

## О ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЕ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.  
 Национальный исследовательский Томский государственный университет  
 Томск, Россия

**Постановка задачи.** Рассмотрим движение затупленного тела на заданной траектории в атмосфере с гиперзвуковой скоростью, которая меньше первой космической. На рис. 1 набегающий под углом атаки  $\beta$  поток воздуха обтекает тело, составленное из неразрушающегося пористого носка  $OA$ , который переходит в коническую часть  $AB$  с полууглом раствора  $\theta$ . Из внутренней полости через пористую поверхность  $ED$  производится вдув газа-охлаждителя по направлению нормали к внешней поверхности затупления  $OA$ .

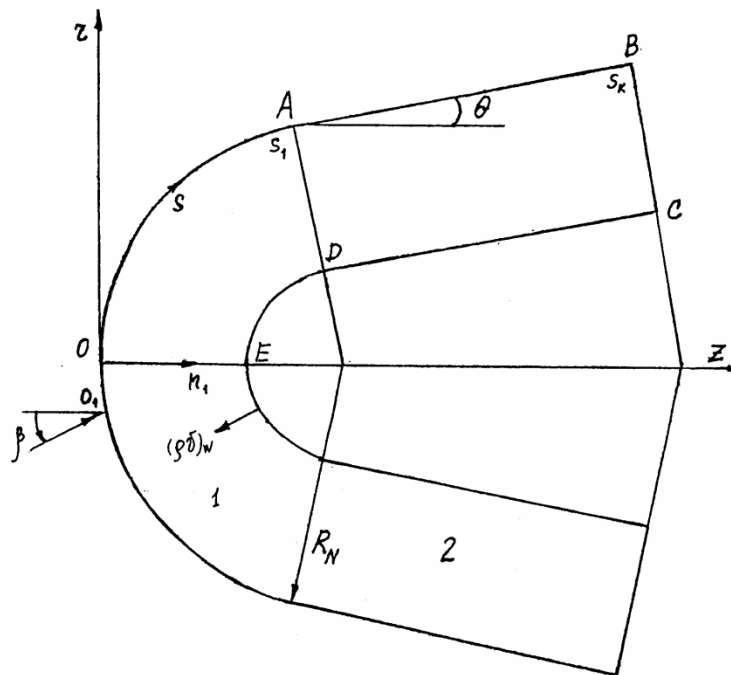


Рис. 1. Схема обтекания тела: 1 – пористое сферическое затупление, 2 – сплошная коническая часть тела

На высотах ниже 30 км в ударном слое вне пограничного слоя может использоваться модель химически равновесного воздуха [1], который моделируется газовой смесью из шести компонент:  $O, O_2, N, N_2, NO, Ar$ . В пограничном слое при наличии термохимического разрушения графитового тела учитываются неравновесные химические реакции между основными компонентами воздуха и продуктами разрушения [2, 3]  $O, O_2, N, N_2, CO, CO_2, C_1, C_2, C_3, Ar, NO$ .

На границе раздела газовой и конденсированной фаз конической части тела из графита рассматриваются гетерогенные химические реакции [4, 5], которые учитывают процессы горения, сублимации и каталитические свойства графита.

При обычных предположениях теории Прандтля в области вблизи поверхности тела может быть выписана система уравнений трехмерного пограничного слоя [6, 7] при наличии неравновесных химических реакций [2, 3]. При этом эффектами термодиффузии и ионизацией газа пренебрегалось.

Для пористой сферической оболочки ( $0 \leq s < s_1$ ) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа и однотемпературности процесса теплообмена между вдуваемом газом и пористым каркасом в направлении нормали к

поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, уравнение сохранения энергии при  $s = x^1$ ,  $\eta = x^2$ ,  $n_1 = -x^3$  имеет вид [8]

$$(\rho c_p)_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[ r_1 H_1 \lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \frac{r_1 \lambda_1}{H_1} (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{H_1 \lambda_1}{r_1} (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right] \right\} + (\rho v)_w^{(1)} \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{pg} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \quad (1)$$

$$0 \leq n_1 \leq L; \quad 0 \leq \eta \leq \pi, \quad H_1 = (R_N - n_1) / R_N, \quad r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad \bar{s} = s / R_N.$$

