

УДК 533.6.011.6:541.12

© 1990 г.

КОЛЕСНИКОВ А. Ф., ЩЕЛИН В. С.

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ
ГИПЕРЗВУКОВОГО ТЕПЛОБМЕНА В ДОЗВУКОВЫХ СТРУЯХ
ДИССОЦИИРОВАННОГО АЗОТА**

Для трех дозвуковых режимов обтекания модели с плоским затуплением дозвуковыми струями чистого диссоциированного азота в индукционном плазмотроне [1] (при давлениях торможения $(10^4 - 3 \cdot 10^4)$ Н/м² и энтальпии $2,1 \cdot 10^7$ м²/с²) и трех режимов обтекания сфер гиперзвуковыми потоками, параметры которых связаны между собой условиями локального моделирования теплообмена [2, 3], численно решены одномерные задачи о течении в пограничном слое конечной толщины на торце модели и в тонком вязком ударном слое на сфере.

Установлено, что при условии равенства давлений торможения, энтальпий и градиентов скоростей на внешних границах пограничных слоев в критических точках сферы и модели точность воспроизведения в дозвуковой струе на модели радиуса $R_m = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м теплового потока к высокотемпературной поверхности сферы, обтекаемой гиперзвуковым равномерным потоком, около 3%. Для низкотемпературных поверхностей точность моделирования неравновесного теплообмена определяется величинами отклонений температур на внешних границах пограничных слоев на теле и модели. Для этого случая условия моделирования имеют вид $dU_e^\circ/dx^\circ = idem$, $p_0 = idem$, $T_e = idem$.

При давлениях торможения $p_0 \geq 2 \cdot 10^4$ Н/м² независимо от каталитичности поверхности тепловой поток в критической точке и структура пограничного слоя вблизи оси симметрии моделей с плоским затуплением радиуса $R_m \geq 1,5 \cdot 10^{-2}$ м, обтекаемых дозвуковыми струями азота в плазмотроне с радиусом разрядного канала $R_c = 3 \cdot 10^{-2}$ м, хорошо соответствуют обтеканию сфер гиперзвуковыми потоками с параметрами, определяемыми условиями моделирования [2, 3].

1. Будем рассматривать теплообмен неразрушающихся гладких поверхностей тела и модели соответственно с гиперзвуковым потоком и дозвуковой высокоэнтальпийной струей, полагая, что эти поверхности имеют одинаковые каталитические свойства и заданную температуру T_w .

Согласно [4-7], для полного моделирования теплопередачи от равновесного или замороженного пограничного слоя к затупленному телу в критической точке необходимо выполнить условия соответствия физических параметров течения на внешних границах пограничных слоев тела и модели

$$p_0 = idem, T_e = idem, c_i = idem \quad (i=1, \dots, N) \quad (1.1)$$

$$\beta = \left(\frac{dU_e^\circ}{dx^\circ} \right)_0 = idem \quad (1.2)$$

Здесь p_0 — давление торможения, T — температура, c_i — массовая концентрация i -го компонента, β — градиент скорости невязкого течения в критической точке, U° — скорость внешнего течения вдоль координаты образующей тела x° , N — число компонентов газовой смеси, индекс e относится к внешней границе пограничного слоя.

В [2, 3] было отмечено, что из условий (1.1), (1.2) следует равенство чисел Дамкеллера для газофазных (Γ_g) и гетерогенных реакций (Γ_w): $\Gamma_g = idem$, $\Gamma_w = idem$, т. е. выполнение этих условий будет обеспечивать соответствие параметров теплообмена при любой степени неравновесности пограничного слоя — от замороженного до равновесного. Сте-

пень такого соответствия для конкретной установки — индукционного плазмотрона ВГУ-2 [1] ниже подлежит оценке.

В случае химического равновесия на внешних границах пограничных слоев условия (1.1) сводятся к требованию равенства давлений торможения p_0 и энтальпий H_e

$$p_0 = \text{idem}, \quad H_e = \text{idem} \quad (1.3)$$

В высокоэнтальпийных потоках ВГУ-2 эти условия надежно контролируются путем прямых измерений давления и энтальпии [1–3, 8].

