

УДК 533.6.011.8:536.24

**РАСЧЕТ НЕРАВНОВЕСНОГО ВЯЗКОГО УДАРНОГО СЛОЯ  
С УЧЕТОМ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА**

**ЗИНЧЕНКО В. И., ПЫРХ С. И.**

Численному исследованию неравновесного вязкого ударного слоя посвящен ряд работ, в которых использовалось задание температуры поверхности обтекаемого тела [1, 2] или простых балансовых соотношений [3]. В то же время вследствие прогрева меняется температура поверхности тела  $T_w$ , а вместе с тем и каталитическая активность материала покрытия. При исследовании покрытий с малыми значениями каталитической активности полный тепловой поток к телу существенно зависит от значения  $T_w(s)$  [4, 5] в области параметров, для которых имеет место неравновесное протекание химических реакций в ударном слое, вследствие чего не удается получить надежных формул для теплового потока  $q_w(s)$  из газовой фазы. В связи с этим в ряде случаев традиционный подход, связанный с отдельной постановкой задачи об определении температурного поля в материале тела при заданном законе изменения  $q_w(s)$ , становится затруднительным и необходимо рассмотреть задачу в сопряженной постановке.

В данной работе проведено исследование характеристик сопряженного тепло-массообмена с использованием теории неравновесного вязкого ударного слоя при движении осесимметричного затупленного тела по заданной траектории.

1. Система уравнений вязкого ударного слоя может быть получена на основании оценок отдельных членов системы уравнений Навье — Стокса [6] и для многокомпонентной смеси при наличии неравновесных химических реакций в естественной системе координат с использованием безразмерных переменных [1] имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial s}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r H_1) = 0 \\ & \frac{\rho u}{H_1} \frac{\partial u}{\partial s} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho uv \frac{k}{H_1} + \frac{1}{H_1} \frac{\partial p}{\partial s} = \\ & = \frac{\varepsilon^2}{r H_1} \frac{\partial}{\partial y}(r H_1 \tau) + \frac{\varepsilon^2 \tau k}{H_1}, \quad \tau = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{ku}{H_1} \right) \\ & \frac{\rho u}{H_1} \frac{\partial v}{\partial s} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{k \rho u^2}{H_1} = - \frac{\partial p}{\partial y} \\ & \rho c_p \left( \frac{u}{H_1} \frac{\partial T}{\partial s} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{u}{H_1} \frac{\partial p}{\partial s} - v \frac{\partial p}{\partial y} = \\ & = \frac{\varepsilon^2}{r H_1} \frac{\partial}{\partial y} \left( r H_1 \frac{\mu c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \varepsilon^2 \sum_{i=1}^N I_i c_p \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon^2 \frac{\tau^2}{\mu} - \sum_{i=1}^N h_i W_i \\ & \frac{\rho u}{H_1} \frac{\partial C_i}{\partial s} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = - \frac{\varepsilon^2}{r H_1} (r H_1 I_i) + W_i, \quad i=1, \dots, N-1 \end{aligned} \tag{1.1}$$

$$\sum_{j=1}^N \frac{x_i x_j}{\mu} S m_{ij} \left( \frac{I_j}{C_j} - \frac{I_i}{C_i} \right) = \frac{\partial x_i}{\partial y} + (x_i - C_i) \frac{\partial \ln P}{\partial y}, \quad i=1, \dots, N-1$$

$$P = \frac{\rho T (\gamma_\infty - 1) M_{v\infty}}{M_v \gamma_\infty}, \quad \sum_{i=1}^N C_i = 1, \quad \sum_{i=1}^N I_i = 0$$

Уравнение теплопроводности в материале тела, которое надо рассматривать совместно с системой (1.1), в принятой системе координат таково

$$(\rho c)_T \frac{\partial T_T}{\partial t} = \frac{1}{R_N^2 H_1 r} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( r H_1 \lambda_T \frac{\partial T_T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{r}{H_1} \lambda_T \frac{\partial T_T}{\partial s} \right) \right] \quad (1.2)$$