Расход газа-охлаждителя в направлении нормали к поверхности определяется согласно [9] выражением:

$$(\rho v)_w^{(1)}(s, \eta) = \left\{ [2(P_k^2 - P_e^2) \varphi_1 MD / R + E^2]^{0.5} - E \right\} / 2D, \\ D(s, \eta) = B \int_0^L T_1 (r_{1w} / r_1 H_1)^2 dn_1, \quad E(s, \eta) = A \int_0^L \mu_1 T_1 (r_{1w} / r_1 H_1) dn_1. \quad (2)$$

На конической части тела ( $s_1 \leq s \leq s_k$ ) система уравнений записывается в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [5]

$$r_2 c_{p2} \rho_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) = \frac{\partial}{\partial n_1} \left( r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \quad (3)$$

$$r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta, \quad \omega = (\rho v)_w^{(2)} / \rho_{2w}.$$

Начальные и граничные условия для системы (3), (5), (7) следующие.

На внешней границе пограничного слоя при  $x^3 \rightarrow \infty$ :

$$u = u_e, \quad w = w_e, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)}(s, \eta) (0 \leq s < s_1), \\ c_i \rightarrow c_{ie}(x^1, x^2), \quad P_e = P_e(x^1, x^2). \quad (4)$$

Соответствующие функции на внешней границе пограничного слоя могут быть найдены из решения системы уравнений Эйлера при наличии равновесных химических реакций [2, 3]

На поверхности обтекаемого тела при  $n_1 = 0$  [2]:

$$u(s, \eta) = w(s, \eta) = 0, \quad (0 \leq s < s_1), \\ (\rho v)_w^{(2)} = (\rho v)_{1w}^{(2)} + (\rho v)_{2w}^{(2)}, \quad (s_1 \leq s \leq s_k). \quad (4)$$

На внешней поверхности обтекаемого тела при  $0 \leq \eta \leq \pi$  балансовые соотношения записываются как:

$$\left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial x^3} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_w, \quad 0 \leq s < s_1, \\ \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial x^3} \right) \Big|_w - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw}^{(2)} (h_w - h_c) \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_w, \quad s_1 \leq s \leq s_k, \quad (5) \\ J_{iw} + (\rho v)_w^{(2)} c_{iw} = R_{iw}, \quad i = \overline{1, N_2 - 1}. \quad (11)$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части выражение в виде [8]:

$$\lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = - \frac{r_{1w} c_{pg} (\rho v)_w^{(1)}}{(r_1 H_1)_{n_1=L}} (T_{1L} - T_H), \quad 0 \leq s < s_1,$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_{n_1=l} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k. \quad (6)$$

На кольце сопряжения сфера–конус при  $s=s_1$  ставятся условия идеального контакта, а в крайнем сечении конической части тела при  $s=s_k$  – адиабатическое условие:

$$\lambda_1(1-\varphi_1) \frac{1}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0}, \quad T_1 \Big|_{s=s_1-0} = T_2 \Big|_{s=s_1+0},$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0. \quad (7)$$

При наличии плоскости симметрии течения:

$$\frac{\partial T_i}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\pi} = 0, \quad i=1, 2. \quad (8)$$

Начальные условия для системы (5), (7):

$$T_1 \Big|_{t=0} = T_2 \Big|_{t=0} = T_n, \quad (9)$$

$$\ell = L - \xi(t), \quad \xi(t) = \int_0^t \omega(\tau) d\tau, \quad h_w = c_{pg}(T_{2w})T_{2w} \text{ при } T_{2w} \leq 600 \text{ К},$$

$$h_w = \sum_{i=1}^{N_2} c_{iw} h_{iw} \text{ при } T_{2w} > 600 \text{ К}. \quad (10)$$

Выражения для массовых скоростей уноса выписываются используя [4, 5, 10].

Здесь  $t$  – время;  $n_1$  – координата по нормали к поверхности тела, направленная в обтекаемое тело;  $A$ ,  $B$  и  $P_k$  в (6) отвечают вязкостному, инерционному коэффициентам в нелинейном законе Дарси [4, 9] и давлению в камере с газом-охладителем;  $(\rho v)_{iw}^{(2)}$ ,  $i = 1, 2$  – массовые скорости уноса за счет гетерогенных процессов окисления и сублимации графитовой поверхности соответственно;  $\varphi_1$  – пористость полусферического затупления;  $H_1$  – коэффициент Ламэ;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $\omega$  – линейная скорость поверхности разрушения;  $\xi(t)$  – граница раздела между газовой и конденсированной фазами;  $E$ ,  $k$  – энергия активации, предэкспонент реакции соответственно;  $\alpha_i$ ,  $i = 7, 8, 9$  – коэффициенты аккомодации углерода;  $p_i^*$  – давление насыщенных паров;  $p_i$  – парциальное давление паров ( $i = 7, 8, 9$ );  $\varepsilon_i$ ,  $i = 1, 2$  – коэффициенты излучательной способности поверхности сферической и конической части тела;  $\theta$  – угол конусности,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $q_w$  – конвективный тепловой поток из газовой фазы;  $R_N$  – радиус сферического затупления;  $L$  – толщина оболочки обтекаемого тела;  $N_2$  – число компонент в смеси в завесной зоне на границе раздела газовой и конденсированной фазами;  $\beta$  – угол атаки.