Для случая осесимметричного обтекания цилиндрических моделей дозвуковыми струями вязкого диссоциированного газа общие условия (1.3), (1.2) моделирования теплового потока к критической точке сферы радиуса R_w , обтекаемой гиперзвуковым потоком со скоростью V_∞ и плотностью ρ_∞ , были конкретизированы в [2, 3] в виде

$$p_0 = \rho_\infty V_\infty^2, \quad H_e = \frac{1}{2} V_\infty^2 \quad (1.4)$$

$$\frac{V_s}{R^*(R_c, R_m)} = \left(\frac{8}{3} \frac{\rho_\infty}{\rho_e} \right)^{1/2} \frac{V_\infty}{R_w} \quad (1.5)$$

Здесь V_s — скорость дозвуковой струи в центре среза канала плазмотрона, R_c — радиус канала, R_m — радиус модели, R^* — эффективный радиус, зависящий от формы модели и размеров модели и канала. Формулы для R^* моделей с плоским и сферическим затуплением получены в [2, 3].

Согласно (1.4), (1.5), заданным размерам R_c , R_m и параметрам дозвуковой струи H_e , p_0 , V_s однозначно соответствуют параметры гиперзвукового потока и радиус сферы, определяемые по формулам

$$V_\infty = \sqrt{2H_e}, \quad \rho_\infty = \frac{p_0}{2H_e}, \quad R_w = \left(\frac{8}{3} \frac{\rho_\infty}{\rho_e} \right)^{1/2} \frac{V_\infty}{V_s} R^*(R_c, R_m) \quad (1.6)$$

С целью оценки точности соответствия течений вблизи торцевой поверхности модели и в пограничном слое вблизи критической точки сферы, параметры которых связаны условиями (1.6), проанализируем три дозвуковых режима плазмотрона ВГУ-2 на чистом азоте, которые были изучены в [1, 8, 9]. Параметры этих режимов, различающихся давлением торможения p_0 и скоростью V_s при постоянных значениях энерговклада в разряд $N=22$ кВт и расхода газа $G=2,8$ г/с, приведены в табл. 1 (число Рейнольдса Re_s определено по радиусу модели: $Re_s = \rho_s V_s R_m / \mu_s$; параметр s относится к центру среза канала плазмотрона).

Для применяемой в экспериментах [1–3, 9] цилиндрической модели с плоским затуплением радиуса $R_m = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м и канала ВГУ-2 радиуса $R_c = 3,0 \cdot 10^{-2}$ м, согласно [2, 3], имеем $R^* = 1,2 R_m = 1,8 \cdot 10^{-2}$ м.

С учетом этого и данных табл. 1 по формулам (1.6) определены параметры трех режимов гиперзвукового обтекания азотом сфер различных радиусов, которые приведены в табл. 2.

Предлагаемый здесь метод оценки точности моделирования гиперзвукового теплообмена путем обеспечения в эксперименте условий (1.6) заключается в сравнении расчетных значений тепловых потоков, а также профилей температуры и концентраций в пограничных слоях вблизи критических точек модели и сферы для соответствующих условий до- и гиперзвукового обтеканий. Ниже такое сравнение проведено для указанных в табл. 1 и 2 параметров до- и гиперзвуковых течений.

2. Метод численного расчета тепловых потоков в критической точке модели с плоским затуплением, обтекаемой дозвуковой струей вязкого диссоциированного газа, предложен в [9–11].

Струйное обтекание моделей в индукционных плазмотронах характеризуется малыми числами Re_s ($\leq 10^2$), при которых, вообще говоря, неприемлима теория асимптотического тонкого пограничного слоя, поскольку

Таблица 1

Дозвуковые режимы ВГУ-2	H_e м ² /с ²	p_0 Н/м ²	V_s м/с	R_m м	Re_s	M_s
I	$2,1 \cdot 10^7$	10^4	150	$1,5 \cdot 10^{-2}$	53	0,12
II	$2,1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^4$	75	$1,5 \cdot 10^{-2}$	49	0,06
III	$2,1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^4$	50	$1,5 \cdot 10^{-2}$	47,5	0,04

Таблица 2

Гиперзвуковые режимы	V_∞ м/с	ρ_∞ кг/м ³	R_w , м	Re_0	M_∞
I	6490	$2,33 \cdot 10^{-4}$	0,33	1 750	20
II	6490	$4,66 \cdot 10^{-4}$	0,65	6 900	20
III	6490	$6,99 \cdot 10^{-4}$	0,95	15 000	20

существенно влияние вязкости, диффузии и теплопроводности во всей области течения. Анализ численных решений задач обтекания цилиндрических тел с плоским затуплением в рамках уравнений Навье – Стокса при $M \ll 1$ для условий экспериментов на плазмотроне ВГУ-2 показал, что при $Re_s \geq 30$ можно выделить собственно пограничный слой около торцевой поверхности тела и примыкающую к нему область слабовязкого течения, где завихренность потока отлична от нуля, а профиль градиента скорости в радиальном направлении вблизи оси близок к линейному [11, 12].