На ударной волне использовались модифицированные соотношения Ренкина — Гюгонно

$$y = y_s, \quad \varepsilon^2 \tau_s - (u_* - u_s) \frac{\sin \sigma}{\cos \beta_s \cos 2\beta_s} = 0, \\ u_* = \cos \sigma \cos \beta_s + \frac{\sin \sigma \sin \beta_s}{\rho_s} \quad (1.3)$$

$$v_s = u_s \operatorname{tg} \beta_s - \frac{\sin \sigma}{\rho_s \cos \beta_s}, \quad P_s = \left( 1 - \frac{1}{\rho_s} \right) \sin^2 \sigma + \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2}$$

$$\varepsilon^2 I_{is} + (C_{i\infty} - C_{is}) \frac{\sin \sigma}{\cos \beta_s} = 0, \quad \frac{1}{\rho_s} = \frac{T_s (\gamma_\infty - 1) M_{v\infty}}{P_s M_{v_s} \gamma_\infty}$$

$$\varepsilon^2 \left( \frac{\mu c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \right)_s - \frac{\sin \sigma}{\cos \beta_s} \left[ 0,5 + \frac{1}{(\gamma_\infty - 1) M_\infty^2} - \right.$$

$$\left. - \sum_{i=1}^N C_{i\infty} h_{is} - \frac{u_s^2}{2} - \frac{(u_* - u_s) u_s}{\cos 2\beta_s} \right] = 0$$

$$\beta_s = \sigma - \Phi, \quad \frac{dy_s}{ds} = H_{1s} \operatorname{tg} \beta_s$$

где  $\sigma$  и  $\Phi$  — углы наклона ударной волны и тела соответственно.

На границе раздела сред и на внутренней стенке оболочки

$$y=0, \quad u=0, \quad v=0, \quad \varepsilon^2 I_i = R_i, \quad i=1, \dots, N-1$$

$$\rho_\infty v_\infty^3 \varepsilon^2 \left( \frac{\mu c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{i=1}^N h_i I_i \right) \Big|_{y=0} = \varepsilon_T \sigma_T T_w^4 + \frac{\lambda_{Tw}}{R_N} \frac{\partial T_T}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (1.4)$$

$$y = -\frac{L}{R_N}, \quad T_T = T_H \quad \text{или} \quad \lambda_T \frac{\partial T_T}{\partial y} = 0 \quad (1.5)$$

При  $s=0$  использовались условия симметрии; кроме того, для уравнения (1.2) выставлялись условия

$$s=s_0, \quad \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{r}{H_1} \lambda_T \frac{\partial T_T}{\partial s} \right) = 0 \quad (1.6)$$

$$T(s, y) \Big|_{t=0} = T_H \quad (1.7)$$

где  $s_0$  — замыкающий расчетную область луч.

Коэффициенты переноса многокомпонентной смеси, необходимые для замыкания (1.1)–(1.7), рассчитывались по приближенным формулам кинетической теории газов [7], а термодинамические параметры определялись с помощью аппроксимационных полиномов, приведенных в [8].

В газовой фазе рассматривалась общепринятая схема протекания химических реакций в воздухе [7], на поверхности обтекаемого тела рассматривались каталитические реакции первого порядка.

2. Общая методика расчета сопряженной задачи тепломассообмена аналогична принятой в [9].

При расчете системы уравнений вязкого ударного слоя применялось следующее преобразование независимых переменных [6]:

$$\xi = s, \quad \eta = \frac{1}{\Delta} \int_0^y \rho \left( \frac{r}{r_w} \right) dy, \quad \Delta = \int_0^{y_*} \rho \left( \frac{r}{r_w} \right) dy$$

