

УДК 533.6.011+535.23

© 2004 г. В. М. БОРИСОВ, М. М. ГОЛОМАЗОВ, А. А. ИВАНКОВ, В. С. ФИНЧЕНКО

## РАСЧЕТ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЗАДАЧАХ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ С УЧЕТОМ ПОТЕРИ МАССЫ ТЕПЛОЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ

Рассмотрено обтекание тел с учетом лучистого теплообмена возле лобовой поверхности в связи с проблемой тепловой защиты космических аппаратов, спускаемых в атмосферах планет. Для учета излучения применен подход с использованием метода сферических гармоник. Унос и прогрев теплозащитного покрытия определялся численным решением уравнения теплопроводности с подвижной границей. Тепловая задача решалась вместе с расчетом траектории движения аппарата, что позволило оценить влияние потери массы покрытия на траекторию. Реализация сформулированного подхода проведена для условий входа в атмосферу Венеры сферического сегмента и затупленного по сфере конуса с одинаковыми радиусами миделевого сечения. Сравнением результатов выбрана наиболее оптимальная по тепловому режиму форма.

*Ключевые слова:* теплообмен, излучение, поток, сегмент, конус, разрушение.

В [1] для решения многомерных задач радиационной газовой динамики сформулирован гибридный подход, в котором перенос излучения учитывался с использованием двух последовательных  $P_1$ - и  $P_2$ -приближений метода сферических гармоник. Разработанная математическая модель [2, 3] и программный комплекс "Теплозащита" использованы для расчета течений излучающего газа с осевой симметрией.

В данной работе подход развивается для течений с учетом уноса с поверхности продуктов разрушения теплозащитного покрытия. Исследование проводится в связи с решением проблемы тепловой защиты аппаратов, спускаемых в атмосферах планет.

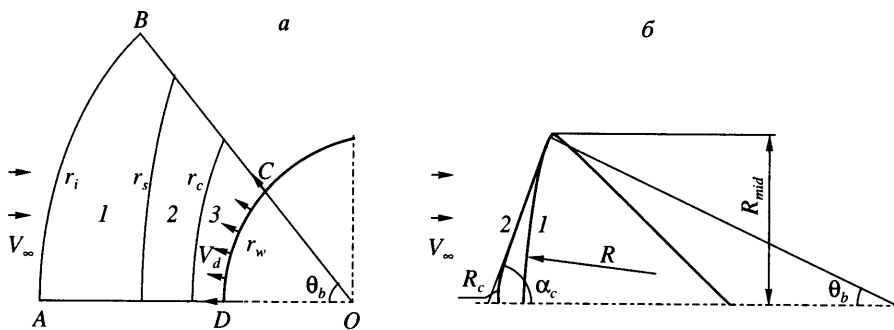
**1. Постановка задачи.** При постановке задачи для определения газодинамического поля и поля излучения относительно свойств среды и физических явлений, учитываемых в математической модели, предполагается, что газ невязкий, нетеплопроводный, равновесно диссоциированный и ионизированный, находящийся в состоянии локального термодинамического равновесия [2]. Система стационарных уравнений радиационной газовой динамики имеет вид [2]

$$\begin{aligned} \nabla(\rho \mathbf{V}) &= 0, \quad \rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} + \nabla P = 0, \quad \nabla[\rho \mathbf{V}(h + V^2/2) + \mathbf{H}] = 0 \\ \mathbf{H} &= \int_0^\infty \mathbf{H}_\nu d\nu \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \nabla \Pi_\nu &= K_\nu \mathbf{H}_\nu, \quad \Pi_\nu = -\frac{4\pi}{3} \left( B_\nu - \frac{1}{4\pi K_\nu} \nabla \mathbf{H}_\nu \right) E + D_\nu \\ D_\nu &= \frac{2}{5K_\nu} \left[ \Phi_\nu - \frac{1}{3} (\nabla \mathbf{H}_\nu) E \right] \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\rho = \rho(P, T), \quad h = h(P, T), \quad K_\nu = K_\nu(P, T), \quad B_\nu = B(T, \nu)$$