Нижний индекс  $e$  соответствует внешней границе пограничного слоя;  $w$  – поверхность обтекаемого тела;  $*$  – характерная величина;  $g$  – газовая фаза пористой сферической оболочки;  $\infty$  – набегающий поток;  $t$  – турбулентный режим течения в пограничном слое;  $1w$ ,  $2w$  – гетерогенные процессы окисления и сублимации графитовой поверхности соответственно;  $n$  – начальные условия;  $L$  – внутренняя «холодная» поверхность оболочки;  $k$  – конечное сечение конической части оболочки. Верхний индекс ( $i$ ),  $i = 1, 2$  – характеристики конденсированной фазы: каркаса сферической и сплошной конической частей тела (см. рис. 1); черта – безразмерная

величина,  $\Sigma$  – эффективная величина с учетом ламинарного и турбулентного характеров течения;  $i_n$  – внутренняя стенка тела.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [10, 11, 12]. При расчете течения в переходной области от ламинарного режима течения к турбулентному использовался коэффициент продольной перемежаемости  $G$ , который для случая обтекания затупленных тел предложен в [13] на основе теории турбулентных пятен Эммонса.

### Анализ результатов численного решения.

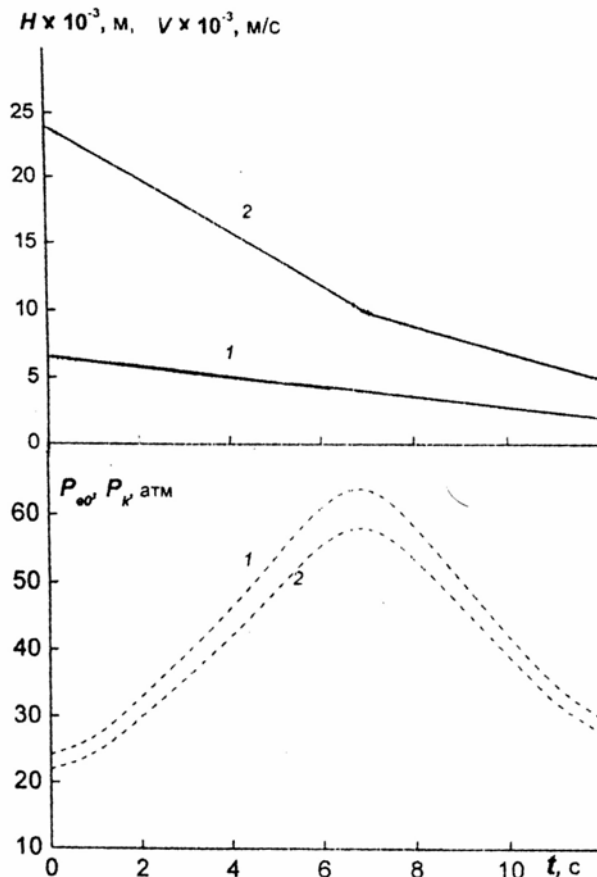


Рис. 2. Зависимости траектории полета тела от времени

На рис. 2 приведены зависимости для траектории полета гиперзвукового летательного аппарата: сплошная кривая 1 соответствует скорости движения тела, сплошная 2 – высоте полета от времени. Из рис. 2 следует, что движение объекта происходит с гиперзвуковой скоростью. При этом в потоке около тела существуют различные режимы течения с температурой торможения  $T_0$ , изменяющейся в пределах  $(7.8 - 2) \cdot 10^3$  К (штриховая кривая на рис. 3). По мере спуска по траектории число  $Re$  изменяется в диапазоне  $(2 - 8) \cdot 10^6$  (сплошная кривая на рис. 3), что свидетельствует о наличии развитого турбулентного потока вблизи тела на всем протяжении траектории. Область перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения располагается в области сферического затупления.