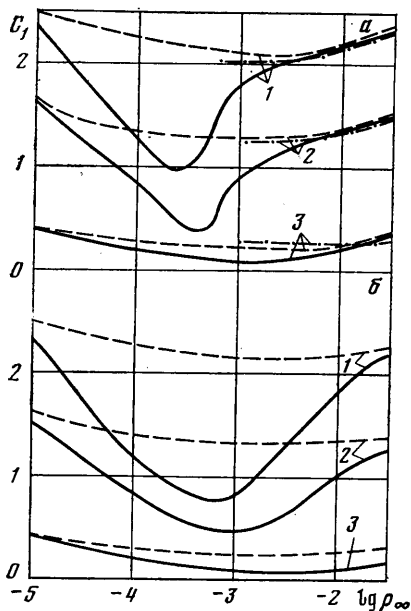
что позволило с помощью метода глобальных итераций [10] получить решение исходной задачи в широком диапазоне изменения параметров. При этом разностные схемы строились с помощью итерационно-интерполяционного метода [11].

При расчете уравнений газовой фазы в дозвуковой области течения эллиптичность исходной системы уравнений преодолевалась с помощью глобальных итераций по положению ударной волны и полю давления.

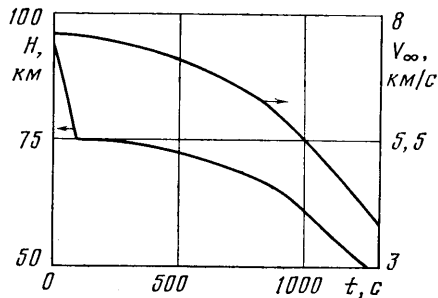
Для исследования течения в области преимущественно сверхзвукового течения был разработан специальный алгоритм, основанный на расщеплении исходной системы уравнений (1.1) на две подсистемы [2].

Первая включает параболические уравнения и решается стандартным методом [11] при заданном градиенте давления. Вторая состоит из двух уравнений гиперболического типа, решение которых находилось путем совместного рассмотрения с использованием матричной прогонки. Глобальные итерации в сверхзвуковой области проводились по градиенту давления  $\partial p / \partial s$  и кривизне контура ударной волны.

Для существенно неравновесных



Фиг. 1



Фиг. 2

режимов протекания химических реакций использовалась методика работы [4]. При расчете двумерного уравнения теплопроводности использовался метод расщепления [12] с последующим применением для расщепленной системы уравнений итерационно-интерполяционного метода.

Подробно особенности численного алгоритма и тестовые проверки приведены в [9, 13].

3. Проведем анализ влияния неравновесных химических реакций вначале для случая изотермической поверхности тела.

При численных расчетах использовались две химические модели воздуха: многокомпонентная модель O, O<sub>2</sub>, N, N<sub>2</sub>, NO и осредненная бинарная модель. Для бинарной модели источникный член  $W/\rho$  и константы скоростей выбирались из [14], коэффициент вязкости вычислялся по формуле [15], а числа Pr и Sm брались величинами постоянными: Pr=Sm=0,72.

Для гетерогенных каталитических реакций коэффициенты каталитической активности материала по отношению к азоту и кислороду прини-

мались равными  $\Gamma_N = \Gamma_0$  и не зависящими от температуры поверхности, а по отношению к окиси азота стенка считалась некаталитической  $\Gamma_{NO} = 0$ .

На основе анализа многочисленных расчетов по сравнению результатов, полученных для обеих моделей, выявлено, что бинарная модель правильно отражает основные закономерности химического взаимодействия, что позволяет в ряде случаев пользоваться более простой моделью.

Представляет интерес выявление диапазона условий, в котором применение некаталитических покрытий наиболее эффективно.