Здесь  $\nabla$  – оператор градиента в трехмерном пространстве с радиус-вектором  $r$ ;  $\mathbf{V}$  – вектор скорости частицы газа, а  $\rho$ ,  $h$ ,  $P$ ,  $T$  – соответственно ее плотность, удельная энтальпия, давление и температура;  $\mathbf{H}$  – интегральный лучистый тепловой по-



Фиг. 1. Картина течения и области решения задачи (а): 1–3 – сверхзвуковая область, ударный слой и слой вдува; система координат и формы тел (б): 1, 2 – сегмент, конус

ток;  $\nu \in (0, \infty)$  – частота излучения;  $\mathbf{H}_\nu$  – монохроматический лучистый тепловой поток;  $\Pi_\nu$  – тензор напряжения монохроматического излучения (с точностью до множителя  $c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме);  $B_\nu$  – спектральная функция Планка;  $E$  – единичный тензор;  $\Phi_\nu$  – симметричная часть тензора производной  $dH_\nu/dr$ ;  $D_\nu$  – дивидентор тензора;  $\Pi_\nu, K_\nu$  – спектральный коэффициент поглощения излучения.

Селективность излучения учитывается в многогрупповом приближении [4]. В расчетах используется десятигрупповая модель [5].

В общем трехмерном случае решение системы (1.1), (1.2) определялось в области, ограниченной поверхностью тела, некоторой начальной поверхностью и боковой граничной поверхностью, расположенной в зоне холодного газа. Внутри расчетной области при наличии вдува имеются две поверхности разрыва. Для газодинамических функций на ударной волне задаются условия непрерывности Ренкина – Гюгонно, а на теле – условие непротекания. Для тепловой подсистемы (1.2) на поверхностях разрыва остаются непрерывными компоненты вектора  $\mathbf{H}_\nu$  и тензора  $\Pi_\nu$  [1]. На граничных поверхностях используются потоковые граничные условия, обоснованные в [6, 7].

Подробно постановка задачи без учета вдува с поверхности, численный метод расчета, особенности программной реализации вычислительного алгоритма для осесимметричного случая представлены в [2].

Постановка задачи, связанная с учетом сильного вдува с поверхности для приближения [1], подробно изложена в [8]. В осесимметричном случае в полярной системе координат  $(r, \theta)$  область решения задачи  $ABCD$  (см. фиг. 1, а) ограничена начальной линией  $r = r_i$ , осью симметрии  $\theta = 0$ , образующей тела  $r = r_w(\theta)$  и верхним граничным лучом  $\theta = \theta_b$ . Дополнительно область решения разбивается линиями  $r = r_s(\theta)$  и  $r = r_c(\theta)$  на три подобласти – 1, 2 и 3. Здесь  $r = r_s$  и  $r = r_c$  – неизвестные заранее функции, определяющие положение ударной волны и контактной поверхности. Скорость уноса материала поверхности  $V_d$  определяется соотношением

$$V_d = (\pi \epsilon_w B(T_w) - \mathbf{Hn})(\rho_{wm} I_e)^{-1}$$

где  $\epsilon_w, B, T_w, \rho_{wm}, I_e$  – соответственно степень черноты, интегральная функция Планка, температура поверхности, плотность теплозащитного покрытия при температуре стенки, эффективная энтальпия.

В данной работе рассмотрен вариант общего метода, который может использоваться в случае, если не требуется подробная информация о поле течения в подобласти вдува 3, но необходимо определить тепловую защиту космического аппарата, достаточную для его работоспособности. Здесь вводится модель обтекания без учета слоя вдува паров теплозащитного покрытия, отделенного контактной поверхностью

от набегающего потока. В рамках такого подхода расчет поля течения в подобласти вдува  $Z$  не проводится, а вдув учитывается для определения уноса массы с поверхности. Это позволяет оценить потерю массы аппарата и определить необходимую толщину покрытия.

