

УДК 533.6.011.8

ТЕПЛООБМЕН ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА С КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ДОЗВУКОВОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2022 г. А. И. Брызгалов^а, С. А. Васильевский^а, А. Ф. Колесников^а, С. Е. Якуш^{а,*}

^а Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: yakush@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

После доработки 20.05.2022 г.

Принята к публикации 20.05.2022 г.

Исследованы стационарные дозвуковые течения неравновесной воздушной плазмы около цилиндрического тела с плоским торцом и теплообмен в условиях, характерных для испытательных материалов в ВЧ-плазматроне ВГУ-4 ИПМех РАН. Представлена двумерная вычислительная модель, позволяющая производить расчеты осесимметричного обтекания тел с учетом детальной кинетики частично ионизованного и диссоциированного воздуха. Проведены численные расчеты стационарных обтеканий и тепловых потоков к водоохлаждаемому цилиндрическому телу диаметром 50 мм, на переднем торце которого установлен проточный калориметр. Расчеты проведены для серии экспериментов на установке ВГУ-4 с различными металлическими тепловоспринимающими стенками калориметров (медь, серебро, золото, ниобий, тантал, бериллий, молибден). Получены характеристики течения и распределения концентраций компонент в расчетной области и вблизи поверхностей с различной каталитичностью по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов кислорода и азота. Рассчитаны радиальные распределения кондуктивной и рекомбинационной составляющих теплового потока, а также суммарного теплового потока на поверхности обтекаемого тела. Демонстрирован эффект сверхравновесного нагрева, приводящий к возникновению высоких тепловых потоков вблизи границы раздела материалов с сильно различающейся каталитической активностью. Сравнение с экспериментальными данными показало, что вычислительная модель позволяет предсказывать тепловые потоки на обтекаемых каталитических поверхностях с точностью не хуже 10%.

Ключевые слова: ВЧ-плазматрон, воздушная плазма, каталитическая поверхность, дозвуковой поток, теплообмен, численная модель, валидация

DOI: 10.31857/S0568528122050024

Термохимическая стойкость, каталитические свойства материалов и покрытий в условиях аэродинамического нагрева определяются в потоках плазмы, создаваемых при помощи высокочастотных индукционных плазматронов [1–3], в разрядном канале которых плазма создается за счет высокочастотного разряда мощностью от нескольких киловатт до сотен киловатт [4–6]. Преимущества индукционных плазматронов по сравнению с дуговыми включают возможность получения плазмы высокой чистоты в широком диапазоне расходов газа, при этом вкладываемая в плазму мощность может достигать сотен киловатт. В последнее время, наряду с традиционной схемой организации газового разряда с коаксиальным индуктором, реализованы также тандемные схемы, применяются схемы с модуляцией индукционных токов, а область применения индукционных плазматронов, наряду с испытаниями теплозащитных материалов, включает синтез наночастиц, алмазов, модификацию поверхностей и другие технологические приложения [4].

Неотъемлемой частью изучения взаимодействия плазмы с веществами и материалами на современном этапе служит численное моделирование, позволяющее восстановить детальную картину процесса и получить многие характеристики, недоступные для прямого экспериментального измерения. Примерами численного моделирования течений плазмы в разрядных каналах ВЧ-плазматронов и струйного обтекания моделей служат работы [7–13]. В зависимости от режима

работы плазматрона применяются как равновесные [9], так и неравновесные [10, 12] модели плазмы, учитывающие конечную скорость реакций и термическую неравновесность. Достаточно эффективным оказался подход [7, 8], при котором течение в индукционном канале и обтекание тела рассчитываются на основе моделей равновесной плазмы, а эффекты неравновесности учитываются в пограничном слое вблизи передней критической точки тела путем решения соответствующей одномерной задачи.

Одной из важных характеристик теплозащитных покрытий является их каталитическая активность по отношению к рекомбинации атомов, кардинально влияющая на тепловые потоки к поверхности. Для определения коэффициентов каталитической рекомбинации требуются проведение численных расчетов для условий экспериментов на ВЧ-плазматронах и подбор значений этих коэффициентов, обеспечивающих наилучшее согласие рассчитанных и измеренных тепловых потоков [14].

Несмотря на достаточно длительную историю развития вычислительных моделей и экспериментальных методов в области взаимодействия плазмы с материалами, многие аспекты до сих пор остаются недостаточно изученными. Примером может служить эффект сверхравновесного нагрева вблизи скачка каталитической активности, приводящий к значительному возрастанию тепловых потоков на высококatalитических участках поверхности тела [16–18].

В настоящей работе представлена вычислительная модель течения химически неравновесной воздушной плазмы, реализованная в двумерном программном коде IPG2D. Адекватность математической модели и ее программной реализации подтверждена результатами валидационных расчетов обтеканий медной водоохлаждаемой модели диаметром 50 мм, имеющей на переднем торце датчик теплового потока с лицевой поверхностью, выполненной из ряда металлов с различной каталитической активностью. Показано хорошее совпадение с результатами недавних экспериментов, проведенных в плазматроне ВГУ-4 ИПМех РАН [14] для четырех режимов работы плазматрона и семи типов датчиков теплового потока с охлаждаемой металлической поверхностью.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

1.1. Определяющие уравнения

Рассматривается течение воздушной плазмы, содержащей N_p компонент (включая атомы, молекулы, ионы и электроны). Система определяющих уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \rho y_i}{\partial t} + \nabla (\rho y_i (\mathbf{U} + \mathbf{V}_i)) = \dot{\omega}_i, \quad i = 1, \dots, N_p \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla P + \nabla \Pi \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla ((E + P)\mathbf{U}) = \nabla \mathbf{q}_T \quad (1.3)$$

Здесь t – время, ρ – плотность, y_i – массовые доли компонент ($\sum_{i=1}^{N_p} y_i = 1$), \mathbf{U} – скорость, P – давление, \mathbf{V}_i – диффузионная скорость i -й компоненты, $\dot{\omega}_i$ – массовая скорость ее производства в единице объема, Π – тензор вязких напряжений, E – плотность полной энергии, \mathbf{q}_T – вектор теплового потока.

Замыкание системы уравнений (1.1)–(1.3) осуществляется на основе уравнения состояния идеального газа

$$P = \rho R^0 T \sum_{i=1}^{N_p} \frac{y_i}{\mu_i} \quad (1.4)$$

где T – температура, $R^0 = 8.314$ Дж/моль·К – универсальная газовая постоянная, μ_i – молярная масса i -й компоненты. Для каждой компоненты заданы температурные зависимости удельной энтальпии (включающей теплоту образования компоненты) $h_i(T)$ и теплоемкости $c_{p,i}(T)$ по табличным данным [19].

Соответствующие характеристики газовой смеси находятся как

$$h(T) = \sum_{i=1}^{N_p} y_i h_i(T), \quad c_p(T) = \sum_{i=1}^{N_p} y_i c_{p,i}(T), \quad e^{\text{int}} = h - \frac{P}{\rho}$$

где e^{int} – удельная внутренняя энергия смеси. Плотность полной энергии смеси, входящая в уравнение (1.3), определяется как

$$E = \rho \left(e^{\text{int}} + \frac{1}{2} |\mathbf{U}|^2 \right)$$

Тензор вязких напряжений в уравнении импульса (1.2) имеет ньютоновский вид

$$\mathbf{\Pi} = \eta \left(\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T - \frac{2}{3} \mathbf{I} (\nabla \times \mathbf{U}) \right) \quad (1.5)$$

где η – коэффициент динамической вязкости, \mathbf{I} – единичный тензор.

Диффузионные потоки компонент в уравнениях (1.1) выражены через диффузионные скорости \mathbf{V}_i , которые находятся из соотношений Стефана–Максвелла с учетом амбиполярного поля в ионизованном газе. Используется однетемпературное приближение (температуры электронов и тяжелых частиц равны между собой); эффектами бародиффузии и термодиффузии пренебрегается. Система уравнений для определения диффузионных скоростей имеет вид [20]

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} \frac{x_i x_j}{D_{ij}} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) + \frac{x_i x_e}{D_{ie}} \mathbf{V}_e = \mathbf{d}_i \quad (1.6)$$

$$- \sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} \frac{x_e x_j}{D_{ej}} \mathbf{V}_e = \mathbf{d}_e \quad (1.7)$$

где x_i – мольные доли компонент, D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии, здесь и ниже индекс e относится к электрону. В правой части (1.6) и (1.7) стоят диффузионные термодинамические силы, имеющие вид

$$\mathbf{d}_i = \nabla x_i + (x_i - y_i) \nabla \ln P - e x_i \frac{\mathbf{E}_{amb}}{k_B T} \quad (1.8)$$

$$\mathbf{d}_e = \nabla x_e + x_e \nabla \ln P + e x_e \frac{\mathbf{E}_{amb}}{k_B T} \quad (1.9)$$

Здесь \mathbf{E}_{amb} – амбиполярное электрическое поле, k_B – постоянная Больцмана, e – заряд электрона. Система уравнений (1.6)–(1.9) дополняется условиями электрической нейтральности плазмы, амбиполярности (отсутствия электрического тока) и равенства нулю суммы диффузионных потоков всех компонент

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} e_j x_j - e x_e = 0$$

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} e_j x_j \mathbf{V}_j - e x_e \mathbf{V}_e = 0$$

$$\rho \sum_{i=1}^{N_p} y_i \mathbf{V}_i = 0$$

(e_j – заряд тяжелых компонент, отличный от нуля только для ионов).