На фиг. 1, а-б приведена зависимость параметра теплообмена  $C_s = C_h \sqrt{\text{Re}_s}$  где  $C_h = q_\infty / \rho_\infty v_\infty (H_\infty - H_{wp})$ ,  $\text{Re}_s = \rho_\infty v_\infty R_N / \mu_s$ , от плотности набегающего потока для различных значений переменной  $s$  по обводу сферы ( $1 - s = 0$ ,  $2 - s = 0,7$ ,  $3 - s = 1,4$ ). В выражении для  $C_h$  значение  $H_{wp}$  отвечает случаю идеально каталитической стенки и легко может быть оценено по значению  $T_w$ . Здесь сплошные линии соответствуют случаю некаталитической стенки, а штриховые — идеально каталитической. Численное исследование для системы уравнений вязкого ударного слоя было проведено при следующих параметрах:  $v_\infty = 7620$  м/с,  $R_N = 0,1524$  м,  $T_w = 300$  К (фиг. 1, а) и  $T_w = 2000$  К (фиг. 1, б) для бинарной модели воздуха. Штрихпунктирные кривые в области больших значений  $\rho_\infty$  представляют значения параметра теплообмена, полученные с помощью формулы Фея — Риддела, а также закона распределения относительного теплового потока по обводу сферы для равновесного режима протекания объемных химических реакций [16]

$$\frac{q_w(s)}{q_w(0)} = 0,55 + 0,45 \cos 2s \quad (3.1)$$

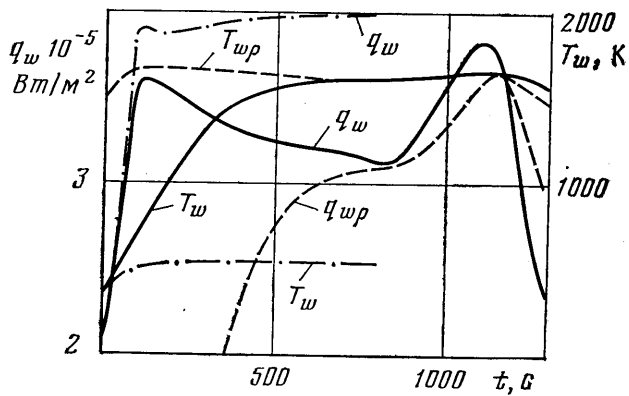
В том случае, когда скорость газофазных реакций в ударном слое близка к своему «замороженному» или равновесному значениям, параметр теплообмена для некаталитической стенки стремится к значению  $C_h$ , найденному для случая идеально каталитической поверхности. В зоне протекания неравновесных химических реакций наблюдается значительное снижение  $C_h$  при  $\Gamma = 0$ .

Заметим, что при движении по обводу тела возрастает значение  $s$ , при котором реализуется минимум параметра теплообмена при  $\Gamma = 0$ , и значение  $\rho_\infty$ , при котором осуществляется выход на режим протекания химических реакций, близкий к равновесному. Это связано с изменением скорости протекания химической реакции по обводу тела. Несмотря на то что время пребывания частицы в активной зоне увеличивается с ростом  $s$ , падение температуры и давления приводит к уменьшению числа Дамкеллера и снижению скорости протекания химической реакции.

Поскольку от температуры поверхности сильно зависит скорость рекомбинационного процесса вблизи стенки при  $\Gamma = 0$  для режимов неравновесного протекания гомогенных химических реакций, то изменение  $T_w$  будет в этом случае сильно сказываться на величине теплового потока к стенке.

Из сравнения кривых фиг. 1, а, б видно, что зона, где сказывается эффект некаталитической стенки, при  $T_w = 2000$  К гораздо шире, чем при  $T_w = 300$  К, причем величины теплового потока для некоторых значений  $\rho_\infty$  могут различаться в два раза. Уменьшение скорости рекомбинации в этом случае приводит к тому, что для совпадения значений для предельных случаев каталитической активности стенки требуются более высокие значения  $\rho_\infty$ .

В случае идеально каталитической стенки, как видно из фиг. 1, величина  $q_w(s)/q_w(0)$  слабо зависит от высоты полета и при  $H < 70$  км согласуется с точностью до 4% с формулой (3.1). В другом предельном случае (некаталитическая стенка) расслоение относительного теплового потока существенно и носит немонотонный характер в зависимости от высоты полета. Это связано с немонотонным поведением концентраций атомов по сфе-



Фиг. 3

ре вследствие различной интенсивности протекания объемных реакций для различных высот полета.