Применение разработанного подхода проводится для задачи входа в атмосферу Венеры. Ранее эта задача решалась в [3] без учета разрушения поверхности аппарата под воздействием радиационных тепловых потоков.

**2. Расчет прогрева стенки и уноса покрытия по траектории полета.** Приведем постановку задачи в части, связанной с определением прогрева стенки и уноса массы покрытия при одновременном решении уравнений движения при входе в атмосферу планеты.

Расчет прогрева и уноса стенки конструкции проводится в одномерной постановке. Для определения поля температур по толщине в заданный момент времени используется нестационарное уравнение теплопроводности. Учитывается только одномерный перенос в направлении, нормальном к поверхности стенки, пренебрегается переносом тепла вдоль нее. В исследуемых задачах входа такое допущение оправдано, так как в этих задачах температурные градиенты в поперечном к поверхности стенки направлении существенно больше, чем в продольном. Нестационарное уравнение теплопроводности имеет вид

$$C\rho_m \frac{\partial T_m}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda \frac{\partial T_m}{\partial x} \right], \quad 0 \leq x \leq \delta(\tau), \quad \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2 \quad (2.1)$$

Здесь  $T_m = T_m(x, \tau)$  – температура материала;  $C(x)$ ,  $\rho_m(x)$ ,  $\lambda(x)$  – соответственно удельная теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности материала;  $x$  – координата, отсчитываемая от наружной поверхности ( $x = 0$ ) в направлении, перпендикулярном к поверхности стенки;  $\delta(\tau)$  – значение толщины стенки,  $0 \leq \delta \leq \delta_1$ ;  $\delta_1$  – начальное значение толщины стенки;  $\tau_1$ ,  $\tau$ ,  $\tau_2$  – соответственно начальные, текущие и конечные интервалы времени прогрева.

При учете уноса используется модель, по которой унос материала начинается при достижении температуры поверхности значения, равного температуре разрушения материала  $T_d$ . Граничное условие на передней границе (поверхности тела) задается как

$$T_w = T_d, \quad x = \delta(\tau)$$

Значение  $\delta(\tau)$  определяется интегралом

$$\delta(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau} V_d d\tau, \quad \delta = \delta_1, \quad \tau = \tau_1$$

Численное решение уравнения теплопроводности (2.1) проводится с использованием неявной однородной разностной схемы [9].

Траектория полета находилась из решения системы уравнений движения в поле притяжения планеты [10]

$$\begin{aligned} \frac{dV}{d\tau} &= -\sigma_x g_0 \frac{\rho V^2}{2} - g \sin \theta, & \frac{d\theta}{d\tau} &= \sigma_x K g_0 \frac{\rho V}{2} + \left( \frac{V}{R} - \frac{g}{V} \right) \cos \theta \\ \frac{dH}{d\tau} &= V \sin \theta, & \frac{dL}{d\tau} &= V \frac{R_p}{R} \cos \theta \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\sigma_x = \frac{c_x S}{mg}, \quad K = \frac{c_y}{c_x}, \quad g_0 = \gamma \frac{M_p}{R_p^2}, \quad g = g_0 \frac{R_p^2}{R^2}$$

где  $V$  – скорость центра масс (совпадает со скоростью невозмущенного потока в обратном движении);  $\theta$  – угол наклона вектора скорости к местному горизонту;  $H$  – высота полета над поверхностью планеты;  $L$  – дальность полета, отсчитываемая вдоль образующей поверхности планеты;  $\sigma_x$  – баллистический параметр;  $g_0, g$  – ускорение силы тяжести на поверхности планеты и на высоте  $H$ ;  $S$  – площадь миделевого сечения;  $m$  – масса аппарата;  $R_p, R = R_p + H$  – радиус планеты и расстояние от ее центра до центра масс аппарата;  $c_x, c_y$  – коэффициенты аэродинамических сил лобового сопротивления и подъемной силы;  $K$  – аэродинамическое качество;  $\gamma$  – гравитационная постоянная;  $M_p$  – масса планеты.