Тепловой поток \mathbf{q}_T в уравнении энергии (1.3) включает в себя кондуктивную и рекомбинационную составляющие

$$\mathbf{q}_T = \mathbf{q}_C + \mathbf{q}_R = -\lambda \nabla T + \rho \sum_{i=1}^{N_p} y_i h_i \mathbf{V}_i \quad (1.10)$$

В настоящей работе расчеты проводятся для плазмы с температурой не выше 9100 К, что позволяет не учитывать перенос тепла излучением [21–23].

1.2. Коэффициенты переноса

Расчет коэффициентов вязкости η и теплопроводности λ многокомпонентной осуществляется по полуэмпирическим формулам, полученным на основе минимизации функционала квадратов отклонений приближенных значений от коэффициентов переноса, вычисляемых по формулам молекулярно-кинетической теории Чепмена–Энскога во втором приближении для вязкости и в третьем – для теплопроводности [24]

$$\eta = C_1(T) \sum_{i=1}^{N_p} \frac{x_i \sqrt{\mu_i}}{x_i \bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} F_{ii}^{(1)} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{N_p} x_k \bar{\Omega}_{ik}^{(2,2)} F_{ik}^{(1)} \sqrt{\frac{2\mu_k}{\mu_i + \mu_k}}} \quad (1.11)$$

$$\lambda^{tr} = C_2(T) \sum_{i=1}^{N_p} \frac{x_i / \sqrt{\mu_i}}{x_i \bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} F_{ii}^{(2)} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{N_p} x_k \bar{\Omega}_{ik}^{(2,2)} F_{ik}^{(2)} \sqrt{\frac{2\mu_k}{\mu_i + \mu_k}}} C_{ik} \quad (1.12)$$

где

$$C_1(T) = 8.387 \times 10^{-6} \sqrt{T}, \quad C_2(T) = 0.2615 \sqrt{T}, \quad C_{ik} = \frac{3.75\mu_i^2 + 5\mu_i\mu_k + 1.25\mu_k^2}{(\mu_i + \mu_k)^2}$$

Здесь λ^{tr} – теплопроводность, обусловленная поступательными степенями свободы, $F_{ij}^{(1)}$, $F_{ij}^{(2)}$ – матрицы размером $N_p \times N_p$ постоянных коэффициентов порядка единицы [24]. При наличии в газе молекул вклад внутренних степеней свободы в коэффициент теплопроводности λ учитывается введением поправки Эйкена

$$\lambda = \lambda^{tr} + \lambda^{int}, \quad \lambda_i^{int} = \rho \frac{\mu_i}{\bar{\mu}} c_v^{int} D_{ii}$$

$$\lambda^{int} = \sum_{m=1}^{N_p} \lambda_m^{int} \left(1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^{N_p} \frac{x_k D_{mk}}{x_m D_{mk}} \right)^{-1}$$

Здесь c_v^{int} – теплоемкость, обусловленная внутренней энергией молекул, $\bar{\mu} = \sum_{i=1}^{N_p} x_i \mu_i$ – средняя молярная масса смеси, D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии, которые вычисляются согласно молекулярно-кинетической теории [25]

$$D_{ij} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{2\pi k_B^3 T^3 / \mu_{ij}}}{P \pi \sigma_{ij}^2 \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \quad (1.13)$$

где $\mu_{ij} = \mu_i \mu_j / (\mu_i + \mu_j)$ – приведенная молярная масса, σ_{ij} – эффективный диаметр столкновения.

Интегралы столкновений $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ и $\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$, входящие в формулы (1.11)–(1.13), вычислялись по аппроксимирующим формулам из работы [26].

1.3. Кинетическая схема

Массовые скорости обратимых химических реакций для компонент газовой смеси, входящие в правые части уравнений сохранения (1.1), вычисляются как

$$\dot{\omega}_i = \mu_i \sum_{r=1}^{N_r} v_i^r \left(k_r^f \prod_{j \in \text{rea}} c_j^{v_j^r} - k_r^r \prod_{j \in \text{prod}} c_j^{v_j^r} \right) \quad (1.14)$$

где $c_i = \rho u_i / \mu_i$ – мольные концентрации компонент, v_i^r – стехиометрический коэффициент i -й компоненты в r -й реакции, N_r – общее число реакций, k_r^f и k_r^r – константы скорости прямой и

обратной реакций, соответственно, произведения концентраций в (1.14) берутся по исходным реагентам (*rea*) и по продуктам (*prod*) в *r*-й обратимой реакции соответственно. Константа скорости прямой реакции записывается в аррениусовском виде $k_f = AT^b \exp(-E_a/R^0T)$, где A – предэкспоненциальный множитель, b – показатель степени в температурном факторе, E_a – энергия активации. Константа скорости обратной реакции находится через константу равновесия, включающую термодимические данные компонент.

Для диссоциированного и однократно ионизованного воздуха использовалась кинетическая схема [27], предложенная для моделирования кинетики плазмы у поверхности космических аппаратов. Другие кинетические схемы, также применимые в данной задаче, можно найти в [28].

Рассматриваются следующие $N_p = 11$ компонент: O_2 , N_2 , O , N , NO , O_2^+ , N_2^+ , O^+ , N^+ , NO^+ , e^- . Протекающие между ними 32 реакции представлены в табл. 1, где предэкспоненциальный множитель A приведен для мольных концентраций c_i , выраженных в моль/см³, для энергии активации отношение E_a/R^0 измеряется в градусах Кельвина.

1.4. Граничные условия

Постановка граничных условий соответствует условиям экспериментов по теплообмену в плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН, включая испытания [14], используемые ниже для валидационных расчетов.

Рассматривается обтекание цилиндрической водоохлаждаемой модели потоком низкотемпературной плазмы, создаваемой в разрядном канале плазмотрона при помощи высокочастотного газового разряда. Из канала плазма поступает в барокамеру через круглое отверстие диаметром D_{in} . На переднем торце модели, находящемся на расстоянии $z_m = 60$ мм от входного отверстия, закреплен круглый датчик теплового потока диаметром D_s , внешняя поверхность которого выполнена из испытываемого материала. В экспериментах [14] передняя кромка модели имела скругление (т.н. евромодель), которое не учитывалось в настоящих численных расчетах.

На входном участке нижней границы расчетной области, $0 \leq r \leq R_{in} = D_{in}/2$, $z = 0$, задается поток плазмы с известными радиальными распределениями продольной скорости $v_{in}(r)$ и температуры $T_{in}(r)$, рассчитанными программой Alpha (см. [14]) для заданного массового расхода газа Q , статического давления P_s и мощности N_{ap} ВЧ-генератора (считается, что вкладываемая в плазму мощность составляет 60% от этой величины). Радиальная компонента скорости на входе принималась нулевой, $u_{in}(r) = 0$. Химический состав плазмы $x_{i,in}(r)$ во входном сечении считается равновесным и соответствующим статическому давлению в барокамере P_s и локальной температуре плазмы $T_{in}(r)$.

Граничные условия на выходной границе задаются методом характеристик, обеспечивая свободный выход потока с постоянным давлением на бесконечности [29]. При возникновении обратных токов, направленных внутрь расчетной области, втекающий газ соответствует равновесному воздуху при температуре $T = 300$ К.

На боковой ($r = R_b = D_b/2$) и нижней (вне входного отверстия, $R_{in} < r \leq R_b$) границах расчетной области, соответствующих твердым границам барокамеры, ставятся граничные условия прилипания $u = v = 0$ и задается постоянная температура T_b . Стенки барокамеры считаются химически нейтральными, поэтому для всех компонент смеси на них задаются нулевые диффузионные потоки.

На поверхности водоохлаждаемой модели температура считается заданной и равной T_w , для скорости выполняются условия прилипания $u_w = v_w = 0$. Поверхность считается каталитической, выполненной из двух разных материалов: на плоском переднем торце модели центральную часть занимает круглый датчик теплового потока диаметром D_s , поверхность которого характеризуется эффективным коэффициентом каталитической рекомбинации γ_w , вне датчика поверхность характеризуется эффективным коэффициентом $\gamma_{w0} = 1$ (что соответствует медной охлаждаемой поверхности модели, используемой в экспериментах [14]).

Боковая поверхность модели, с целью упрощения вычислений, считается суперкаталитической, химический состав газа на ней постоянен и соответствует недиссоциированному воздуху (тепловые потоки к такой стенке приблизительно на 10% больше, чем потоки к полностью каталитической стенке).

