

Heat Transfer to Catalytic Surface in a Subsonic Jet of Nitrogen Plasma

A. I. Bryzgalov

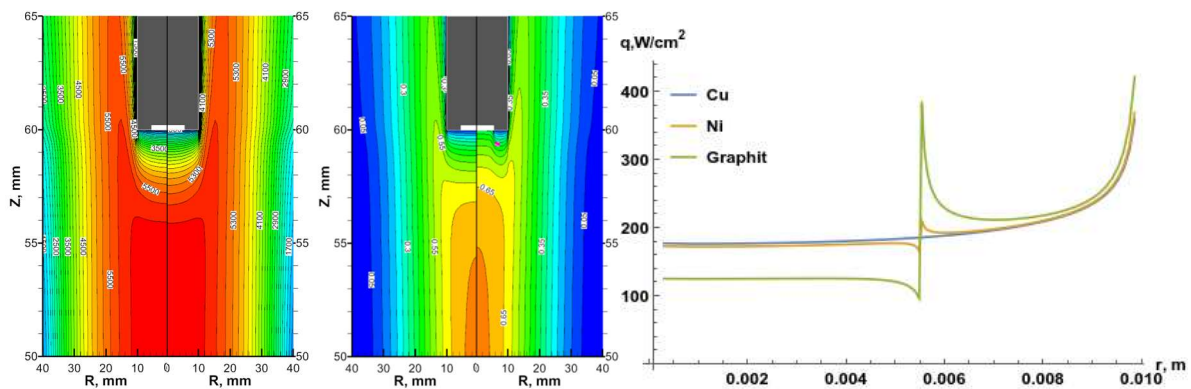
Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, 119526, Russia

bryzgalov@ipmnet.ru

Abstract

Validation studies on the heat fluxes on water-cooled catalytic surfaces in subsonic flows of high-temperature dissociated nitrogen are presented. Simulations are performed for the conditions of experiments performed in the IGP-4 plasmatron available in IPMech RAS for four operating powers and three test materials with known catalytic recombination coefficients. The computational model describes two-dimensional flow of chemically non-equilibrium nitrogen plasma. Stefan–Maxwell equations are applied to model multicomponent diffusion in the flow and on the catalytic surface. Reasonable agreement between the calculated and measured heat fluxes is demonstrated. It is shown that deviation of the results of the computational model from the experimentally determined heat fluxes is generally within 15 % (the highest deviation is 29 %). Possible reasons for the deviation are discussed, and the dependence of heat fluxes on the kinetic scheme is demonstrated.

Keywords: plasmatron, catalytic surface, numerical modeling, dissociated nitrogen, chemical non-equilibrium, effective catalytic recombination coefficient.



Temperature field in an the dissociated nitrogen jet flow past a cylindrical body with cooled surface (left), mole fraction of atomic nitrogen (middle), heat fluxes on front surface (right) for different catalytic activity of the surface

УДК 533.722

Теплообмен на каталитической поверхности в дозвуковой струе плазмы азота

А. И. Брызгалов

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, просп. Вернадского, 101-1
bryzgalov@ipmnet.ru*

Аннотация

В работе представлены результаты валидационных расчетов по определению тепловых потоков на водоохлаждаемой каталитической поверхности в дозвуковом потоке высокотемпературного диссоциированного азота. Моделировался эксперимент на ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 для четырёх режимов мощности и трёх испытываемых материалов с известным эффективным коэффициентом рекомбинации. Вычислительная модель описывает двумерное течение химически неравновесной однократно ионизованной плазмы азота. Диффузия в потоке и на поверхности описывается соотношениями Стефана – Максвелла. Показано удовлетворительное совпадение расчётов с экспериментом по тепловым потокам. Продемонстрировано, что погрешность представленной вычислительной модели не превышает в среднем 15 % (максимальное отклонение – 29 %). Обсуждаются возможные причины отклонений расчетов от эксперимента, продемонстрирована зависимость тепловых потоков на поверхности от используемой кинетической схемы.

Ключевые слова: ВЧ-плазмотрон, каталитическая поверхность, численное моделирование, плазма азота, химическая неравновесность, эффективный коэффициент рекомбинации.

1. Введение

При создании космической техники, обеспечивающей возвращение на Землю, одной из важнейших задач является проектирование тепловой защиты спускаемого аппарата. Разрушение теплозащитного покрытия приводит к перегреву и разрушению оболочки космического аппарата. Подобного рода катастрофа произошла с Space-ShuttleColumbia в 2003 году.

Для определения термостойкости материалов внешнего покрытия космических аппаратов проводятся высокотемпературные испытания. Эксперимент всегда был основным способом получения информации о возможностях материала выдерживать продолжительные высокие температуры. Наиболее распространёнными являются электродуговые [1–3] и индукционные [4–7] плазмотроны. Электродуговые плазмотроны обладают большей мощностью и способны создавать высокие тепловые потоки у испытываемой поверхности. Индукционные плазмотроны позволяют проводить испытания в чистом потоке плазмы с химическим составом, соответствующем диссоциированному и частично ионизованному исходному газу.

В ИПМех РАН имеется индукционный ВЧ-плазмотрон ВГУ-4 мощностью 100 кВт [3], внесенный в реестр УНУ РФ. Он позволяет проводить локальное моделирование теплового потока в критической точке затупленного тела, входящего в атмосферу на высотах 60 ÷ 70 км [8]. Максимальные температуры на входе в барокамеру могут достигать 9000 К. В ходе испытания образец материала помещается в барокамеру плазмотрона, где его обтекает поток частично ионизованной плазмы. В эксперименте определяется степень разрушения материала и делается заключение о возможности его использования при заданных тепловых нагрузках. Количественно на поверхности образца измеряется интегральный тепловой поток и температура.

Точность измерения теплового потока на водоохлаждаемой стенке составляет 5 %, температуры – 15° С.

При расчёте тепловых потоков методами вычислительной гидродинамики вводится эффективный коэффициент рекомбинации γ , отражающий способность атомов рекомбинировать на поверхности [11]. При изменении γ от 0 (некаталитическая стенка) до 1 (полностью каталитическая стенка) тепловые потоки могут увеличиваться до 2 раз. Другим предельным случаем является приближение суперкаталитической поверхности, которое предполагает восстановление равновесного химического состава при данной температуре стенки. Данное упрощение увеличивает тепловой поток по сравнению с полностью каталитической стенкой на несколько процентов. Указанные методики полезны при определении максимального потока, который может возникнуть на поверхности.

При создании теплозащитных материалов ставится задача обеспечения как можно более низкой каталитической активности, для проектирования тепловой защиты с минимальным весом и способностью выдерживать заданные тепловые нагрузки необходимо как можно более точно знать каталитические свойства материалов.

Для определения каталитических свойств материалов экспериментальные исследования необходимо дополнять численным моделированием. По известным из испытаний начальным и граничным условиям, мощности, вкладываемой в плазму, тепловым потокам и температуре поверхности на основе численного моделирования обтекания испытываемого образца потоком плазмы можно найти эффективный коэффициент рекомбинации. По известной мощности и расходу газа рассчитывается течение в разрядном канале [11] и в барокамере плазмотрона. Эффективный коэффициент рекомбинации γ является параметром задачи и подбирается так, чтобы обеспечить совпадение рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков.

