НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ИМЕНИ А. В. ЛЫКОВА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

Том 1

XV Минский международный форум по тепло- и массообмену
XV Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
23 – 26 мая 2016 г.

Минск 2016

УДК 536.24

Издание представляет собой первый том расширенных тезисов докладов и сообщений XV Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит тезисы докладов и сообщений по конвективно-радиационному теплообмену (секция № 1), тепломассопереносу при фазовых превращениях (секция № 2).

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси	О. Г. Пенязьков
чл.-корр. НАН Беларуси	В. М. Асташинский
чл.-корр. НАН Беларуси	Н. В. Павлюкевич
доктор техн. наук	И. Г. Гуревич
доктор физ.-мат. наук	А. С. Сметанников
канд. физ.-мат. наук	Ю. А. Станкевич
канд. физ.-мат. наук	А. Д. Чорный

ISBN 978-985-7138-02-9

© Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016

В нижних слоях атмосферы спутный след за аппаратом хорошо прогрет, поэтому здесь также становится важным нагрев задней части спускаемого модуля. На высоте 24 км задняя поверхность в окрестности оси симметрии прогревается почти до 700 К.

Литература

1. Годунов С. К. Конечно-разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений газовой динамики // Мат. сб. 1959. Т. 47. С. 271–291.

2. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. С. 400.

3. Roe P. L. Approximate Reimann solvers, parameter vectors, and difference schemes // J. Comp. Phys. 1981. Vol. 43. Pp. 357–372.

4. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учёные записки ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.

5. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. of Computational Physics. 1983. Vol. 49. Pp. 357–372.

6. Иванов М. Я., Крупа В. Г., Нигматуллин Р. З. Неявная схема С. К. Годунова повышенной точности для интегрирования уравнений Навье – Стокса // Журнал вычисл. матем. и матем. физики. 1989. Т. 29, № 6. С. 888–901.

7. Каримов Т. Х. О некоторых итерационных методах решения нелинейных уравнений в гильбертовом пространстве // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269, № 5. С. 1038–1046.

8. Saad Y., Shultz M. H. GMRes: a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems // SIAM J. Scient. and Statist. Comp. 1986. Vol. 7, No. 3. Pp. 856–869.

УДК 536.46:536.245.022

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА И ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

К. Н. Ефимов, В. А. Овчинников, А. С. Якимов

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Летательные аппараты, движущиеся с гиперзвуковыми скоростями, подвергаются сильному тепловому воздействию атмосферы, которое может изменить их форму и оказать влияние на аэродинамические характеристики. В отличие от осесимметричного прогрева при обтекании тела под углом атаки разница в тепловых потоках на подветренной и наветренной сторонах может быть весьма значительной, что приводит к неравномерному прогреву. В целях снижения влияния этого эффекта гиперзвуковым летательным аппаратам придают вращательное движение вокруг продольной оси.

Рассматривается движение сферически затупленного конуса по траектории в атмосфере Земли. Движение газового потока описывается уравнениями пограничного слоя с учетом ламинарного и турбулентного режимов течения. Для описания теплового состояния тела выписывается система уравнений сохранения для пористой среды. Учитываются различные

процессы разрушения на поверхности обтекаемого тела и фильтрация охлаждающего газа в порах в рамках двухтемпературной модели. Численное исследование данной задачи производится в условиях переменных внешних условий.

Для повышения точности определения характеристик тепломассообмена задача аэродинамического нагрева сферически затупленного конуса, обтекаемого химически равновесным потоком воздуха под углом атаки и вращающегося вокруг продольной оси, решается в сопряженной постановке.

В настоящей работе используются следующие допущения:

1) характерная линейная скорость вращения тела много меньше скорости набегающего потока:

$$\Omega = \frac{\psi R_N}{V_*} << 1;$$

2) ламинарное и турбулентное числа Льюиса равняются единице.

С учетом принятых допущений система уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, нормально связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид [1–3].

Для пористой сферической оболочки ($0 < s < s_1$) при одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, имеем [4]:

$$\frac{\partial(\rho_2 \varphi v r_1 H_1)}{\partial n_1} = 0,$$

$$(\rho c_p)_1 (1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1}\left\{\frac{\partial}{\partial n_1}\left[r_1 H_1 \lambda_1 (1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial n_1}\right] + \frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{r_1 \lambda_1}{H_1}(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial s}\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{H_1 \lambda_1}{r_1}(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial \eta}\right]\right\} - A_v (T_1 - T_2),$$

$$(\rho c_p)_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1}\left[\frac{\partial}{\partial n_1}\left(r_1 H_1 \lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial n_1}\right) + \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{r_1 \lambda_2 \varphi}{H_1}\frac{\partial T_2}{\partial s}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{H_1 \lambda_2 \varphi}{r_1}\frac{\partial T_2}{\partial \eta}\right)\right] +$$

$$+ c_{p2}(\rho v)_w^{(1)} \frac{r_{1w}}{r_1 H_1}\frac{\partial T_2}{\partial n_1} + A_v (T_1 - T_2),$$

$$A\mu v + B\rho_2 \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{\partial n_1},$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \quad H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \quad \bar{s} = \frac{s}{R_N}, \quad r_1 = (R_N - n_1)\sin(\bar{s}), \quad \mu \sim \sqrt{T_2}, \ \lambda_2 \sim \sqrt{T_2}, \quad \varphi = \text{const}.$$

