МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 4 • 1985

УДК 536.24

ЭФФЕКТЫ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В ОДНОЙ ЗАДАЧЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОДИНАМИКИ

ПАВЛОВ Г. А., ШИРЯЕВ А. А.

Различные характеристики гиперзвукового обтекания космического зонда в гелиево-водородной атмосфере, моделирующей верхние слои планеты Юпитер, интенсивно исследуются в последнее время [1–6]. Особенностью данной работы, завершающей цикл [7, 8], является последовательный учет взаимодействия основных физических процессов в плазме ударного слоя между отошедшей ударной волной и графитовой поверхностью сферического зонда при определении конвективного и лучистого тепловых потоков в передней критической точке зонда. К указанным процессам относятся: вдув графитного теплозащитного покрытия в ударный слой под действием мощных тепловых потоков, лучистый и конвективный перенос тепла через ударный слой к поверхности зонда, многокомпонентный характер диффузионного перемешивания компонентов плазмы в ударном слое. Теплофизические свойства локально-равновесной многоэлементной плазмы ударного слоя с сильным кулоновским взаимодействием, необходимые для расчета тепловых потоков, затабулированы в [8, 9]. Кулоновское взаимодействие сказывается в особенности на оптических свойствах плазмы ударного слоя [9].

С методической точки зрения наиболее сложно корректно исследовать влияние многокомпонентной диффузии в плазме ударного слоя на тепловые потоки при заданной интенсивности вдува теплозащитного покрытия (здесь – углерода) в ударный слой. В работе применен подход [7–10], связанный с введением эффективных коэффициентов переноса (ЭКП), описывающих массовые потоки химических элементов $\mathbf{J}_a$ и конвективный тепловой поток $\mathbf{J}_q$ (см. (1.2)). Данный подход позволил систематически рассмотреть зависимость тепловых потоков, массовых потоков химических элементов, профилей газодинамических параметров от полноты учета диффузионных процессов в ударном слое. Матрица ЭКП, построенная в [7–10], удовлетворяет условиям [11], гарантирующим положительность решений соответствующих уравнений диффузии и энергии (см. п. 2).

1. Как известно (см., например, [12]), полная система уравнений, описывающая движение многоэлементной излучающей плазмы ударного слоя в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР), включает в себя уравнения неразрывности, диффузии химических элементов, движения, энергии, уравнение переноса излучения и уравнения Максвелла. Указанную систему следует дополнить выражениями для электрического тока $\mathbf{J}_e$, массовых потоков химических элементов, конвективного теплового потока; определением тензора давлений $P_{ij}=p\delta_{ij}+\Pi_{ij}$ (где Π_{ij} – тензор вязких напряжений), данными по термодинамическим функциям и коэффициентам поглощения плазмы $\varkappa_\nu$. Теплофизические свойства плазмы – термодинамические функции, коэффициенты переноса, коэффициент поглощения – целесообразно затабулировать в зависимости от p, T, c_a (c_a – доля химического элемента a) [7–10].

Полная система уравнений высокотемпературной газодинамики для ударного слоя, очевидно, чрезвычайно сложна. Однако с учетом гиперзвукового характера обтекания зонда и ряда оценок параметров физических процессов в ударном слое система может быть существенно упрощена. Ниже ввиду гиперзвукового характера течения плазмы в окрестности передней критической линии применена концепция вязкого ударного слоя с «исчезающей» вязкостью (см., например, [13]). Данная концепция заключается в том, что при описании гиперзвукового течения в ударном слое в системе уравнений движения и энергии сохраняются вязкие члены, существенные в пограничном слое (по порядку величины больше, чем $l/\sqrt{\mathrm{Re}_\delta}$, где $\mathrm{Re}_\delta=\rho_\infty v_\infty R/\mu_\delta$; v_∞, ρ_∞ — скорость и плотность в набегающем потоке; R — радиус кривизны поверхности тела, μ_δ — динамическая вязкость плазмы непосредственно за ударной волной), а на ударной волне справедливы соотношения Гюгонио — Ренкина.

