

УДК 536.46:536.245.022

Численное исследование тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов*

В.И. Зинченко, В.Д. Гольдин, В.Г. Зверев

*НИИ прикладной математики и механики
Томского государственного университета*

E-mail: zverev@niipmm.tsu.ru

Рассматривается задача пространственного обтекания гиперзвукового летательного аппарата потоком химически равновесного воздуха при движении по траектории под различными углами атаки. В рамках сопряженной постановки задачи рассчитаны состояние газа в пограничном слое, тепловой режим обтекаемого тела, состоящего из различных композиционных материалов, характеристики уноса тепловой защиты. Физические явления в конденсированном состоянии углеродосодержащих покрытий имеют сложный характер, обусловленный протеканием процессов нагрева, пиролиза, гетерогенного окисления и сублимации, что приводит к разрушению теплозащитного материала. Показано, что применение различных материалов пассивной тепловой защиты может обеспечить значительное снижение температуры поверхности, характеристик термохимического разрушения и позволяет управлять режимами теплообмена при движении тела.

Ключевые слова: гиперзвуковая скорость, аэродинамический нагрев, тепловая защита, пограничный слой, теплозащитные покрытия, термохимическое разрушение, сопряженный теплообмен.

Введение

При движении летательных аппаратов с гиперзвуковой скоростью в плотных слоях атмосферы возникает значительный аэродинамический нагрев конструкции вследствие трения и торможения газового потока. Температура поверхности элементов конструкции может достигать 2000–3000 °С и выше. В наибольшей степени такому воздействию подвержены передняя носовая часть затупленного тела, а также острые кромки плоских поверхностей. Тепловая стойкость большинства используемых на практике конструкционных материалов весьма ограничена, поэтому экстремальное воздействие высокоэнтальпийного потока приводит к их термохимическому разрушению и возникает проблема тепловой защиты конструкций [1–3].

На практике применяют различные способы тепловой защиты, что связано с разнообразием летательных аппаратов, их назначением и условиями полета в атмосфере. Для решения задач входа в атмосферу при экстремальной тепловой нагрузке и непродолжительном движении по траектории наибольшее распространение получили пассивные методы тепловой защиты, основанные на применении аблирующих теплозащитных материалов [1, 4]. Их существенным недостатком является изменение аэродинамической формы тела вследствие термохимического разрушения материалов, что отрицательно сказывается на точности траекторных параметров. Наряду с пассивными рассматриваются перспективные активные и комбинированные способы тепловой защиты [5–7].

* Статья выполнена при поддержке Программы повышения конкурентноспособности Томского государственного университета.

Возрастание требований к стабильности аэродинамических характеристик вызывает необходимость повышения расчетной точности определения тепловой нагрузки на обтекаемое тело и совершенствования способов пассивной тепловой защиты с применением как традиционных, так и новых материалов для снижения температуры поверхности тела и массы уносимой теплозащиты. Сильная взаимосвязь процессов теплообмена в пограничном слое и в теле с учетом физико-химических превращений и уноса массы теплозащитного материала приводит к необходимости решения задачи в сопряженной постановке, что позволяет повысить точность определения искомых характеристик по сравнению с отдельной постановкой задачи, которая доминирует в настоящее время в практике отраслевых организаций. Такой подход предполагает совместное решение задачи в газовой и конденсированной фазах с учетом необходимых граничных и начальных условий [6–9]. Это позволяет оценить пределы применимости общепринятых подходов отдельной постановки задачи, когда тепловое состояние обтекаемого тела и характеристики термохимического разрушения определяются из решения краевой задачи при заданном распределении из газовой фазы тепловых потоков либо коэффициентов теплообмена на поверхности.

Цель настоящей работы — исследование в сопряженной постановке задачи влияния различных теплозащитных материалов на температуру поверхности и характеристики термохимического разрушения тела при движении по траектории с гиперзвуковой скоростью под углами атаки, что необходимо при проектировании тепловой защиты перспективных летательных аппаратов.