Решение системы (2.2) находилось методом Рунге – Кутты 4-го порядка точности [11] вместе с численным решением общей задачи – расчетом лучистых тепловых потоков, решением уравнения теплопроводности и определением уноса теплозащитного покрытия.

**3. Результаты расчетов.** Представленные исследования – продолжение начатых в [3] исследований лучистого теплообмена возле лобовой поверхности космического аппарата при входе в атмосферу Венеры. В [3] рассматривалась задача входа и посадки аппарата на поверхность Венеры с помощью двух маневров: аэрозахвата атмосферой и последующего аэроторможения. Здесь представлены результаты только для траектории аэрозахвата, наиболее теплонапряженной (лучистые тепловые потоки больше, чем на порядок) из двух траекторий, исследованных в [3].

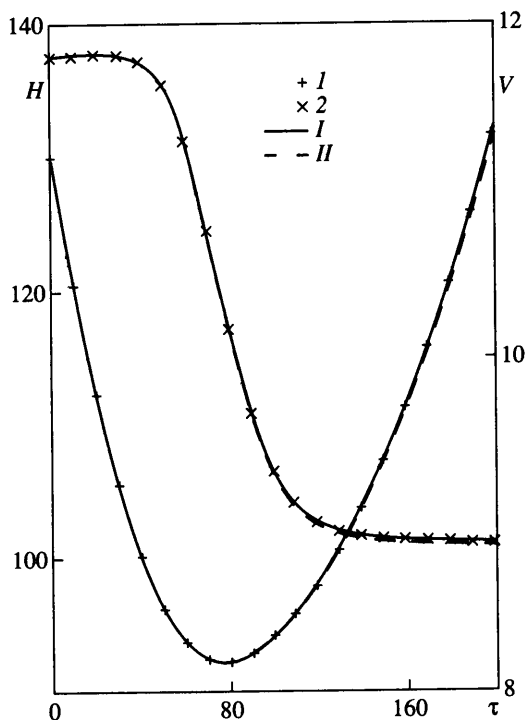
Здесь задача лучистого теплообмена решается в более общей постановке. Вместе с определением лучистых тепловых потоков по описанной выше методике проводятся расчеты прогрева стенки для лобовой поверхности, и выделяется унос теплозащитного материала под действием рассчитанных тепловых потоков. Одновременно проводится расчет траектории движения в атмосфере Венеры. Совместное решение задачи лучистого теплообмена с учетом уноса массы и уравнений движения необходимо для учета влияния изменения массы аппарата на траекторию полета.

Так же, как и в [3], здесь рассматривается обтекание сегментальной и конической со сферическим затуплением форм лобовой поверхности, имеющих одинаковый радиус миделевого сечения  $R_{mid} = 1$  м (см. фиг. 1, б). Сферический сегмент имеет радиус сферы  $R = 3$  м и центральный угол  $\theta_b = 20^\circ$ . Затупленный по сфере конус задается углом полураствора  $\alpha_c = 70^\circ$  и радиусом затупления  $R_c = 1$  м. Эта задача решается с целью выбора формы, оптимальной по тепловому режиму и эффективности теплозащиты. Для этого проводился расчет уноса материала, определялся прогрев стенки, включая несущую конструкцию аппарата, температура которой ограничена сверху (по требованиям прочности) некоторым предельным значением.

Расчет траектории проводился при начальных значениях: масса аппарата  $m = 4 \cdot 10^3$  кг, высота  $H = 130$  км, скорость  $V = 11.8$  км/с и угол  $\theta = -5^\circ$ . На фиг. 2 кривыми  $I$  даны распределения параметров  $H$  и  $V$  исследуемой траектории входа. Результаты расчетов лучистых тепловых потоков для этой траектории приводились в [3].