Таблица 1

№	Реакция	A	b	E_a/R^0
Реакции диссоциации				
1	$O_2 + N = 2O + N$	3.600×10^{18}	-1	59500
2	$O_2 + NO = 2O + NO$	3.600×10^{18}	-1	59500
3	$O_2 + O = 2O + O$	9.000×10^{19}	-1	59500
4	$O_2 + O_2 = 2O + O_2$	3.240×10^{19}	-1	59500
5	$O_2 + N_2 = 2O + N_2$	7.200×10^{18}	-1	59500
6	$N_2 + N = 2N + N$	4.085×10^{22}	-1.5	113000
7	$N_2 + NO = 2N + NO$	1.900×10^{17}	-0.5	113000
8	$N_2 + O = 2N + O$	1.900×10^{17}	-0.5	113000
9	$N_2 + O_2 = 2N + O_2$	1.900×10^{17}	-0.5	113000
10	$N_2 + N_2 = 2N + N_2$	4.700×10^{17}	-0.5	113000
11	$NO + N = 2N + O$	7.800×10^{21}	-1.5	75500
12	$NO + NO = N + O + NO$	7.800×10^{21}	-1.5	75500
13	$NO + O = N + 2O$	7.800×10^{21}	-1.5	75500
14	$NO + O_2 = N + O + O_2$	3.900×10^{20}	-1.5	75500
15	$NO + N_2 = N + O + N_2$	3.900×10^{20}	-1.5	75500
Реакции Зельдовича				
16	$NO + O = O_2 + N$	3.200×10^9	1	19700
17	$N_2 + O = NO + N$	7.000×10^{13}	0.0	38000
Ионные реакции				
18	$O + O_2^+ = O_2 + O^+$	2.920×10^{18}	-1.1	28000
19	$N_2 + N^+ = N_2^+ + N$	2.020×10^{11}	0.81	13000
20	$O + NO^+ = NO + O^+$	3.630×10^{15}	-0.6	50800
21	$N_2 + O^+ = N_2^+ + O$	3.400×10^{19}	-2.0	23000
22	$O_2 + NO^+ = NO + O_2^+$	1.800×10^{15}	0.17	33000
23	$N + NO^+ = NO + N^+$	1.000×10^{19}	-0.93	61000
Реакции ассоциативной ионизации				
24	$N + O = NO^+ + e^-$	1.400×10^6	1.5	31900
25	$O + O = O_2^+ + e^-$	1.600×10^{17}	-0.98	80800
26	$N + N = N^+ + e^-$	1.400×10^{13}	0.0	67800
Реакции ионизации электронным ударом				
27	$O + e^- = O^+ + e^- + e^-$	3.600×10^{31}	-2.91	158000
28	$N + e^- = N^+ + e^- + e^-$	1.100×10^{32}	-3.14	169000
Реакции ионизации ударом тяжелых частиц				
29	$O_2 + N_2 = NO + NO^+ + e^-$	1.380×10^{20}	-1.84	141000

Таблица 1. Окончание

№	Реакция	A	b	E_a/R^0
30	$\text{NO} + \text{N}_2 = \text{N}_2 + \text{NO}^+ + e^-$	2.200×10^{15}	-0.35	108000
Ионно-молекулярные реакции				
31	$\text{O} + \text{NO}^+ = \text{O}_2 + \text{N}^+$	1.340×10^{13}	0.31	77270
32	$\text{O}_2 + \text{NO} = \text{NO}^+ + \text{O}_2 + e^-$	8.800×10^{16}	-0.35	108000

Таким образом, эффективный коэффициент каталитической рекомбинации γ_w терпит разрыв на торце модели при $r = R_s = D_s/2$. Отметим, что в экспериментах и расчетах [14] определялся эффективный коэффициент каталитической рекомбинации γ_w , который принимался одинаковым для атомов кислорода и азота. Такой же подход использован и в настоящих расчетах.

Постановка граничных условий на каталитических поверхностях осуществляется следующим образом. Диффузионная скорость атомов i -го типа (кислород, азот), участвующих в каталитических реакциях $\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$ и $\text{N} + \text{N} \rightarrow \text{N}_2$ на стенке, определяются как

$$V_i^w = \frac{2\gamma_w}{2 - \gamma_w} \sqrt{\frac{R^0 T_w}{2\pi\mu_i}} \quad (1.15)$$

Диффузионные скорости молекулярных компонент, направленные от стенки, находятся из равенства нулю суммарного мольного потока каждого элемента: $x_{\text{O}_2}^w V_{\text{O}_2}^w = -\frac{1}{2} x_{\text{O}}^w V_{\text{O}}^w$, $x_{\text{N}_2}^w V_{\text{N}_2}^w = -\frac{1}{2} x_{\text{N}}^w V_{\text{N}}^w$ (знак плюс означает направление диффузионного потока компоненты к стенке, минус – от стенки). Для остальных компонент, не участвующих в гетерогенных реакциях, диффузионная скорость на стенке равна нулю.

Химический состав газа на стенке можно найти, подставляя выражения для диффузионных скоростей V_i^w в уравнения Стефана–Максвелла, при этом считается, что газ на стенке не ионизованный (отсутствуют ионы и электроны). Тогда задача сводится к решению системы уравнений (1.6) в следующем виде

$$-\frac{\partial x_i}{\partial \xi}\Big|_w = \sum_{j=1}^{N_p} \frac{x_i^w x_j^w (V_j^w - V_i^w)}{D_{ij}} \quad (1.16)$$

где ξ – координата, отсчитываемая вдоль нормали к поверхности, направленной от границы в газовый поток. Производная по нормали от мольной концентрации, стоящая в левой части (1.16), находится путем аппроксимации по схеме заданного порядка точности (например, схема первого порядка точности имеет вид $\partial x_i / \partial \xi|_w \approx (x_i^f - x_i^w) / \delta$, где x_i^f – мольная доля i -й компоненты в потоке на расстоянии δ от стенки). В отличие от решения системы Стефана–Максвелла (1.6) здесь диффузионные скорости считаются известными из (1.15), а мольные доли на поверхности находятся как решение системы нелинейных уравнений (1.16), квадратичной по искомым переменным.

После вычисления x_i^w можно определить массовые доли y_i^w на стенке, из (1.4) найти плотность ρ_w , затем вычислить теплопроводность λ_w и найти по (1.10) полный тепловой поток на стенке q_w , включая его кондуктивную q_w^C и рекомбинационную q_w^R составляющие. В скалярной записи тепловой поток имеет вид

$$q_w = q_w^C + q_w^R = \lambda_w \frac{\partial T}{\partial \xi}\Big|_w + \rho_w \sum_{i=1}^{N_p} y_i^w h_i(T_w) V_i^w \quad (1.17)$$

Здесь положительный знак теплового потока означает передачу тепла от газа к поверхности (напомним, что координата ξ отсчитывается вдоль нормали от поверхности тела в область газового потока).

2. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Аппроксимация системы уравнений (1.1)–(1.3) осуществляется на декартовой сетке с переменным шагом по каждому направлению, задаваемым по закону геометрической прогрессии со знаменателем ~ 0.9 . Сетка строится так, что границы цилиндрического образца, датчика теплового потока и входного отверстия точно совпадают с одной из сеточных линий, что позволяет поставить граничные условия, не рассматривая пересечения границ разного типа.

Для конвективных потоков использована схема HR-SLAU [30, 31], принадлежащая семейству AUSM+ [32, 33], в котором используется масштабирование стабилизирующих членов в потоках импульса по локальному числу Маха. Это позволяет избежать внесения чрезмерной схемной вязкости при переходе от сверхзвуковых течений к существенно дозвуковым, что делает схему пригодной для расчета течений с произвольными числами Маха. Достоинство схемы HR-SLAU2 [30, 31] состоит в отсутствии необходимости задавать некоторое характерное число Маха, выбор которого может влиять на результаты и быть неочевидным для многих течений.

Аппроксимация тензора вязких напряжений (1.5) осуществлялась по стандартной центрально-разностной схеме второго порядка точности, градиенты температуры и концентраций на границах ячеек аппроксимировались по двухточечной схеме. В пристеночных ячейках градиенты температуры и скорости на стенке аппроксимировались без использования фиктивных ячеек, как разность граничного значения и значения в центре ячейки, деленная на половину размера ячейки.

Для получения стационарного решения уравнений (1.1)–(1.3) использовался метод установления, состоящий в интегрировании по псевдовремени до достижения сходимости с заданной точностью. Для повышения эффективности расчета реализована неявная схема интегрирования, состоящая в линеаризации уравнений и решении возникающей системы линейных алгебраических уравнений методом Гаусса–Зейделя с приближенной факторизацией матрицы коэффициентов на нижнюю и верхнюю треугольные матрицы для ее эффективного обращения (LU-SGS). Для обеспечения высокой эффективности метода вычисление якобианов потоков производится приближенно, путем замены их диагональными матрицами, элементы которых представляют собой сумму максимальных собственных числа “невязких” и “вязких” потоков [34]. В результате удается полностью исключить матричные операции, обеспечив абсолютную устойчивость линейного этапа решения уравнений и возможность проведения расчетов с числом Куранта порядка 10^2 – 10^4 [30, 35].

Важную роль для обеспечения устойчивости схемы играет неявная аппроксимация источников членов (1.14) в уравнениях неразрывности компонент (1.1). Как показано в [36], для устойчивой аппроксимации скоростей реакции $\dot{\omega}_i$ достаточно использовать лишь диагональные элементы якобиана, представив источниковый член в линеаризованном виде как $\dot{\omega}_i^{(n+1)} = \dot{\omega}_i^{(n)} + (\partial \dot{\omega}_i / \partial q_i)^{(n)} \Delta q_i$. Здесь верхний индекс означает номер итерации, $q_i = \rho y_i$, $\Delta q_i = q_i^{(n+1)} - q_i^{(n)}$, причем частные производные скорости i -й реакции по q_i практически всегда неотрицательны (за исключением автокаталитических реакций, отсутствующих в используемой здесь кинетической схеме). Таким образом, неявная аппроксимация скоростей реакций сводится к добавлению неотрицательной величины $-(\partial \dot{\omega}_i / \partial q_i)^{(n)}$ к диагональному элементу матрицы коэффициентов при Δq_i , что обеспечивает устойчивость решения даже с большим шагом по времени.