Постановка задачи

В работах [6, 7] рассматривалась математическая постановка задачи пространственного химически равновесного пограничного слоя, были приведены результаты тестовых расчетов и дано сравнение с экспериментальными данными для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое. Представленная модель позволяет определять характеристики теплообмена в широком диапазоне высот ($H = 0–50$ км), скоростей полета ($M_\infty = 3–20$) и углов атаки ($\alpha = 0^\circ–10^\circ$), что делает ее эффективным инструментом для нахождения тепловых потоков к обтекаемому телу. В естественной системе координат (O, s, φ, n) , связанной с осью симметрии и внешней поверхностью осесимметричного тела, обтекаемого под углом атаки (см. рис. 1), система уравнений химически равновесного пограничного слоя имеет вид [6, 7]

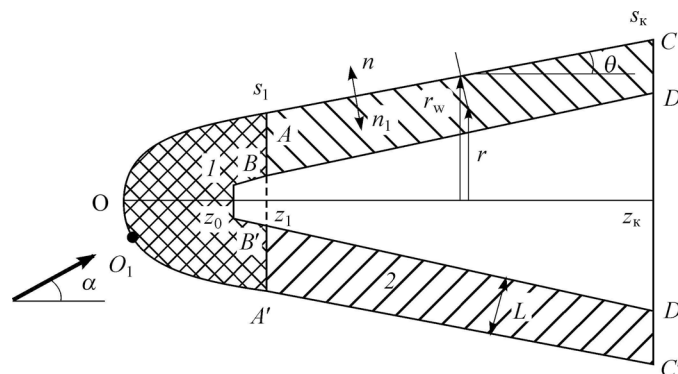


Рис. 1. Схема обтекания тела.

O_1 — передняя критическая точка, α — угол атаки, θ — угол конусности;
 1 — углеродный материал, 2 — покрытие из углепластика толщиной L .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho w) &= 0, \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \cdot \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r_w} \cdot \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \cdot \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{uw}{r_w} \cdot \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{1}{r_w} \cdot \frac{\partial P_e}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \cdot \frac{\partial H}{\partial \varphi} \right) &= \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (\text{Pr}_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right), \\ P_e &= \rho h (\gamma_{\text{ef}} - 1) / \gamma_{\text{ef}}, \quad H = h + (u^2 + w^2) / 2, \quad \mu_\Sigma = \mu + \Gamma \mu_t, \\ \mu_\Sigma &= \mu + \Gamma \mu_t, \quad \text{Pr}_\Sigma = \mu_\Sigma \text{Pr} \cdot \text{Pr}_t / (\mu \text{Pr}_t + \Gamma \mu_t \text{Pr}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и ниже u, v, w — компоненты вектора скорости по продольной, нормальной и окружной координатам, P, ρ, h, H — давление, плотность, энтальпия и полная энтальпия смеси, γ_{ef} — эффективный показатель адиабаты, μ — коэффициент динамической вязкости, Γ — коэффициент продольной перемежаемости, Pr — число Прандтля, r_w — расстояние от точки на теле до оси симметрии (рис. 1); индексы: t — турбулентный режим течения, Σ — эффективная величина для учета ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое, e — внешняя граница пограничного слоя. На рис. 1 n и n_1 — внешняя и внутренняя нормаль к поверхности тела соответственно, AB и $A'B'$ — граница раздела областей 1 и 2, CD и $C'D'$ — правая граница области 2, s — продольная координата вдоль поверхности тела, s_1, s_k — начало и конец области 2 (коническая часть) по координате s ; r и r_w — расстояние от оси симметрии до точки и до поверхности тела соответственно.

При записи системы уравнений (1) использовались допущения бинарной смеси, а также предполагалось, что продукты термохимического разрушения теплозащитных материалов слабо разбавляют воздушную смесь. В этом случае концентрации элементов воздушной смеси в пограничном слое являются неизменными и расчет равновесного состава может быть проведен независимо от решения основной системы уравнений. Дополнительно используется допущение о равенстве молекулярного и турбулентного чисел Льюиса единице. Термодинамические параметры равновесного воздуха внутри пограничного слоя рассчитываются на основе таблиц [10].