На рис. 2 штриховая кривая 1 соответствует найденному необходимому давлению в камере для проникаемого сферического затупления  $P_k$ , а штриховая кривая

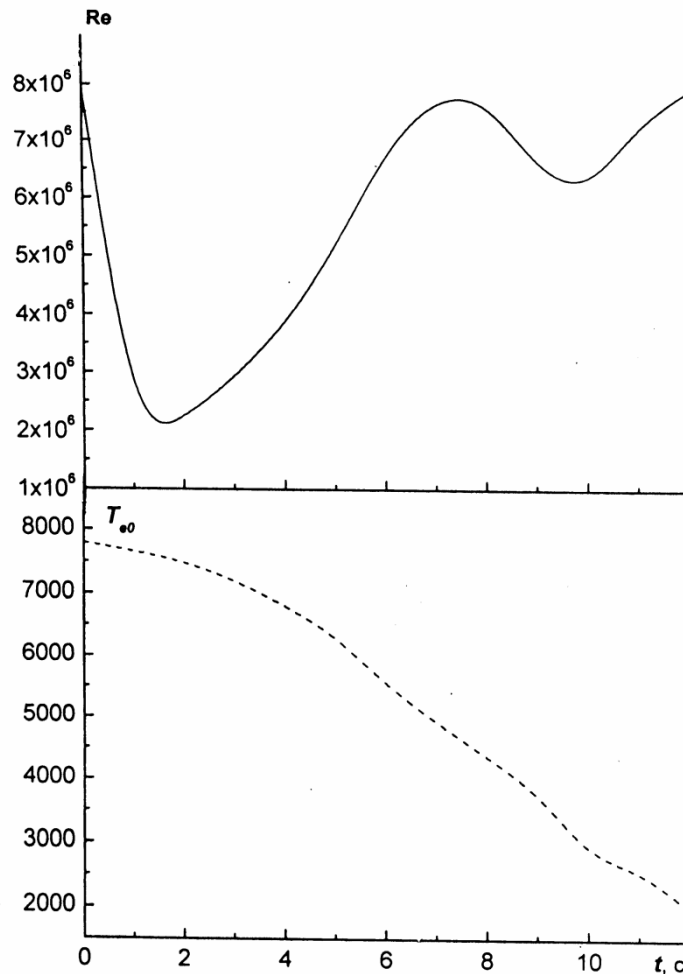


Рис. 3. Зависимость числа Рейнольдса и температуры торможения от времени

2 – давлению торможения  $P_{e0}$ . Давление охлаждающего воздуха в камере является функцией процесса, которая рассчитывалась методом подбора при необходимости обеспечения в каждый момент времени не превышения ни в одной внутренней точке сферического затупления критической температуры и недопущения избыточного расхода газа-охладителя. Если в качестве фильтрационных характеристик  $A$  и  $B$  в (6) для обоих материалов выбраны параметры стали, обладающие согласно [14, 15] более низким гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку, полученные распределения давления оказываются близкими. В этом случае удается подобрать общее распределение, при котором одновременно для обоих материалов обеспечивается не превышение критической температуры затупления по траектории (кривая 1).

Следует отметить, что в случае использования для меди данных из [15] для этого требуются значительно большие перепады давления между камерой и обводом сферического затупления.

Рис. 4–10 иллюстрируют изменение характеристик теплообмена в различные моменты времени с 0 с по 12 с полета по траектории (рис. 2). Рассматриваются моменты времени начала траектории и последующие с шагом 4 с для рис. 4, 5, 7 и с шагом 2 стали для рис. 6, 8–10. Сплошные кривые на рис. 4–10 соответствуют затуплению из пористой меди, а штриховые – из пористой стали.