В постановке задачи о пограничном слое конечной толщины в окрестности критической точки в качестве внешнего используется численное решение уравнений Навье – Стокса, упрощенных при $M \ll 1$ [10–12]. В частности, из этого решения определяются толщина δ_m пограничного слоя и параметры на его внешней границе, в том числе завихренность потока, которые задаются в постановке задачи пограничного слоя.

В соответствии с [11], в случае бинарной смеси атомов и молекул при условии, что колебательные степени свободы молекул возбуждены равновесно, система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих течение вблизи критической точки на торце (плоскости), имеет вид

$$(lf_{\eta\eta}')'_\eta + ff_{\eta\eta}'' - 1/2(f'_\eta)^2 + 1/2(1 + \alpha_e)\rho^{-1} = 0 \quad (2.1)$$

$$(l \text{Pr}^{-1} H'_\eta)' + fH'_\eta + [l \text{Sc}^{-1}(1 - \text{Le}^{-1})(h_A - h_M) c_{A\eta}]'_\eta = 0$$

$$(l \text{Sc}^{-1} c_{A\eta}')'_\eta + f c_{A\eta}' + \dot{w}_A = 0, \quad y'_\eta = \Delta_m \rho^{-1} \psi^{-1}$$

$$\rho = \frac{1 + c_{Ae}}{1 + c_A} t^{-1}, \quad l = \frac{\mu \rho}{\eta_e^2}, \quad \psi = \int_0^1 \frac{d\eta}{\rho}$$

$$H = c_A h_A + (1 - c_A) h_M, \quad h_A = (C_{pA} T + h^*) / H_e, \quad h_M = (C_{pM} T + \varepsilon_V) / H_e$$

$$\eta_e = \frac{\Delta_m \sqrt{2 Re_e u_{1e}}}{\psi}, \quad Re_e = \frac{\rho_e V_s R_m}{\mu_e}, \quad \alpha_e = - \frac{v_e}{u_{1e}^2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)_e$$

$$f'_\eta = \frac{u_1}{u_{1e}}, \quad u_1 = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad v = - \frac{V^\circ}{V_s}, \quad U = \frac{U^\circ}{V_s}, \quad x = \frac{x^\circ}{R_m}, \quad y = \frac{y^\circ}{R_m}$$

$$\Delta_m = \frac{\delta_m}{R_m}, \quad \rho = \frac{\rho^\circ}{\rho_e}, \quad t = \frac{T}{T_e}$$

Граничные условия на внешней границе и на непроницаемой поверхности модели таковы

$$\eta = 1: \quad f'_\eta = H = 1, \quad c_A = c_{Ae} \quad (2.2)$$

$$\eta=0: f'_\eta=f=y=0, \quad t=t_w \quad (2.3)$$

$$\frac{\mu}{Sc \eta_e} c_{A\eta}' = \frac{K_w}{V_e u_{1e}} \sqrt{\frac{Re_e u_{1e}}{2}} c_A$$

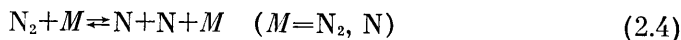
В (2.1)–(2.3) U°, V° – компоненты скорости в цилиндрической системе координат x°, y° , связанной с торцевой поверхностью; c_A – массовая концентрация атомов; C_{pM}, C_{pA} – теплоемкости при постоянном давлении молекул и атомов, ϵ_v – энергия колебаний молекул, h^* – энергия образования атомов; Pr, Sc, Le – числа Прандтля, Шмидта, Льюиса; K_w – эффективная константа скорости гетерогенной рекомбинации; η – переменная Дородницына. Верхний индекс обозначает размерные величины, нижние s и e соответствуют размерным параметрам на срезе канала и внешней границе пограничного слоя на оси симметрии потока.

В уравнении импульсов параметр $\alpha_e = \text{const}$ учитывает завихренность потока на внешней границе слоя толщины Δ_m . Этот параметр, а также Δ_m, u_{1e} определяются по профилям компонент скорости u и v , получаемым из решения задачи обтекания торца струей вязкого газа в рамках уравнений Навье – Стокса, упрощенных при $M \ll 1$ [10–12].