Для описания турбулентного течения применяется трехслойная алгебраическая модель турбулентности [11–13], которая учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, где турбулентная вязкость описывается формулой Ван-Драйста–Сибиси [11], и внешней области, в которой используется формула Сполдинга [12]. При расчете течения в переходной области от ламинарного режима течения к турбулентному используется коэффициент продольной перемежаемости Γ , который был предложен в работе [14] для случая обтекания затупленных тел, он основывается на теории турбулентных пятен Эммонса:

$$\begin{aligned} \Gamma &= 1 - \exp \left\{ -F r_w(s_p) \left[\int_{s_p}^s r_w^{-1} ds \right] \left[\int_{s_p}^s U_e^{-1} ds \right] \right\}, \\ F &= \frac{3U_e^3}{(bv_e)^2} \text{Re}_p^{-1,34}, \quad b = 60 + 4,68 M_p^{1,92}. \end{aligned}$$

Для ламинарного режима течения $\Gamma = 0$, для турбулентного — $\Gamma = 1$. Здесь $U_e = \sqrt{u_e^2 + w_e^2}$ — полная скорость на внешней границе пограничного слоя, $\nu_e = \mu_e / \rho_e$ — коэффициент кинематической вязкости, $Re_p = \rho_e U_e s_p / \mu_e$, $M_p = U_e / a_e$ — числа Рейнольдса и Маха, вычисленные в точке потери устойчивости ламинарного пограничного слоя, a_e — скорость звука. Координата точки потери устойчивости s_p и начала переходной области течения определяется по критическому значению числа Рейнольдса:

$$Re^{**} = \rho_e U_e \delta^{**} / \mu_e = 200, \quad \delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho U}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dn.$$

При расчете теплового режима в твердом теле используются следующие предположения. Считается, что за все время движения тела по траектории тепловая волна от нагреваемой поверхности не доходит до внутреннего объема. Имеется ряд внутренних областей-оболочек, которые не подвергаются термическому разрушению. Составной слой теплозащитного покрытия (ТЗП) непосредственно контактирует с газовым пограничным слоем. Здесь в зависимости от материала ТЗП может происходить термическое разложение (пиролиз) вещества, фильтрация газообразных продуктов разложения, унос массы с нагреваемой поверхности вследствие сублимации и гетерогенных химических реакций. Будем считать, что для обтекаемого тела использована комбинация двух теплозащитных материалов (см. рис. 1): область 1 представляет собой углеродное покрытие, область 2 — покрытие из углепластика. Для оценки влияния теплофизических свойств материала конической части на характеристики теплообмена и разрушения рассматривался также случай углеродного материала при $s > s_1$.

В обозначениях, принятых в работах [1, 7], система уравнений закона сохранения энергии в твердом реагирующем теле имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s h_s + \rho_g h_g) + \text{div}(\mathbf{G}_g h_g) = \text{div}(\lambda_{\Sigma} \nabla T), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -W = -k_0 (\rho_s - \rho_{sk}) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \text{div}(\mathbf{G}_g) = -W, \quad (3)$$

здесь h_s, h_g — удельные энтальпии твердого каркаса и газа в пористом материале, \mathbf{G}_g — вектор потока массы фильтрующихся газов, ρ_g, ρ_s — плотность газовой и твердой фаз в теплозащитном материале, T — температура, ρ_{sk} — плотность коксового остатка, λ_{Σ} — эффективная теплопроводность материала, W, E, k_0 — суммарная скорость, энергия активации, предэкспонент реакции пиролиза материала. Считается, что удельная энтальпия газа в порах совпадает с энтальпией воздуха; удельная энтальпия твердого каркаса рассчитывается на основе температурной зависимости удельной теплоёмкости; при расчёте эффективного коэффициента теплопроводности пористого материала применяется аддитивное правило смеси. Уравнения (3) используются только для пористых материалов, в которых происходит реакция пиролиза и фильтрация газообразных продуктов разложения. При решении уравнений (2), (3) предполагается, что вектор \mathbf{G}_g имеет только одну компоненту, направленную по нормали n к нагреваемой поверхности. Граничные и начальные условия для системы уравнений (1)–(3) имеют следующий вид.

На внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \varphi), \quad w \rightarrow w_e(s, \varphi), \quad H \rightarrow h_e + \frac{u_e^2 + w_e^2}{2} = H_{e0}, \quad (4)$$

где $P_e(s, \varphi), u_e, w_e, h_e$ определяются из решения системы уравнений Эйлера для химически равновесного воздуха.

На поверхности обтекаемого тела $n = -n_1 = 0$:

$$u_w = w_w = 0, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_w(s, \varphi),$$

$$\left(\frac{\mu}{Pr} \cdot \frac{\partial H}{\partial n} \right)_w - (\rho v)_w^{(2)}(h_w - h_s) - (\rho v)_w^{(1)}(h_w - h_w^{(1)}) - \varepsilon \sigma T_w^4 = - \left(\lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial n_1} \right)_w, \quad (5)$$

здесь $(\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)} + (\rho v)_w^{(2)}$ — суммарная скорость массового уноса теплозащитного материала, $(\rho v)_w^{(1)} = G_{gn}$ — проекция вектора G_g на внешнюю нормаль к поверхности тела, $(\rho v)_w^{(2)}$ — скорость массового уноса материала твердого каркаса за счет испарения и гетерогенных реакций; индекс w соответствует значениям на поверхности тела. Для области I ($0 < s < s_1$, рис. 1) в левой части граничного условия (5) отсутствует третье слагаемое, так как здесь нет пиролиза внутри объема углеродного материала.

Для вычисления скорости массового уноса на поверхности тела задаются условия равновесия химических реакций и сублимации, при этом учитываются следующие газовые компоненты: N_2 , O_2 , NO , N , O , Ar , C , C_2 , C_3 , CO , CO_2 . При расчёте равновесного состава используются константы равновесия из работ [15, 16]. Для определения диффузионных потоков химических элементов применяется аналогия Рейнольдса. Предполагается, что твердый каркас теплозащитных материалов состоит из углеродных материалов. На внутренней границе обтекаемой оболочки L принимается условие тепловой изоляции, а также условия

$$G_{gn} = 0, \quad \rho_s = \rho_{s0}. \quad (6)$$

На границе областей I и 2 (сечения AB , $A'B'$) реализуются условия идеального теплового контакта. В крайнем правом сечении конической части при $s = s_k$ (сечения CD , $C'D'$) на наветренной и подветренной сторонах задаются условия тепловой изоляции. С учетом плоскости симметрии течения справедливо

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\pi} = 0. \quad (7)$$

Начальные условия для системы уравнений (2), (3) имеют вид

$$T|_{l=0} = T_0, \quad \rho_s = \rho_{s0}. \quad (8)$$

Методика расчета

При расчете пространственного невязкого обтекания использовались вычислительные методы, изложенные в монографии [17]. Расчет пространственного пограничного слоя проводился с помощью итерационно-интерполяционного метода [18] и метода И.В. Петухова [19]. Метод расчета уравнений сохранения в конденсированной фазе в развитие работы [20] был обобщен на пространственный случай. Это обеспечило возможность трехмерного расчета сложной геометрии тел с учетом составных областей с различными теплофизическими характеристиками.

В процессе реализации алгоритма численного решения поставленной краевой задачи в сопряженной постановке выполнялись следующие вычислительные модули.

1. В соответствии с заданной траекторией движения определялись параметры обтекания за ударной волной и из системы уравнений Эйлера определялись поля характеристик в ударном слое: поле давлений, поля компонент скорости и энтальпии, в том числе параметры торможения P_{e0} , H_{e0} .

2. С учетом найденного давления $P_e(s, \varphi)/P_{e0}$ из системы уравнений на внешней границе пограничного слоя отыскивались величины компонент скорости $u_e(s, \varphi)$, $w_e(s, \varphi)$, $h_e(s, \varphi)$.

3. При заданной температуре тела $T_w(s, \varphi)$ и массовой скорости уноса $(\rho v)_w(s, \varphi)$ рассчитывалась система уравнений пространственного пограничного слоя, определялись тепловые потоки к телу и коэффициенты теплообмена $(\alpha/c_p)(s, \varphi)$ на его поверхности: $(\alpha/c_p) = q_w/(H_e - h_w)$. При этом для расчета плотности, связи между энтальпией и температурой, эффективного показателя адиабаты $\gamma_{ef}(h, P)$ использовались таблицы равновесного состава воздуха.