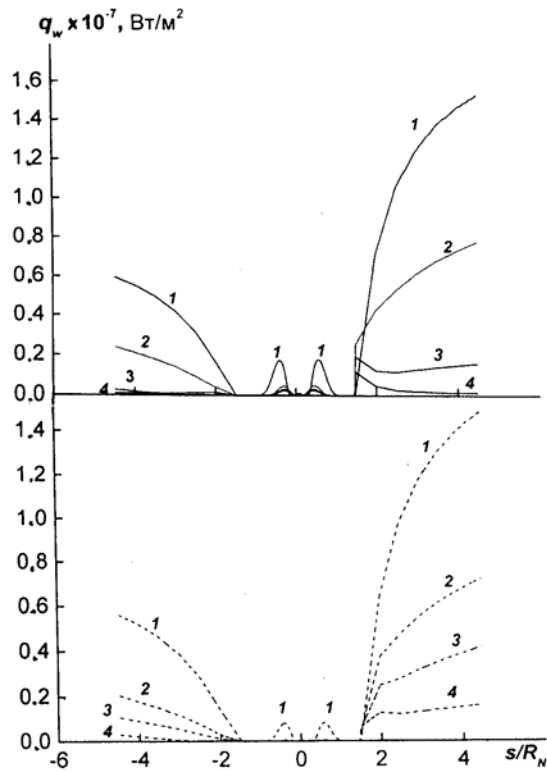


Рис. 4. Распределения конвективного теплового потока в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

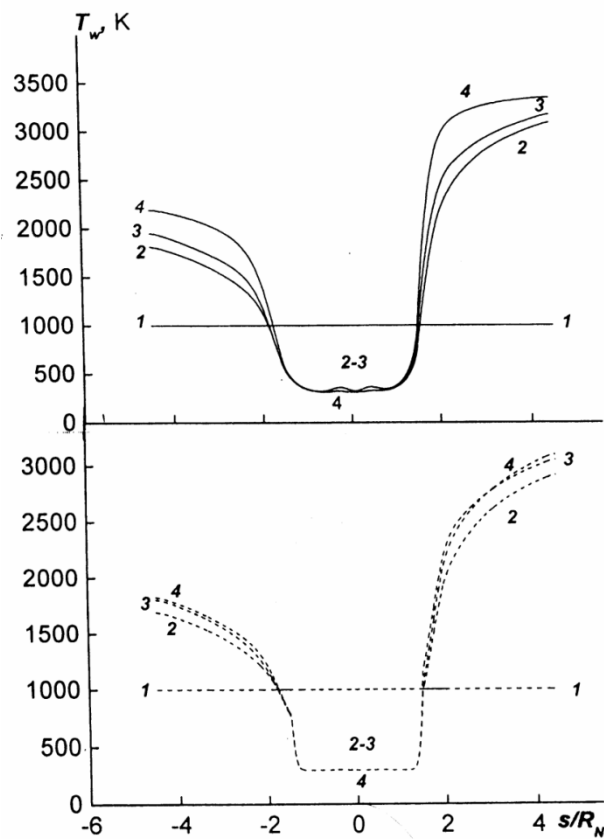


Рис. 5. Распределения температуры поверхности в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

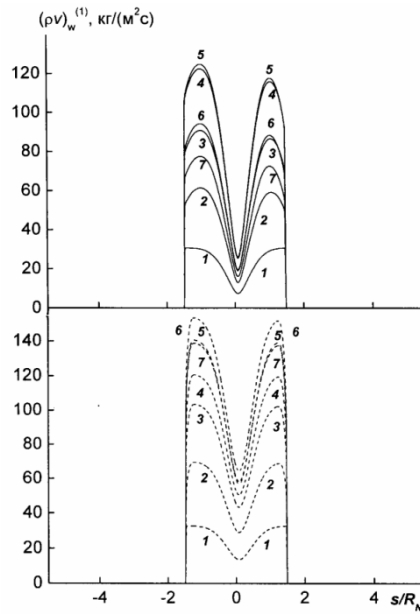


Рис. 6. Распределения вдува газа-охладителя в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

