

УДК 533.6.011

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ НЕРАВНОВЕСНОЙ АЭРОФИЗИКИ СПУСКАЕМЫХ МАРСИАНСКИХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

С.Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

Представлена пространственная компьютерная модель неравновесной аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов, предназначенных для посадки на поверхность Марса. Модель основана на системе уравнений Навье–Стокса, уравнении сохранения энергии в форме уравнения Фурье–Кирхгофа для поступательной температуры, системе уравнений колебательной кинетики для шести колебательных мод молекул N_2 , O_2 , CO_2 , CO и уравнения переноса селективного теплового излучения в многогрупповом спектральном приближении. Даны результаты двухмерных и трехмерных расчетов неравновесного поля течения, конвективного и радиационного нагрева поверхности космического аппарата EXOMARS. Расчеты выполнены с использованием компьютерных кодов NERAT-2D и NERAT-3D, разработанных в ИПМех РАН, на регулярных многоблочных криволинейных сетках.

Ключевые слова: радиационная газовая динамика, неравновесные физико-химические процессы, аэрофизика космических аппаратов, вычислительная механика газа и плазмы

THREE-DIMENSIONAL COMPUTATIONAL MODEL OF NONEQUILIBRIUM AEROPHYSICS OF MARS RE-ENTRY VEHICLES

S.T. Surzhikov

Ishlinskiy Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, Russia

A three-dimensional computational model of nonequilibrium aerothermodynamics of Mars landing vehicles is presented. The model is based on the system of Navier–Stokes equations, energy conservation equation in the form of the Fourier–Kirchhoff equation for translational temperature, vibrational kinetics equations for six vibrational modes of N_2 , O_2 , CO_2 , CO molecules and multi-group spectral radiation heat transfer equation. Numerical simulation results are presented for two- and three-dimensional cases of non-equilibrium flows for EXOMARS space vehicle, intended for Martian mission. Numerical simulation codes NERAT-2D and NERAT-3D, developed at the IPMech RAS, with structured multi-block curvilinear grids were used for prediction of the fields of gasdynamic functions, as well as convective and radiation heating of the spacecraft surface.

Key words: radiation gasdynamics, nonequilibrium physical-chemical processes, aerophysics of space vehicles, computational mechanics of gases and plasma

1. Введение

Создание вычислительных моделей аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов является важной составной частью научных программ изучения планет солнечной системы, в частности планеты Марс. Впечатляющие достижения в этой сфере продемонстрированы в работах [1–8]. В последние годы усилия специалистов сосредоточены на совершенствовании и тестировании используемых моделей

аэрофизики и компьютерных кодов, а также на подтверждении достоверности получаемых результатов.

К настоящему времени модели физико-химической кинетики и радиационного переноса (включая модели спектральных оптических свойств), используемые для прогностических целей, отработаны недостаточно, особенно в неравновесных условиях и в условиях сильного радиационно-газодинамического взаимодействия. Это обуславливает значительную неопределенность в предсказании радиационных и конвективных тепловых нагрузок спускаемых космических аппаратов, разрабатываемых для исследования планет Солнечной системы.

Компьютерные коды семейства NERAT (Non-Equilibrium Radiative Aero Thermodynamics) разработаны в ИПМех РАН [4–8] с целью проведения одномерных (1D), двухмерных (2D) и трехмерных (3D) аэротермодинамических расчетов спускаемых космических аппаратов, в том числе предназначенных для исследования планеты Марс.

В работе [8] дано подробное изложение радиационно-газодинамической модели, которая основана на: двумерных уравнениях Навье–Стокса; системе уравнений диффузии химических компонент в многокомпонентной смеси газов, учитывающих неравновесные химические реакции; системе уравнений сохранения колебательной энергии молекул N_2 , O_2 , CO , CO_2 (в многомоновом приближении); на уравнении сохранения энергии поступательного движения в форме Фурье–Кирхгоффа.

Система уравнений движения вязкого теплопроводного химически и физически неравновесного газа дополнена уравнением переноса селективного теплового излучения, которое решается в приближении слабого радиационно-газодинамического взаимодействия, предполагающего, что перенос теплового излучения не оказывает заметного влияния на распределение температуры и поля скоростей. Это означает, что радиационный нагрев поверхности космического аппарата может быть рассчитан после решения аэротермодинамической части задачи. Уравнение переноса селективного теплового излучения решается с использованием метода дискретных направлений (Ray-tracing method) [8, 9]. Такое приближение оказывается вполне обоснованным при решении задач входа космических аппаратов в плотные слои атмосферы Марса.

Отметим еще одно приближение, которое может быть использовано с достаточной степенью обоснованности для условий орбитального входа в плотные слои атмосферы Марса, заключающееся в том, что термодинамические свойства газовой смеси рассчитываются с использованием аппроксимаций, предложенных в [10]. В соответствии с [10] составляющая теплоемкости двух- и трехатомных молекул, обусловленная колебательной энергией, рассчитывается в равновесном (больцмановском) приближении для единой температуры поступательного и колебательного движений. Температура в целом определяется из условия локального термодинамического равновесия. Но колебательные температуры молекул N_2 , O_2 , CO , CO_2 (в случае CO_2 учитываются симметричная, деформационная и несимметричная колебательные моды) находятся из решения уравнений релаксации колебательной энергии [11, 12]. Такая модель, несомненно, является логически противоречивой. Допустимость и пределы ее применимости требуют дополнительного исследования. Некоторым обоснованием использования этой модели в рассматриваемом случае являются умеренные скорости входа космического аппарата в атмосферу ($V < 7$ км/с), что гарантирует слабое отклонение от равновесных термодинамических условий в большей части сжатого слоя за исключением относительно узкой релаксационной зоны за фронтом ударной волны. Кроме этого, анализ, выполненный в работах [6, 7], показал, что применение разных моделей (кинетических, неравновесной диссоциации) при входе в атмосферу космических аппаратов MSRO (Mars Sampler Return Orbiter) и PATHFINDER не приводит к заметному расхождению расчетных данных.

Определение свойств переноса многокомпонентных газовых смесей в отсутствие ионизации выполнялось в рамках 1-го приближения теории Чепмена–Энскога с использованием простейших аппроксимационных соотношений вида Уилки и Мейсона–Саксены [13–15].

Спектральная оптическая модель многокомпонентного газа рассчитывалась с использованием компьютерного кода ASTEROID [16, 17], в котором реализованы компьютерные модели квантовой механики и квазиклассической физики, позволяющие предсказывать спектральные оптические свойства нагретых газов и низкотемпературной плазмы (атомов, ионов, двух- и многоатомных молекул) вплоть до температур $\sim 100\,000$ К в спектральном диапазоне от инфракрасной (~ 20 мкм) до вакуумной ультрафиолетовой ($\sim 0,02$ мкм) области.