4. При граничных условиях 3-го рода с определенным из предыдущего этапа значением (α/c_p) проводился расчет уравнений сохранения массы и энергии в конденсированной фазе. Определялось поле температур в покрытии, скорость массового уноса при пиролизе композиционного материала $(\rho v)_w^{(1)}$, значения концентраций компонент равновесного состава на поверхности, величины скорости массового уноса $(\rho v)_w^{(2)}(s, \varphi)$ и линейный унос $\delta(s, \varphi)$ поверхности, а также энтальпия $h_w(s, \varphi)$.

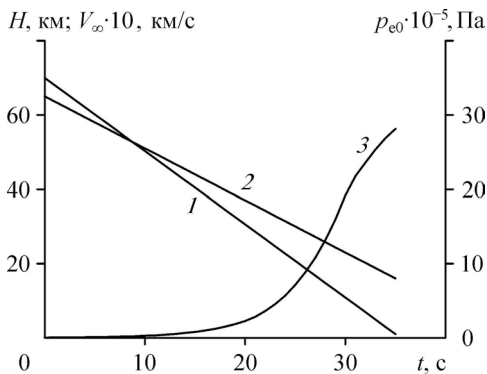
5. Далее, используя найденные температуру поверхности $T_w(s, \varphi)$ и массовую скорость уноса $(\rho v)_w(s, \varphi)$, выполнялся переход на модуль 1. При этом модули 1, 2 для заданной траектории движения и геометрии тела могут быть подготовлены заранее, что позволяет оптимизировать вычислительные ресурсы.

Тестовые проверки центральных вычислительных модулей для ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое были обеспечены сравнением конвективных тепловых потоков и коэффициентов теплообмена (в том числе с учетом вдува с поверхности) с известными литературными расчетными и экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса [21, 22]. Различие расчетных и экспериментальных результатов не превысило 5%. Для тестирования процессов взаимодействия высокоэнтальпийных потоков воздуха с углеродными материалами использовались результаты теоретических [23, 24] и обобщенных экспериментальных [25] исследований.

Результаты расчетов и их анализ

Рассмотрим движение затупленного по сфере конуса с радиусом затупления $R_N = 10$ см, углом конусности $\theta = 5^\circ$ (см. рис. 1) по заданной на рис. 2 траектории с гиперзвуковой скоростью с различными углами атаки: $\alpha = 5^\circ, 10^\circ$. Длина тела по оси симметрии составляет $z_k/R_N = 20$ (здесь z_k — координата конечного сечения тела).

На рис. 3 для момента времени $t = 30$ с в конечной стадии траектории приведены распределения температуры T_w (рис. 3a) на наветренной стороне ($\varphi = 0$) боковой поверхности в плоскости симметрии течения,



а также по окружной координате в сечении $z/R_N = 3,75$ (рис. 3b) при различных теплозащитных материалах в области 2 боковой поверхности. Как видно на рис. 3a, использование теплопроводного углеродного материала на конической части тела вместо

Рис. 2. Параметры траектории движения тела. 1 — высота полета H , 2 — скорость полета V_∞ , 3 — давление P_{e0} в передней критической точке.