В качестве типовой конструкции стенки в зоне лобовой поверхности аппарата рассматривалась стенка из трех слоев различных материалов на несущей основе из алюминиевого сплава (4-й слой). Первые два слоя состояли из стеклотекстолита на основе кремнеземной ткани, причем 1-й (внешний) слой состоял из плотного, а 2-й – из облегченного варианта этого материала, 3-й слой представлял легкий теплоизолирующий материал, а 4-й – несущую конструкцию из алюминиевого сплава. Температура разрушения плотного стеклотекстолита составляла  $T_d = 3 \cdot 10^3$  К, а эффективная энтальпия –  $I_e = 20.9$  МДж/кг.

На фиг. 3 приведены распределения температуры по сечению стенки. Представлена зона критической точки сегментальной формы, для которой характерны наибольший прогрев и унос материала по траектории. Эти результаты соответствуют варианту с учетом влияния излучения (см. [3]) на поле течения. Здесь приведены распределения температуры  $T_{mi}(\tau)$ ,  $i = 1-4$  для характерных точек по сечению стенки,



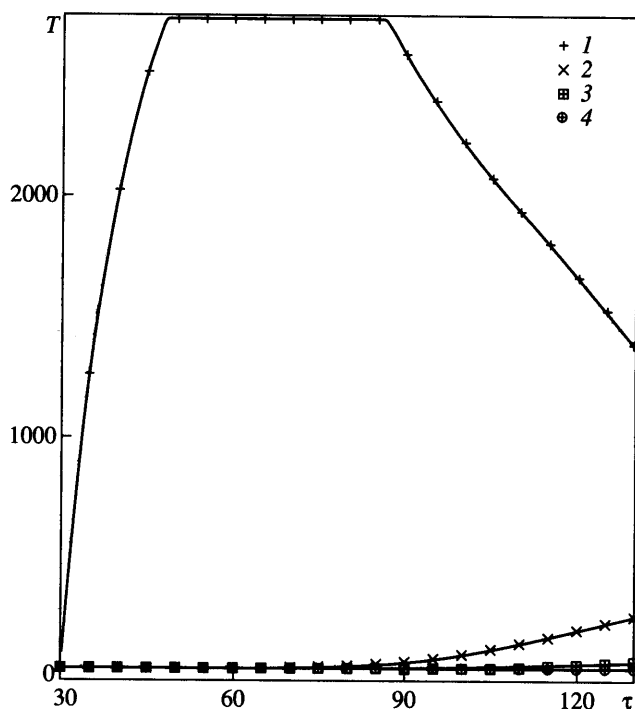
Фиг. 2. Параметры траектории входа (аэрозавхват):  $I$  и  $2$  для высоты  $H$  (км) и скорости  $V$  (м/с),  $I$  и  $II$  – без и с учетом уноса массы с поверхности аппарата,  $\tau$  – время (с)

расположенных на границах (стыках) слоев с различными теплофизическими свойствами. Кривая  $I$  соответствует внешней поверхности, кривые  $2, 3$  и  $4$  – границам слоев стенки. Отметим быстрый рост температуры  $T_{m1}$  внешней поверхности покрытия, а также горизонтальный участок профиля  $T_{m1}(\tau)$ , соответствующий уносу теплозащитного покрытия при температуре разрушения  $T_d = 3 \cdot 10^3$  К. Прогрев для других точек в сечении стенки незначителен (из-за большого термического сопротивления между внешними и внутренними слоями стенки). Зависимости  $T_{mi}(\tau)$ ,  $i = 1-4$  для аппарата конической формы со сферическим затуплением аналогичны.

Полученные результаты по уносу с поверхности дают верхнюю оценку, так как не учитывают экранировку радиационных тепловых потоков из ударного слоя слоем вдува.