Значительная часть работы [8] посвящена обсуждению проблем тестирования двухмерных расчетных кодов NERAT-2D: приводятся результаты расчета обтекания сферы с радиусом 66 см (это радиус затупления передней части лобового аэродинамического щита космического аппарата MSRO) вязким совершенным газом в диапазоне чисел Маха 3...20; выполнен анализ экспериментальных данных обтекания моделей сегментально-конического аппарата и аппарата PATHFINDER в импульсной аэродинамической трубе при ламинарном режиме обтекания; с использованием полной модели химически и физически неравновесного газа выполнены расчеты аэротермодинамики космического аппарата PATHFINDER и дано их сопоставление с расчетными данными других авторов [1–3]; проанализированы распределения конвективных и радиационных тепловых потоков вдоль поверхности аппарата MSRO (от передней до задней критической точки) в предельных случаях каталитической и некаталитической поверхностей.

В работах [4, 5] представлены результаты анализа влияния конфигурации и характеристик используемых конечно-разностных сеток (числа узлов, сгущения, разрежения) на распределение конвективных тепловых потоков вдоль поверхности аппарата MSRO.

Таким образом, к настоящему времени выполнены расчетно-теоретические исследования неравновесной аэротермодинамики обтекания космических аппаратов излучающим газом только в двумерном приближении. Первые трехмерные расчеты обтекания космических аппаратов EXOMARS и MSRO приведены в [22–24] в приближении совершенного газа.

Главной целью данной работы является описание результатов, полученных при дальнейшем развитии трехмерного кода NERAT-3D в части учета неравновесных физико-химических процессов. С использованием осесимметричной модели обтекания получены распределения плотностей радиационных и конвективных тепловых потоков вдоль поверхности разрабатываемого в Европейском космическом агентстве совместно с NASA (США) космического аппарата EXOMARS. Впервые приводятся результаты трехмерных расчетов обтекания под углом атаки космического аппарата EXOMARS химически и физически неравновесным потоком излучающего газа. Кроме этого дан анализ различных моделей химической кинетики марсианской атмосферы при скоростях входа космических аппаратов меньше 7–8 км/с.

2. Модель радиационной газовой динамики

Вычислительный код NERAT реализует метод установления. На каждом шаге фиктивного времени, являющегося по существу итерационным параметром, интегрируются следующие группы уравнений: уравнения Навье–Стокса совместно с уравнением неразрывности, уравнения диффузии, уравнение сохранения энергии совместно с уравнениями сохранения колебательной энергии и уравнениями

радиационного переноса (в многогрупповом приближении). В трехмерном случае указанные уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) = & -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x}(\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) = & -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y}(\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \mathbf{V}) = & -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z}(\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \operatorname{grad} T = & \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \operatorname{grad} p + \Phi_\mu + Q_{vib} - \operatorname{div} \mathbf{q}_R - \\ & - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{\omega}_i + \sum_{i=1}^{N_s} \rho c_{p,i} D_i (\operatorname{grad} Y_i \cdot \operatorname{grad} T), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{\omega}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_m e_{v,m}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_m \mathbf{V} e_{v,m}) = \dot{e}_{v,m}, \quad m = 1, 2, \dots, N_V, \quad (7)$$

$$\Omega \frac{\partial J_\omega(\mathbf{r}, \Omega)}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) = j_\omega(\mathbf{r}), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_\mu = & \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

В соотношениях (1)–(8) обозначено: t — время; u, v, w — проекции скорости \mathbf{V} на оси x, y, z ; p, ρ — давление и плотность; T — поступательная температура; μ, λ — коэффициенты вязкости и теплопроводности; Φ_μ — диссипативная

функция (9); Q_{vib} — тепловыделение, обусловленное колебательной релаксацией;

$\mathbf{q}_R = \int_0^\infty d\omega \int_{4\pi} J_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \mathbf{\Omega} d\Omega$ — вектор плотности интегрального радиационного потока;

c_p — удельная теплоемкость смеси газов при постоянном давлении, $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$,

где N_s — число химических компонент в смеси; для i -й компоненты газовой смеси

$Y_i = \rho_i / \rho$ — относительная массовая концентрация, $c_{p,i}$ — удельная теплоемкость

при постоянном давлении, h_i — энтальпия, $\dot{\omega}_i$ — массовая скорость образования

в единице объема, D_i — эффективный коэффициент диффузии в смеси газов,

ρ_i — плотность, $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \text{grad } Y_i$ — массовый диффузионный поток; N_V — общее число

колебательных мод; для m -й моды $e_{v,m}$ — удельная колебательная энергия;

ρ_m — плотность молекул, $\dot{e}_{v,m}$ — скорость изменения удельной колебательной энергии

за счет процессов колебательно–поступательного энергообмена, диссоционных и

рекомбинационных процессов; $\mathbf{\Omega}$ — единичный вектор направления распространения

излучения; $\mathbf{r} = i\mathbf{x} + j\mathbf{y} + k\mathbf{z}$ — радиус-вектор точки в пространстве, в которой определена

спектральная интенсивность излучения, где i, j, k — единичные орты соответствующих

осей декартовой прямоугольной системы координат, $J_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ — спектральная

интенсивность излучения; $\kappa_\omega(\mathbf{r})$ — спектральный объемный коэффициент поглощения;

$j_\omega(\mathbf{r})$ — спектральный объемный коэффициент испускания.

Заметим, что уравнение переноса селективного теплового излучения записано для нерассеивающей среды, и в дальнейшем при расчете переноса излучения предполагается справедливой модель локального термодинамического равновесия, так что в соответствии с законом Кирхгоффа

$$j_\omega(\mathbf{r}) = \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_{b,\omega}, \quad (10)$$

где $J_{b,\omega}$ — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела (функция Планка).

Также использовалась упрощенная модель колебательной релаксации (см. уравнение (7)), в которой рассматривались только поступательно-колебательное взаимодействие и рождение (гибель) колебательных квантов в процессах диссоциации-рекомбинации и считалась незначительной роль диффузионных процессов энергии колебательного возбуждения.

С учетом последнего запишем выражения удельной колебательной энергии и скорости ее изменения для m -й колебательной моды:

$$\dot{e}_{v,m} = \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m}^0 - e_{v,m} - e_{v,m} \dot{\omega}_{i(m)}}{\tau_m}, \quad (11)$$

$$e_{v,m} = \frac{R_0 \theta_m}{M_{i(m)} [\exp(\theta_m / T_{v,m}) - 1]}. \quad (12)$$

Таблица. Характеристики колебательных мод

Номер колебательной моды	Название моды	Характеристическая колебательная температура θ_m , К	Молекулярный вес $M_{i(m)}$, г/моль
1	колебательная мода N ₂	3354	28
2	колебательная мода O ₂	2240	32
3	симметричная колебательная мода CO ₂	1999	44
4	антисимметричная колебательная мода CO ₂	3383	44
5	деформационная колебательная мода CO ₂	960	44
6	колебательная мода CO	3084	30

Здесь $e_{v,m}^0$ — удельная колебательная энергия в условиях равновесия, то есть $T_{v,m} = T$; $T_{v,m}$ — колебательная температура; θ_m , $M_{i(m)}$ — характеристическая колебательная температура и молекулярный вес молекулы, для которой определена эта мода (см. Таблицу); $\dot{w}_{i(m)}$ — массовая скорость образования i -й молекулы, для которой определена m -я мода. Заметим, что соотношение (12) служит для определения колебательной температуры в каждой моде после нахождения парциальной колебательной энергии из решения системы уравнений (1)–(7), (11), (12).