Отметим, что описанная процедура численного решения стационарных уравнений может быть также использована в качестве метода получения решения на одном шаге по физическому времени при решении истинно нестационарных задач методом двойных шагов по времени [29]. В этом случае более точное решение может быть получено методом расщепления по времени с выделением в отдельный подшаг решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики, для которых применяется метод интегрирования жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта возможность реализована в разработанной программе с применением известного метода VODE [37].

Вычислительная модель реализована в программе IPG2D на языке программирования FORTRAN-95. Верификация кода осуществлялась решением ряда тестовых задач газовой динамики и вязких течений (распад газодинамического разрыва, сверхзвуковое обтекание прямоугольного выступа в канале), подтвердивших возможность проведения расчетов в широком диапазоне чисел Маха единым вычислительным модулем. Результаты валидации модуля расчета нестационарной химической кинетики представлены в работе [38].

Таблица 2

№	P_{s_0} , ГПа	N_{ap} , кВт	Материал	γ_w	q_w^{exp} , Вт/см ²	q_w^{max} , Вт/см ²	q_w^{av} , Вт/см ²	χ , %	ϵ^{max} , %	ϵ^{av} , %	
1	50	45	Ag	1.0	158.96	153.72	152.34	0.9	-3.3	-4.2	
2			Cu	0.52	158.54	153.20	151.58	1.1	-3.4	-4.4	
3			Nb	8.0×10^{-3}	109.95	106.85	103.14	3.6	-2.8	-6.2	
4			Au	7.6×10^{-3}	108.74	105.82	102.14	3.6	-2.7	-6.1	
5		Ta	4.5×10^{-3}	94.76	96.82	93.22	3.9	2.2	-1.6		
6		Be	4.4×10^{-3}	94.46	96.49	92.89	3.9	2.1	-1.7		
7		Mo	2.2×10^{-3}	80.72	88.37	84.97	4.0	9.5	5.3		
8		64	Ag	1.0	221.00	203.84	203.22	0.3	-7.8	-8.0	
9			Cu	0.47	220.05	202.76	201.79	0.5	-7.9	-8.3	
10			Nb	1.0×10^{-2}	153.94	142.27	137.81	3.2	-7.6	-10.5	
11			Au	9.4×10^{-3}	149.75	140.46	136.02	3.3	-6.2	-9.2	
12			Ta	6.1×10^{-3}	131.83	128.91	124.75	3.3	-2.2	-5.4	
13			Be	5.0×10^{-3}	125.40	124.36	120.34	3.3	-0.8	-4.0	
14			Mo	2.6×10^{-3}	104.68	112.85	109.27	3.3	7.8	4.4	
15			45	Ag	0.11	145.74	154.13	150.98	2.1	5.8	3.6
16		Cu		1.0	147.37	156.60	154.16	1.6	6.3	4.6	
17		Nb		4.1×10^{-3}	121.40	117.36	112.28	4.5	-3.3	-7.5	
18		Au		3.0×10^{-3}	118.63	113.32	108.28	4.6	-4.5	-8.7	
19		Ta		0	106.65	98.42	93.67	5.1	-7.7	-12.2	
20		Be		0	105.45	98.39	93.67	5.0	-6.7	-11.2	
21		Mo		0	99.70	98.38	93.67	5.0	-1.3	-6.0	
22		100		64	Ag	0.17	217.15	209.78	206.47	1.6	-3.4
23			Cu		1.0	218.95	212.16	209.54	1.3	-3.1	-4.3
24			Nb		6.8×10^{-3}	179.01	162.42	155.715	4.3	-9.3	-13.0
25			Au		4.8×10^{-3}	171.35	154.63	147.86	4.6	-9.8	-13.7
26			Ta		1.9×10^{-4}	143.19	126.18	120.19	5.0	-11.9	-16.1
27			Be		5.1×10^{-5}	142.06	124.96	119.03	5.0	-12.0	-16.2
28			Mo		0	133.61	124.49	118.58	5.0	-6.8	-11.2

3. ГЕОМЕТРИЯ И ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

В работе [14] на плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН в потоках диссоциированного воздуха получены экспериментальные данные по тепловым потокам на водоохлаждаемых датчиках с тепловоспринимающими поверхностями из семи металлов (меди, серебра, тантала, бериллия, ниобия, золота, молибдена). В этой же работе на основе известной методики ИПМех РАН [7, 8] были определены эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации γ_w .

В настоящей работе проведено численное моделирование осесимметричного обтекания цилиндрической модели с плоским носком неравновесной воздушной плазмой для четырех режимов работы плазмотрона ВГУ-4, представленных в табл. 2. При этом расчеты проведены для перчисленных выше семи металлических поверхностей датчиков, используя полученные в [14]

значения γ_w . В табл. 2 также приведены экспериментальные значения теплового потока q_w^{exp} [14], остальные колонки табл. 2 содержат рассчитанные значения тепловых потоков, которые анализируются ниже.

Расчеты проведены для геометрических характеристик, соответствующих экспериментам [14]. Диаметр барокамеры составлял $D_b = 800$ мм, в продольном направлении расчетная область занимала длину $H_b = 200$ мм. Воздушная плазма вытекала из разрядного канала диаметром $D_{in} = 80$ мм, цилиндрическая модель имела диаметр $D_m = 50$ мм (в экспериментах использовалась евромодель, имеющая радиус скругления кромки 11.5 мм, это скругление не учитывалось в расчетах). Расстояние от источника плазмы до модели составляло $H_m = 60$ мм, датчик теплового потока имел диаметр $D_s = 13.8$ мм.

Параметры плазмы во входном сечении рассчитывались по равновесной модели на основе программы Alpha [14], при этом массовый расход воздуха соответствовал экспериментальному значению $Q = 2.4$ г/с. На рис. 1 показаны радиальные распределения температуры, скорости и мольной доли отдельных компонент на выходе из разрядного канала при четырех режимах работы плазмотрона, представленных в табл. 2, эти распределения использовались в качестве граничных условий на входной границе при расчете программой IPG2D.

Температура поверхности водоохлаждаемой модели и датчика теплового потока составляла $T_w = 300$ К, температура стенок барокамеры считалась равной $T_b = 300$ К. Эффективный коэффициент каталитической рекомбинации γ_w на тепловоспринимающей поверхности датчика в каждом расчете задавался в соответствии с табл. 2, на остальной поверхности медной водоохлаждаемой модели он был постоянным и равным $\gamma_{w0} = 1$.

Расчеты проводились в прямоугольной области размером 400×200 мм на неравномерных расчетных сетках, содержащих 136×156 ячеек. Сетка сгущалась в радиальном направлении к границе датчика теплового потока (минимальный радиальный размер ячейки у границы $r = R_s$ составлял 10^{-4} м), к границе входного отверстия $r = R_{in}$ (1.6×10^{-4} м) и к боковой поверхности образца $r = R_m$ (2.5×10^{-4} м). В осевом направлении сетка сгущалась к переднему торцу образца, минимальный размер ячейки у поверхности составлял 5×10^{-5} м. Типичное число Куранта в расчетах составляло 2000.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Обтекание образца

Рассмотрим сначала общую картину обтекания образца, используя в качестве примера вариант 24 из табл. 2, соответствующий датчику теплового потока, выполненному из ниобия, давление в барокамере 100 гПа, мощность ВЧ-генератора $N_{ap} = 64$ кВт.

На рис. 2а—г приведены поля температуры T и линии тока, мольные доли атомарного кислорода x_O , атомарного азота x_N и окиси азота x_{NO} , демонстрирующие натекание струи плазмы на модель, растекание вдоль лобовой поверхности, дальнейшее течение вдоль цилиндрической образующей модели. Хорошо видна более быстрая рекомбинация атомов азота по сравнению с атомами кислорода. Окись азота образуется в основном на внешней границе струи плазмы, а также в погранслое вблизи холодной поверхности тела.

Наиболее значительные проявления неравновесных физико-химических процессов в плазме происходят вблизи поверхности модели и датчика теплового потока, как вследствие резкого охлаждения газа, так и вследствие влияния гетерогенных каталитических реакций. Эти процессы протекают в тонком погранслое на поверхности модели, причем наибольший интерес представляют распределения концентраций и температуры вдоль переднего торца.

На рис. 3а—г укрупненно показаны распределения температуры и мольных долей O , O_2 и NO вблизи передней поверхности модели, при этом для ясности масштаб по осевой координате выбран значительно большим, чем по радиальной. Видна сильная неравномерность концентраций, обусловленная большой разницей в каталитических свойствах материала датчика (в пределах до радиуса $R_s = 6.9$ мм) и медной поверхности модели.