С указанной точностью давление поперек слоя постоянно и равно давлению за ударной волной. Оценки вкладов электромагнитных взаимодействий в уравнения движения и энергии показывают незначительность данных эффектов для плазмы ударного слоя. В то же время электрическое поле сохранено в выражениях для $\mathbf{J}_a$ и $\mathbf{J}_q$ (1.2). Поскольку движение плазмы в ударном слое рассмотрено ниже в окрестности передней критической линии, электрическое поле исключено из выражений для $\mathbf{J}_a$, $\mathbf{J}_q$, из условия $\mathbf{J}_e=0$. Показано также, что вязкая диссипация энергии в уравнении энергии несущественна (см. [9]).

В результате полная система уравнений в окрестности передней критической линии сферического зонда в автомодельных переменных η, ξ имеет следующий безразмерный вид:

$$(Nf'')'+ff''+(2\rho_\infty/\rho-f'^2)/2=0$$

$$(N_1T_*')'-(N_2c_a')'-(N_3c_b')=-\frac{\mu_\delta}{D_\delta}fc_a'$$

$$(M_1T_*')'-(M_2c_a')'-(M_3c_b')'=-\frac{\mu_\delta}{\lambda_\delta}\Bigg(T_\delta c_pT_*'+$$

$$+\sum_{a=1}^{N_a-1}\left(\frac{\partial h}{\partial c_a}\right)_{p,T,c_b\neq c_a}c_a'\Bigg)f+\operatorname{div}\mathbf{J}_R\mu_\delta R/(2v_\infty\lambda_\delta\rho) \qquad (1.1)$$

$$\eta(x,y)=\left(\frac{u_\delta r_b}{\sqrt{2\xi}}\right)\int_0^y\rho\,dy,\qquad \xi(x)=\int_0^x\rho_\delta\mu_\delta u_\delta r_b^2dx$$

$$f=\int_0^\eta\left(\frac{u}{u_\delta}\right)d\eta,\qquad N=\frac{\rho\mu}{\rho_\delta\mu_\delta},\qquad N_1=\frac{\rho\mathbf{D}_a^T}{\rho_\delta D_\delta}$$

$$N_2=\frac{\rho\mathbf{D}_{aa}}{\rho_\delta D_\delta},\qquad N_3=\frac{\rho\mathbf{D}_{ab}}{\rho_\delta D_\delta},\qquad M_1=\frac{\rho\lambda^*}{\rho_\delta\lambda_\delta},\qquad M_2=\frac{\rho\lambda_a^*}{\rho_\delta\lambda_\delta}$$

$$M_3=\frac{\rho\lambda_b^*}{\rho_\delta\lambda_\delta},\qquad T_*=\frac{T}{T_\delta},\qquad \mathbf{D}_{ab}=D_{ab}-\frac{D_{eb}D_a}{D_e^E}$$

$$\mathbf{D}_a^T=\left(D_a^T-D_e^T\frac{D_a^E}{D_e^E}\right)T_\delta,\qquad \lambda^*=\left(\lambda'-\lambda^T+\lambda_E\frac{D_e^T}{D_e^E}\right)T_\delta,\qquad \lambda_a^*=\lambda_a-\lambda_E\frac{D_{ea}}{D_e^E}$$

Здесь x, y — координаты соответственно по образующей тела относительно передней критической точки и по нормали к поверхности; r_b — расстояние до оси симметрии (передней критической линии); индексы ∞, δ, w относятся к величинам в набегающем потоке, непосредственно за ударной волной и на поверхности тела, u — x-координата массовой скорости; D_{ab}, D_a^T, D_a^E — соответственно эффективные коэффициенты диффузии, термодиффузии и электродиффузии; λ' — коэффициент транспортной теплопроводности; λ^T, λ_a, λ_E — соответственно эффективные коэффициенты теплопроводности, диффузионно-термический и электротермический (см. ниже (1.2)); λ_δ, D_δ — нормировочные коэффициенты, равные λ_{He}, D_{HeHe} за ударной волной; $\mathbf{J}_R$ — поток лучистой энергии, $h=h(p, T, c_a)$ — удельная энтальпия плазмы ударного слоя; f — безразмерная функция тока, $f'=u/u_\delta$.