Земная атмосфера на высотах до 100 км имеет тот же химический состав, что и у поверхности, так что 78 % по объёму приходится на азот. При одинаковых условиях тепловые потоки к одному и тому же материалу в воздухе и чистом азоте различаются в пределах 20% [11, 12]. Как показано в работе [13], равновесные температуры стенки, полученные в численном моделировании обтекания струей диссоциированного азота теплоизолированных поверхностей с однородными и неоднородными каталитическими свойствами, хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для течений диссоциированного воздуха в индукционном плазмотроне.

В данной работе проводится численное моделирование обтекания испытываемого образца струей диссоциированного азота для серии экспериментов [11]. Полученные расчетным путем на основе эффективных коэффициентов рекомбинации тепловые потоки к испытываемой поверхности сопоставляются с экспериментальными данными.

2. Математическая модель

2.1. Определяющие уравнения

Диссоциированный азот рассматривается как вязкий теплопроводный газ, содержащий 5 химических компонент с учётом однократной ионизации. Законы сохранения, записанные для осесимметричного случая в цилиндрической системе координат (r, z) , имеют следующий вид (см., например [14]):

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} + \frac{S}{r} + \frac{\partial F^D}{\partial r} + \frac{\partial G^D}{\partial z} + \frac{S^D}{r} = R, \quad (1)$$

где t – время; Q – вектор консервативных переменных; F и G – вектора радиального и осевого «невязких» потоков; F^D и G^D – соответствующие вектора потоков, обусловленных диссипативными процессами; S и S^D – члены, возникающие в криволинейной системе координат; R – источниковый член, описывающий протекание химических реакций

$$Q = \begin{pmatrix} \rho y_1 \\ \dots \\ \rho y_N \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u y_1 \\ \dots \\ \rho u y_N \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u H \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho v y_1 \\ \dots \\ \rho v y_N \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p \\ \rho v H \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} \rho u y_1 \\ \dots \\ \rho u y_N \\ \rho u^2 \\ \rho u v \\ \rho u H \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$F^D = \begin{pmatrix} J_1^r \\ \dots \\ J_N^r \\ -\tau_{rr} \\ -\tau_{zr} \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \sum_{i=1}^N J_i^r h_i \end{pmatrix}, \quad G^D = \begin{pmatrix} J_1^z \\ \dots \\ J_N^z \\ -\tau_{zr} \\ -\tau_{zz} \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} + \sum_{i=1}^N J_i^z h_i \end{pmatrix}, \quad S^D = \begin{pmatrix} J_1^r \\ \dots \\ J_N^r \\ -(\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}) \\ -\tau_{zr} \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \sum_{i=1}^N J_i^r h_i \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dots \\ \dot{\omega}_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь ρ – плотность; (u, v) – радиальная и осевая компоненты скорости; y_i – массовые доли компонент в смеси ($i = 1 \dots N$); p – давление; τ – тензор вязких напряжений; E и H – удельные внутренняя энергия и энтальпия, соответственно

$$E = e_{\text{int}}(T) + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad H = h(T) + \frac{u^2 + v^2}{2} = E + \frac{p}{\rho} \quad (4)$$

Удельная энтальпия многокомпонентной смеси имеет вид

$$h(T) = \sum_{i=1}^N y_i h_i(T),$$

где удельные энтальпии индивидуальных компонент описываются табличными данными [16], удельная внутренняя энергия смеси $e_{\text{int}} = h - p/\rho$. Отметим, что удельные энтальпии компонент включают в себя энтальпию образования, поэтому источниковый член в R для уравнения энергии равен нулю.

Для многокомпонентной смеси используется уравнение состояния идеального газа

$$p = \frac{\rho R^0 T}{\mu},$$

где $\mu = \sum_{i=1}^N x_i \mu_i$ – средняя молярная масса смеси; x_i и μ_i – мольные (объемные) доли компонент и их молярные массы.

Коэффициенты вязкости η и теплопроводности λ многокомпонентной газовой смеси рассчитываются по полуэмпирическим формулам, выведенным для воздушной плазмы путем 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 [16]. Данный метод является более точным по сравнению с формулами Уилке – Васильевой [17], поскольку в нем учитываются перекрестные интегралы столкновений.

Коэффициент вязкости определяется соотношением

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

$$C_1(T) = 8.387 \times 10^{-6} \sqrt{T}, \quad (5)$$

а коэффициент теплопроводности – соотношением

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

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

Здесь $F_{ij}^{(1)}, F_{ij}^{(2)}$ – матрица $N \times N$ постоянных коэффициентов порядка единицы [16]; $\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ – приведенные интегралы столкновений [18].

Диффузионные потоки в радиальном и осевом направлениях $J_i^{r,z} = \rho y_i V_i^{r,z}$ (где $V_i^{r,z}$ – соответствующие диффузионные скорости) описываются соотношениями Стефана – Максвелла с учётом амбиполярного электрического поля [19]. Эффектами термо- и бародиффузии пренебрегалось, поскольку они несущественны в рассматриваемом дозвуковом режиме. Для определения диффузионных скоростей V_i по каждому направлению решается система линейных алгебраических уравнений.

$$\sum_{j=1}^N \frac{x_i x_j}{D_{ij}} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) = \nabla x_i - e x_i \frac{\mathbf{E}_{amb}}{k_B T} \quad (7)$$

Вектор амбиполярного электрического поля введён как дополнительная неизвестная переменная для разрешения системы (7). Система (7) имеет $N-1$ независимых уравнений и для нахождения $N+1$ неизвестной дополнительно вводятся закон сохранения массы и условие амбиполярности (отсутствия электрического тока)

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

$$\mathbf{j} = \sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} e_j x_j \mathbf{V}_j - e x_e \mathbf{V}_e = 0 \quad (8)$$

Как показывают численные расчеты, для течений в барокамере плазмотрона ВГУ-4 различия между температурами и концентрациями, полученными при учете амбиполярного электрического поля в (7), (8) и при использовании обычных соотношений Стефана – Максвелла [20] оказываются пренебрежимо малыми. Однако влияние данного фактора может оказаться существенным при более высокой степени ионизации плазмообразующего газа.

2.2. Кинетическая схема

Источниковые члены, входящие в правую часть уравнений переноса массовых компонент, являются скоростями изменения химического состава за счёт протекания реакций

$$\dot{\omega}_i = \mu_i \sum_{r=1}^{N_r} \nu_i^r \left(k_r^f \prod_{j \in \text{reag}} c_j^{\nu_j^r} - k_r^r \prod_{j \in \text{prod}} c_j^{\nu_j^r} \right), \quad (9)$$

где $c_i = \rho y_i / \mu_i$ – абсолютные молярные концентрации компонент (моль/м³); ν_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 реакции, соответственно. Обозначения (*reag*) и (*prod*) указывают, что произведение выполняется по исходным компонентам и продуктам реакции соответственно.

Химический состав диссоциированного и частично ионизованного азота представлен пятью компонентами: N, N₂, N⁺, N₂⁺, e⁻. Глубокий сравнительный анализ влияния кинетической схемы на химический состав в окрестности обтекаемого космического аппарата при входе в атмосферу приведён в [21]. В данной работе использовалась модель Парка [22], приведенная в табл. 1.