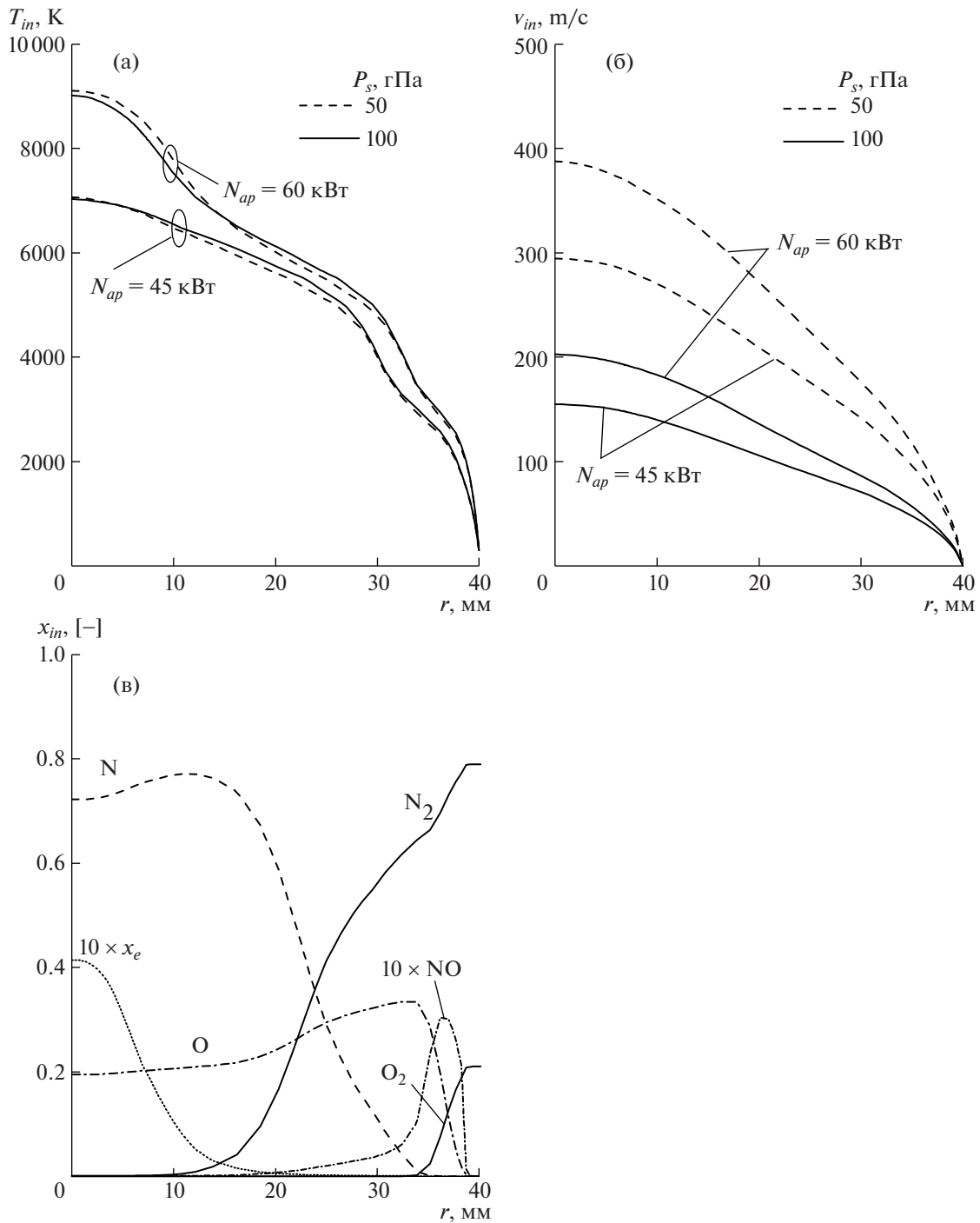


Рис. 1. Радиальные распределения во входном сечении источника, расчет программой Alpha [14]: (а) – температура; (б) – входная скорость; (в) – мольные доли компонент для $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт.

4.2. Тепловой поток на поверхности образца

Рассмотрим теперь рассчитанные тепловые потоки на поверхности медной модели и датчиков, использованных в экспериментах. На рис. 4а,б построены радиальные распределения теплового потока $q_w(r)$ для двух режимов работы плазмотрона, соответствующих мощности $N_{ap} = 64$ кВт и давлениям в барокамере $P_s = 50$ гПа (варианты 8–14 из табл. 2) и 100 гПа (вари-

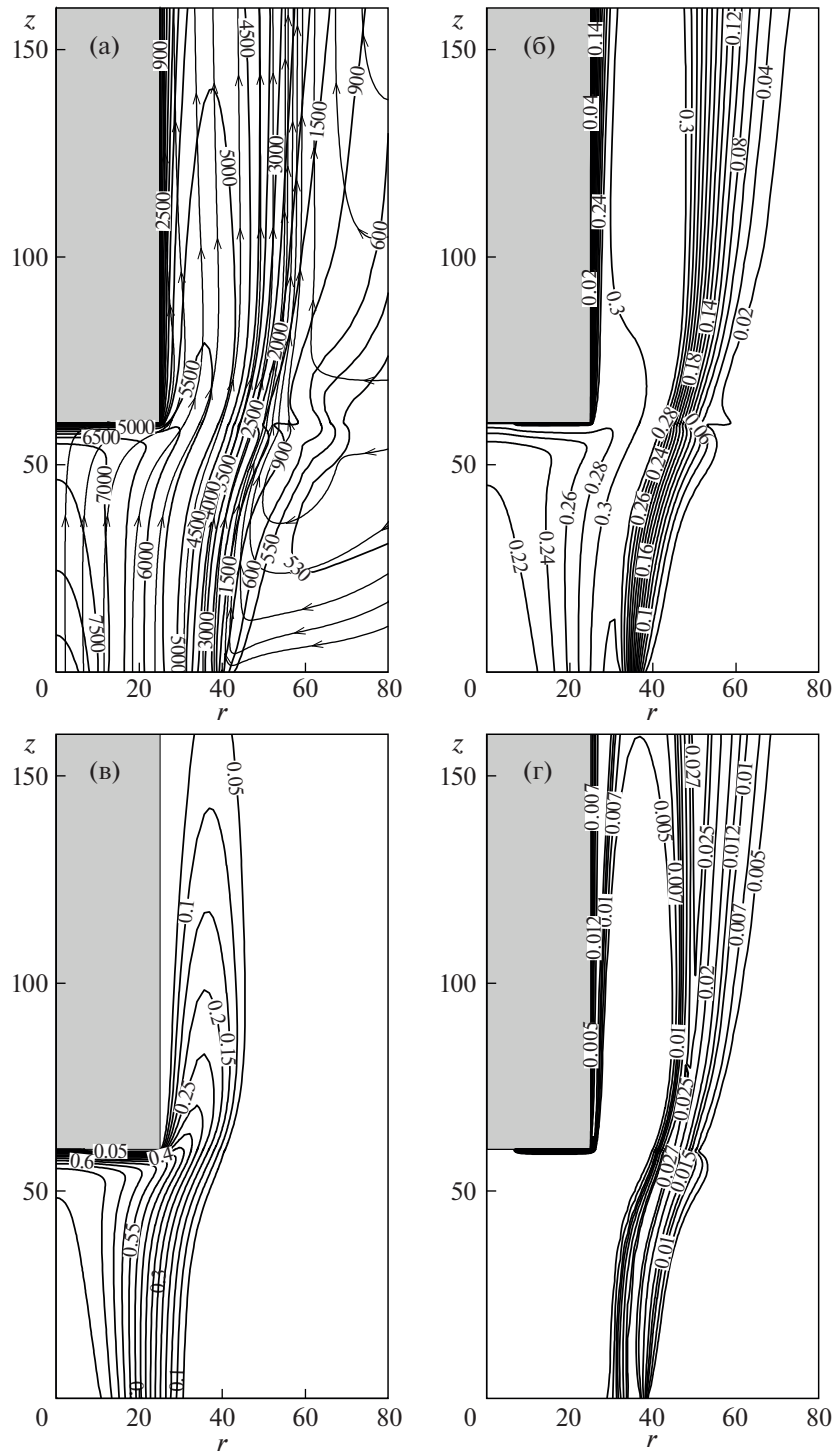


Рис. 2. Обтекание образца потоком плазмы: (а) – температура и линии тока; (б) – мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) – мольная доля NO.

анты 22–28). Область радиусом R_s соответствует тепловоспринимающей поверхности датчика теплового потока из соответствующего металла, граница с поверхностью медной модели обозначена вертикальной штриховой линией. На обоих графиках выделяются гладкие кривые (Ag для 50 ГПа и Cu для 100 ГПа), соответствующие постоянному значению $\gamma_w = 1$ вдоль всей поверхно-