Граничные условия для приведенной системы уравнений отвечают условиям невозмущенного газа в набегающем потоке и условиям прилипания на поверхности космического аппарата. На границах расчетной области в зоне возмущенного газового потока (где всегда реализуется сверхзвуковое течение) задаем граничные условия второго рода вдоль координатных линий криволинейной системы координат, которые подстраиваются к характеру течения. Поверхность космического аппарата принимаем либо каталитической, либо некаталитической. На поверхности космического аппарата и в невозмущенном газовом потоке колебательную температуру во всех модах полагаем равной температуре поступательного движения. Температура самой поверхности определяется из условия равенства плотностей потока радиационной энергии от серой поверхности со степенью черноты $\varepsilon = 0,8$ и конвективного теплового потока, включающего вклад теплопроводности и диффузии.

3. Модели химической кинетики, теплофизических и переносных свойств

Необходимые для исследования аэротермодинамики космического аппарата константы равновесия химических реакций K_n ($n = 1, 2, \dots, N_r$, где N_r — число химических реакций, включенных в кинетическую модель) рассчитываются по термодинамическим данным [10].

Используемые в расчетах модели химической кинетики и их сравнительный анализ представлены в [19]. Во всех кинетических моделях константы скоростей обратных химических реакций $k_{r,n}$ определяются по формулам связи с константами скоростей прямых реакций $k_{f,n}$

$$k_{r,n} = k_{f,n} / K_n \quad (13)$$

с помощью специально разработанного в ИПМех РАН компьютерного кода FERC (Forward–Equilibrium–Reverse–Constants).

Реализованный в коде алгоритм расчета констант скоростей обратных химических реакций $k_{r,n}$ исключает возможность получения отрицательных энергий активации при пересчете по формуле (13) и построен следующим образом. Если при использовании соотношения (13), где константы равновесия K_n , а также скорости n -й прямой и обратной реакций $k_{f(r),n}$ аппроксимируются обобщенной формулой Аррениуса вида

$$K_n = A_n T^{n_n} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right), \quad k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right),$$

не выполняется условие $0 \leq E_{r,n}$, то аппроксимирующие константы скорости прямой реакции модифицируются так, чтобы $E_{r,n} = 0$. При этом коэффициенты константы равновесия считаются неизменными. Заметим, что такой пересчет можно сделать неединственным образом. В рассматриваемом здесь случае незначительной модификации подвергаются величины $E_{f,n}$, соответствующие энергии активации прямых реакций.

Термодинамические функции вычисляются с использованием аппроксимационных полиномов [10]. Свойства переноса, а именно коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси газов, вычисляются по следующим приближенными формулам [13–15]:

$$\mu = 1 / \sum_{i=1}^{N_c} (Y_i / \mu_i), \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_c} x_i \lambda_i + 1 / \sum_{i=1}^{N_c} (x_i / \lambda_i) \right]. \quad (14)$$

Здесь

$$\mu_i = 2,67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{г/(см·с)}, \quad (15)$$

$$\lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{эрг/(см·К)}, \quad (16)$$

где σ_i — эффективный диаметр столкновения, А; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ — интеграл столкновений; $T_i = kT/\varepsilon_i$; σ_i , ε_i — константы, характеризующие используемый потенциал межчастичного взаимодействия Ленарда–Джонса [15, 18]; x_i — относительная мольная концентрация.

Эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты рассчитывается по формуле Уилки [14]

$$D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_c} (x_j / D_{ij})}, \quad (17)$$

а коэффициент диффузии парного взаимодействия определяется в первом приближении теории Чепмена–Энскога [15]

$$D_{i,j} = 1,858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}}, \text{ см}^2/\text{с}. \quad (18)$$

Интегралы столкновений находятся по аппроксимационным формулам [13]

$$\Omega_{i,j}^{(2,2)*} = 1,157 T_i^{-0,1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1,074 T_{i,j}^{-0,1604}, \quad (19)$$

где

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j).$$

4. Алгоритм численного моделирования

Система уравнений радиационной газовой динамики (1)–(8) с дополнительными замыкающими соотношениями (9)–(19) численно интегрировалась до полной сходимости по всему расчетному полю компонент скорости, температуры, давления, плотности и концентраций химических компонент с относительной погрешностью $\sim 10^{-5}$.

Для конечно-разностного решения системы уравнений неразрывности и Навье–Стокса использовались явные конечно-разностные схемы AUSM [20], в которых при приближенном решении задачи о распаде разрыва применялись аппроксимации скорости и давления в виде полиномов разных порядков по числу Маха. Дополнительные операторы ограничения счетных осцилляций не использовались.

В ряде численных экспериментов было установлено, что стабилизирующее свойство используемого алгоритма решения задачи (в части подавления счетных осцилляций) обеспечивает процедура расщепления по физическим процессам. В соответствии с этой процедурой уравнение сохранения энергии (в форме Фурье–Кирхгоффа для поступательной температуры [21]), система уравнений диффузии для каждой компоненты смеси и уравнений сохранения колебательной энергии для каждой колебательной моды интегрировались отдельно от уравнений движения с использованием неявной пятиточечной схемы второго порядка точности по времени и пространству.

Для исследования аэротермодинамики космического аппарата EXOMARS, один из возможных вариантов геометрии которого приведен в [22], применялись различные многоблочные конечно-разностные сетки «О» и «С» типов. Методические рекомендации по способам и проблемам построения сеток подобного типа даны в работе [25].

Все расчеты проводились с применением многосеточной технологии, в соответствии с которой решение находилось на трех последовательных сетках. Последующая сетка получалась удвоением числа узлов предыдущей сетки вдоль каждого координатного направления. На предварительной (наиболее грубой) сетке получалось сходящееся решение, которое затем уточнялось на промежуточной сетке. Анализ динамики погрешностей расчета отдельных функций на двух указанных сетках давал информацию для дополнительного расчета на итоговой подробной сетке.

Пример предварительной сетки приведен на рисунке 1, а. Здесь показана одна из двух используемых ее топологий, состоящая из трех блоков. Первый блок расположен у переднего аэродинамического щита и содержит три подобласти: вблизи сферического затупления у критической линии тока (1.1), над конической поверхностью (1.2) и вблизи боковой торообразной границы плавного сопряжения передней и задней конических поверхностей (1.3). Второй блок включает две подобласти: вблизи задней конической

поверхности (2.1) и над задним днищем космического аппарата (2.2). И, наконец, третий блок замыкает расчетную область, позволяя численно исследовать течение в дальнем следе. Следует заметить, что в каждом блоке и в каждой подобласти используются неоднородные конечно-разностные сетки с требуемым сгущением вблизи поверхности аппарата или границ блоков.