Для конической части тела ($s_1 < s < s_k$) уравнения сохранения энергии и массы в подвижной системе координат записываются по математическим моделям [4]:

$$\rho_c c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial n_1}\right) + c_{p2} G \frac{\partial T}{\partial n_1} = \frac{\partial}{\partial n_1}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1}\right) + \frac{\partial}{\partial s}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial s}\right) + \frac{1}{r_2^2}\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \eta}\right) + Q_c \frac{d\rho_c}{dt},$$

$$\frac{d\rho_c}{dt} = \left(\frac{\partial \rho_c}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_c}{\partial n_1}\right) = \begin{cases} -k_c \rho_{c0}\left(\dfrac{\rho_c - \rho_{c*}}{\rho_{c0}}\right)\exp\left(-\dfrac{E_c}{RT}\right), \rho_c > \rho_{c*}, \\ 0, \qquad \rho_c \le \rho_{c*}, \end{cases}$$

$$G = \int_0^{l_1} \frac{d\rho_c}{dt} d\tau\,;\ (\rho v)_{1w} = G_w,\ r_2 = (R_N - n_1)\cos\theta + (s - s_1)\sin\theta\,,$$

$$(\rho v)_w^{(2)} = (\rho v)_{1w} + (\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}\,, \quad \omega = \sum_{i=2}^{3} \frac{(\rho v)_{iw}}{\rho_{cw}}\,.$$

Начальные условия:

$$T_i\big|_{t=0} = T\big|_{t=0} = T_0, \quad i = 1, 2\,.$$

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом:
на внешней границе пограничного слоя при $n \to \infty$

$$u \to u_e(s,\eta),\ \ w \to w_e(s,\eta),\ \ h \to h_e(s,\eta)\,,$$

где u_e, w_e, h_e определяются из решения системы уравнений Эйлера [5];
на поверхности обтекаемого тела при $n = 0$

$$u(s,\eta) = 0, \quad w = w_w = \psi r_w, \quad v = v_w, \quad (0 < s < s_1)\,.$$

На обтекаемой внешней поверхности оболочки ($n = n_1 = 0$) выписываются балансовые условия [4] при $0 \le \eta < \pi$:

$$\left[\frac{\mu}{\Pr}\left(\frac{\partial h}{\partial n}\right)\bigg|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4\right](1-\varphi) = -\lambda_1(1-\varphi)\left(\frac{\partial T_1}{\partial n_1}\right)\bigg|_w,$$

$$\frac{\mu}{\Pr}\left(\frac{\partial h}{\partial n}\right)\bigg|_w \varphi = -\lambda_2 \varphi\left(\frac{\partial T_2}{\partial n_1}\right)\bigg|_w, \quad 0 < s < s_1,$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1}\bigg|_{n_1 = 0 - x(t)} = \frac{\mu}{\Pr}\left(\frac{\partial h}{\partial n}\right)\bigg|_w - (h_w - h_c)\sum_{i=2}^{3}(\rho v)_{iw} - (\rho v)_{1w}(h_w - h_g) - \varepsilon\sigma T_w^4, \quad s_1 \le s \le s_k\,.$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части выписываются соотношения [4]:

$$\lambda_1(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial n_1}\bigg|_{n_1 = L} = \delta(T_{1,L} - T_0), \quad T_2\bigg|_{n_1 = L} = \frac{\delta(T_{1,L} - T_0)}{(\rho v)_w^{(1)} c_{p2,L}} + T_0, \quad 0 < s < s_1,$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1}\bigg|_{n_1 = \ell} = 0, \quad s_1 \le s \le s_k, \quad l = L - x(t), \quad x(t) = \int_0^t \omega d\tau\,.$$

На кольце сопряжения сфера – конус $s = s_1$ используются условия идеального контакта, а при $s = s_k$ – адиабатическое условие:

$$\frac{\lambda_1(1-\varphi)}{H_1}\frac{\partial T_1}{\partial s}\bigg|_{s=s_1-0}=\lambda\frac{\partial T}{\partial s}\bigg|_{s=s_1+0},\quad T_1\big|_{s=s_1-0}=T\big|_{s=s_1+0}=T_2\big|_{s=s_1},\quad \frac{\partial T}{\partial s}\bigg|_{s=s_k}=0.$$

На внешней и внутренней поверхностях области сферического затупления имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде:

$$P_w\big|_{n_1=0}=P_e(s,\eta),\quad P\big|_{n_1=L}=P_L,$$

При наличии плоскости симметрии течения

$$\frac{\partial T}{\partial \eta}\bigg|_{\eta=0}=\frac{\partial T}{\partial \eta}\bigg|_{\eta=\pi},\quad \left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\bigg|_{\eta=0}=\left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\bigg|_{\eta=\pi}=0,\quad i=1,2.$$