Отметим, что значения  $q_w(s)/q_w(0)$  согласуются с точностью до 1% для различных химических моделей воздуха для обоих предельных случаев каталитической активности стенки.

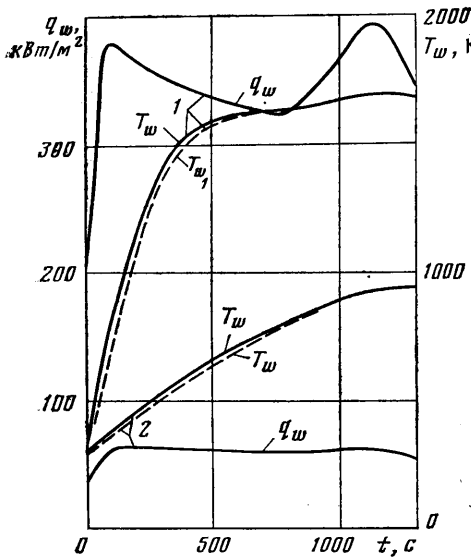
4. Анализ результатов, полученных при параметрическом переборе  $T_w(s)$ , показал, что при исследовании покрытий с малыми значениями коэффициентов каталитической активности для режимов неравновесного протекания гомогенных химических реакций параметр теплообмена и тепловой поток в сильной степени зависят от  $T_w$ . При этом эта зависимость носит сложный характер и по обводу тела. В этих условиях получение аппроксимационных выражений для величины теплового потока со стороны газовой фазы крайне затруднительно, а имеющиеся подходы [17] для окрестности лобовой критической точки для модели параболизированного вязкого ударного слоя носят оценочный характер. Система этих уравнений следует из (1.1), когда  $\partial P/\partial y = \kappa \rho u^2/H$ , и форма ударной волны задается подобной форме тела.

По этой причине в данных условиях задачу расчета прогрева тела при полете по траектории целесообразно рассматривать как сопряженную.

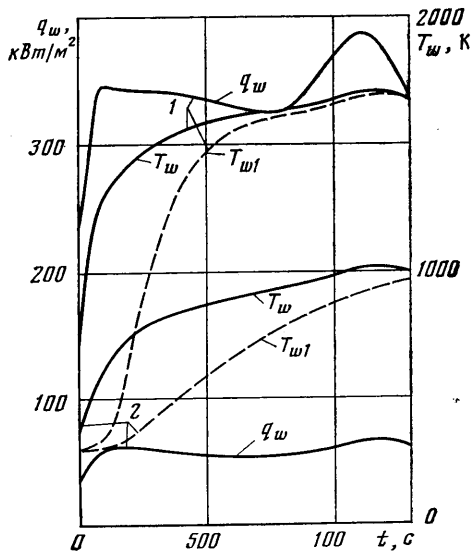
Следует отметить, что, используя ряд допущений, уравнение (1.2) может быть упрощено и найдено его решение, тогда в балансовых условиях на границе раздела сред (1.4) величина теплового потока со стороны тела становится известной. В этом случае расчет краевой задачи сводится к решению системы уравнений (1.1) с граничными условиями (1.3)–(1.4).

Будем рассматривать полет сферического тела ( $R_N=0,7$  м), выполненного из различных материалов, по траектории, приведенной на фиг. 2 [18]. Начальная температура материала  $T_N=300$  К,  $L/R_N=0,04$ , материал тела – графит, покрытый для снижения теплопередачи пленкой  $\text{SiO}_2$  ( $\Gamma_N=\Gamma_0=10^{-3}$ ,  $\epsilon_T=0,8$ ,  $\rho_T$ ,  $\lambda_T$ ,  $c_T$  из [19]).