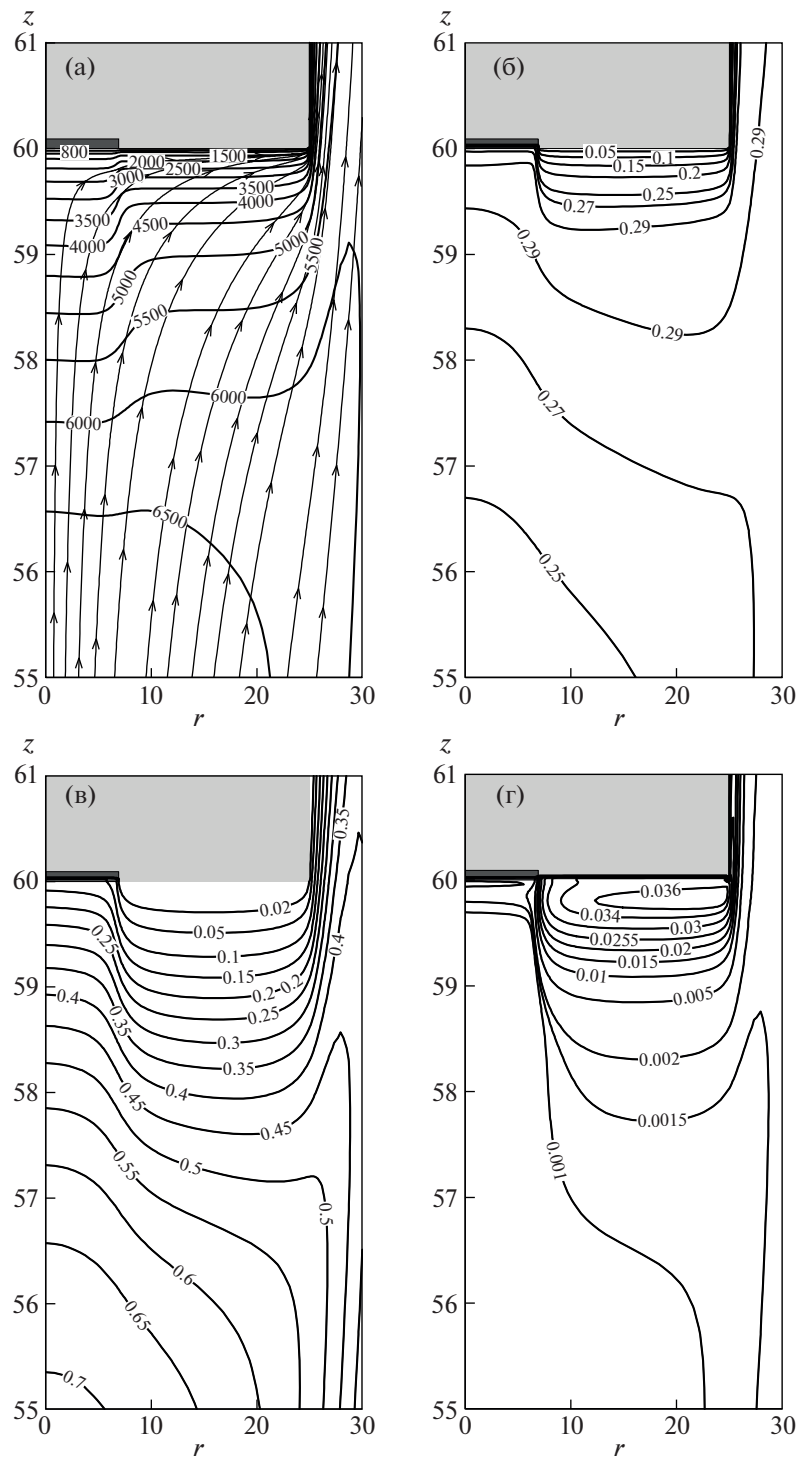


Рис. 3. Характеристики плазмы вблизи переднего торца модели (укрупненный масштаб по оси z): (а) температура и линии тока; (б) мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) мольная доля NO. На поверхности модели обозначено положение датчика теплового потока.

сти, они соответствуют обтекаемому телу с однородной высококatalитической поверхностью (референсный случай).

Распределения тепловых потоков, представленные на рис. 4, показывают, что для низкокatalитических образцов тепловой поток q_w терпит разрыв в точке R_s (на границе раздела материалов

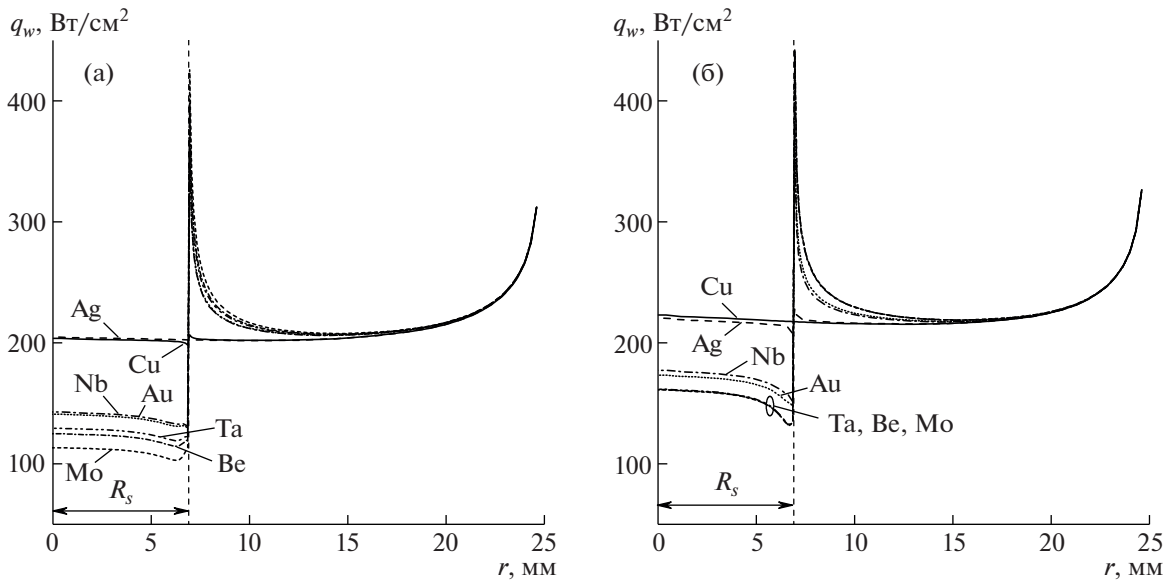


Рис. 4. Распределения теплового потока по переднему торцу модели при $N_{ap} = 64$ кВт: (а) – давление 50 гПа; (б) – 100 гПа.

поверхности), при этом со стороны испытываемого материала тепловой поток уменьшается к границе, а при переходе к высокотемпературной поверхности – резко возрастает, при этом значительно превышая референсный поток для однородной высокотемпературной поверхности. Данный эффект, известный как сверхравновесный нагрев [16–18], требует внимания при создании теплозащитных покрытий, поскольку его результатом является интенсивный локальный разогрев высокотемпературных участков поверхности на границе с низкотемпературными. Причиной резкого локального увеличения теплового потока является вынос атомарного кислорода и азота из пограничного слоя, примыкающего к низкотемпературной поверхности, как за счет течения газа, так и за счет продольных диффузионных потоков.

Более детальный анализ сверхравновесного нагрева у границы раздела поверхностей приведен на рис. 5, где для режима $N_{ap} = 64$ кВт, $P_s = 100$ гПа (варианты 22–28) построены радиальные распределения кондуктивной (а) и рекомбинационной (б) составляющих теплового потока, см. (1.17). Можно выделить следующие особенности поведения тепловых потоков.

Для случая равномерной высокотемпературной поверхности $\gamma_w = 1$ (Cu) кондуктивная и рекомбинационная составляющие дают сравнимый вклад в суммарный тепловой поток (порядка 120 и 100 Вт/см² соответственно). Понижение каталитичности образца до значения $\gamma_w = 0.17$ (Ag) практически не сказывается на q_w^C : в передней критической точке кондуктивный тепловой поток снижается со 124.7 до 124.2 Вт/см². Рекомбинационный тепловой поток q_w^R в передней критической точке снижается с 98.4 до 96.0 Вт/см², при этом вблизи границы раздела он падает до 84.9 Вт/см² со стороны образца, вырастая до 107.3 Вт/см² со стороны медной модели (референсный поток q_w^R на границе раздела поверхностей равен 95.8 Вт/см²).

При более сильном уменьшении каталитичности поверхности датчика обе компоненты теплового потока меняются более существенно. Так, в случае ниобиевого покрытия ($\gamma_w = 6.8 \times 10^{-3}$) q_w^C в передней критической точке уменьшается до 122.7 Вт/см², затем он падает по направлению к границе раздела до 115.0 Вт/см², возрастая по другую сторону границы до 124.8 Вт/см². Для золота ($\gamma_w = 4.8 \times 10^{-3}$) наблюдается рост кондуктивного теплового потока в передней критической точке по сравнению с референсным случаем до 129.8 Вт/см², минимальное и максимальное значения q_w^C вблизи границы раздела составляют 118.5 и 126.5 Вт/см² соответственно. Более существенное возрастание q_w^C отмечается для трех покрытий с наименьшей каталитичностью (тантал,

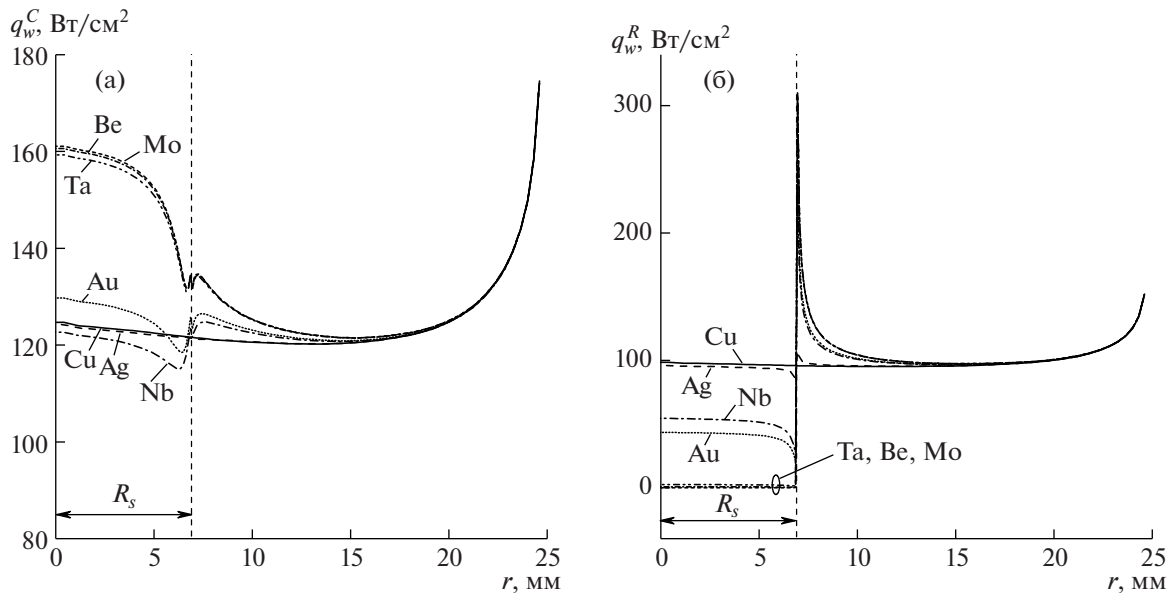


Рис. 5. Кондуктивная (а) и рекомбинационная (б) составляющие теплового потока на переднем торце модели при различной каталитичности образца, $N_{ap} = 64$ кВт, $P_s = 100$ гПа.