В (1.1) объемной вязкостью пренебрегается, первое из уравнений — проекция уравнения сохранения импульса на x-координату, второе — уравнения диффузии химических элементов (He, C), третье — уравнение сохранения энергии. При выводе (1.1) полагалось, что $\mathbf{J}_q$, $\mathbf{J}_a(\mathbf{J}_e)$ заданы в форме

$$\mathbf{J}_q=-(\lambda'-\lambda^T)\nabla T+\sum_{a=1}^{N_a-1}\lambda_a\nabla c_a-\lambda_E\mathbf{E}$$
$$\mathbf{J}_a=\sum_{b=1}^{N_a-1}D_{ab}\nabla c_b+D_a{}^T\nabla T-D_a{}^E\mathbf{E} \tag{1.2}$$

Плазма ударного слоя образуется тремя элементами (C, H, He, $N_a=3$) и 20 компонентами ($N=20$): e, H, C, He, H^+, C^+, H^-, He^-, C^-, C^{++}, H_2, C_2, CH, C_3, CH_2, CH_3, CH_4, C_2H, C_2H_2, C_2H_4.

Поле излучения в ударном слое определено по модели плоскопараллельного, локально-одномерного излучающего объема (см., например, [14]) (при условии, что поверхность зонда излучает как абсолютно черное тело и при отсутствии опережающего излучения), согласно которой $\mathbf{J}_R$ и $\operatorname{div}\mathbf{J}_R$ имеют вид

$$\mathbf{J}_R=\int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}}[\mathbf{q}^{(+)}(\nu,y)-\mathbf{q}^{(-)}(\nu,y)]d\nu$$
$$q^{(+)}=2\pi\left\{B(\nu,0)E_3[\tau(\nu,y)]+\int_0^y B(\nu,t)E_2[\tau(\nu,y)-\tau(\nu,t)]d\tau(\nu,t)\right\}$$
$$q^{(-)}=2\pi\int_y^\delta B(\nu,t)E_2[\tau(\nu,t)-\tau(\nu,y)]d\tau(\nu,t) \tag{1.3}$$
$$\tau(\nu,y)=\int_0^y\varkappa(\nu,t)\,dt$$
$$\operatorname{div}\mathbf{J}_R=-2\pi\int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}}\varkappa(\nu,y)\left\{\int_0^{y(1-\gamma)}B(\nu,t)E_1[\tau(\nu,y)-\tau(\nu,t)]d\tau(\nu,t)+\right.$$
$$+E_2[\tau(\nu,y)]B(\nu,0)+\int_{y(1+\gamma)}^{\delta}B(\nu,t)E_1[\tau(\nu,t)-\tau(\nu,y)]d\tau(\nu,t)-$$
$$\left.-2B(\nu,y)E_2[\varkappa(\nu,y)\gamma y]\right\}d\nu$$

В (1.3) $B(\nu, T)$ — функция Планка, E_n — интегропоказательные функции n-го порядка, величина $\gamma>0$ обусловлена необходимой точностью вычислений $\mathbf{J}_R$, $\operatorname{div}\mathbf{J}_R$. Коэффициент поглощения $\varkappa_\nu$, необходимый для расчета $\mathbf{J}_R$ и $\operatorname{div}\mathbf{J}_R$ по (1.3), вычислен с учетом фотоионизационного поглощения атомов и ионов H, He, C, C^+, C^{++}, He^-, C^-, H^-; тормозного поглощения электронов в полях заряженных и нейтральных частиц; поглощения излучения в атомных и ионных линиях, а также в молекулярных полосах H_2, C_2, CH, C_3, CH_2. Ввиду малой концентрации многоатомных молекул в плазме ударного слоя вклад последних в $\varkappa_\nu$ не учтен. В работе рассмотрен спектральный диапазон 10 000–100 000 $см^{-1}$ согласно рекомендациям [6].

В качестве граничных условий для решения системы (1.1) на ударной волне ($\eta=\delta$) использованы соотношения Гюгонио — Ренкина. Концентрации химических элементов непосредственно за ударной волной приняты равными их значениям в набегающем потоке. На поверхности тела заданы условия отсутствия скольжения ($u_w=0$), интенсивность вдуваемого потока углерода, уравнения баланса массы химических элементов и температура

$$\begin{gathered}\eta=0:\quad T=T_w,\quad f_w=-\varepsilon f_\delta,\quad f_w'=0\\ \rho(-\mathbf{D}_{\mathrm{He}}{}^T T_*'+\mathbf{D}_{\mathrm{HeHe}}c_{\mathrm{He}}'+\mathbf{D}_{\mathrm{HeC}}c_{\mathrm{C}}')-\mu_\delta\rho_\delta f c_{\mathrm{He}}=0\\ \rho(-\mathbf{D}_{\mathrm{C}}{}^T T_*'+\mathbf{D}_{\mathrm{CHe}}c_{\mathrm{He}}'+\mathbf{D}_{\mathrm{CC}}c_{\mathrm{C}}')-\mu_\delta\rho_\delta f c_{\mathrm{C}}=-\mu_\delta\rho_\delta f\\ \eta=\delta:\quad T=T_\delta,\quad c_{a\delta}=c_{a\infty},\quad f=(p_\delta/v_\infty)(R/(2\rho_\delta\mu_\delta v_\infty))^{1/2},\quad f_\delta'=1\end{gathered}\tag{1.4}$$