Таблица 1

Кинетическая схема реакций в плазме азота

№		A	b	θ
1	$N_2 + N = 2N + N$	3.00×10^{22}	-1.6	113920
2	$N_2 + N_2 = 2N + N_2$	7.00×10^{21}	-1.6	113920
3	$N_2 + N^+ = 2N + N^+$	3.00×10^{22}	-1.6	113920
4	$N_2 + N_2^+ = 2N + N_2^+$	7.00×10^{21}	-1.6	113920
5	$N + N = N_2^+ + e^-$	4.40×10^7	1.5	69355
6	$N + e^- = N^+ + 2e^-$	2.50×10^{34}	-3.82	171750
7	$N_2 + e^- = 2N + e^-$	1.20×10^{25}	-1.6	113920

Хотя в [21] даны выражения и для скоростей обратных реакций, в данной работе они рассчитываются с введением константы равновесия [23] по формулам (10).

$$K_p = \exp \left\{ \sum_s \left(\nu_s \left[\frac{S_s T - h_s}{R_0 T} \right] \right) \right\},$$

$$K_c = \left(\frac{p_{atm}}{R_0 T} \right)^{\sum \nu_s} K_p \quad (10)$$

Молярная энтропия S и энтальпия h определялись по табличным значениям [15].

2.3. Граничные условия

На рис. 1 приведена расчётная область для моделирования эксперимента с азотом [11]. Рассматривается точная постановка граничных условий для дозвуковых течений сжимаемого газа [24]. Используются четыре типа граничных условий. На входной границе задавались распределения осевой скорости и температуры, являющиеся результатом расчетов программой Alpha (моделирование течения в разрядном канале) [11] и любезно предоставленные Васильевским С.А., давление определялось по методу характеристик, химический состав рассчитывался как равновесный. На выходной границе давление соответствовало давлению на бесконечности, а нормальная компонента скорости определялась из инвариантов Римана. На оси симметрии задавалась нулевая нормальная компонента вектора скорости и мягкие граничные

условия для температуры, касательной компоненты скорости и химического состава. На твёрдой стенке барокамеры установлены условия непротекания, постоянная температура стенки химический состав, соответствующий этой температуре. В терминах каталитических свойств материалов стенки барокамеры соответствуют суперкаталитической поверхности. Образец испытываемого материала моделируется как каталитическая поверхность с заданным коэффициентом рекомбинации.

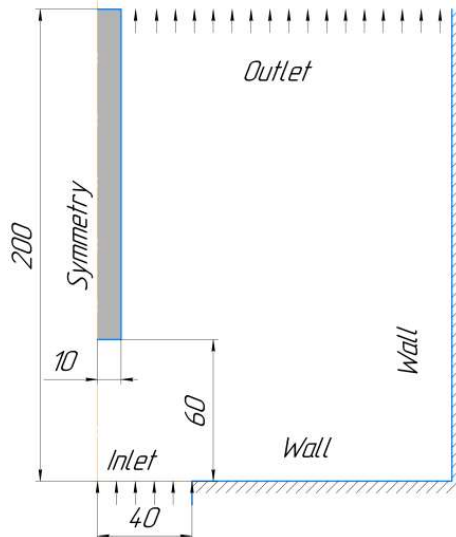


Рис. 1. Расчётная область барокамеры плазмотрона с типами граничных условий

На рис. 2 представлена типовая державка [25] для испытания материалов, используемая и в экспериментах работы [11].

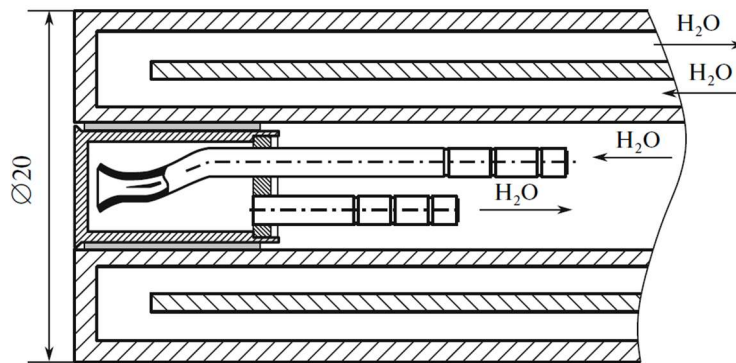


Рис. 2. Схема державки и испытываемого образца [11, 25]

В центральной части модели находится испытываемый образец с подлежащей определению каталитичностью, корпус державки выполнен из высококаталитического материала. На поверхностях водоохлаждаемой модели граничное условие для температуры на стенке имеет вид $T_w = \text{const}$. Химический состав определяется из соотношений Стефана – Максвелла, в которые входят известные диффузионные скорости [26]

$$V_N^w = -\frac{2\gamma}{2-\gamma} \sqrt{\frac{R^0 T_w}{2\pi\mu_N}},$$

$$x_{N_2}^w V_{N_2}^w = -\frac{1}{2} x_N^w V_N^w, \quad (11)$$

а мольные доли находятся как решение системы нелинейных уравнений (7) относительно x_i . Диффузионные скорости зависят от параметра – эффективного коэффициента рекомбинации γ . Для высококаталитичной поверхности державки принимается $\gamma = 1$. Для поверхности материала γ подбирается из условия совпадения рассчитанного теплового потока

$$\begin{aligned} q_T &= q_C + q_R \\ q_C &= -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w \\ q_R &= \sum_{i=1}^N J_i^w h_i(T_w) \end{aligned} \quad (12)$$

с экспериментальным. На боковой поверхности державки и на стенках барокамеры ставится условие суперкаталитичности, что даёт тепловые потоки близкие к случаю $\gamma = 1$. В (12) тепловой поток представлен в виде суммы кондуктивной составляющей q_C , обусловленной теплопроводностью и рекомбинационной составляющей q_R , описывающей тепловой поток за счёт высвобождения энергии связи при рекомбинации атомов N на каталитической поверхности.

3. Численная реализация

Решение уравнений (1)–(3) строилось методом конечных объёмов по схеме 1-го порядка точности по времени, реализованного по неявной схеме LU-SGS [27]. Для определения газодинамических потоков на гранях ячеек использовалась схема SLAU из семейства «all-speed» схем AUSM [29]. Диффузионные и диссипативные потоки (F^D и G^D в (3)) аппроксимируются по явной схеме с центральными разностями. Диффузионные скорости находятся решением системы уравнений Стефана – Максвелла с прямым обращением возникающей матрицы. Значения неконсервативных переменных на гранях ячейки (температура, давление, мольные доли, вязкость, теплопроводность) определялись путём линейной интерполяции между значениями в центрах соседних ячеек. Уравнения химической кинетики представляют собой жёсткую систему дифференциальных уравнений и должны решаться соответствующим численным методом. Однако для получения стационарных решений в данной работе использовалась упрощённая неявная аппроксимация скорости реакции (9) в системе (1)–(3) в виде источникового члена с учетом только диагональных элементов якобиана. В контексте используемой неявной схемы, такой подход позволяет обеспечить диагональное преобладание расчётной матрицы и повысить устойчивость счета [29].