В трехмерном случае расчетная сетка имела аналогичную топологию, с той лишь разницей, что для описания осевой симметрии формы космических аппаратов вводились дополнительные расчетные блоки, включающие в себя ось симметрии. Первая (9-блочная) конфигурация трехмерной сетки в плоскости симметрии $z=0$ показана на рисунке 1, б. Та же сетка в области передней и задней поверхностей космического аппарата показана на рисунке 2. Введение дополнительного блока позволило избежать особенностей решения при приближении к оси симметрии в случаях обтекания космического аппарата под углом атаки.

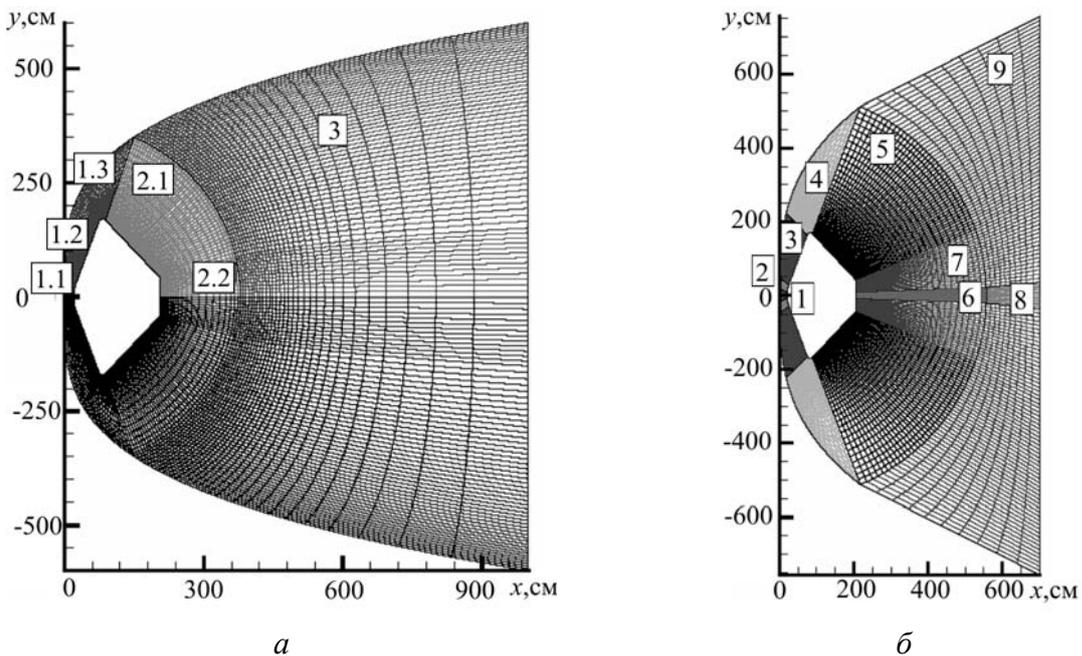


Рис. 1. Первая конфигурация расчетной сетки для двухмерного (а) и трехмерного (б) случаев

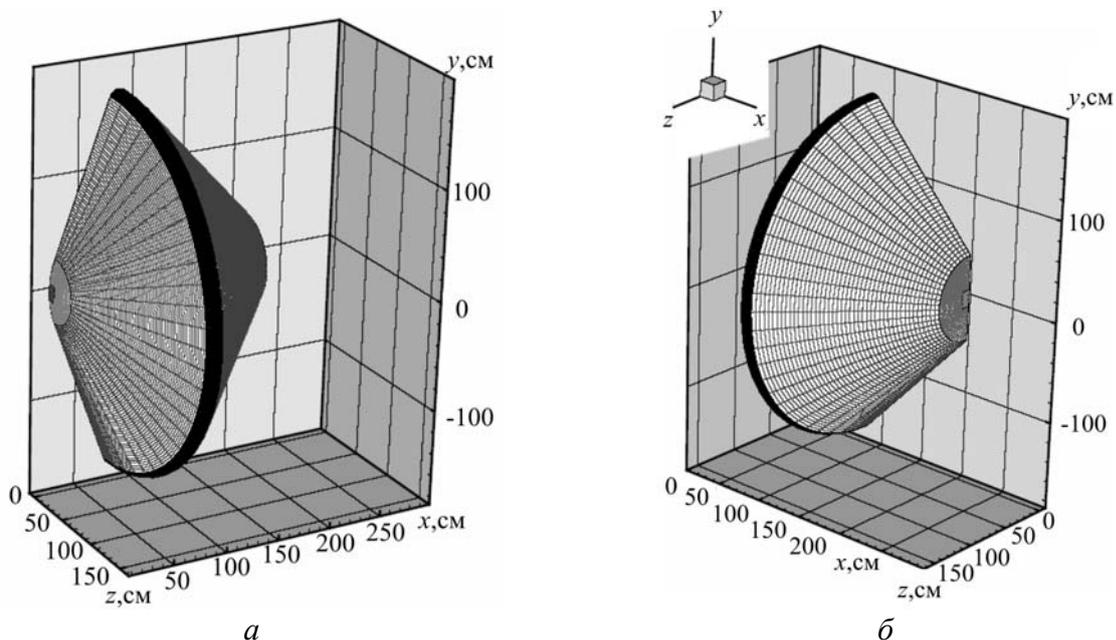


Рис. 2. Поверхностная сетка на лобовой (а) и задней (б) поверхностях при трехмерных расчетах