В конкретных расчетах численные значения величин, входящих в (1.1), (1.3), (1.4), приняты равными

$$\rho_\delta=9{,}464\cdot10^{-3}\ \text{г}\cdot\text{см}^{-3};\quad \mu_\delta=1{,}83\cdot10^{-3}\ \text{г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{с}^{-1};$$

$$v_\infty=40\ \text{км}\cdot\text{с}^{-1};\quad R=25\ \text{см};\quad p_\delta=10\ \text{атм};$$

$$T_w=3000\ \text{К};\quad T_\delta=15\,000\ \text{К};\quad c_{\mathrm{He}\infty}=0{,}14;\quad c_{\mathrm{H}\infty}=0{,}86$$

Для $T_\delta=13\,000$ К ρ_δ и μ_δ соответственно изменены.

2. Перепишем систему (1.1) в матричной форме

$$\begin{gathered}(Nf'')'+ff''-f'^2/2+L=0\\ (Az')'+(Bz)'+Cz=D\end{gathered}\tag{2.1}$$

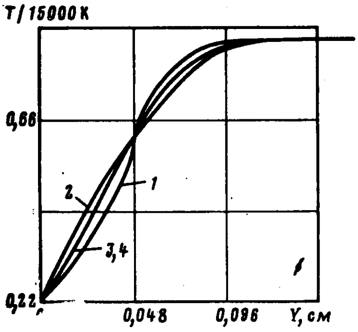
$$A=\begin{pmatrix}-M_1 & M_2 & M_3\\ -N_1^{\mathrm{He}} & N_2^{\mathrm{He}} & N_3^{\mathrm{He}}\\ -N_1^{\mathrm{C}} & N_2^{\mathrm{C}} & N_3^{\mathrm{C}}\end{pmatrix},\quad -B=\begin{bmatrix}\dfrac{c_pT_\delta\mu_\delta}{\lambda_\delta} & \dfrac{h_{\mathrm{He}}\mu_\delta}{\lambda_\delta} & \dfrac{h_{\mathrm{C}}\mu_\delta}{\lambda_\delta}\\ 0 & \dfrac{\mu_\delta}{D_\delta} & 0\\ 0 & 0 & \dfrac{\mu_\delta}{D_\delta}\end{bmatrix}f\tag{2.2}$$

$$C=-B',\quad L=\rho_\infty/\rho,\quad D=(\operatorname{div}\mathbf{J}_R\mu_\delta R/(2v_\infty\lambda_\delta\rho),0,0),\quad z=(T_*,c_{\mathrm{He}},c_{\mathrm{C}})$$

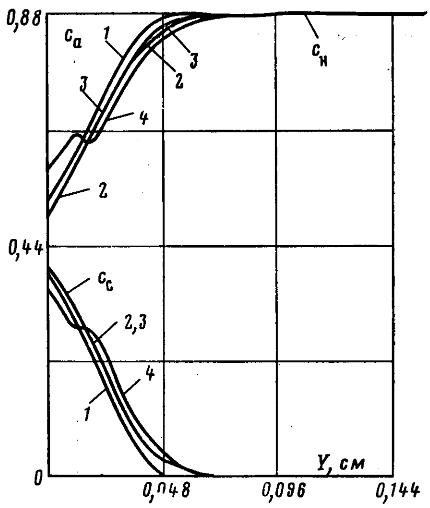
Первое из уравнений (2.1) является нелинейным дифференциальным уравнением третьего порядка. После линеаризации данное уравнение решено методом трехточечной немонотонной прогонки [15]. Векторное уравнение в (2.1) неразрешено относительно старшей производной z, что накладывает ограничения на матрицы A, B, C. Согласно [11], вторая краевая задача для векторного уравнения в (2.1) имеет положительные решения при условии, что матрица A параболическая (т. е. собственные значения матрицы имеют положительные вещественные части), а элементы матрицы C удовлетворяют условиям

$$c_{kl}(\eta,z)>0,\qquad k\neq l;\qquad \sum_{k=1}^{3}c_{kl}(\eta,z)\leqslant0\tag{2.3}$$