При численной реализации пространственные члены всех уравнений (2), (3), кроме уравнения для радиальной компоненты импульса, были приведены к дивергентному виду в цилиндрической системе координат, что обеспечило хорошие консервативные свойства полученной схемы. Радиальная компонента импульса была аппроксимирована в недивергентном виде для совместимости с записью потоков в схеме SLAU. Вычислительная модель реализована в компьютерной программе IPG2D на языке программирования FORTRAN-95.

4. Результаты

Описанная выше вычислительная модель валидировалась на экспериментальных данных по тепловым потокам, полученным при обтекании цилиндрического образца плазмой азота в экспериментах на плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН [9]. Рассмотрено 12 испытаний для 4 режимов работы плазмотрона. Для расчёта тепловых потоков использовались эффективные коэффициенты рекомбинации из [11]. Основным преимуществом валидации расчётов на экспериментах ВГУ-4 с азотом является бинарность смеси на поверхности модели при определении потоков. При использовании азота в качестве плазмообразующего газа химический состав на

поверхности представлен компонентами N_2 и N , наличием заряженных компонент пренебрегается, поскольку стенка является холодной. Используемый в [11] вычислительный модуль Gamma при определении диффузии с каталитической стенки использует бинарные коэффициенты диффузии вместо решения задачи многокомпонентной диффузии на стенке, как в настоящей работе.

4.1. Геометрия

Расчеты проводились в области размером 400×200 мм на неравномерной декартовой сетке, содержащей 145×100 ячеек в радиальном и осевом направлениях. Испытываемая модель представляла собой цилиндр диаметром 20 мм с плоским торцом, закрепленный соосно с барокамерой на расстоянии 60 мм от входного отверстия. В центральной части державки располагается образец диаметром 11 мм с испытываемым материалом, см. рис. 2.

На рис. 3 показан характер сгущений сетки, выполненных по закону геометрической прогрессии и осуществляемых к границе образца материала на расстоянии 5.5×10^{-3} м, к границе державки на расстоянии 0.01 м и к границе входного канала, 0.04 м.

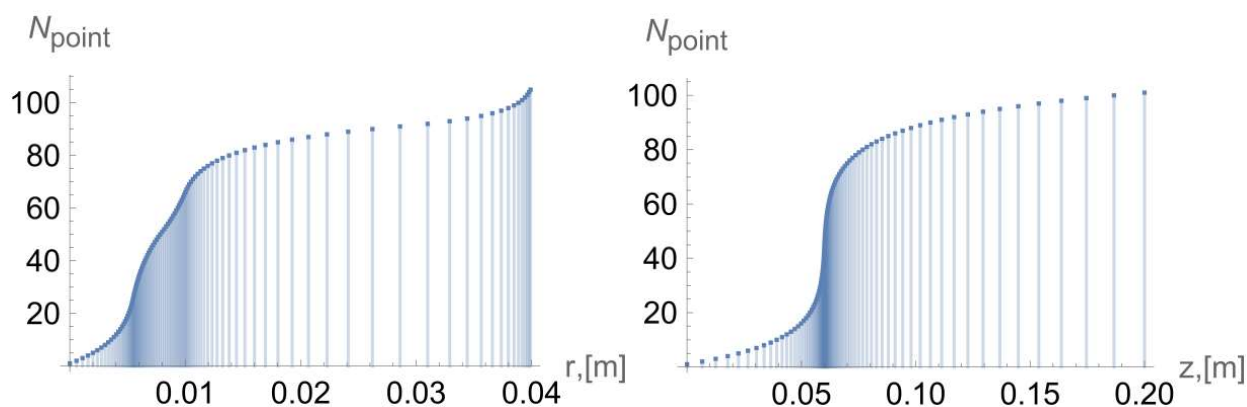


Рис. 3. Сетка вдоль радиуса и вдоль оси. Вдоль радиуса показан участок только до границы входного канала

Вдоль оси сгущение проводилось к границе поверхности державки. Минимальный шаг сетки у стенки составлял $h = 5 \times 10^{-5}$ м.

4.2. Обтекание цилиндрического образца

На рис. 4 показаны сравнение рассчитанных полей химического состава, продольной скорости v_z и температуры для полностью каталитической меди с $\gamma = 1$ и низкокatalитического графита МПГ-7 $\gamma = 0.012$. Режим соответствует мощности, вкладываемой в плазму $N_{pl} = 35$ кВт.

Из рис. 4, а и б видно насколько сильно меняется химический состав при переходе с низкокatalитического участка на высококatalитичный. Для графита МПГ-7 с $\gamma = 0.012$ атомы из ядра потока распространяются практически до самой стенки. На высококatalитичной меди с $\gamma = 1$ атомы азота в значительной мере рекомбинируют с образованием N_2 . Изменения химического состава начинаются с расстояния ≈ 5 мм от поверхности, что соответствует границе ламинарного пограничного слоя. Однако на распределениях температуры и скорости, представленных на рис. 4, в и г соответственно, различия практически не наблюдаются. Отсюда можно сделать вывод о том, что химический состав в ламинарном пограничном слое является химически неравновесным и слабо зависит от температуры. Основное влияние на распределение концентраций вблизи обтекаемой стенки оказывают сильные диффузионные потоки к поверхности (10), обусловленные её каталитическими свойствами.