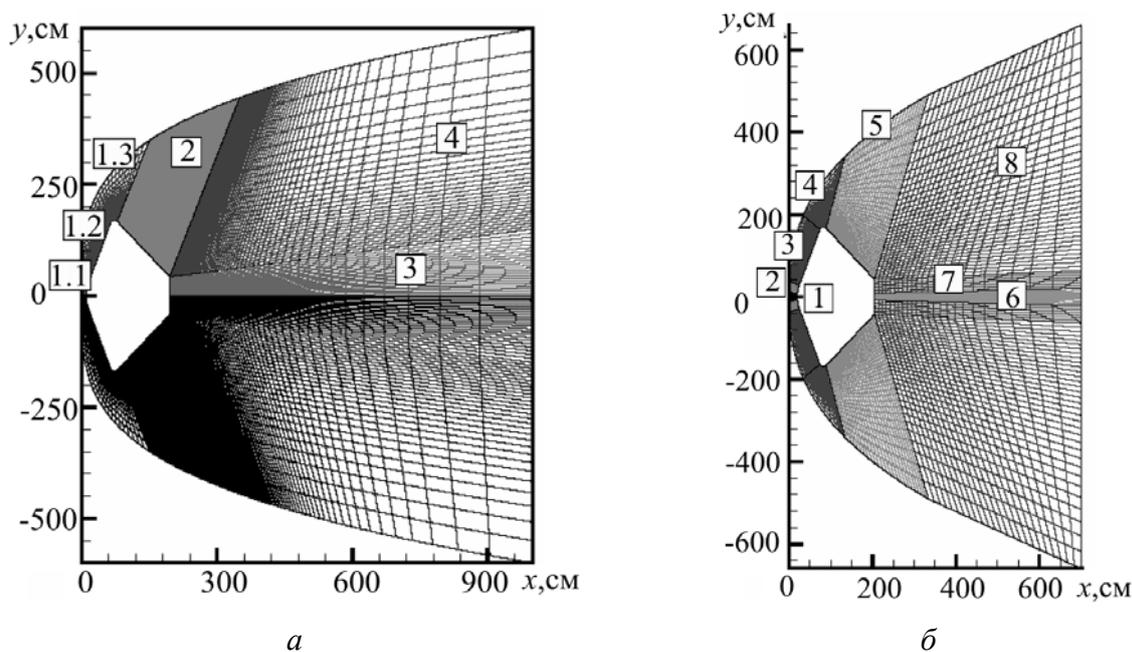


Рис. 3. Вторая конфигурация расчетной сетки для двухмерного (а) и трехмерного (б) случаев

Вторая конфигурация расчетных сеток показана на рисунке 3 в двухмерном и трехмерном случаях. Сетки второй конфигурации допускают адаптацию областей сгущения узлов к форме ударной волны. Типичное число узлов в двухмерном случае составляло 7000–25000, а в трехмерном $\sim 10^5$ узлов.

К преимуществам многоблочных конечно-разностных сеток относится корректное описание областей течения, в которых имеются зоны с локальными особенностями обтекаемых поверхностей. Построение сеток в блоках, отвечающих таким зонам, оказывается простым и легко программируемым. Очевидно, что чем меньше искажаются координатные линии в отдельно взятом блоке, тем более однородным (а, следовательно, с меньшими вычислительными погрешностями) удастся построить якобиан преобразования исходной системы координат в расчетную. Для блоков, соответствующих зонам с простейшей формой обтекаемой поверхности, удастся применять аналитические преобразования. Введение групп блоков, примерно одинаковых по числу узлов расчетной сетки, позволяет с высокой эффективностью использовать многопроцессорные компьютеры.

К недостаткам использования многоблочных конечно-разностных сеток относятся, в первую очередь, сложность реализации граничных условий на стыках блоков, которая с неизбежностью приводит к дополнительным погрешностям определения искомых функций. Формулировка граничных условий на стыках, трудно формализуемая, в особенности в трехмерной постановке, вынуждает усложнять соответствующие программные модули, что заметно повышает трудоемкость программирования.

5. Результаты численного моделирования

Рассматриваются результаты расчета обтекания космического аппарата EXOMARS в двух точках траектории спуска в атмосфере Марса, выбранных Европейским космическим агентством в качестве тестовых для сравнительного анализа аэротермодинамики космических аппаратов [22]:

- Точка SD1 — $V_\infty = 4,878$ км/с; $\rho_\infty = 3,708 \times 10^{-7}$ г/см³; $p_\infty = 137,4$ эрг/см³; $T_\infty = 158,4$ К;
- Точка SC1 — $V_\infty = 4,920$ км/с; $\rho_\infty = 6,838 \times 10^{-7}$ г/см³; $p_\infty = 200,3$ эрг/см³; $T_\infty = 194,7$ К.

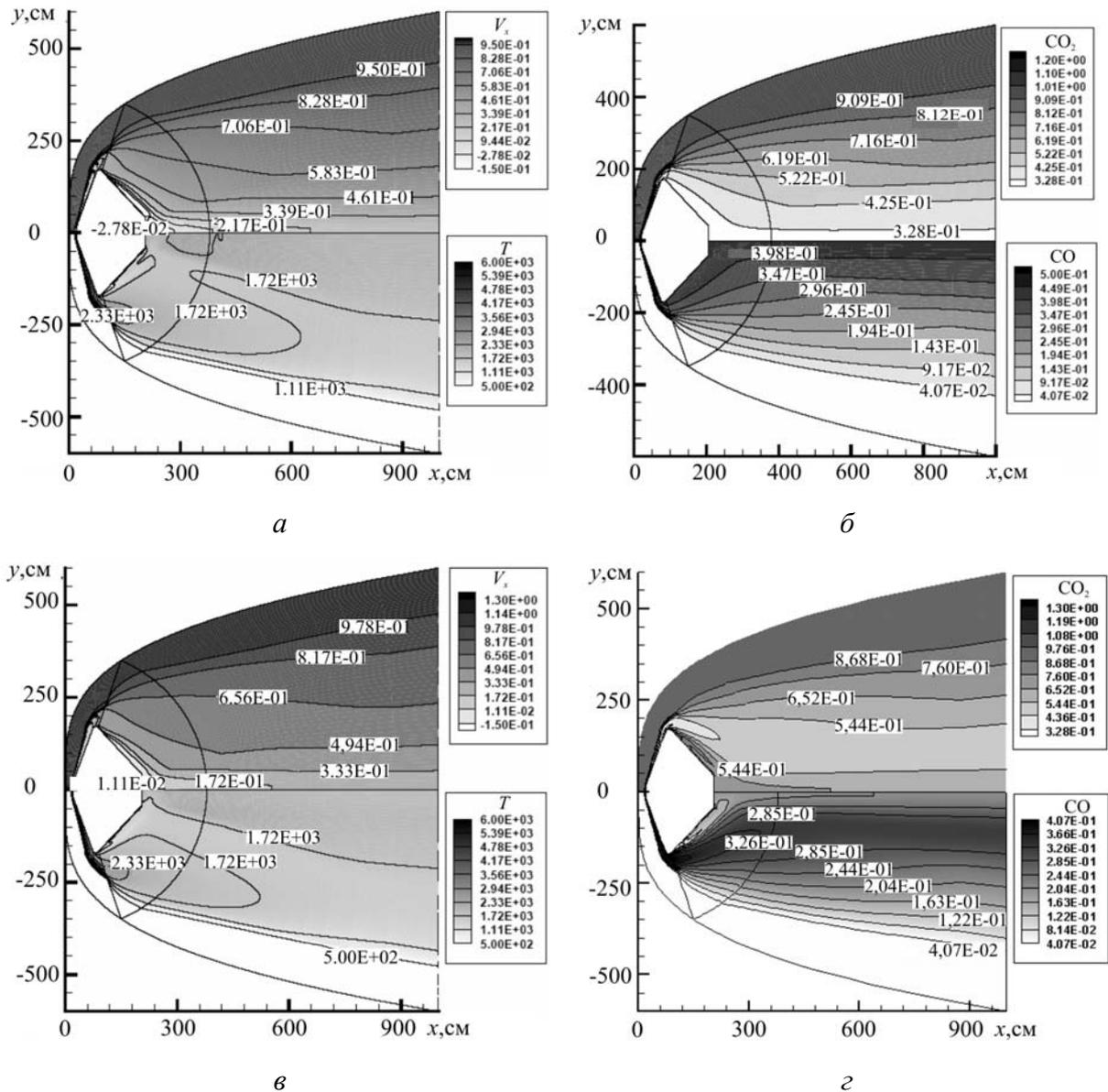


Рис. 4. Результаты расчетов обтекания некаталитической (*а, б*) и каталитической (*в, з*) поверхностей космического аппарата в точке траектории спуска SD1: продольная скорость V_x (выше оси x) и температура (*а, в*), массовые доли газов CO_2 (выше оси) и CO (*б, з*)