В отличие от приближения бинарной диффузии (A, B — диагональны, A — параболическая, C удовлетворяет (2.3), см., например, [6]), когда решения векторного уравнения в (2.1) заведомо положительны, в случае (2.2) (так как матрица A является полностью заполненной) параболичность A и условие (2.3) необходимо проверять в процессе решения. Векторное уравнение в (2.1) решалось методом немонотонной матричной прогонки. Решение системы уравнений (2.1) с граничными условиями (1.4) проведено методом последовательных приближений, включающим три цикла итераций. В первом цикле при некотором начальном приближении для функции тока f, распределений T, c_{C}, c_{He} и величины отхода ударной волны решается первое уравнение в (2.1) и находится величина



Фиг. 1



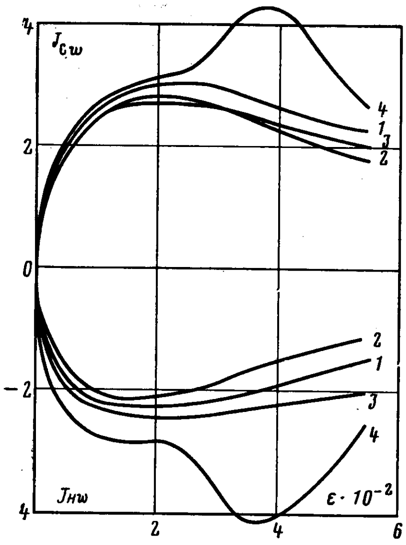
Фиг. 2

отхода ударной волны от поверхности тела и новые значения функции тока. Во втором цикле, используя полученные значения для функции тока и считая известным поле излучения, находятся новые распределения T, c_C, c_{He} и т. д. до установления профилей газодинамических параметров. Затем используя установившиеся профили T, c_C, c_{He}, находят величины $\mathbf{J}_R$ и div $\mathbf{J}_R$, подставляют их в уравнение энергии, и весь цикл повторяется до тех пор, пока не установятся профили лучистого потока.

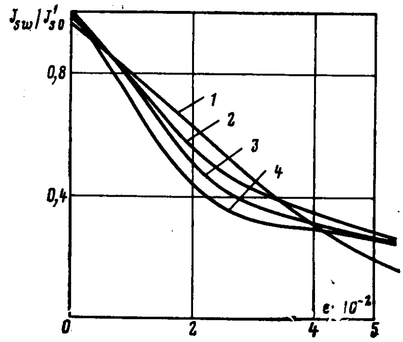
3. В работе исследовано влияние различных процессов тепломассопереноса в ударном слое на распределение T, c_a в окрестности передней критической линии (см. фиг. 1, 2) и на величины $\mathbf{J}_a$, $\mathbf{J}_s$ $(\mathbf{J}_s=-(\lambda'+\lambda_R)\nabla T)$ (см. фиг. 3—5) и $\mathbf{J}_R$ в критической точке зонда. Расчеты проведены как для непроницаемой поверхности, так и для случая, когда в ударный слой вдуваются продукты разрушения углеродного теплозащитного покрытия. В обоих случаях вычисления выполнены как с учетом, так и без учета переноса излучения в ударном слое (на всех фигурах представлены данные с учетом переноса излучения). Величина вдува не превышала 7,5% от интенсивности набегающего потока — величина ε в (1.4) менялась от 0 до 0,75. Использованы четыре модели матриц A и B в (2.1): 1) A, B диагональны при $\lambda^*=(\lambda'+\lambda_R)T_\delta$; 2) в A $\mathbf{D}_{He}{}^T$, $\mathbf{D}_C{}^T$, $\mathbf{D}_{HeC}$, $\mathbf{D}_{CHe}=0$, B — полная; 3) в A $\mathbf{D}_{He}{}^T$, $\mathbf{D}_C{}^T=0$, B — полная; 4) A, B — в виде (2.2).