бериллий, молибден): кондуктивные потоки для этих покрытий практически совпадают, достигая в передней критической точке $159.3\text{--}161.0$ Вт/см², вблизи границы раздела имеется слабая немонотонность, однако по всей поверхности кондуктивный тепловой поток превышает поток для референсного случая.

Значительно большее влияние каталитичность поверхности датчика оказывает на рекомбинационный тепловой поток q_w^R , см. рис. 5б. Этот поток, ожидаемо, уменьшается на поверхности материала с уменьшением γ_w : так, в передней критической точке рекомбинационная составляющая теплового потока составляет 54.5 (Nb), 43.5 (Au), 23.9 (Ta), 6.5 (Be) и 0 (Mo) Вт/см². Вблизи границы раздела поверхностей тепловой поток q_w^R достигает минимума со стороны низкокatalитичного покрытия, составляя 27.3 (Nb), 21.4 (Au), 11.1 (Ta), 3.9 (Be) и 0 (Mo) Вт/см². Однако по другую сторону границы раздела наблюдается обратная зависимость: рекомбинационный тепловой поток q_w^R резко возрастает за счет выделения тепла при рекомбинации атомов, поступающих со стороны низкокatalитичного участка поверхности, достигая в максимуме 233.3 (Nb), 250.4 (Au), 307.6 (Ta), 310.0 (Be) и 310.7 (Mo) Вт/см².

Таким образом, расчеты демонстрируют существенные различия в поведении тепловых потоков к поверхностям использованных датчиков из различных металлов. Следует отметить, что высокие значения тепловых потоков вследствие сверхравновесного нагрева реализуются локализованно (в расчетах острый максимум наблюдается в пределах одной сеточной ячейки с радиальным размером 0.1 мм), далее тепловой поток спадает на характерных размерах порядка $1\text{--}2$ мм (см. рис. 4).

При определении каталитической активности материалов по результатам испытаний в ВЧ-плазмотронах важную роль играет вопрос о равномерности распределения теплового потока по поверхности датчика. Экспериментальная процедура, основанная на измерении теплоотвода от водоохлаждаемого датчика по нагреву протекающей через него воды, по сути, является методом определения среднего теплового потока q_w^{av} , связанного с локальным потоком q_w соотношением

$$q_w^{av} = \frac{1}{\pi R_s^2} 2\pi \int_0^{R_s} q_w(r) r dr \quad (4.1)$$

С другой стороны, применяемый в [14] метод нахождения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации γ_w путем решения одномерных уравнений для неравновесного по-

граничного слоя конечной толщины вдоль оси симметрии (программа Gamma) обеспечивает соответствие экспериментальному значению (4.1) теплового потока в передней критической точке при заданных параметрах на внешней границе пограничного слоя. Точность такого подхода можно оценить по результатам проведенных в настоящей работе двумерных расчетов.

Неравномерность потока по площади датчика можно охарактеризовать количественно, сравнивая средний поток q_w^{av} с максимальным тепловым потоком q_w^{max} , достигаемым в передней критической точке $r = 0$. Количественной мерой степени неравномерности теплового потока служит величина $\chi = (q_w^{max} - q_w^{av}) / q_w^{av}$ (поскольку тепловой поток уменьшается к границе образца, эта величина положительна).

Рассчитанные значения максимального и среднего теплового потока приведены для каждого варианта в табл. 2, здесь же рассчитана степень неравномерности потока χ (в процентах). Видно, неравномерность теплового потока возрастает с уменьшением каталитической активности поверхности, т.е. с ростом скачка в каталитических свойствах между испытываемым образцом материала и медной моделью. Однако даже в предельном случае некаталитического материала степень неравномерности не превышает 5%. Это свидетельствует в пользу правомерности использования интегрального теплового потока, измеряемого в экспериментах, для характеристики локального аэродинамического нагрева тела. Приведенные в табл. 2 оценки степени неравномерности теплового потока могут быть учтены в дальнейшем для более точной интерпретации экспериментальных результатов и определения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации γ_w .

Отметим, что приведенные выше результаты по неравномерности теплового потока вблизи скачка каталитической активности материала получены для случая постоянной температуры поверхности (водоохлаждаемая модель). Для неохлаждаемых моделей сверхравновесный нагрев будет приводить также к возникновению локальных областей с повышенной температурой. Для адекватного расчета температуры поверхности при этом требуется учет не только радиационных теплотерь, но и теплопередачи в твердом теле, т.е. решение сопряженной задачи. Примером решения сопряженных задач тепломассобмена при аэродинамическом нагреве тел в высокоскоростных потоках служат работы [39, 40].

4.3. Сравнение с экспериментом

Для валидации разработанной вычислительной модели сравним полученные в расчетах для разных материалов и режимов работы плазматрона тепловые потоки с экспериментальными данными (табл. 2). Следует отметить, что использованные в расчетах эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации γ_w взяты из [14], где они находились при помощи одномерной вычислительной программы Gamma, осуществляющей расчет течения неравновесного диссоциированного воздуха вдоль оси симметрии от внешней границы пограничного слоя до передней критической точки. В настоящей работе аналогом соответствующего значения теплового потока является максимальный тепловой поток q_w^{max} , который и используется ниже для сравнения с экспериментом. Количественной мерой согласования рассчитанных и измеренных значений является относительное отклонение расчета от эксперимента $\epsilon^{max} = (q_w^{max} - q_w^{exp}) / q_w^{exp}$. В то же время более адекватным по физическому смыслу является сопоставление с q_w^{exp} рассчитанного среднего теплового потока q_w^{av} , соответствующее относительное отклонение имеет вид $\epsilon^{av} = (q_w^{av} - q_w^{exp}) / q_w^{exp}$.

В табл. 2 для каждого варианта приведены значения относительных отклонений ϵ^{max} и ϵ^{av} . Среднеквадратичное значение для этих ϵ^{max} составляет $\langle \epsilon^{max} \rangle = (N^{-1} \sum_{i=1}^N (\epsilon_i^{max})^2)^{1/2} = 6.5\%$ (здесь $N = 28$ — число вариантов в табл. 2). Аналогично вычисленное среднеквадратичное значение для ϵ^{av} составляет $\langle \epsilon^{av} \rangle = 8.6\%$.

Для более наглядного представления полученных результатов на рис. 6 показано сопоставление данных на графике, где каждая точка отвечает одному из вариантов табл. 2. По оси абсцисс отложено экспериментальное значение теплового потока, по оси ординат — рассчитанное значение q_w^{max} . При таком представлении идеальное совпадение с экспериментом достигается на диа-

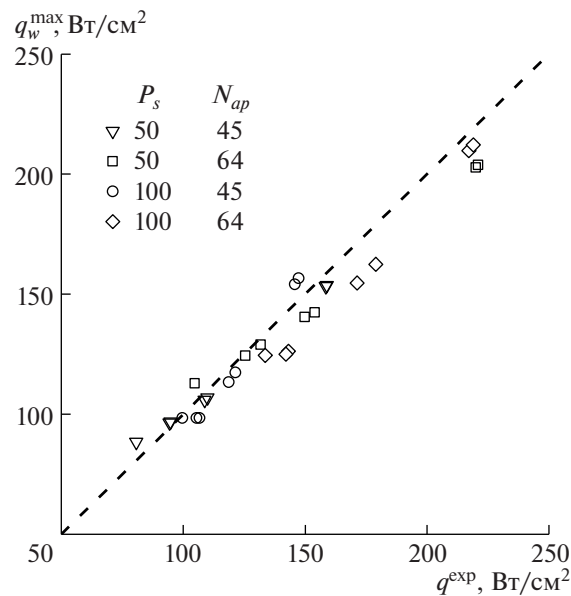


Рис. 6. Сравнение рассчитанных тепловых потоков с экспериментальными данными [14].

гонали (штриховая прямая), тогда как разброс точек характеризует их случайное и систематическое отклонение.