Для аппарата сегментальной формы на фиг. 4 представлено изменение по времени уноса  $\Delta\delta_i$ ,  $i = 1-3$  с поверхности с учетом влияния излучения на газодинамическое поле задачи. Результаты приведены для точек поверхности (см. фиг. 1, б) с угловыми координатами:  $\theta_1 = 0$  (кривая  $I$ ),  $\theta_2 = 0.5\theta_b$  ( $2$ ) и  $\theta_3 = \theta_b$  ( $3$ ). Расчеты для сегмента проводились по пятилучевой схеме, оптимальной (по точности и быстродействию) для рассматриваемых условий входа [3]. Отметим, что вариант без учета излучения характеризовался большим (примерно в 4 раза) уносом, чем вариант с учетом излучения. Отсюда следует важный вывод о необходимости учета влияния переноса излучения на газодинамическое поле задачи при проектировании тепловой защиты.

Аналогичные результаты получены для аппарата конической формы со сферическим затуплением. Расчеты проведены по девятилучевой схеме, наиболее оптимальной,



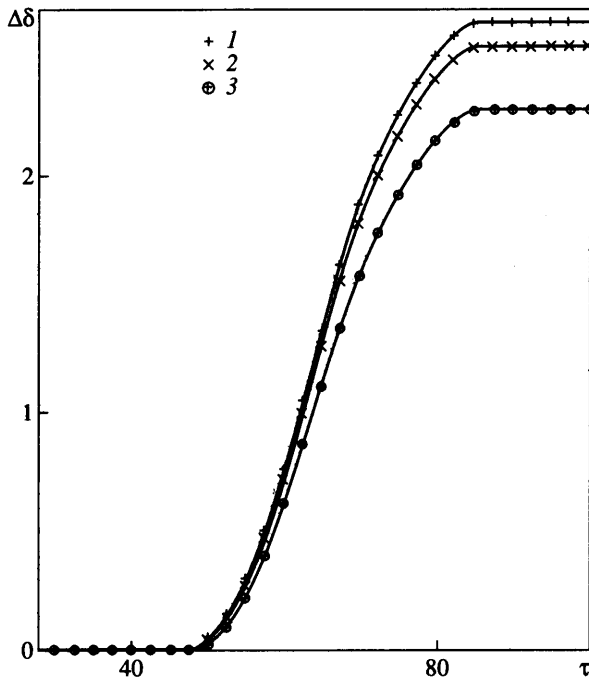
Фиг. 3. Прогрев стенки в критической точке аппарата сегментальной формы, распределения температуры  $T$  ( $^{\circ}\text{C}$ ): 1 – для поверхности теплозащитного покрытия (1-й слой), 2–4 – для стыков слоев 1 и 2, 2 и 3, 3 и 4

как показано в [3], для этих условий. Качественно полученные результаты близки к результатам для сегментальной формы, количественно унос покрытия для конической формы примерно в 3 раза меньше, чем для сегментальной.

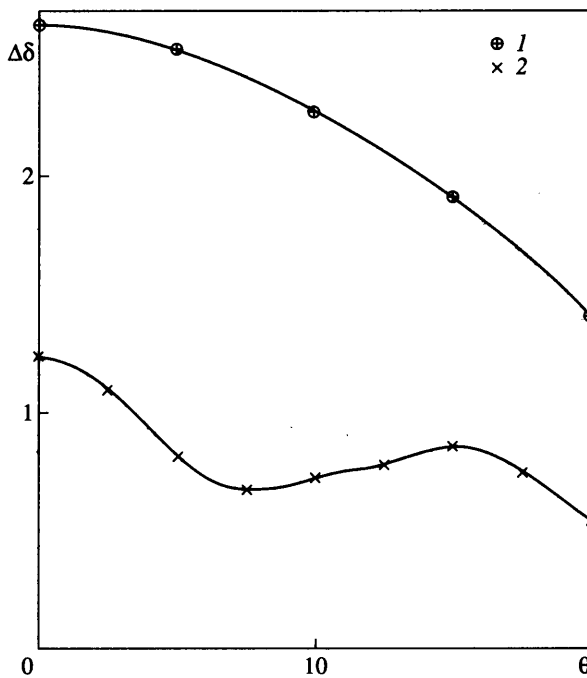
На фиг. 5 приведены распределения значения уноса  $\Delta\delta$  (с учетом влияния излучения) вдоль образующей лобовой поверхности для двух исследуемых форм – сегментальной (кривая 1) и конической со сферическим затуплением (кривая 2). Наибольший унос наблюдался в критической точке исследуемых форм. Причем для сегмента зависимость  $\Delta\delta$  монотонно убывающая к граничному лучу, а для конуса ближе к граничному лучу имел место локальный максимум  $\Delta\delta$  при  $\theta \approx 15^{\circ}$ , соответствующий локальному максимуму лучистых тепловых потоков [3].