На границе раздела сред при $s\ge s_1$ рассматривалась следующая кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций с учетом закона Фика для диффузионных потоков и аналогии процессов тепло- и массообмена [6]:

$$\mathrm{C}+\mathrm{O}_2\to\mathrm{CO}_2,\quad 2\mathrm{C}+\mathrm{O}_2\to 2\mathrm{CO},\quad \mathrm{C}+\mathrm{O}\to\mathrm{CO},\ \mathrm{C}+\mathrm{CO}_2\to 2\mathrm{CO},$$
$$2\mathrm{O}+\mathrm{C}\to\mathrm{O}_2+\mathrm{C},\quad 2\mathrm{N}+\mathrm{C}\to\mathrm{N}_2+\mathrm{C},\quad \mathrm{C}\leftrightarrow\mathrm{C}_1,\quad \mathrm{C}\leftrightarrow\mathrm{C}_3.$$

Задача пространственного пограничного слоя решалась в естественной системе координат, причем система уравнений записывалась в переменных Дородницына – Лиза [1]. При решении использовались различные системы координат в теле и в пограничном слое, которые из-за вращения тела движутся относительно друг друга. Ввиду этого, в условиях сопряжения учитывалось, что тепловая нагрузка периодически меняется со временем в системе координат, связанной с телом, а температура и массовый унос – в системе, связанной с пограничным слоем.

Результаты расчетов показали, что распределения температуры поверхности тела, а также массового расхода вдуваемых в пограничный слой газов при наличии вращения имеют меньший перепад по окружной координате. Однако в силу инерционности тепловых процессов внутри тела и запаздывания относительно изменяющегося теплового потока температура поверхности становится несимметричной относительно плоскости угла атаки.

Обозначения

u, v, w – компоненты вектора среднемассовой скорости в естественной системе координат (s, n, η) в пограничном слое, м/с; ψ – угловая скорость вращения тела, с$^{-1}$; M – молекулярная масса, кг/моль; R_N – радиус сферического затупления, м; $r_w, r_i, i=1,2, H_1$ – коэффициенты Ламе, м; h – энтальпия, м^2/с^2; $(\rho v)_w^{(1)}$ – расход газа-охладителя с поверхности сферического затупления, кг/(м^2·с); $(\rho v)_w^{(2)}$ – полный массовый унос с углеродной поверхности конической части тела, кг/(м^2·с); φ – пористость сферического затупления, L – толщина оболочки, м; θ – угол конусности; n_1 – нормаль к поверхности, направленная вглубь оболочки; ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения, м/с; $x(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной фаз (глубина выгорания), м; c_{iw} – массовая концентрация i-го компонента; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); t – время, с; T – температура, К; c_p – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ – динамическая вязкость, Па·с; ρ – плотность,

кг/м^3; P – давление, Па; A – вязкостный коэффициент в нелинейном законе Дарси, м$^{-2}$; B – инерционный коэффициент в законе Дарси, м$^{-1}$; v – скорость фильтрация газа-охладителя в пористом теле, м/с; σ – постоянная Стефана – Больцмана, Вт/(м^2·К^4); ε – излучательная способность поверхности; E_c – энергия активации, Дж/моль; k_c – предэкспоненциальный множитель, с$^{-1}$; Q_c – тепловой эффект реакции пиролиза, Дж/кг. Индексы: e, w – величины на внешней границе пограничного слоя и на поверхности обтекаемого тела; нижние индексы (1), (2) – температура каркаса и газа на сфере; g – газовая фаза на конической части поверхности; 0 – начальные условия; k – периферийный участок оболочки; верхние индексы 1, 2 – характеристики, связанные с расходом охладителя на пористой полусфере и поверхностными химическими реакциями на конической части тела; черта сверху – безразмерные параметры; $*$ – характерная величина; c – конденсированная фаза конической части тела.

Литература

1. Зинченко В. И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во ТГУ, 1985. – 221 с.
2. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Исследование характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела // ТВТ. 2007. Т. 45, № 5. С. 749–755.
3. Гольдин В. Д, Овчинников В. А. Сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом обтекании вращающихся тел под углом атаки // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56, № 9/3. С. 49–51.
4. Гришин А. М., Голованов А. Н., Зинченко В. И. и др. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. – 358 с.
5. Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: Вычислительный центр академии наук СССР, 1968. – 203 с.
6. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Математическая модель термохимического разрушения графита // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52, № 2/2. С. 122–127.

УДК 532.517.4

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ ВИХРЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА СМЕШЕНИЕ СТРУЙНЫХ ОГРАНИЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ

В. Л. Жданов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Турбулентные струи изучаются численно и экспериментально многие десятилетия, поскольку являются одними из базовых видов течений, знание о развитии которых имеет фундаментальное значение. Кроме того, эти течения широко применяются в различных отраслях промышленности, в частности для организации струйного смешения. Поэтому изучение методов интенсификации процессов переноса в этих течениях не теряет актуальности со временем.

Смешение различных субстанций в осесимметричных струйных потоках осуществляется в сдвиговых слоях, формирующихся на их границах. Изменение условий выдува струи