На фиг. 3 приведены значения температуры поверхности и тепловых потоков  $q_w$  в окрестности критической точки в зависимости от времени полета  $t$  для многокомпонентной модели воздуха. При численном интегрировании на внутренней стенке оболочки выставлялось условие адиабатичности, или температура внутренней поверхности считалась заданной (штрихпунктирные кривые для  $q_w$  и  $T_w$ ). Расчет сопряженной задачи в этом случае проводился для модели параболизированного вязкого ударного слоя и перетекания тепла в теплозащитной оболочке вдоль тела пренебрегалось. Динамика изменения  $q_w(t)$ ,  $T_w(t)$  связана с особенностями траектории, которая характеризуется быстрым спуском до 75 км ( $t \approx 100$  с), а затем происходит медленное снижение с гашением скорости  $v_\infty$ .



Фиг. 4



Фиг. 5

Сравнение результатов численного интегрирования по обеим моделям показало, что данные расчетов по бинарной модели воздуха согласуются с кривыми фиг. 3 с погрешностью по величинам  $q_w(t)$  до 15% и по величинам  $T_w(t)$  до 3%.

Следует отметить, что к 600 с при использовании адиабатического условия на задней стенке оболочки температура поперек стенки выравнивается, т. е. найденная температура будет на этих участках полета совпадать с радиационной равновесной температурой поверхности  $T_{wp}$ , которая определяется из (1.4) при  $\lambda_T(\partial T_y/\partial y)_0=0$ . Как следует из фиг. 3, на участках полета до  $t \approx 600$  с, когда отвод тепла в глубину материала велик, использование  $T_{wp}$  (пунктирная кривая) приводит к сильному завышению температуры поверхности. В то же время для участка полета при  $t > 1200$  с, где радиационный тепловой поток  $q_{wp} = \epsilon_T \sigma_T T_w^4$ , обусловленный излучением стенки, становится больше подводимого конвективного теплового потока  $q_w$ , температура поверхности  $T_w$  становится больше  $T_{wp}$  за счет дополнительного подвода тепла от внутренней стенки оболочки.

В том случае, когда задана температура на внутренней стенке оболочки, происходит интенсивный сток тепла, причем при  $t > 100$  с градиент температуры поперек оболочки практически не меняется с течением времени процесса и температура поверхности более чем на 1000 К ниже, чем для случая адиабатической внутренней стенки.

Данный анализ показывает необходимость корректного учета теплообмена на внутренней стенке оболочки, поскольку при этом может наблюдаться существенное превышение  $T_{wp}$  над значением температуры поверхности  $T_w$ .

На фиг. 4 приведены результаты расчета поставленной задачи по полной системе уравнений вязкого ударного слоя в различных сечениях по обводу сферы (1 —  $s=0$ , 2 —  $s=1,4$ ). Учитывая удовлетворительное согласование результатов по расчету  $T_w(t)$  для различных химических моделей, расчет ударного слоя проведен для бинарной модели. Сравнение температур поверхности и тепловых потоков при  $s=0$  с данными расчета по параболизированным уравнениям (фиг. 3) указывает на приемлемую точность (по  $q_w$  — 6%, по  $T_w$  — 3%) для всего диапазона изменения параметров полета. При использовании адиабатического условия (1.5) температура внутренней стенки  $T_{w1}(s, t)$  приближается к значению  $T_w(s, t)$  и, начи-

ная с 600 с, для рассматриваемых входных параметров может быть использована упрощенная постановка задачи.

Оценим влияние теплофизических характеристик материала на поведение величин  $q_w(s, t)$ ,  $T_w(s, t)$ ,  $T_{w1}(s, t)$ . На фиг. 5 для материала оболочки, полностью выполненной из  $\text{SiO}_2$  ( $\rho_T$ ,  $c_T$ ,  $\lambda_T$  из [19]), приведены значения  $q_w$ ,  $T_w$ ,  $T_{w1}$  в тех же сечениях по обводу сферы для адиабатического условия на задней стенке. Как и следовало ожидать, для этого материала с низкими значениями коэффициента теплопроводности наблюдается значительное увеличение темпа роста  $T_w(t)$ , поскольку уменьшается отвод тепла в глубину тела. Как видно из фиг. 5, тепловая волна достигает внутренней стенки оболочки через несколько десятков секунд и для времени полета  $0 \leq t \leq 700$  с профили температуры в теле имеют значительные градиенты поперек оболочки. Вследствие более высоких значений температуры поверхности  $T_w(s, t)$  для  $t < 600$  с по сравнению с оболочкой из графита для указанного периода времени тепловые потоки  $q_w(s, t)$  меньше соответствующих значений  $q_w$  на фиг. 4.