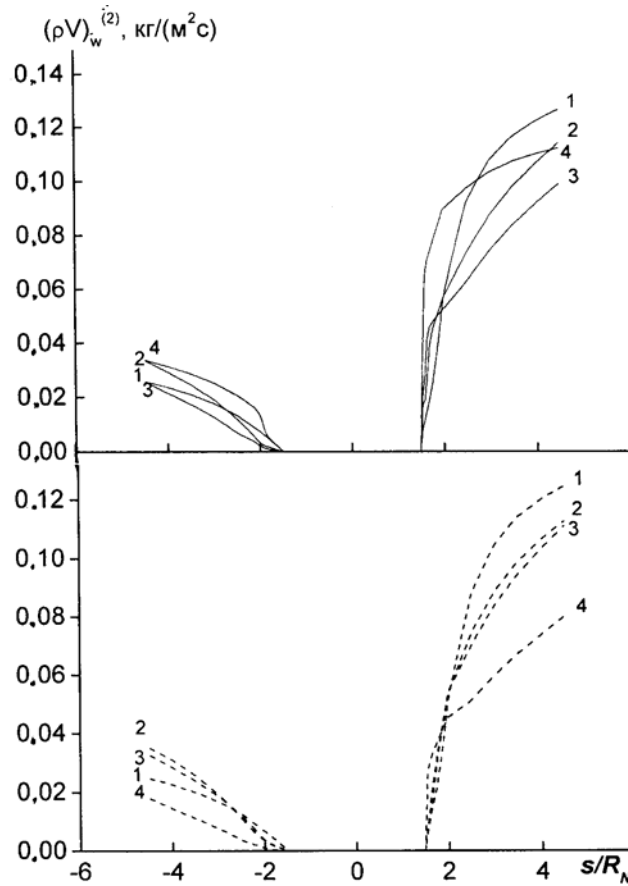


Рис. 7. Зависимость массовой скорости уноса в плоскости симметрии на конической части для различных моментов времени от продольной координаты

На рис. 4 представлены распределения конвективных тепловых потоков из газовой фазы  $q_w$  в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты  $\bar{s} = s / R_N$ .

На рис. 5 приведено распределение внешней температуры поверхности  $T_w$ , а на рис. 6 – расхода газа-охладителя  $(\rho v)_w^{(1)}$  через пористое затупление в плоскости симметрии течения в различные моменты времени.

Отметим, что перепад температур внешней и внутренней стенок оболочки в завесной зоне при  $\bar{s} = \bar{s}_k$  на траектории для обоих материалов затупления достигает порядка 530 К на подветренной и 1320 К на наветренной стороне в плоскости симметрии течения.

Из рис. 4–6 видно, что по мере спуска по траектории поток охлаждающего газа (рис. 6) на сферическом затуплении уменьшает максимальные  $q_w$  (сплошные кривые рис. 4) на проницаемой меди и существенно снижает  $q_w$  на затуплении из пористой стали (штриховые кривые рис. 4). Периферическая коническая часть тела находится в зоне тепловой завесы, действие которой вниз по течению ослабевает. Это приводит к монотонному росту во времени температурного уровня внешней стенки оболочки (рис. 5). При движении по траектории уровни конвективных тепловых потоков снижаются (рис. 4). Этот эффект связан с монотонным уменьшением температуры торможения  $T_{e0}$  (рис. 3). К тому же здесь имеет место поглощение тепла при фильтрации газа в порах сферического затупления.

На рис. 7 приведена зависимость массовой скорости уноса в плоскости симметрии течения для различных моментов времени от продольной координаты на конической части тела. В отличие от распределения  $T_w$  на рис. 5 поведение  $(\rho v)_w^{(2)}$  на рис. 7 конической оболочки носит немонотонный характер на подветренной стороне для обоих материалов. Последнее обусловлено немонотонным поведением охлаждающего вдува (рис. 6) и при несимметричном распределении интенсивности  $(\rho v)_w^{(1)}$  по обводу его более сильным влиянием в завесной зоне на подветренной стороне конуса.

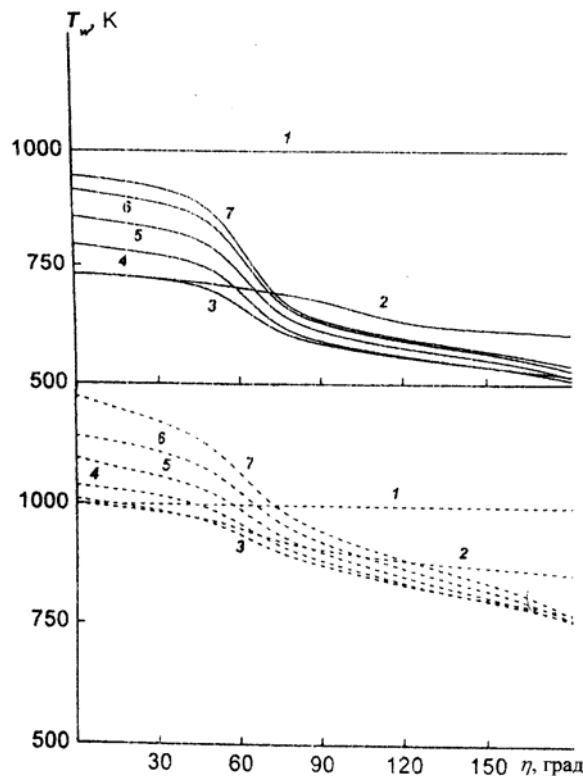


Рис. 8. Распределения температуры поверхности в плоскости сопряжения сфера–конус для различных моментов времени от окружной координаты