В [10, 11] из численного решения задачи обтекания модели ($R_m = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м) дозвуковой струей диссоциированного азота, истекающего из канала радиуса $R_c = 3 \cdot 10^{-2}$ м плазматрона ВГУ-2, были получены следующие значения гидродинамических параметров на внешней границе пограничного слоя, не зависящие в связи с постоянством расхода от давления: $\Delta_m = \delta_m / R_m = 0,4$; $u_{1e} = 0,445$; $v_e = 0,52$; $(\partial u_1 / \partial y)_e = -1$; $\alpha_e = 2,626$. В расчетах полагалось, что $Pr = 0,71$; $Sc = 0,65$; $\mu \sim T^{0,77}$.

Предполагается, что на внешней границе пограничного слоя имеет место химическое равновесие.

Константы скоростей газофазных реакций в азоте



учитывались в соответствии с данными [13]: $K_r = 2,8 \cdot 10^{17} T^{-0,75}$ ($M = N_2$), $K_r = 3,5 \cdot 10^{16} T^{-0,5}$ ($M = N$), где K_r – компонента скорости обратной реакции, $[K_r] = \text{см}^6 \cdot \text{моль}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для численного решения задачи (2.1)–(2.3) использовалась конечно-разностная схема 4-го порядка аппроксимации [14].

Результаты расчетов параметров пограничного слоя и тепловых потоков к поверхности модели в зависимости от ее каталитичности для трех дозвуковых режимов (табл. 1) анализируются в п. 4 совместно с соответствующими данными для трех гиперзвуковых режимов (табл. 2).

3. Для численного расчета обтекания сферы гиперзвуковым потоком азота используется модель тонкого вязкого ударного слоя [15]. Эта модель с модифицированными соотношениями Рэнкина – Гюгонио на ударной волне удовлетворительно описывает течение в ударном слое, начиная от режима обтекания, когда эффекты молекулярного переноса существенны во всей возмущенной области течения, и заканчивая режимом невязкого обтекания с тонким пограничным слоем на теле [16].

Здесь уместно отметить, что область применимости теории пограничного слоя, на которую в [1, 2] опирался вывод условий моделирования (1.1), (1.2), так же как и степень отклонения состава от равновесного на внешней границе пограничного слоя, т. е. точность выполнения условий (1.1), могут быть определены из решения задачи в рамках уравнений тонкого вязкого ударного слоя.

Считается, что в ударном слое внутренние степени свободы молекул возбуждены равновесно и протекают две реакции диссоциации-рекомбинации (2.4), где константы скоростей K_i и K_r прямых и обратных реак-

ций имеют вид [17]

$$M=N_2: K_f=T^{-1} \exp(45,08-113200/T), \quad K_r=2,0 \cdot 10^{18} T^{-1} \quad (3.1)$$

$$M=N: K_f=T^{-1} \exp(46,31-113200/T), \quad K_r=7,0 \cdot 10^{18} T^{-1}$$

Отметим, что аппроксимации для K_r (3.1) отличаются от (2.4).

Уравнения тонкого химически неравновесного вязкого ударного слоя для бинарной смеси атомов и молекул в системе координат, нормально связанной с поверхностью тела, после перехода к переменной Дородницына ζ в окрестности осесимметричной критической точки имеют вид [17]

$$\begin{aligned}
 (l\varphi_{\zeta\zeta})_{\zeta} + \varphi\varphi_{\zeta\zeta} - (\varphi_{\zeta}')^2 - P^*\rho^{-1} &= 0 \quad (3.2) \\
 (lPr^{-1}H_{\zeta}')_{\zeta} + fH_{\zeta}' + [lSc^{-1}(1-Le^{-1})(h_A-h_M)c_{A\zeta}']_{\zeta} &= 0 \\
 (lSc^{-1}c_{A\zeta}')_{\zeta} + \varphi c_{A\zeta}' + \dot{w}_A &= 0 \\
 P_{\zeta}^* &= 2(\varphi_{\zeta}')^2 \Delta_w, \quad y_{\zeta}' = \Delta_w \rho^{-1} \\
 \rho^{-1} &= (1+c_A)t, \quad H = c_A h_A + (1-c_A)h_M
 \end{aligned}$$

$$h_M = \frac{2}{V_{\infty}^2} \int_0^T C_{p_M}(T) dT, \quad h_A = \frac{2}{V_{\infty}^2} \left(\int_0^T C_{p_A}(T) dT + h^* \right)$$

$$l = \frac{\mu\rho}{Re_{\infty} \Delta_w^2}, \quad P^* = \frac{1}{x} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad x = \frac{x^{\circ}}{R_w}, \quad y = \frac{y^{\circ}}{R_w}, \quad \Delta_w = \frac{1}{\varphi(1)}$$