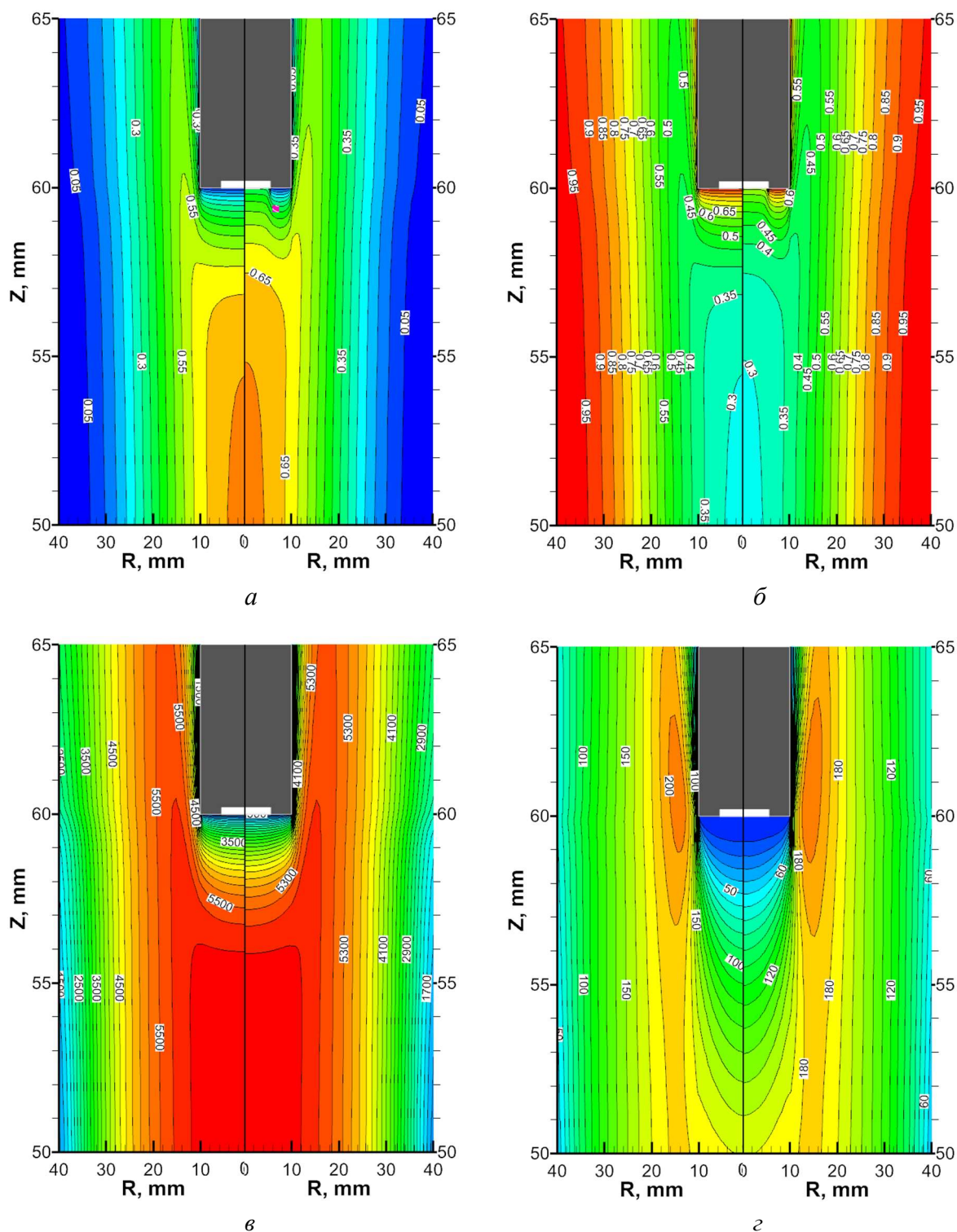


Рис. 4. Поля при мощности $N_{ap} = 35$ кВт. а) мольная доля N; б) мольная доля N_2 ; в) температура; з) осевая скорость. Испытываемый материал: слева медь $\gamma = 1$, справа графит МПГ-7 $\gamma = 0.012$. Белым прямоугольником отмечен образец материала

4.3. Распределения тепловых потоков на лобовой поверхности модели

На рисунке 5, а–в представлены тепловые потоки вдоль поверхности для случая $N_{ap} = 35$ кВт для всех испытываемых материалов. Для теплового потока (10) построены кондуктивная q_C (а) и рекомбинационная составляющая q_R (б), а также их суммарное значение q (в). Из графиков можно сделать вывод, что увеличение тепловых потоков обусловлено, пре-

имущественно, q_R . Количественно подтверждается предположение о незначительности изменения поля температуры при приближении к стенке малым изменением q_C , пропорциональным градиенту температуры. В данном случае при переходе от высококаталитичной меди к низкокatalитичному графиту q_C меняется на 15%, для всех режимов изменения q_C лежат в пределах $9 \div 18\%$. В то же время рекомбинационная составляющая q_R больше q_C на $3 \div 130\%$ а максимальное отношение q_R/q_C составляет 2.7 раза. Также стоит подчеркнуть качественную особенность распределений, выражающуюся в том, что при уменьшении каталитичности с падением теплового потока температура у поверхности несколько возрастает. Исходя из рис. 5, в можно заключить, что снижение эффективного коэффициента рекомбинации приводит к уменьшению теплового потока приблизительно в 1.5 раза. Однако при переходе на более каталитически активный участок в окрестности границы тепловые потоки возрастают в 2 раза относительно полностью каталитической стенки. Вызван данный эффект (именуемый эффектом сверхравновесного нагрева [13]) сносом атомов из низкокatalитической области в высококаталитическую и образованием в последней переизбытка атомов, участвующих в рекомбинации. На рис. 5, з показано распределение атомов N вдоль лобовой поверхности и гладкое изменение химического состава при переходе через границу разрыва каталитичности. Приведенные зависимости тепловых потоков и концентраций при переходе от низкокatalитического участка к высококаталитическому имеют тот же качественный характер и для остальных режимов при вкладываемой мощности $N_{ap} = 65, 55, 45$ кВт.

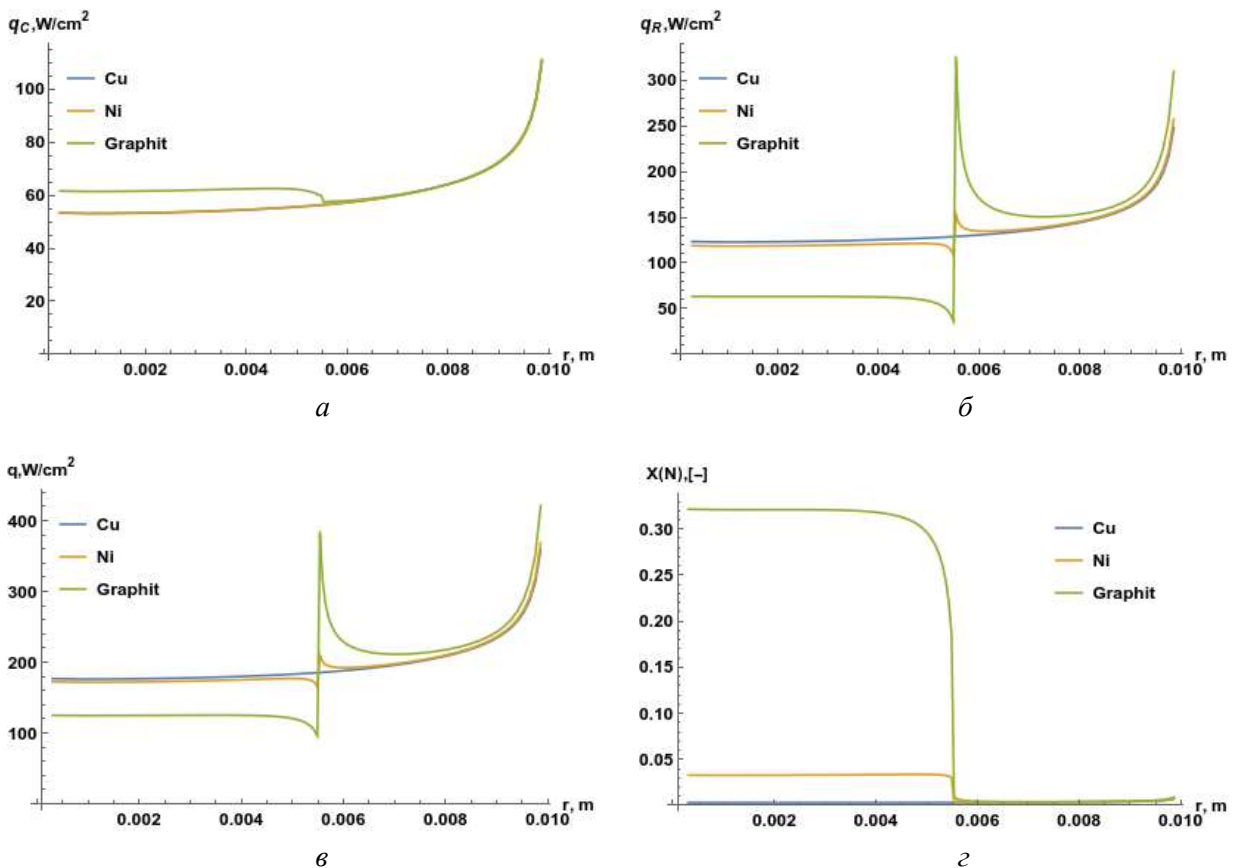


Рис. 5. Распределение характеристик вдоль поверхности при мощности $N_{ap} = 35$ кВт. а) кондуктивный тепловой поток q_C ; б) рекомбинационный тепловой поток q_R ; в) полный тепловой поток q ; з) мольная доля N