Расчеты при отсутствии вдува показали, что использование первых трех моделей для A, B дает одинаковые профили c_H, c_{He}, T. Учет термодиффузионных процессов в A (четвертая модель) приводит к разделению химических элементов He и H около поверхности зонда. Величина $\mathbf{J}_s$ незначительно (до 6—7%) колеблется в зависимости от модели, используемой для матриц A, B. Численные значения $\mathbf{J}_{s0}{}^4$, рассчитанные с матрицами A, B в виде (2.2), при T=15 000 К и с учетом переноса излучения в ударном слое есть 131 МВт/м², а при T_δ=13 000 К — 105 МВт/м² ($\mathbf{J}_{s0}{}^1$=124 и 101 МВт/м²).

Расчеты течения при наличии вдува в ударный слой углерода показали сложную зависимость профилей c_a, T (фиг. 1 соответствует T_δ=13 000 К, ε=0,055; фиг. 2 — T_δ=15 000 К, ε=0,005; на всех фигурах цифры *1—4* соответствуют различным моделям матриц A, B) и величин $\mathbf{J}_a$, $\mathbf{J}_s$ от вида матриц A, B. Различие в величинах $\mathbf{J}_H$, $\mathbf{J}_C$ (фиг. 3, T_δ=15 000 К; чтобы выразить массовые потоки в г/см²·с, значения $\mathbf{J}_{aw}$ следует домножить на 2,32·10²) в передней критической точке достигает ~100%, в величинах $\mathbf{J}_s$ — 35% (фиг. 4, 5). На фиг. 4 T_δ=13 000 K, $\mathbf{J}_{s0}{}^1$ соответствует значениям $\mathbf{J}_s$ для непроницаемой поверхности для первой модели матриц



Фиг. 3

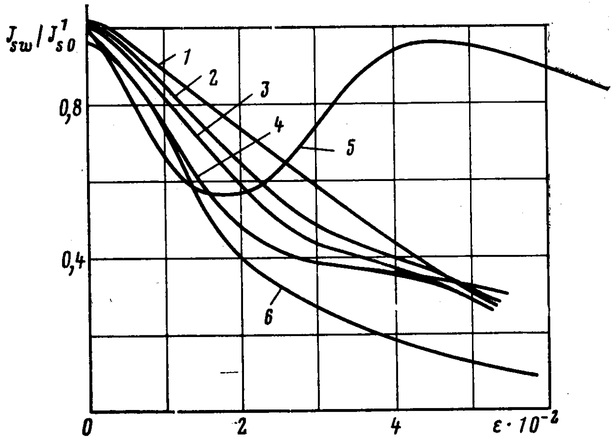


Фиг. 4

А и *В*. На фиг. 5 кривая *5* — данные из [6], *6* — данные [16]. Наибольшее влияние на величину J_{Cw} (см. фиг. 3) оказывает процесс термодиффузии. Данный эффект связан с тем, что эффективный коэффициент D_C^T имеет резкий максимум (увеличение в ~6 раз) при значениях $c_{Cw}(T=T_w)$, которые соответствуют значениям $\varepsilon=0{,}03-0{,}04$.

Изменение величин J_{Hw}, J_{Hew} следует из $\sum_{a=1}^{N_a} J_a = 0$. Эффект в J_{sw} определяется в основном величиной ∇T_w, которая слабее, чем J_{aw}, зависит от полноты учета диффузионных процессов в плазме ударного слоя. Отличие в поведении J_{sw}/J_{s0}^1 в данной работе и [6] объясняется помимо развития в описании диффузионных процессов и значений T_δ, T_w (в [6] T_δ=17 000 K, T_w=4580 K) также и несовпадением данных по теплофизическим свойствам плазмы He+H+C. Так, значения суммарной теплопроводности $-(\lambda'+\lambda_R)$ в пристеночном слое в диапазоне c_C, T, соответствующем $\varepsilon\geqslant0{,}02$ (см. фиг. 5), в данной работе в ~4 раза меньше в области пика λ_R, чем в [6]. Значения коэффициента поглощения $\varkappa_\lambda$, используемые в данной работе, также существенно меньше по сравнению с [6] в пристеночном слое, что связано, по-видимому, с различием в концентрациях молекул C_2 и в особенности C_3 при расчете состава многоэлементной плазмы ударного слоя. Заметим, что результаты [16] качественно согласуются с результатами данной работы.