Здесь x°, y° — ортогональная система координат, связанная с поверхностью сферы; $x\varphi_{\zeta}'$ — безразмерная продольная составляющая компонента вектора скорости; Δ_w — безразмерный отход в переменных Дородницына; остальные обозначения общепринятые и такие же как в п. 2. Для расчета удельных теплоемкостей $C_{p_{N_2}}, C_{p_N}$ использовались данные [18], а коэффициенты переноса вычислялись с использованием потенциала Леннарда — Джонса по формулам [19, 20].

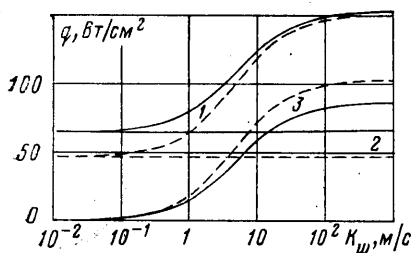
Граничные условия на ударной волне и на непроницаемой поверхности тела имеют вид

$$\begin{aligned}
 \zeta=1: l\Delta_w\varphi_{\zeta\zeta}'' + \varphi_{\zeta}' &= 1 \quad (3.3) \\
 \frac{l\Delta_w}{Pr} C_p T_{\zeta}' + \frac{l\Delta_w}{Sc} (h_A - h_M) c_{A\zeta}' + H &= 1
 \end{aligned}$$

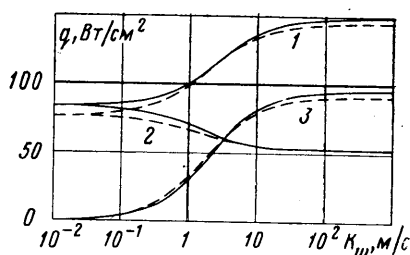
$$\begin{aligned}
 \frac{l\Delta_w}{Sc} c_{A\zeta}' + c_A &= 0, \quad P^* = -2 \\
 \zeta=0: \varphi_{\zeta}' &= 0, \quad \varphi = 0, \quad y = 0 \quad (3.4) \\
 t = t_w, \quad \frac{l\Delta_w}{Sc} c_{A\zeta}' &= \frac{K_w}{V_{\infty}} \rho c_A
 \end{aligned}$$

Для численного решения задачи (3.2) — (3.4) использовалась та же конечно-разностная схема [14] повышенного порядка аппроксимации, что и для численного решения задачи (2.1) — (2.3). Метод решения изложен в [17]. Результаты расчетов течений в гиперзвуковом вязком ударном слое для параметров обтекания, указанных в табл. 2, приведены ниже.

4. На фиг. 1, 2 приведены расчетные зависимости тепловых потоков q_w (кривые 1) и их конвективных (за счет теплопроводности) q_c (кривые 2) и диффузионных q_d (кривые 3) составляющих от константы скорости гетерогенной рекомбинации K_w при давлениях торможения 10^4 и $3 \cdot 10^4$ Н/м² для дозвукового (штриховые линии) и гиперзвукового (сплошные линии) обтекания. Соответствующие параметры течений, связанные



Фиг. 1



Фиг. 2

условиями моделирования (1.6), приведены выше в табл. 1 и 2; во всех вариантах температура поверхности $T_w=1500$ К.

На высококаталитичной поверхности разница в тепловых потоках q_w в соответствующих друг другу условиях дозвукового и сверхзвукового обтекания мала и составляет всего около 3%. С уменьшением K_w эта разница увеличивается, причем она зависит от давления p_0 . При $p_0=10^4$ Н/м² и $K_w \approx 3,6$ м/с различие в тепловых потоках порядка 10%, а на некаталитической стенке в дозвуковой струе тепловой поток меньше на 28%, чем в моделируемом гиперзвуковом потоке (фиг. 1). Это различие обусловлено разницей в конвективных тепловых потоках q_c , которая, однако, полностью компенсируется разницей диффузионных тепловых потоков q_d при больших значениях K_w .