Ниже представлены данные по конвективному и радиационному нагреву в точке SD1. Расчеты выполнялись на сетках, показанных на рисунке 1, *а*, для некаталитической и каталитической поверхностей. Температура поверхности задавалась постоянной как на наветренной ($T_w = 1000$ K), так и подветренной ($T_w = 500$ K) сторонах космического аппарата. Результаты расчетов обтекания некаталитической поверхности показаны на рисунке 4, *а, б*, а каталитической поверхности — на рисунке 4, *в, з*. В первом случае диффузионные потоки к поверхности отсутствуют (граничные условия для массовых долей имеют вид условий Неймана), во втором — на каталитической поверхности, концентрации химических компонент практически совпадают с концентрациями компонент в набегающем невозмущенном потоке газа. Для обоих случаев представлены поля продольной скорости и поступательной температуры, а также поля массовых концентраций CO_2 и CO .

Распределение температур вдоль передней критической линии тока (Рис. 5, *а*) позволяет оценить степень неравновесности течения в заданной точке траектории.

В рассматриваемом случае релаксационная зона за фронтом головной ударной волны оказывается порядка 0,5 см. Толщина неравновесной зоны зависит в основном от плотности набегающего потока (высоты полета) и от скорости. Для типичных траекторий полета толщина неравновесной зоны увеличивается с ростом высоты.

Распределение плотности конвективного и интегрального по спектру радиационного теплового потоков вдоль поверхности космического аппарата (координата s) от передней критической линии тока до задней (рис. 5, б) позволяет сделать вывод о заметном превосходстве конвективного нагрева над радиационным вдоль всей поверхности лобового аэродинамического щита. Также подтверждается хорошо известный факт, что конвективные тепловые потоки к каталитической поверхности (см. сплошную кривую) превосходят потоки к некаталитической поверхности более чем в 2 раза. Это дает основание рекомендовать проектировщикам тепловой защиты использование (с некоторым запасом) результатов расчетов для каталитической поверхности.

Плотность радиационных тепловых потоков на лобовой поверхности аэродинамического щита оказывается относительно малой, $q_r \sim 1...3 \text{ Вт/см}^2$, и эта величина заметно меньше плотности конвективного теплового потока: $q_c \sim 20...50 \text{ Вт/см}^2$. На подветренной стороне космического аппарата соотношение между плотностями конвективного и радиационного потоков изменяется. Как видно (Рис.5, б), практически на всей задней поверхности интенсивность радиационного нагрева ($q_r \sim 1...3 \text{ Вт/см}^2$) превосходит интенсивность конвективного нагрева ($q_c \sim 0,1...0,7 \text{ Вт/см}^2$). И только в окрестности задней критической линии тока плотность конвективного теплового потока ($q_c \sim 3,0...4,0 \text{ Вт/см}^2$) вновь превосходит плотность радиационного потока тепла. Это локальное возрастание конвективного нагрева связано с наличием интенсивного возвратного течения в ближнем следе аппарата, где скорость потока превосходит скорость звука (в данном случае максимальная скорость возвратного течения достигает числа Маха $M = 1,4$).

Указанное соотношение между конвективными и радиационными потоками тепла в значительной степени присуще именно марсианской атмосфере, которая в основном состоит из молекул CO_2 . Молекулы CO_2 интенсивно излучают в колебательно-вращательных полосах, расположенных в ближней инфракрасной области спектра (в диапазонах волновых чисел $\omega = 3000...3770$ и $2000...2395 \text{ см}^{-1}$), где достигается максимум функции Планка при относительно низких температурах ($\sim 1000 \text{ К}$). Заметная интенсивность излучения сжатого слоя у лобовой поверхности (характерная температура $\sim 4000...5000 \text{ К}$) обусловлена в рассматриваемом случае электронно-колебательными полосами молекул CO , которые образуются здесь в значительных количествах.

Расчеты осесимметричного обтекания космического аппарата под нулевым углом атаки с применением трехмерного расчетного кода NERAT-3D сопоставлялись с расчетными данными, полученными при использовании двумерного кода NERAT-2D, которые, в свою очередь, неоднократно тестировались ранее на имеющихся экспериментальных данных и результатах других авторов [8]. Трехмерные расчеты проводились на расчетной сетке, показанной на рисунках 1, б и 2. Сравнивая распределения продольной скорости течения и температуры (Рис. 4 и 6), а также других газодинамических функций и массовых концентраций CO_2 и CO , можно сделать заключение об их удовлетворительной близости. При этом надо иметь в виду, что трехмерные расчеты проводились на значительно более грубых расчетных сетках.

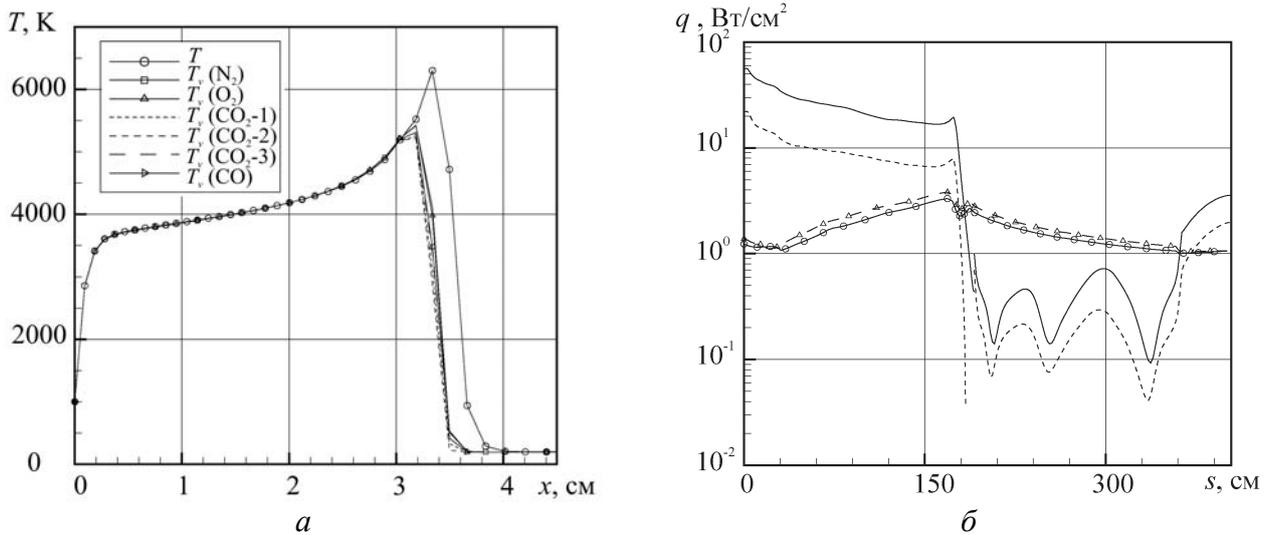


Рис. 5. Распределения поступательной (T) и колебательных температур вдоль передней критической линии тока в случае каталитической поверхности (a) и распределение вдоль поверхности космического аппарата тепловых потоков (b): конвективных (кривые без маркеров) и радиационных (кривые с маркерами) для точки траектории SD1; сплошные кривые – каталитическая поверхность, штриховые кривые – некаталитическая поверхность