Для обеих форм с учетом (I) и без учета (II) влияния излучения на газодинамическое поле задачи на фиг. 6 приведены результаты по потере массы  $\Delta m$  с лобовой поверхности аппарата. Эти результаты позволяют оценить вклад лучистого теплообмена в процессах разрушения лобовой поверхности при входе в атмосферу Венеры. Так, для сегментальной формы (I) потеря массы составила соответственно 13 и 52.4 кг для вариантов с учетом и без учета излучения. Для конической формы (2) аналогичные результаты составили 4.85 и 21.5 кг.

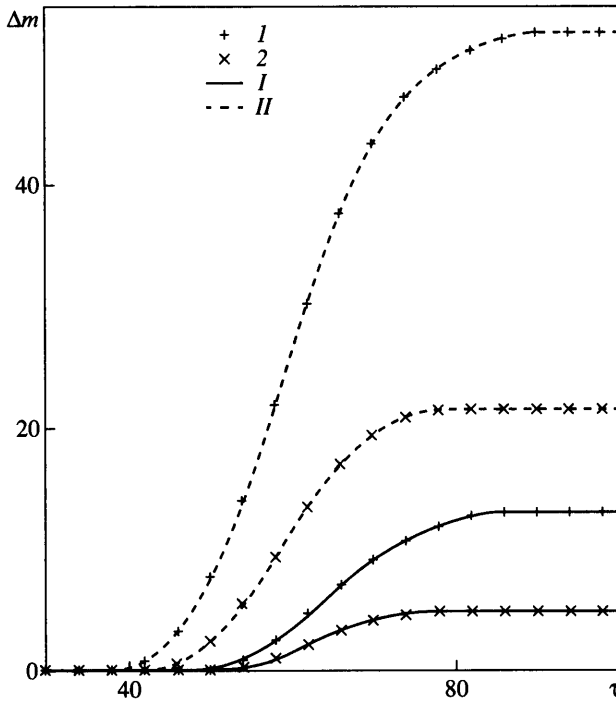
При решении системы уравнений движения (2.2) совместно с решением общей тепловой задачи (1.1), (1.2) и (2.1) учет потери массы позволяет определить изменение траектории, обусловленное этим процессом. В качестве иллюстрации на фиг. 2 нанесены графики траекторных параметров  $H$  и  $V$  для сегментальной формы (вариант – кривые II, без учета влияния излучения, характеризующего наибольшим уносом мас-



Фиг. 4. Распределения уноса теплозащитного покрытия  $\Delta\delta$  (мм) по времени  $\tau$  (с) для аппарата сегментальной формы: 1–3 точки поверхности с координатами  $\theta_1 = 0$ ,  $\theta_2 = 0.5\theta_b$  и  $\theta_3 = \theta_b$



Фиг. 5. Распределения уноса теплозащитного покрытия  $\Delta\delta$  (мм) вдоль образующей поверхности  $\theta$  (°) с учетом влияния излучения: 1 и 2 – для сегмента и сферически затупленного конуса



Фиг. 6. Распределения уноса массы теплозащитного покрытия  $\Delta m$  (кг) по времени  $\tau$  (с) с лобовой поверхности: 1 и 2 – для сегмента и сферически затупленного конуса; I и II – с учетом и без учета излучения

сы). Как видно из сравнения, влияние на траекторию уноса массы для этого расчетного случая незначительно, так как по сравнению с первоначальной массой аппарата ее потеря  $\Delta m$  составила примерно 1.3%. В вариантах, где потери массы велики (10% и более), влияние этого фактора на траекторию значительно и его необходимо учитывать при решении общей задачи входа.