При $p_0=2 \cdot 10^4$ Н/м² на некаталитической поверхности разница в q_w при гипер- и дозвуковом обтекании снижается до 12%, причем при $K_w \geq 1,2$ м/с она не более 3%. При $p_0=3 \cdot 10^4$ Н/м² соответствие тепловых потоков в условиях гиперзвукового обтекания и эксперимента на плазмотроне еще более убедительное: при $K_w \geq 0,4$ м/с разница в значениях q_w и его составляющих не превышает 3%, а на некаталитической поверхности ~8%, что соответствует точности воспроизведения q_c .

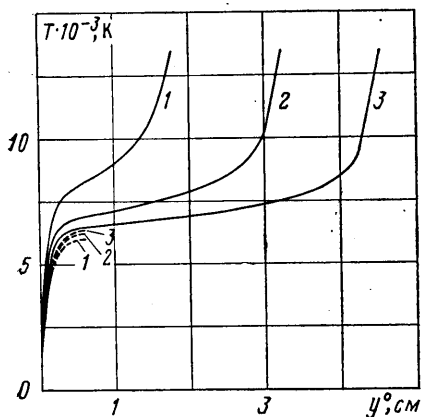
Используя эти данные, можно оценить, с какой точностью выполнение условий моделирования (1.6) позволяет обеспечить воспроизведение натуральных тепловых потоков, например, к такому низкокаталитичному материалу, как кварц, для которого в [9] было установлено, что в случае гетерогенной рекомбинации на нем атомов азота $K_w=1,2$ м/с в диапазоне $T_w=300-1500$ К и $p_0=(1-3) \cdot 10^4$ Н/м². В соответствии с данными на фиг. 1 получаем, что воспроизведенный по условиям моделирования тепловой поток в индукционном плазмотроне в дозвуковом режиме I будет на 15% ниже, чем в гиперзвуковом режиме I. В двух других режимах различие в тепловых потоках не будет превышать 3%.

Иначе говоря, результаты измерений тепловых потоков к моделям радиуса $R_m=1,5 \cdot 10^{-2}$ м с кварцевой поверхностью, обтекаемых диссоциированным азотом в индукционном плазмотроне ВГУ-2, можно переносить на гипотетический эксперимент с условиями гиперзвукового обтекания сферы потоком азота, определенными по формулам (1.6), при $p_0 \approx 10^4$ Н/м² с учетом поправки в 15%, а при $p_0 \geq 2 \cdot 10^4$ Н/м² непосредственно.

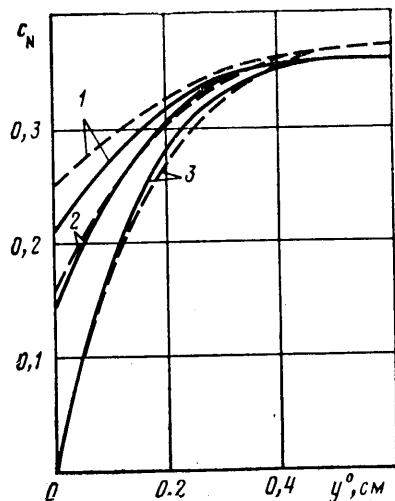
В [1, 2] отмечалось, что из условий моделирования (1.4), (1.5) должно следовать соответствие не только тепловых потоков, но и распределений температуры и концентрации компонентов в пограничных слоях. Сравним эти характеристики, рассчитанные на оси симметрии вблизи тела (сфера) и модели (торец), соответственно в гипер- и дозвуковом потоках.

На фиг. 3 приведены профили температуры в ударных и пограничных слоях на некаталитических поверхностях для указанных в табл. 1, 2 режимов обтекания. Сплошные и штриховые линии 1-3 соответствуют гипер- и дозвуковым режимам I-III.

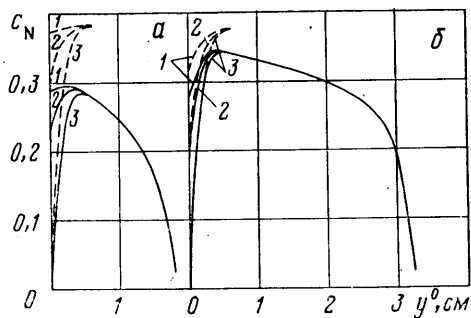
Прежде всего отметим характерные особенности температурного пограничного слоя на торце, обтекаемом дозвуковой струей. Во-первых, как



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

видно из табл. 1, в различных дозвуковых режимах число Re , практически не изменяется, поэтому толщина пограничного слоя на модели не зависит от давления. В трех дозвуковых режимах профили температур в целом близки и фактически различаются вблизи внешней границы пограничного слоя, где заданы равновесные значения температуры.