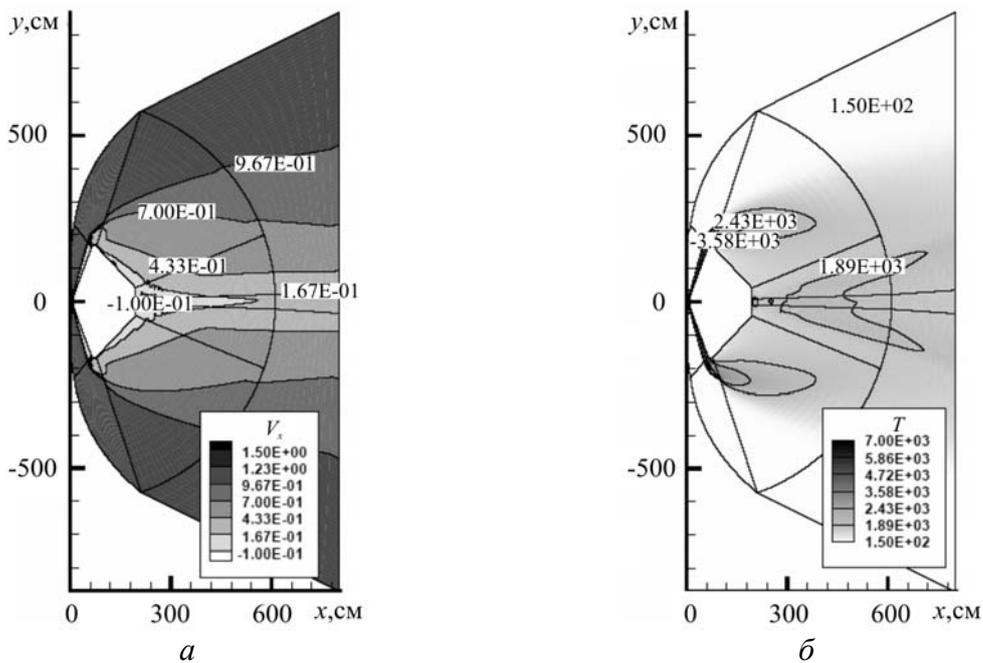


Рис. 6. Продольная скорость (a) и температура (b) в плоскости $z = 0$ в трехмерных расчетах для точки траектории SD1

Результаты расчетов аэротермодинамики космического аппарата EXOMARS с каталитической поверхностью, обтекаемого под углом атаки ($\alpha = 16^\circ$) в точке траектории SC1, указывают на значительные изменения в поле течения по сравнению с осесимметричным обтеканием. На рисунке 7 показаны поля продольной скорости и линий тока в плоскости симметрии, продольной скорости и температуры в трех взаимно перпендикулярных плоскостях ($x - y$, $z - y$ и $x - z$), а также поля массовых долей CO_2 и CO в плоскости симметрии.

Главной особенностью обтекания космического аппарата под углом атаки является потеря симметрии в конфигурации сжатого слоя у лобового аэродинамического щита. Это приводит к смещению области наиболее интенсивного конвективного нагрева

от передней критической линии тока, совпадающей в симметричном случае с осью симметрии аппарата, к наветренной набегающему потоку боковой поверхности аэродинамического щита. В рассматриваемом здесь случае отчетливо видно увеличение толщины сжатого слоя на наветренной стороне (Рис. 7, *а-в*). Из рисунка 7, *а* видно, что вихревое движение в следе за космическим аппаратом становится также несимметричным и его структура заметно усложняется. В отличие от случая осесимметричного обтекания, зона возвратно-вихревого сечения приобретает серпообразную форму (в плоскости, перпендикулярной оси x) (Рис. 7, *б*), изучение структуры которой представляет особый интерес для исследования условий устойчивости движения газа.