Сравнительный анализ рассчитанных осреднённых вдоль участка испытываемого образца ($r = 0.0055$ м при радиусе державки $r = 0.01$ м) тепловых потоков q^{av} , рассчитанных по

значениям эффективного коэффициента рекомбинации γ из [11] представлен в табл. 2. В колонке ϵ представлена относительная погрешность рассчитанных потоков q^{av} по сравнению с экспериментально измеренными значениями q^{exp} . Видно, что отклонения достигают 29 %, однако в среднем они находятся в пределах 15 %.

Таблица 2

 Анализ рассчитанных осреднённых тепловых потоков q^{av}

N_{ap} , [кВт]	Медь				Никель				Графит МПГ-7			
	q^{exp} , [Вт/см ²]	q^{av} , [Вт/см ²]	ϵ , %	γ	q^{exp} , [Вт/см ²]	q^{av} , [Вт/см ²]	ϵ , %	γ	q^{exp} , [Вт/см ²]	q^{av} , [Вт/см ²]	ϵ , %	γ
65	268	302	13	0.089	278	319	15	0.20	194	213	10	0.014
55	230	249	8	0.08	240	265	10	0.20	159	170	7	0.011
45	190	215	13	0.10	196	226	15	0.28	133	147	11	0.011
35	140	181	29	1.0	137	175	28	0.20	103	124	20	0.012

На рис. 6 представлен сравнительный график, где по оси абсцисс отложено экспериментальное значение теплового потока q^{exp} , по оси ординат – рассчитанный осреднённый тепловой поток q^{av} (см. табл. 2).

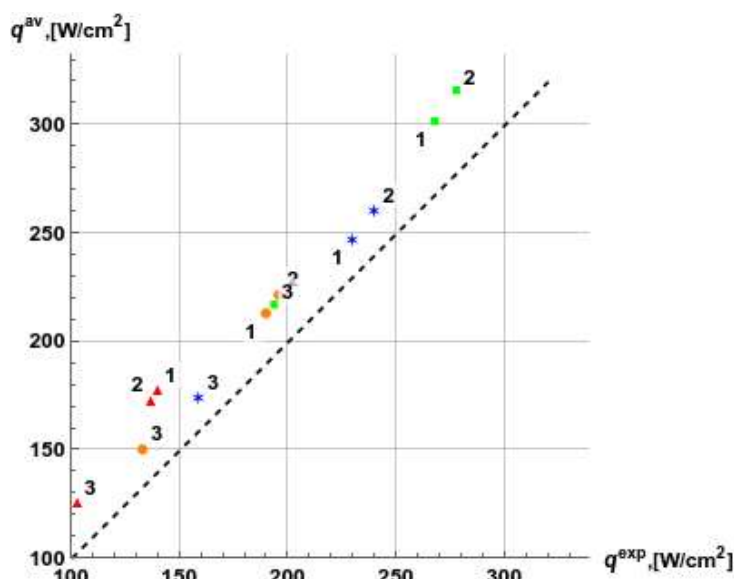


Рис. 6. Сравнительная диаграмма рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков. Материалы: 1 – медь; 2 – никель; 3 – графит. Режимы: $N_{ap} = 35$ – красный; $N_{ap} = 45$ – оранжевый; $N_{ap} = 55$ – синий; $N_{ap} = 65$ – зелёный

На рис. 6 видно, что все точки сконцентрированы вокруг прямой, эквидистантной диагонали, отвечающей совпадению рассчитанных и экспериментальных значений. Можно предположить несколько возможных источников расхождений.

Во-первых, различия могут быть связаны с методикой нахождения эффективного коэффициента рекомбинации γ в [11]. В этой работе использовался эталонный материал с достаточно высокой каталитичностью, для которого полагалось $\gamma = 1$, тогда как для остальных материалов коэффициенты γ вычислялись как относительные к данному значению. В работе [11] таким материалом выступала сталь с приведёнными там же для неё тепловыми потоками. Однако вполне возможно, что реальное значение γ отлично от единицы (по предварительным расчётам γ для стали в условиях рассматриваемых испытаний лежит в пределах $0.026 \div 0.09$).

Данный вопрос требует дальнейшего изучения, как с экспериментальной, так и с расчетной точек зрения.

Во-вторых, в [11] предполагалось, что тепловой поток в пределах образца материала (радиусом $r = 0.0055$ м) распределён равномерно и равен тепловому потоку в передней критической точке. Однако проведенные в данной работе расчеты показывают, что имеется определенная неравномерность теплового потока в радиальном направлении, что можно видеть, например, на рис. 5, в) для $N_{ap} = 35$ кВт.

Кроме того, отличия могут быть обусловлены различиями в кинетических схемах для газовой фазы между данной работой и [11]. Значения тепловых потоков при стремлении γ к нулю становятся всё более зависимыми от кинетической схемы, поскольку в окрестности холодной поверхности влияние неравновесности состава усиливается.

Наконец, еще одним источником расхождений может являться неточность в определении к.п.д. плазмотрона для азота.

Для проверки зависимости результатов расчетов от используемой кинетической схемы была проведена дополнительная серия расчетов с кинетической схемой из работы [30], полученные результаты представлены на рис. 7.

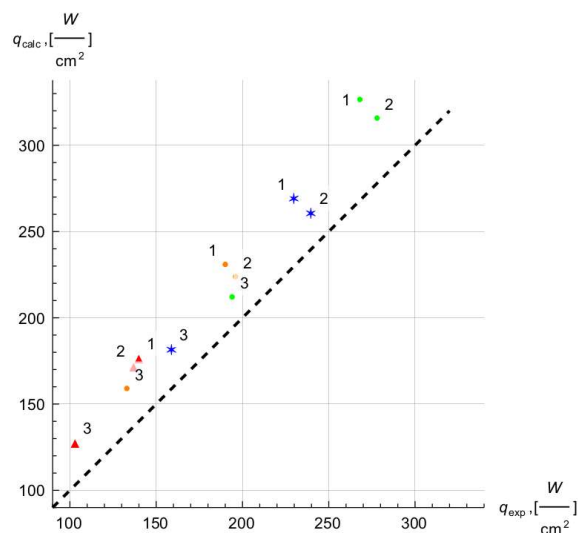


Рис. 7. Сравнительная диаграмма тепловых потоков для кинетической схемы [20]. Обозначения как на рис. 6.

Видны как качественные, так и количественные отличия с данными рис. 6. В среднем отклонение от экспериментальных результатов ε составляет порядка 20 %, а для варианта $N_{ap} = 35$ кВт оно колеблется в пределах от 24 до 26 %, что меньше, чем 29 % при использовании кинетики [22].