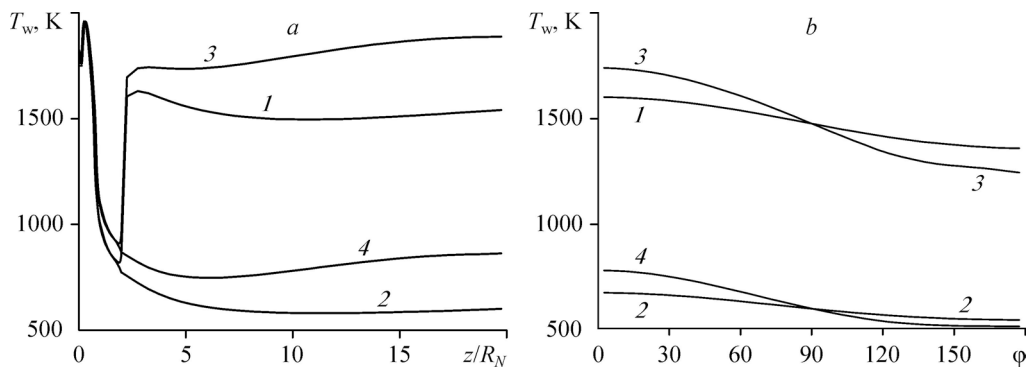


Рис. 3. Распределение температуры на боковой поверхности тела (а) и по окружной координате φ в сечении $z/R_N = 3,75$ (b) в момент времени $t = 30$ с. Кривые 1, 2 — угол атаки 5° ; 3, 4 — 10° ; 1, 3 — углепластик, 2, 4 — углерод.

традиционного углепластика приводит к заметному снижению температуры поверхности T_w (до 700 К) для различных углов атаки α , причем эта разница возрастает с увеличением α . Сравнение кривых 1, 3 и 2, 4 на рис. 3b показывает, что снижение температуры T_w для указанных материалов сохраняется и по окружной координате φ . Повышение угла атаки α усиливает неравномерность распределения температуры T_w по данной координате, увеличивая нагрев наветренной стороны ($\varphi = 0$) и ослабляя его на подветренной стороне ($\varphi = 180^\circ$).

Снижение температуры поверхности T_w напрямую сказывается на суммарной скорости массового уноса $(\rho v)_w$ теплозащитного материала. Как показывает рис. 4a, для угла атаки $\alpha = 10^\circ$ на боковой поверхности достигается снижение $(\rho v)_w$ в 2 раза (кривые 3 и 4) для данной траектории, при $\alpha = 5^\circ$ — в 3,5 раза (кривые 1 и 2). Как следствие, имеет место значительное уменьшение линейного уноса материала δ (см. рис. 4b). На наветренной стороне в периферийной области для угла атаки $\alpha = 5^\circ$ использование углеродного покрытия вместо углепластика снижает значение δ более чем в 5 раз, при $\alpha = 10^\circ$ — до 4 раз.

Таким образом, теплофизические и термохимические свойства теплозащитных материалов напрямую влияют на температурный режим и унос массы обтекаемого тела. Результаты расчетов показывают, что применение высокотеплопроводных углеродных

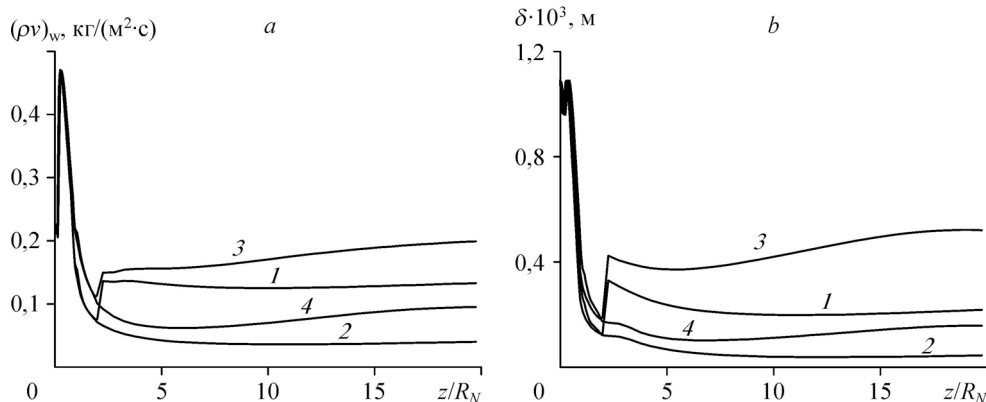


Рис. 4. Скорость массового уноса (а) и линейный унос (b) на боковой поверхности тела в момент времени $t = 30$ с. Обозначения см. на рис. 3.

материалов на боковой поверхности вместо углепластика улучшает сохранность исходной геометрии тела, повышает стабильность его аэродинамических характеристик и, тем самым, положительно влияет на точность траекторных параметров.