В трех случаях гиперзвукового обтекания (см. табл. 2) в ударных слоях профили температуры (сплошные линии 1–3) значительно различаются между собой вне пограничного слоя. Вблизи поверхности профили сближаются по мере уменьшения расстояния до стенки.

В гиперзвуковом режиме I температурный пограничный слой сливается с зоной релаксации за ударной волной (1). Имеет место значительное — на 2000 К — превышение температуры на внешней границе пограничного слоя над равновесным значением, что и обуславливает превышение конвективного теплового потока при гиперзвуковом обтекании по сравнению с соответствующим дозвуковым (см. фиг. 1).

С увеличением давления торможения по мере приближения значения T_e к равновесному соответствие профилей температуры в пограничных слоях в гипер- и дозвуковом потоках улучшается, причем максимальное различие имеет место на внешней границе погранслоя: при $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Н/м² оно составляет 600 К (2), при $p_0 = 3 \cdot 10^4$ Н/м² — 150 К (3).

На фиг. 4, 5 приведены профили массовых концентраций атомов азота c_N в ударном слое (сплошные линии) и около модели в дозвуковой струе (штриховые линии) в зависимости от расстояния до критической точки. Кривые 1–3 соответствуют $K_w = 0, 1, 2$ м/с, ∞ .

Интересно, что в трех рассмотренных режимах гиперзвукового обтекания толщина ударного слоя различна, но толщина пограничного слоя практически одинакова и близка к толщине погранслоя на модели с плоским торцом.

При давлении торможения $p_0=10^4$ Н/м² наиболее существенное отличие профилей концентрации имеет место вблизи внешней границы пограничного слоя, где концентрация атомов в случае гиперзвукового обтекания ниже равновесного значения примерно на 40% (фиг. 4, а). По мере приближения к идеально каталитической поверхности профили c_N сближаются и сливаются около стенки, что обуславливает разницу в q_d порядка 20%, т. е. разница в тепловых потоках q_d меньше, чем разница в c_N . При $K_w \approx 1,2$ м/с (кварц) с уменьшением y^0 уменьшается разница в концентрациях, достигая 20% на стенке. В случае нейтральной поверхности $c_{N_w} \approx c_{N_s}$, поскольку пограничный слой практически заморожен, и на стенке различие в значениях c_N максимально, однако оно не влияет на вклад в тепловой поток, поскольку $q_d \approx 0$.

Во втором случае ($p_0=2 \cdot 10^4$ Н/м² (фиг. 4, б)) в ударном слое концентрация c_N ниже равновесного значения на 12%; имеет место хорошее соответствие профилей c_N вблизи сферы и торца при $K_w \geq 1,2$ м/с и удовлетворительное для некаталитической поверхности (на торце значение c_N на 16% больше, чем на сфере).

В третьем случае ($p_0=3 \cdot 10^4$ Н/м² (фиг. 5)) имеем практическое совпадение профилей концентраций атомов в гиперзвуковом потоке и дозвуковой струе в слоях толщиной $5 \cdot 10^{-3}$ м около тела и модели при $K_w \geq 1,2$ м/с и хорошее соответствие для некаталитической поверхности.

Очевидно, что при давлениях торможения $p_0 > 3 \cdot 10^4$ Н/м² точность воспроизведения параметров пограничного слоя и тепловых потоков на моделях с плоским затуплением радиуса $R_m \geq 1,5 \cdot 10^{-2}$ м в дозвуковых режимах на плазмотроне ВГУ-2 для соответствующих условий гиперзвукового обтекания будет высокой при любой каталитичности поверхности.

Итак, проведенный выше анализ позволяет сделать следующие выводы.

Условия локального моделирования (1.6) устанавливают однозначное соответствие между течением в окрестности критической точки модели с плоским затуплением, обтекаемой дозвуковой струей высокосубзвукового газа, и течением в окрестности критической точки сферы некоторого радиуса, обтекаемой равномерным гиперзвуковым потоком с соответствующими параметрами. Точность такого соответствия определяется каталитической активностью поверхности, отклонениями температуры и концентрации атомов от равновесных значений на внешних границах пограничных слоев тела и модели, а также значением числа Re_s .