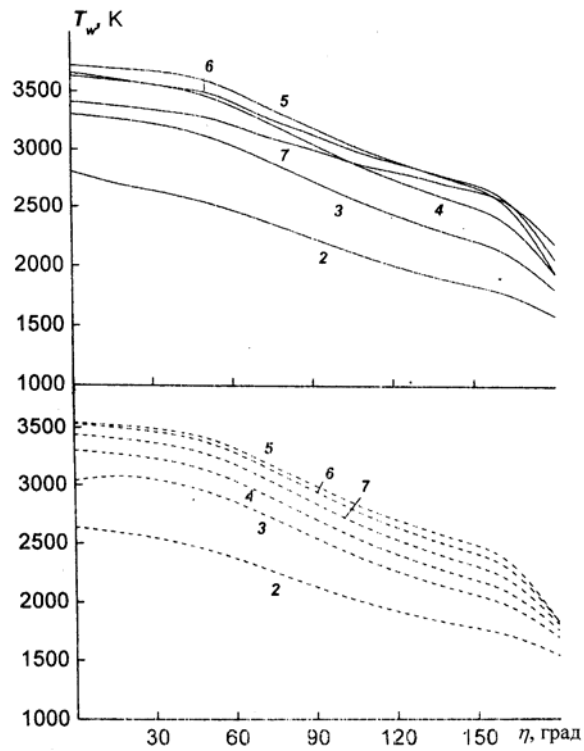


Рис.9. Распределения температуры поверхности на периферии конической части  $\bar{s} = \bar{s}_k$  для различных моментов времени от окружной координаты. Кривая 1 соответствует изотерме 1000 К

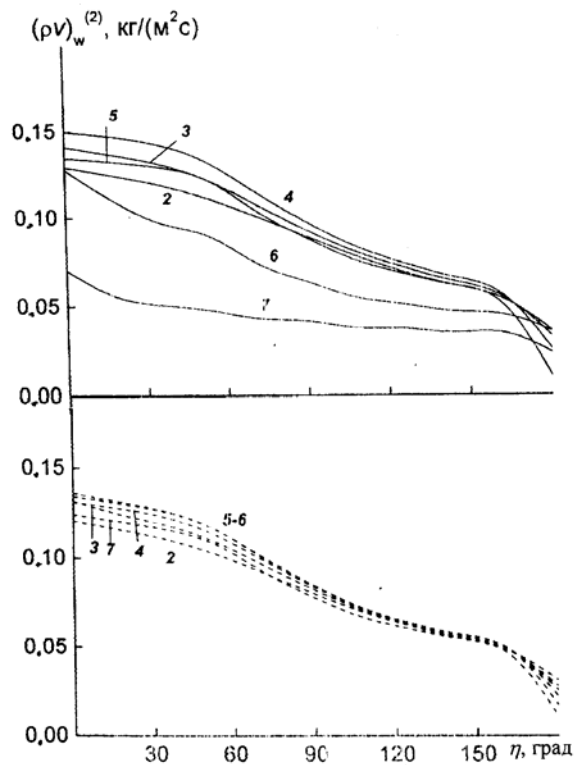


Рис. 10. Распределения массовой скорости уноса на периферии конической части  $\bar{s} = \bar{s}_k$  для различных моментов времени от окружной координаты. Кривая 1 отвечает распределению  $(\rho v)_w^{(2)} \approx 0$ .

На рис. 8 и 9 представлены зависимости  $T_w$  в завесной зоне по окружной координате  $\eta$  вблизи плоскости сопряжения сфера–конус  $\bar{s} = \bar{s}_1$  на конической части и на периферийной части конуса  $\bar{s} = \bar{s}_k$ , а на рис. 10 – значения скорости массового уноса  $(\rho v)_w^{(2)}$  в конечном сечении конуса  $\bar{s} = \bar{s}_k$  в различные моменты времени.

Проведенные расчеты показали, что для удержания температуры внешней поверхности затупления  $T_w \leq T_*$  на всей траектории полета в случае пористой стали требуется суммарный расход газа-охладителя в два раза больший, чем для случая пористой меди. Этот результат объясняется слабым перетеканием тепла в стальном затуплении из-за его низкой теплопроводности. Вследствие этого тепловая нагрузка сосредотачивается в области прилегающей к внешней поверхности обтекаемого тела и к области сопряжения сферической и конической частей тела в отличие от случая затупления из меди, когда происходит распределение тепловой нагрузки по всему объему затупления.

