Eur. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherland. 1998. P. 437–444.
 25. *Roberts T.P.* Implementation into TINA modeling for electron/electronic energy equation // 1996. AIAA Paper. № 96–1851.
 26. *Fertig M., Dohr A., Fruhauf H.-H.* Transport coefficient for high temperature nonequilibrium air flows // 1998. AIAA Paper. № 98–2937.
 27. *Barbato M., Reggian S., Bruno C., Muylaert J.* Model for heterogeneous catalysis on metal surfaces with applications to hypersonic flows // J. Thermophys. and Heat Transfer. 2000. V. 14. № 3. P. 412–420.

Москва

Поступила в редакцию
16.I.2007