Таким образом, в работе методом эффективных коэффициентов переноса исследовано влияние диффузионных процессов в плазме ударного слоя на характеристики тепломассообмена в передней критической точке сферического зонда, движущегося с гиперзвуковой скоростью в верхних слоях Юпитера. Показано, что в той части траектории полета зонда, где преобладает конвективный нагрев поверхности аппарата, корректный учет диффузионных процессов весьма важен. Вследствие малой оптической толщины ударного слоя в условиях, рассмотренных в работе, зависимость J_R от полноты описания диффузионных процессов незначительна. Очевид-



Фиг. 5

но, ситуация изменится на обратную для оптически толстого слоя многоэлементной плазмы. Выяснены ограничения традиционной модели «бинарной» диффузии (см., например [6]), использующей, по-существу, неопределенный единый диффузионный коэффициент. Данная модель дает лишь монотонные профили c_a (ср. фиг. 2), неточно определяет массовые потоки химических элементов (см. фиг. 3), конвективный тепловой поток (см. фиг. 4, 5), а в случае оптически толстого ударного слоя — и лучистый тепловой поток. Информация о профилях c_a, значениях J_{aw} полезна для изучения разрушения поверхности зонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нельсон Х. Ф.* Влияние неравновесности на лучистый нагрев в передней критической точке при входе зонда в атмосферу Юпитера.— Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 9, с. 129—138.
2. *Мосс Дж. Н., Симмондс А. Л., Андерсон Э. К.* Расчет турбулентного излучающего ударного слоя на аблирующем теле.— Ракетная техника и космонавтика, 1981, т. 19, № 2, с. 75—83.
3. *Белоцерковский О. М., Голомазов М. М., Шабалин А. В.* Исследование влияния сильного вдува газа с поверхности на гиперзвуковое обтекание затупленных тел.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1981, т. 21, № 4, с. 1018—1030.
4. *Биберман Л. М., Бронин С. Я., Брыкин М. В., Мнацаканян А. Х.* Влияние газообразных продуктов разрушения теплозащитного покрытия на теплообмен в окрестности критической точки затупленного тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3, с. 129—136.
5. *Гершбейн Э. А., Суходольская Э. Я., Суходольский С. Л., Тирский Г. А.* О движении тел в атмосфере Юпитера с учетом изменения их массы и формы под действием аэродинамического нагрева.— Космич. исслед., 1978, т. 1, № 3, с. 378—387.
6. *Гудзовский А. В., Карасев А. Б., Кондранин Т. В.* О немонотонной зависимости конвективного теплового потока от скорости вдува непрозрачных примесей в излучающий H—He ударный слой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3, с. 106—113.
7. *Кучеренко В. И., Павлов Г. А., Грязнов В. К., Сон Э. Е., Фортов В. Е.* Теплофизические свойства плазмы смеси гелия с водородом в интервале температур 2800—30 000 К и давлений 1—100 атм. Черноголовка, 1978. 28 с. (Препринт Ин-та хим. физики АН СССР).
8. *Кучеренко В. И., Павлов Г. А.* Теплофизические свойства плазмы смеси гелия с водородом и углеродом в интервале температур 3000—250 000 К и давлений 1—500 атм. Черноголовка, 1981. 108 с. (Препринт Ин-та хим. физики АН СССР).
9. *Ширяев А. А., Павлов Г. А.* Гиперзвуковое обтекание сферического зонда в атмосфере Юпитера. Черноголовка, 1982. 32 с. (Препринт Ин-та хим. физики АН СССР).
10. *Кучеренко В. И., Павлов Г. А., Сон Э. Е.* Эффективные коэффициенты переноса в плазме в приближении локального термодинамического равновесия.— Теплофиз. высоких температур, 1976, т. 14, № 5, с. 921—926.

11. *Вольперт А. И., Тишакова Р. С.* Положительные решения второй краевой задачи для квазилинейных параболических систем уравнений. Черноголовка, 1981. 13 с. (Препринт Ин-та хим. физики АН СССР).
12. *Иевлев В. М.* Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 250 с.
13. *Румынский А. Н. Чуркин В. П.* Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1974, т. 14, № 6, с. 1553—1570.
14. *Лебедев В. И., Фомин В. Н.* Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом селективного излучения и поглощения энергии.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1969, т. 9, № 3, с. 655—663.
15. *Самарский А. А., Николаев Е. С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 591 с.
16. *Moss J. N., Anderson E. C., Bolz C. W. Jr.* Viscous-shock layer solutions with radiation and ablation injection for Jovian entry.— AIAA Pap., 1975, № 671. 15 p.

Москва

Поступила в редакцию
15.IX.1983