Однако для случая пористой меди из-за уменьшения вдува газа-охладителя вследствие большей скорости роста вязкости фильтрующего потока и снижения в результате этого эффекта тепловой завесы (рис. 6) температура поверхности в завесной зоне для  $\bar{s} = \bar{s}_k$  выше на 120 К на наветренной и на 370 К на подветренной стороне в плоскости симметрии течения, чем температура для затупления из стали.

В плоскости  $\bar{s} = \bar{s}_1$  реализуется кинетический режим:  $T_w < 1600$  К (рис. 8) протекания термохимического разрушения поверхности, а в плоскости  $\bar{s} = \bar{s}_k$  – диффузионный:  $T_w > 1600$  К (рис. 9, 10).

В [16] для случая диффузионного режима было получено приближенное выражение для  $(\rho v)_{1w}^{(2)}$ , зависящее от концентрации кислорода  $O_2$  во внешнем потоке  $c_{2e}$  и явно не зависящее от температуры

$$(\rho v)_{1w}^{(2)} = \frac{\alpha}{c_p} \left( 2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2e}.$$

Оказалось, что при изменении температуры поверхности  $T_w$  в диапазоне от 1800 К до 2800 К для  $c_{2e} = 0,23$  и различных коэффициентах теплообмена  $\alpha / c_p$  погрешность формулы не превышает 10% по сравнению с точным численным решением задачи по полной кинетической схеме.

В медном затуплении в силу высокой теплопроводности для поддержания  $T_w \leq T_*$  нужен меньший расход газа-охладителя. В этом случае на периферийной части конуса при  $t > 6$  с на наветренной стороне, где эффект тепловой завесы слабее, в самых напряженных сечениях  $\eta = 0 - 90^\circ$  может достигаться режим сублимации:  $T_w > 3500$  К (см. сплошные кривые 4–6 на рис. 9, 10).

Анализ температурных профилей (рис. 8) позволяет сделать вывод о потенциальной возможности путем интенсивного вдува охлаждающего газа добиться неразрушения сферического затупления из металлов  $T_w \leq T_*$ . В периферийной области конуса наблюдается термо-химическое разрушение материала стенки, причем на наветренной стороне может достигаться сублимационный режим разрушения графита (сплошные кривые на рис. 9, 10).

Описанная модель позволяет оценить требования к параметрам комбинированной тепловой защиты, обеспечивающим не превышение критической температуры сферического затупления, выполненного из пористых металлических материалов.

При выборе данного способа активной тепловой защиты следует уделить внимание выбору таких материалов, которые обладают наиболее низким

гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку в порах в комбинации с высокой теплопроводностью.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г.* Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
2. *Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике* / Под ред. Майкопара Г.И. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
3. *Гофман А.Г., Грузин А.Д., Пырх С.И.* Численное исследование многокомпонентного пограничного слоя на сублимирующей углеграфитовой поверхности // Численные методы механики сплошной среды. 1980. Т. 11, № 6. С. 37–46.
4. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 319 с.
5. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. № 2. С. 141–148.
6. *Зинченко В.И.* Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 222 с.
7. *Шевелев Ю.Д.* Трехмерные задачи теории ламинарного пограничного слоя. М.: Наука, 1977. 224 с.
8. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Исследование характеристик теплообмена при обтекании конуса затупленного по сфере под углом атаки и вдуве газа с поверхности затупления // ПМТФ. 1999. № 4. С. 162–169.
9. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Якимов А.С.* Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
10. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
11. *Патанкар С., Сполдинг Д.* Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1970. 127 с.
12. *Себеси Т., Брэдишоу П.* Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987. 590 с.
13. *Чен К., Тайсон Н.* Применение теории турбулентных пятен Эммонса к обтеканию затупленных тел // РТК. 1971. Т. 9, № 5. С. 63–68.
14. *Алифанов О.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л.* Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 460–469.
15. *Трянин А.П.* Идентификация коэффициентов теплообмена в пористом теле из решения обратной задачи // ИФЖ. 1983. Т. 45, № 5. С. 810–814.
16. *Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении в завесной зоне // ПМТФ. 1995. № 2. С. 126–135.