Отметим, что для аппарата сегментальной формы потеря массы теплозащиты более чем в 2 раза превышает потерю массы для конической формы (при одинаковом радиусе миделевого сечения). Таким образом, представленные результаты в задаче оптимизации формы аппарата (как и в [3] по лучистому теплообмену) подтверждают вывод о том, что коническая форма более оптимальна, чем сегментальная. Это позволяет за счет уменьшения массы теплозащиты увеличить массу полезной нагрузки.

В расчетах не учитывался конвективный теплообмен у лобовой поверхности аппарата, который наряду с лучистым теплообменом играет важную роль в задачах входа в атмосферы планет. Вместе с тем с увеличением скоростей входа его роль в суммарном теплообмене снижается. Для атмосферы Венеры, как показано в [12], при скоростях входа  $V \geq 11$  км/с лучистые тепловые потоки преобладают над конвективными, которые к тому же в значительной степени блокируются парами двухаматного теплозащитного покрытия.

**Заключение.** Решена задача входа (на этапе аэрозахвата) космического аппарата в атмосферу Венеры. Рассмотрены две формы лобовой поверхности – сегментальная и коническая со сферическим затуплением. В расчетах определялось поле течения и лучистый теплообмен возле лобовой поверхности. При движении по траектории рас-



считанный унос теплозащитного покрытия позволил определить его влияние на траекторию полета. Из двух рассмотренных форм установлена форма – затупленный конус, оптимальная по теплозащитным свойствам. Таким образом, полученные результаты имеют практическое значение и могут использоваться при проектировании теплозащиты аппаратов, спускаемых в атмосферах планет.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов В.М. К постановке задач газодинамики с учетом теплового излучения // Матем. моделирование аэротермохимических явлений. М.: ВЦ АН СССР, 1974. С. 40–61.
2. Борисов В.М., Иванков А.А. Расчет переноса лучистой энергии при гиперзвуковом обтекании затупленных тел с использованием  $P_1$ - и  $P_2$ -приближений метода сферических гармоник // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1992. Т. 32. № 6. С. 952–966.
3. Борисов В.М., Иванков А.А., Финченко В.С. Расчет радиационных тепловых потоков у космических аппаратов при их полете в атмосфере Венеры // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 2002. Т. 42. № 5. С. 718–728.
4. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
5. Баула Г.Г., Маркелова Т.В., Николаев В.Н. и др. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов. Методические указания. РД 50-25645.114-84. М.: Изд-во стандартов, 1984. 59 с.
6. Грынь В.И. О вариационных принципах для уравнения переноса и их связь с  $P_N$ -приближением метода сферических гармоник // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1984. Т. 24. № 1. С. 75–91.
7. Грынь В.И. Обобщение граничных условий Помранинга к  $P_N$ -приближению метода сферических гармоник для уравнения переноса // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1984. Т. 24. № 5. С. 694–708.
8. Иванков А.А. Численное исследование лучистого теплообмена в задачах гиперзвукового обтекания затупленных тел. Дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1989. 127 с.
9. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989. 616 с.
10. Основы теории полета космических аппаратов / Под ред. Г.С.Нариманова и М.К. Тихонравова. М.: Машиностроение, 1972. 607 с.
11. Бахвалов Н.С. Численные методы. Т. 1. М.: Наука, 1975. 631 с.
12. Анфимов Н.А., Румынский А.Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет Солнечной системы // Проблемы механики и теплообмена в космической технике. М.: Машиностроение, 1982. С. 54–81.

Москва

Поступила в редакцию  
23.XII.2003