Заключение

Созданное программно-методическое обеспечение решения задачи аэротермодинамики в сопряженной постановке может быть использовано для теплового проектирования защиты гиперзвуковых изделий при движении по траектории под углами атаки.

На основе решения трехмерной задачи в конденсированной фазе выполнено исследование влияния перетекания тепла в материале покрытия. Показано, что применение теплопроводных теплозащитных материалов приводит к значительному снижению температуры поверхности и характеристик термохимического разрушения, что позволяет управлять режимами тепломассообмена при движении тела.

Проведенный сравнительный анализ показал пути и возможность повышения эффективности пассивной тепловой защиты посредством применения традиционных теплозащитных материалов. Он также представляет интерес при создании и отработке перспективных покрытий.

Список литературы

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов / под ред. Г.А. Тирского. М.: Физматлит, 2011. 548 с.
3. Anderson J.D. Hypersonic and high-temperature gas dynamics // American Institute of Aeronautics and Astronautics. Virginia, Reston, 2006. 232 p.
4. Горский В.В., Запривода А.В. О применении полной термохимической модели разрушения углерода к задаче разрушения углепластика в условиях нестационарного нагрева // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52, № 2. С. 240–245.
5. Лу Х.Б., Лю В.Ц. Комбинированная система тепловой защиты на основе обращенной вперед полости и встречной струи // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 5. С. 561–569.
6. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1985. 222 с.
7. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2011. 358 с.
8. Башкин В.А., Решетько С.М. Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала стенки // Уч. записки ЦАГИ. 1990. Т. XXI, № 4. С. 11–17.
9. Дмитриенко Ю.И., Захаров А.А., Коряков М.Н., Сыздыков Е.К. Моделирование сопряженных процессов аэрогазодинамики и теплообмена на поверхности теплозащиты перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов // Изв. вузов. Машиностроение. 2014. № 3. С. 23–34.
10. Предводителев А.С., Ступоченко Е.В., Самуйлов Е.В. Таблицы термодинамических функций воздуха. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 268 с.
11. Sebeci T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J. 1970. Vol. 8, No. 12. P. 2152–2156.
12. Patankar S.V., Spalding D.B. Heat and mass transfer in boundary layers. 2d ed. London, Intertext Books, 1970. 255 p.
13. Sebeci T., Bradshaw P. Physical and computational aspects of convective heat transfer. N.Y.: Springer-Verlag, 1984. 487 p.
14. Chen K.K., Thyson N.A. Extension of Emmons' spot theory to flows on blunt bodies // AIAA J. 1971. Vol. 9, No. 5. P. 821–825.
15. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание. Т. I. Кн. 2. М.: Наука, 1978. 328 с.
16. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание. Т. II. Кн. 2. М.: Наука, 1979. 344 с.
17. Антонов В.А., Гольдин В.Д., Пахомов Ф.М. Аэродинамика тел со ддувом. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1990. 193 с.
18. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1981. 161 с.

19. **Петухов И.В.** Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–324.
20. **Гаджиев А.Д., Писарев В.Н., Шестаков А.А.** Метод расчета двумерных задач теплопроводности на неортогональных сетках // Журнал вычислит. математики и мат. физики. 1982. Т. 22, № 2. С. 339–347.
21. **Feldhuhm R.H.** Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere // AIAA Paper. 1976. No. 111. 9 p.
22. **Widhopf G.F., Hall R.** Transitional and turbulent heat transfer measurements on yawed blunt conical nose tip // AIAA J. 1972. Vol. 10, No. 10. P. 1318–1325.
23. **Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.** Расчет характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.
24. **Гофман А.Г., Гришин А.М.** Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном потоке воздуха // Прикладная механика и техническая физика. 1984. № 4. С. 107–114.
25. **Baker R.L.** Graphite sublimation chemistry nonequilibrium effects // AIAA J. 1977. Vol. 15, No. 10. P. 1391–1397.

*Статья поступила в редакцию 23 декабря 2016 г.,
после переработки — 15 сентября 2017 г.*