Для высококаталитичной поверхности выполнение условий (1.6) или (1.2), (1.3) обеспечивает высокую точность моделирования тепловых потоков в дозвуковых струях, если $Re_s \geq 30$. Для низкокаталитичных поверхностей точность моделирования теплового потока при выполнении этих условий определяется разницей температур на внешних границах пограничных слоев тела и модели. Если состояние обоих потоков здесь близко к равновесному, то с хорошей точностью согласуются не только тепловые потоки, но и профили температур и концентраций атомов в пограничных слоях на сфере и модели вблизи оси симметрии при любой каталитичности поверхности.

В случаях, когда хотя бы в одном из течений (до- или гиперзвуковом) состояние газа на границе пограничного слоя неравновесное, для моделирования теплового потока к низкокаталитичным поверхностям следует вместо (1.3) использовать условия

$$p_0 = \text{idem}, \quad T_e = \text{idem}$$

В случаях, когда $Re_s < 30$, в условии $\beta = \text{idem}$ необходимо учитывать поправки, зависящие от Re_s , согласно результатам [1, 2].

Сопоставление численных решений задач (2.1)–(2.3) и (3.2)–(3.4) показало, что имеющиеся в них различия в учете переносных свойств диссоциированного азота и кинетики газофазных реакций рекомбинации атомов азота несущественно влияют на точность расчетов тепловых потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Безэлектродный плазматрон для моделирования неравновесного теплообмена: Препринт № 225. М.: АН СССР ИПМ. 1983. 33 с.
2. Колесников А. Ф., Якушин М. И. Моделирование процессов натурального теплообмена на высокочастотных индукционных плазматронах // Гагаринские науч. чтения по космонавтике и авиации. 1987. М.: Наука, 1988. С. 97–120.
3. Колесников А. Ф., Якушин М. И. Условия моделирования конвективного неравновесного теплообмена тел с гиперзвуковыми потоками на индукционных плазматронах // Теплофиз. высоких температур. 1988. Т. 26. Вып. 4. С. 742–750.
4. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
5. Агафонов В. П., Кузнецов М. М. Моделирование неравновесных тепловых потоков к каталитической поверхности // Уч. зап. ЦАГИ. 1979. Т. 10. № 4. С. 66–78.
6. Агафонов В. П., Кузнецов М. М. К вопросу о полном моделировании стационарных тепловых потоков при дозвуковом и гиперзвуковом обтекании каталитических поверхностей // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1980. Т. 11. № 7. С. 5–11.
7. Коган М. Н., Макашев Н. К. Моделирование каталитических свойств поверхностей // Уч. зап. ЦАГИ, 1980. Т. 11. № 5. С. 47–52.
8. Дорошенко В. М., Мысова В. М., Рулев Ю. К., Якушин М. И. Измерение энтальпии в высокотемпературных дозвуковых струях азота и воздуха на индукционном плазматроне // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53. № 3. С. 492–493.
9. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Влияние каталитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 166–172.
10. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Кубарев С. Н., Якушин М. И. Экспериментальное и численное исследование неравновесного теплообмена в дозвуковых струях диссоциированного азота // Тепломассообмен-VII. Материалы 7 Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск. Май 1984. Т. 3. С. 54–59.
11. Колесников А. Ф., Кубарев С. Н., Якушин М. И. Численное исследование неравновесного течения диссоциированного азота в дозвуковой струе индукционного плазматрона // Числ. методы мех. сплош. среды. Новосибирск. 1986. Т. 17. № 2. С. 106–113.
12. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Исследование теплообмена на моделях в дозвуковых струях индукционного плазматрона // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 129–135.
13. Воронкин В. Г., Яхлаков Ю. В. Экспериментальное исследование теплообмена в окрестности критической точки при неравновесных физико-химических превращениях и определении константы скорости рекомбинации азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 3. С. 128–135.
14. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–325.
15. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number // Inst. aeronaut. Sci. Pap. 1963. No. 92. 100 p.
16. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Тирский Г. А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса // Итоги науки и техники. Мех. жидкости и газа. ВИНТИ. 1985. Т. 19. С. 3–85.
17. Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А. Исследование пространственного обтекания тел с каталитической поверхностью при их движении по траектории входа в атмосферу Земли // Космич. исслед. 1985. Т. 23. № 3. С. 416–425.
18. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. Кн. 2. М.: Наука, 1978. 327 с.
19. Wilke C. A viscosity equation for gas mixtures // J. Chem. Phys. 1950. V. 18. No. 4, P. 517–519.
20. Mason E. A., Saxena S. C. Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures // Phys. Fluids. 1958. V. 1. No. 5. P. 361–369.

Москва

Поступила в редакцию
28.IV.1989