Из рис. 6 следует, что в целом достигнуто хорошее согласие результатов расчетов с данными экспериментальных измерений. Точки сконцентрированы вдоль штриховой прямой без видимого систематического отклонения. Для более высоких тепловых потоков (свыше 150 Вт/см²) точки идут ниже диагонали, что означает превышение измеренных тепловых потоков над рассчитанными. Эти отличия могут быть обусловлены влиянием обсуждавшейся выше неравномерности распределения теплового потока по поверхности датчика и вкладом излучения плазмы в теплообмен [21–23]. Кроме того, они могут свидетельствовать о необходимости корректировки рассчитанных значений эффективного коэффициента каталитической рекомбинации для соответствующих режимов работы ВЧ-плазмотрона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты валидационных расчетов теплообмена дозвуковых потоков воздушной плазмы с металлами, имеющими различную каталитическую активность по отношению к поверхностной рекомбинации атомов кислорода и азота, подтверждают, что разработанный компьютерный код IPG2D обеспечивает высокую точность предсказания тепловых потоков на каталитических поверхностях, обтекаемых потоком неравновесной плазмы. Среднеквадратичное отклонение рассчитанных тепловых потоков от экспериментальных данных составляет 6.5–8.6%.

Отличительной чертой настоящей вычислительной модели является учет химической неравновесности в дозвуковых потоках многокомпонентной плазмы воздуха. Это позволило изучить сверхравновесный нагрев на границе участков с различной каталитической активностью датчиков тепловых потоков и водоохлаждаемой модели, используемых в ИПМех РАН для исследований теплообмена. Кроме того, полученные в двумерных расчетах результаты позволили оценить неравномерность распределения теплового потока на поверхности датчика, которая не превышает 5%, что подтверждает правомерность используемой в ИПМех РАН методики определения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации.

Проведение дальнейших экспериментальных исследований теплообмена на высокотемпературных материалах позволит расширить валидационную базу для кода IPG2D. В дальнейшем представленная вычислительная модель будет использована для расчета тепловых потоков к неохлаждаемым образцам и моделям, а также для определения каталитических характеристик новых материалов при высоких температурах поверхности.

Работа выполнена в рамках Госзадания № АААА-А20-120011690135-5 при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-31-90114.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I.* An induction plasma application to “Buran’s” heat protection tiles ground tests // *SAMPE J.* 1992. V. 28. № 3. P. 27–31.
2. Конвективный теплообмен летательных аппаратов / Под ред. Землянского Б.А. М.: Физматлит, 2014, 377 с.
3. *Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотыко В.Б.* Методика и результаты экспериментального определения каталитической активности материалов при высоких температурах // *Изв. РАН. МЖГ.* 2003. № 5. С. 178.
4. *Tanaka Y.* Recent development of new inductively coupled thermal plasmas for materials processing // *Adv. Phys. X.* 2021. V. 6. № 1. P. 1867637.
5. *Massuti-Ballester B., Pidan S., Herdrich G., Fertig M.* Recent catalysis measurements at IRS // *Advances in Space Research.* 2015. V. 56. Iss.4. P. 742.
6. *Massuti-Ballester B., Marynowski T., Herdrich G.* New inductively heated plasma source IPG7 // *Front. Appl. Plasma Technol.* 2013. V. 6. P. 2–6.
7. *Васильевский С.А., Колесников А.Ф.* Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазматрона. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Т. VII-1. Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Ч. 2 / Под ред. Ю.П. Попова. М.: ЯНУС-К, 2008. С. 220–234.
8. *Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф.* Локальное моделирование аэродинамического нагрева поверхности затупленного тела в дозвуковых высокоэнтропийных потоках воздуха: теория и эксперимент на ВЧ-плазматроне // *Изв. РАН. МЖГ.* 2017. № 1. С. 160–167.
9. *Onda K., Tanaka Y., Akashi K., Nakano Y., Ishijima T., Uesugi Y., Sueyasu S., Watanabe S., Nakamura K.* Numerical thermofluid simulation on tandem type of induction thermal plasmas with and without current modulation in a lower coil // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2020. V. 53. P. 165201.
10. *Сахаров В.И.* Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазматрона // *Изв. РАН. МЖГ.* 2007. № 6. С. 157–168.
11. *Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Сахаров В.И.* Экспериментальное и численное исследование теплообмена высокоэнтропийных недорасширенных струй воздуха с цилиндрическими моделями // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 5. С. 125–133.
12. *Yu M., Takahashi Y., Kihara H., Abe K., Yamada K., Abe T.* Numerical investigation of flow fields in inductively coupled plasma wind tunnels // *Plasma Sci. Technol.* 2014. V. 16. P. 930–940.
13. *Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В.* Численное моделирование течения различных плазмообразующих газов в тракте ВЧ-плазматрона // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2018. Т. 19. № 4. С. 2–23.
14. *Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Чаплыгин А.В.* Тепловой эффект поверхностного катализа в дозвуковых струях диссоциированного воздуха: эксперимент на ВЧ-плазматроне и численное моделирование // *Изв. РАН. МЖГ.* 2020. № 5. С. 137–150.
15. *Баронец П.Н., Колесников А.Ф., Кубарев С.Н., Першин И.С., Труханов А.С., Якушин М.И.* Сверхравновесный нагрев поверхности теплозащитной плитки в дозвуковой струе диссоциированного воздуха. // *Изв. РАН. МЖГ.* 1991. № 3. С. 144–150.
16. *Stewart D., Gokcen T., Sepka S., Leiser D., Resin M.* Development of a catalytic coating for a Shuttle flight experiment // 10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. AIAA Paper. 2010. P. 4321.
17. *Chazot O., Panerai F., Muylaert J. M., Thoemel J.* Catalysis phenomena determination in plasmatron facility for flight experiment design // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper. 2010. P. 1248.
18. *Чаплыгин А.В.* Экспериментальное исследование эффекта сверхравновесного нагрева поверхности в дозвуковой струе диссоциированного воздуха // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2021. Т. 22. № 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-2/articles/929/>
19. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. изд. в 4-х т. / Под ред. Глушко В.П. М.: Наука, 1979.
20. *Колесников А.Ф.* Соотношения Стефана–Максвелла для амбиполярной диффузии в двухтемпературной плазме с приложением к задаче об ионно-звуковой волне // *Изв. РАН. МЖГ.* 2015. № 1. С. 170–181.

21. Суржиков С.Т., Шувалов М.П. Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. № 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237/>
22. Суржиков С.Т. Пространственная задача радиационной газовой динамики командного модуля Аполлон-4 при сверхорбитальном входе в атмосферу. // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 149–160.
23. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 544 с.
24. Андриатис А.В., Жлуктов С.А., Соколова И.А. Транспортные коэффициенты смеси воздуха химически неравновесного состава // Математическое моделирование. 1992. Т. 4, № 1. С. 44–64.
25. Гирифельдер Дж., Кермисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ. М.: Изд-во Ин. лит., 1961. 929 с.
26. Laricchiuta A., Bruno D., Capitelli M. High temperature Mars atmosphere. Part I: Transport cross sections // The European Physical Journal D. 2009. V. 54. P. 607–612.
27. Dunn M.G., Kang S.W. Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas. NASA Contract. Reports., NASA CR-2232, 1973.
28. Суржиков С.Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. 2018. М.: Физматлит. 543 с.
29. Blazek J. Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications. 3rd ed. Amsterdam, London, New York, Oxford, Paris, Shannon, Tokyo: Elsevier, 2015.
30. Kitamura K., Hashimoto A. Reduced dissipation AUSM-family fluxes: HR-SLAU2 and HR-AUSM+-up for high resolution unsteady flow simulations // Comput. Fluids. 2016. V. 126. P. 41–57.
31. Kitamura K., Shima E., Fujimoto K., Wang Z.J. Performance of low-dissipation Euler fluxes and preconditioned LU-SGS at low speeds // Commun. Comput. Phys. 2011. V. 10. P. 90–119.
32. Liou M.S. A sequel to AUSM, Part II: AUSM+-up for all speeds // J. Comput. Phys. 2006. V. 214. P. 137–170.
33. Liou M.S. The evolution of AUSM schemes // Def. Sci. J. 2010. V. 60. P. 606–613.
34. Jameson A., Turkel E. Implicit schemes and LU decompositions // Math. Comput. 1981. V. 37. P. 385–397.
35. Борисов В.Е., Давыдов А.А., Кудряшов И.Ю. Параллельная реализация неявной схемы на основе метода LU-SGS для моделирования трехмерных турбулентных течений // Математическое моделирование. 2014. Т. 26. № 10. С. 64–78.
36. Peles O., Turkel E. Acceleration methods for multi-physics compressible flow // J. Comput. Phys. 2018. V. 358. P. 201–234.
37. Brown P.N., Byrne G.D., Hindmarsh A.C. VODE: A variable-coefficient ODE solver // SIAM J. Sci. Stat. Comput. 1989. V. 10. P. 1038–1051.
38. Брызгалов А.И. Численное моделирование течения термически и химически неравновесного воздуха за фронтом ударной волны // Вестник МГТУ им. Баумана. 2021. Т. 96. № 3. С. 94–111.
39. Зинченко В.И., Гольдин В.Д., Зверев В.Г. Численное моделирование влияния материалов тепловой защиты на характеристики сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленных тел // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. № 5. С. 747–755.
40. Зинченко В.И., Гольдин В.Д. Решение задачи о сопряженном нестационарном теплообмене при сверхзвуковом обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки // Инженерно-физический журнал. 2020. Т. 93. № 2. С. 431–442.