Более точного определения эффективного коэффициента рекомбинации можно добиться, обобщив математическую модель на случай термодинамической неравновесности и учитывая потери излучением. Данные поправки будут способствовать снижению теплового потока, что улучшит согласие расчетов с экспериментом. Кроме того, стоит иметь в виду, что погрешности измерения тепловых потоков в эксперименте составляют 5 %.

5. Заключение

В работе проведены валидационные расчёты по определению тепловых потоков к охлаждаемым поверхностям металлов и графита в дозвуковых струях диссоциированного азота при известном эффективном коэффициенте рекомбинации атомов на поверхности. Выполнено сравнение с серией из 12 экспериментов на индукционном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 ИПМех

РАН. Проиллюстрировано удовлетворительное согласование расчётных данных и эксперимента и указаны источники различий. Построены распределения тепловых потоков вдоль поверхности и посчитан интегральный тепловой поток, что необходимо при валидации на измеряемых в эксперименте тепловых потоках. Количественно показан эффект сверхравновесного нагрева при переходе от низкокatalитичного материала к высококatalитичному. Данные оценки полезны при учёте неравномерности кatalитических свойств материала, которая может присутствовать на теплозащитных покрытиях летательных аппаратов. Показано увеличение роли химической неравновесности с уменьшением кatalитичности материала, влекущее за собой более сильную зависимость рассчитываемых тепловых потоков от кинетической схемы.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-31-90114 и в рамках Госзадания № АААА-А20-120011690135-5. Автор выражает признательность С.Е. Якушу и А.Ф. Колесникову за постановку задачи, обсуждение и анализ расчетных и экспериментальных результатов. Особую благодарность автор выражает старшему научному сотруднику лаборатории взаимодействия плазмы и излучения с материалами С.А. Васильевскому за предоставленные расчетные данные по характеристикам струи плазмы азота, а также многочисленные обсуждения моделей и результатов работы.

Литература

1. Ames Research Facilities Summary, NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA 1974.
2. Savino R., Fumo M., Paterna D., Maso A., Monteverde F. Arc-Jet testing of ultra-high temperature ceramics // *Aerospace science and technology*. 2010. Vol.14. Pp. 178–187.
3. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазматрона // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Сер. Б. Т. VII-1. Ч. 2. М.: Янус-К, 2008. С. 220–234.
4. Degrez G., VandenAbeelee D., Barbante P., Bottin B. Numerical simulation of inductively coupled plasma flows under chemical non equilibrium // *International Journal of Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*. 2004. Vol. 14(4). Pp. 538–558.
5. Massuti-Ballester B., Marynowski T., Herdrich G. New inductively heated plasma source IPG7 // *Front. Appl. Plasma Technol.* 2013. Vol. 6, Pp. 2–6.
6. Minghao Y., Takahashi Y., Kihara H., Abe K., Yamada K., Abe T., Miyatani S. Thermochemical non-equilibrium 2D modeling of nitrogen inductively coupled plasma flow // *Plasma Science and Technology*. 2015. V.17. No. 9. Pp. 749–760.
7. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалёв Р.В. Численное моделирование течения различных плазмообразующих газов в тракте ВЧ-плазматрона // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2018. Т.19, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/775/>
8. Колесников А.Ф., Щёлоков С.Л. Анализ условий моделирования аэродинамического нагрева // *Изв. РАН. МЖГ*. 2021. №2. С. 91–96.
9. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния на тепловой поток газофазных реакций // *ТВТ*, Т. 29. 1991. № 3. С. 521–529.
10. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Влияние кatalитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1985. № 3. С. 166–172.
11. Колесников А.Ф., Гордеев А.Н., Васильевский С.А. Теплообмен в дозвуковых струях диссоциированного азота: эксперимент на ВЧ-плазматроне и численное моделирование // *ТВТ*. 2018. Т.56. № 3. С. 417–423.

12. Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Чаплыгин А.В. Тепловой эффект поверхностного катализа в дозвуковых струях диссоциированного воздуха: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 137–150.
13. Баронец П.Ф., 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. АН СССР. МЖГ. 1991. № 3. С. 144–150.
14. Poinsot T., Veynante D. Theoretical and numerical combustion, Philadelphia PA.:Edwards, 2005. 522 p.
15. Под ред. Глушко В.П. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание в 4-х томах. М.: Наука, 1979.
16. Андриатис А.В., Жлуктов С.А., Соколова И.В. Транспортные коэффициенты смеси воздуха химически неравновесного состава // Математические модели и вычислительный эксперимент. 1992. Т. 4. № 1.
17. Wilke C.R. A viscosity equation for gas mixtures // Journal of chemical physics. 1950. Vol.18. No. 4.
18. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир. 1976. С.554.
19. 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.
20. Колесников А.Ф., Тирский Г.А. Уравнения гидродинамики для частично ионизованных многокомпонентных смесей газов с коэффициентами переноса в высших приближениях. В кн.: Молекулярная газодинамика. М.: Наука, 1982. С. 20–44.
21. Суржиков С.Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит. 2018. 544 с.
22. Park C. Stagnation point radiation for Apollo 4 — a review and current status // AIAA paper 2001-3070. 16 p.
23. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. М.: Физматлит. 2003. 352 с.
24. Blazek J. Computational fluid dynamics: principles and applications. 2001. Elsevier.
25. Гордеев А.Н. Колесников А.Ф. Сахаров В.И. Течение и теплообмен в недорасширенных неравновесных струях индукционного плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2011. №4. С. 130–142.
26. Сахаров В.И. Численное моделирование течений в индукционном плазмотроне и теплообмена в недорасширенных струях воздуха для условий экспериментов на установке ВГУ-4 (ИПМех РАН) // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. Т. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2007-5/articles/38/>
27. Борисов В.Е., Давыдов А.А., Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е., Меньшов И.С., Параллельная реализация неявной схемы на основе метода LU-SGS для моделирования трехмерных турбулентных течений // Матем. Моделирование. 2014. Т. 26. № 10. С. 64–78.
28. Kitamura, K., Hashimoto, A. Reduced dissipation AUSM-family fluxes: HR-SLAU2 and HR-AUSM+up for high resolution unsteady flow simulations // Comput. Fluids. 2016. Vol. 126. Pp. 41–57.
29. Peles O., Turkel E. Acceleration methods for multi-physics compressible flow // J. of Comp. Phys. Vol. 358, 2018, pp. 201–234.
30. Dunn M.G., Kang S.W. Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas // NASA CR-2232, 1983.

References

1. *Ames Research Facilities Summary, NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA 1974.*
2. Savino, R., Fumo, M., Paterna, D., Maso, A., Monteverde, F., “Arc-Jet testing of ultra-high temperature ceramics,” *Aerospace science and technology*, Vol. 14, 2010, pp. 178–187.