Следует заметить, что время выхода  $T_w$  на значение радиационной равновесной температуры  $T_{wr}$ , как это следует из сравнения фиг. 3–5, остается примерно одинаковым для рассмотренных материалов оболочки.

Таким образом, использование теории вязкого ударного слоя с учетом сопряженного теплообмена позволяет эффективно исследовать тепловые нагрузки в процессе полета по траектории, а также определять аэродинамические характеристики. Важно отметить, что существует участок полета, для которого исходная постановка может быть упрощена и использовано понятие равновесной температуры, однако временной интервал этого участка может быть определен точно только на основе сравнения  $T_{wr}$  с результатами решения в полной постановке с учетом взаимосвязанного характера теплообмена. Кроме того, для других участков полета использование приближения радиационной равновесной температуры будет приводить к существенным погрешностям в определении  $q_w$  и  $T_w$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Miner E. W., Lewis C. H.* Hypersonic ionizing air viscous shock-layer flows over sphere cones.— *AIAA Journal*, 1975, v. 13, № 1, p. 80–88.
2. *Воронкин В. Г.* Неравновесный вязкий ударный слой на притупленных конусах.— *Изв. АН СССР МЖГ*, 1979, № 6, с. 15–20.
3. *Moss J. N., Simmonds A. L., Anderson E. C.* Turbulent radiating shock layers with coupled ablation injection.— *Spacecraft and Rockets*, 1980, v. 17, № 3, p. 177–183.
4. *Громов В. Г.* Численное исследование пограничного слоя в диссоциированном воздухе.— *Науч. тр. Ин-та мех. МГУ*, 1970, № 5, с. 61–72.
5. *Зинченко В. И., Пырь С. И.* Неравновесный вязкий ударный слой в окрестности критической точки с учетом сопряженного теплообмена.— *ПМТФ*, 1979, № 3, с. 108–114.
6. *Гирский Г. А.* К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим многокомпонентным потоком газа при наличии вдува.— *Научн. тр. Ин-та мех. МГУ*, 1975, № 39, с. 5–38.
7. *Гладков А. А., Полянский О. В., Агафонов В. П., Вергущин В. К.* Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
8. *Гурвич Л. В., Ртищева Н. П.* Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов.— *Теплофизика высоких температур*, 1965, т. 3, № 1, с. 33–46.
9. *Зинченко В. И., Пырь С. И.* Численное исследование неравновесного вязкого ударного слоя на осесимметричных телах вращения.— В кн.: *Проблемы вязких течений*. Новосибирск, 1981, с. 72–77.
10. *Davis R. T.* Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equations.— *AIAA Journal*, 1970, v. 8, № 5, p. 843–851.
11. *Гришин А. М., Берцун В. И., Зинченко В. И.* Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1981. 160 с.
12. *Яненко Н. Н.* Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967. 195 с.

13. Пырх С. И. Исследование сопряженного тепломассообмена в рамках теории вязкого ударного слоя при наличии неравновесных химических реакций: Дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. Томск: 1981. 198 с.
14. Chung P. M. Hypersonic viscous shock layer of nonequilibrium dissociating gas.— NASA Tr R-109, 1961, 40 p.
15. Anderson A. D., Clark K. J. Correlation for the viscosity of air including effects of dissociation.— AIAA Journal, v. 13, № 10, p. 1406—1407.
16. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 2, с. 184—188.
17. Inger G. R. Nonequilibrium hypersonic stagnation flow with arbitrary surface catalycity including low Reynolds number effects.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1966, № 8, p. 755—772.
18. Sullivan H. C. Selected optimal shuttle entry computations.— AIAA pap., 1974, № 818, 9 p.
19. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Томск

Поступила в редакцию  
23.XI.1982