3. Vasilevski, S. A., Kolesnikov, A. F., *Chislennoe issledovanie techenij I teploobmena v induktsionnoj plazme vysokochastotnogo plasmotrona* (Numerical study of flows and heat transfer in an induction plasma of a high-frequency plasma torch), *Enciklopedia vysokotemperaturnoj plasmy*, Ser. B, Vol. VII-1, Part. 2, Moscow, 2008, pp. 220–234.
4. Degrez, G., VandenAbeelee, D., Barbante, P., Bottin, B., “Numerical simulation of inductively coupled plasma flows under chemical non equilibrium,” *International Journal of Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*, Vol. 14(4), 2004, pp. 538–558.
5. Massuti-Ballester, B., Marynowski, T., Herdrich, G., “New inductively heated plasma source IPG7,” *Front. Appl. Plasma Technol.*, Vol. 6, 2013, pp. 2–6.
6. Minghao, Y., Takahashi, Y., Kihara, H., Abe, K., Yamada, K., Abe, T., Miyatani, S., “Thermochemical nonequilibrium 2D modeling of nitrogen inductively coupled plasma flow,” *Plasma Science and Technology*, Vol. 17, No. 9, 2015, pp. 749–760.
7. Vlasov, V. I., Zalogin, G. N., Kovalev, R. V., “Numerical modeling of flows of different plasma constituting gases in RF-plasmatron facility,” *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 19, No. 4, 2018. <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/775/>
8. Kolesnikov, A. F., Shelokov, S. L., “Analiz uslovij modelirovaniya aerodinamicheskogo nagreva,” *Izvestia RAN MZhG*, No. 2, 2021, pp. 91–96.
9. Vasilevski, S. A., Kolesnikov, A. F., Yakushin, M. I., “Opredelenie effektivnykh veroyatnostej getero-gennoj rekombinatsii atomov v uslovijakh vlijaniya na teplovoj potok gasofaznykh reaktsij,” *TVT*, Vol. 29, No. 3, 1991, pp. 521–529.
10. Gordeev, A. N., Kolesnikov, A. F., Yakushin, M. I., “Vliyanie kataliticheskoy aktivnosti poverkhnosti na neravnoesnyj teploobmen v dozvukovoj strue dissociirovannogo azota,” *Izv. ANSSSR. MZhG*, No. 3, 1985, pp. 166–172.
11. Kolesnikov, A. F., Gordeev, A. N., Vasilevski, S. A., “Teploobmen v dozvukovykh strujakh dissociirovannogo azota: experiment na VCH-plasmatrone I chislennoe modelirovanie,” *TVT*, Vol. 56, No. 3, 2018, pp. 417–423.
12. Vasilevski, S. A., Gordeev, A. N., Kolesnikov, A. F., Chaplygin, A. V., “Teplovoj effect poverchnostnogo kataliza v dozvukovykh strujakh dissociirovannogo vozdukhha: eksperiment na VCH-plasmatrone I chislennoe modelirovanie,” *Izvestia RAN MZhG*, No. 5, 2020, pp. 137–150.
13. Baronets, P. F., Kolesnikov, A. F., Kubarev, S. N., Pershin, I. S., Truchanov, A. S., Yakushin, M. I., “Sverchravnoesnyj nagrev poverkhnosti teplozashitnoj plitki v dozvukovoj strue dissociirovanogo vozdukhha,” *Izvestia AN SSSR MZhG*, No. 3, 1991, pp. 144–150.
14. Poinso, T., Veynante, D., *Theoretical and numerical combustion*, Philadelphia PA.: Edwards, 2005, 522 p.
15. Ed. by Glushko, V. P., *Termodinamicheskie svojstva individualnykh veshstv* (Thermodynamic properties of individual substances), *Spravochnik v 4 tomakh*, Moscow, Nauka, 1979.
16. Andriatis, A. V., Zhlukto, S. A., Sokolova, I. V., “Transportnye koefitsienty smesi vozdukhha chemicheski neravnoesnogo sostava,” *Matematicheskie modeli i vychislitelnyj experiment*, Vol. 4, No. 1, 1991.
17. Wilke, C. R., “A viscosity equation for gas mixtures,” *Journal of chemical physics*, Vol. 18, No. 4, 1950.
18. Ferciger, J., Kaper, G., *Matematicheskaya teorija processov perenosa v gazakh* (Mathematical theory of transfer processes in gases), Moscow, Mir, 1976, 554 p.
19. Kolesnikov, A. F., “Sootnosheniya Stefana – Maxwella dlya ambipolyarnoj diffuzii v dvuhtemperaturnoj plazme s prilozheniem k zadache ob ionno-zvukovoj volne,” *Izvestia RAN MZhG*, No. 1, 2015, pp. 170–181.
20. Kolesnikov, A. F., Tirskij, G. A., *Uravneniya gidrodinamiki dlya chastichno ionizovannykh mnogokomponentnykh smesey gazov s koefitsientami perenosa v vysshikh priblizheniyakh* (Hydrodynamics equations for partially ionized multicomponent gas mixtures with transfer coefficients in higher approximations), *Molekulyarnaya gazodinamika*, Moscow, Nauka, 1972, pp. 20–44.

21. Surzhikov, S. T., *Kompyuternaya aerofizika spuskaemykh kosmicheskikh apparatov. Dvukhmernye modeli* (Computer Aerophysics of Descent Vehicles. Two-dimensional models), Moscow, Fizmatlit, 2018, 544 p.
22. Park, C., “Stagnation point radiation for Apollo 4 — a review and current status,” *35th AIAA Thermophysics Conference*, AIAA paper 2001-3070, June 2001. <https://doi.org/10.2514/6.2001-3070>
23. Warnatz, Yu, Maas, U., Dibble, R., *Gorenie. Fizicheskie i chimicheskie aspekty, modelirovanie, experimenty, obrazovanie zagraznjayushikh veshestv* (Combustion. Physical and chemical aspects, modeling, experiments, formation of pollutants), Moscow, Fizmatlit, 2003, 352 p.
24. Blazek, J., *Computational fluid dynamics: principles and applications*, Elsevier, 2001.
25. Gordeev, A. N., Kolesnikov, A. F., Sakharov, V. I., “Techenie i teploobmen v nedorasshirenykh neravnovesnykh struyakh indukcionnogo plasmatrona,” *Izvestija RAN MZhG*, No. 4, 2011, pp. 130–142.
26. Sakharov, V. I., “CFD flows modelling in inductive plasmatron and heat transfer in under-expanded air jets under IPG-4 (IPM RAS) facility test conditions,” *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 5, 2007. <http://chemphys.edu.ru/issues/2007-5/articles/38/>
27. Borisov, V. E., Davydov, A. A., Kudryashov, I. Yu., Lutskij, A. E., Menshov, I. S., “Parallelnaja realizacija neyavnoj shemy na osnove metoda LU-SGS dlya modelirovaniya trekhmernykh turbulentnykh techenij,” *Matematicheskoe modelirovanie*, Vol. 26, No. 10, 2014, pp. 64–78.
28. Kitamura, K., Hashimoto, A., “Reduced dissipation AUSM-family fluxes: HR-SLAU2 and HR-AUSM+-up for high resolution unsteady flow simulations,” *Comput. Fluids*, Vol. 126, 2016, pp. 41–57.
29. Peles, O., Turkel, E., “Acceleration methods for multi-physics compressible flow,” *J. of Comp. Phys.*, Vol. 358, 2018, pp. 201–234.
30. Dunn, M. G., Kang, S. W., “Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas,” NASA CR-2232, 1983.

Статья поступила в редакцию 15 июня 2022 г.