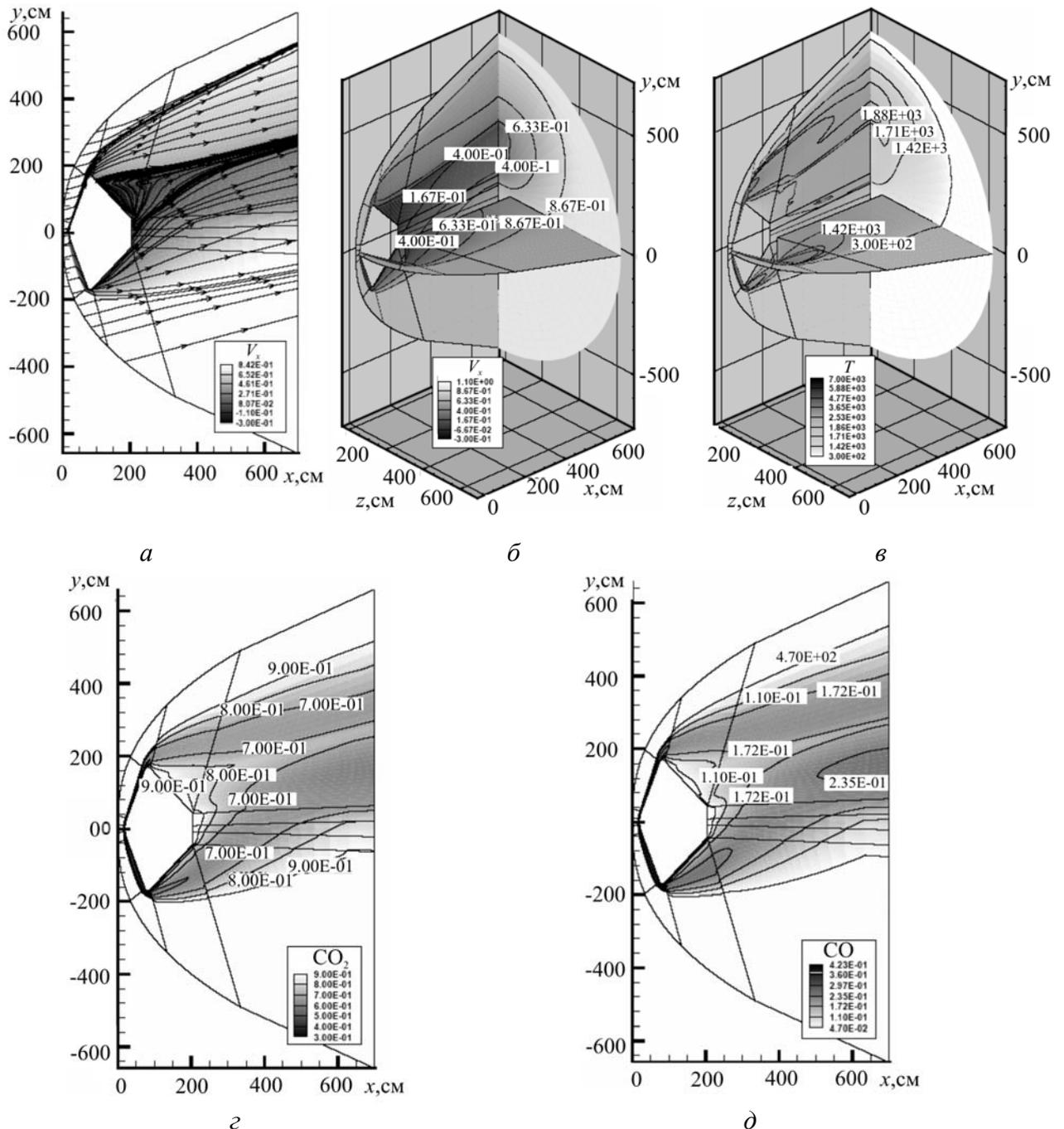


Рис. 7. Результаты трехмерных расчетов обтекания космического аппарата EXOMARS под углом атаки $\alpha = 16^\circ$ в точке траектории SC1: линии тока в плоскости x - y (*а*), продольная скорость (*б*), температура (*в*) в плоскостях $(x$ - y), $(x$ - z), $(y$ - z), поля массовый долей CO_2 (*г*) и CO (*д*) в плоскости $(x$ - y)

Как и следовало ожидать, заметные различия (до 30%) наблюдаются в рассчитанных значениях плотностей конвективных тепловых потоков для двухмерного и трехмерного случаев. Вычислительными экспериментами установлено, что это связано не только с подробностью используемых сеток, но также с их топологией.

Нужно подчеркнуть, что исследования особенностей пространственных течений находятся лишь на начальной стадии. Предстоит систематическое сравнительное изучение получаемых результатов не только с данными двухмерных расчетов, но также с данными экспериментальных исследований и результатами вычислений других авторов.

6. Заключение

Представлено описание моделей аэрофизики, положенных в основу работы двухмерного и трехмерного компьютерных кодов NERAT-2D и NERAT-3D, разработанных в ИПМех РАН и предназначенных для анализа аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов сложной формы в условиях отсутствия термического равновесия.

С целью тестирования и оценки достоверности получаемых результатов проведено сравнение результатов расчетов, выполненных в двухмерном осесимметричном и трехмерном случаях. Показано, что разработанные компьютерные коды позволяют предсказывать аэротермодинамику спускаемых космических аппаратов с приемлемой относительной погрешностью.

Выполнено сравнение результатов конвективного и радиационного нагрева поверхности космического аппарата EXOMARS в двух точках траектории спуска при допущениях как некаталитической, так и полностью каталитической поверхности обтекания. Впервые представлены результаты расчетов трехмерного обтекания космического аппарата EXOMARS под углом атаки $\alpha = 16^\circ$.

Результаты выполненного численного исследования подтвердили необходимость дальнейшего совершенствования используемых расчетных кодов в части надежного предсказания конвективного и радиационного нагрева космических аппаратов в условиях пространственного обтекания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований РАН (исследование физико-химических моделей гиперзвуковых течений), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 10-01-00544 — разработка компьютерных моделей радиационной газовой динамики космических аппаратов, 09-08-92422-КЭ_а — анализ закономерностей радиационного переноса энергии, 09-08-00272 — экспериментальные исследования на ударной трубе Научно-исследовательского института механики МГУ им. М.В. Ломоносова).

Литература

1. Milos F.S., Chen Y.K., Gongdon W.M. et al. Mars pathfinder entry temperature data, aerothermal heating, and heatshield material response // J. of Spacecraft and Rockets. – 1999. – V. 36, N. 3. – P. 380-391.
2. Paterna D., Monti R., et al. Experimental and numerical investigation of Martian atmosphere entry // J. of Spacecraft and Rockets. – 2002. – V. 39, N. 2. – P. 227-236.
3. Афонина Н.Е., Громов В.Г. Исследование на основе модели вязкого ударного слоя течения в области торможения при входе космического аппарата в марсианскую атмосферу: Препр. № 31-97 / Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова. – М., 1997. – 73 с.
4. Surzhikov S.T. 2D CFD/RGD model of space vehicles // Proc. of the 1st Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry, 8–10 October 2003, Lisbon, Portugal. – ESA-533, December, 2003. – P. 95-102.

5. *Surzhikov S.T.* Numerical simulation of heat radiation generated by entering space vehicle // AIAA paper 2004-2379, 2004. – 11 p.
6. *Surzhikov S.T.* TC3: Convective and radiative heating of MSRO for simplest kinetic models // Proc. of the Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. Part II. 30 Sept. – 1 Oct., 2005. Porquerolles. France. – ESA SP-583. – P. 55-62.
7. *Surzhikov S.T.* TC3: Convective and radiative heating of MSRO, predicted by different kinetic models // Proc. of the Second Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. 6–8 Sept., 2006. Rome. Italy. – CD-format. – ESA SP-629.
8. *Суржиков С.Т.* Двумерная радиационно-газодинамическая модель аэрофизики спускаемых космических аппаратов // Актуальные проблемы механики. Механика жидкости, газа и плазмы. – М.: Наука, 2008. – С. 20-59.
9. *Суржиков С.Т.* Тепловое излучение газов и плазмы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 543 с.
10. *Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. – М.: Наука, 1978. – 495 с.
11. *Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И.* Релаксационные процессы в ударных волнах. – М.: Наука, 1965. – 484 с.
12. *Малкин О.А.* Релаксационные процессы в газе. – М.: Атомиздат, 1971. – 199 с.
13. *Гинзбург И.П.* Трение и теплопередача при движении смеси газов. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. – 278 с.
14. *Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е.* Явления переноса. – М.: Изд-во «Химия», 1974. – 687 с.
15. *Гирифельдер Дж., Кертис Ч. и Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: ИЛ, 1961. – 929 с.
16. *Surzhikov S.T.* Computing system for mathematical simulation of selective radiation transfer // AIAA paper 00-2369, 2000. – 15 p.
17. *Суржиков С.Т.* Оптические свойства газов и плазмы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 575 с.
18. *Svehla R.A.* Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures // NASA TR-R-132, 1962. – 26 P.
19. *Surzhikov S.T., Omalý P.* MSRO convective and radiative heating // AIAA Paper 08-1274, 2008. – 43 p.
20. *Edwards, J.R., Liou, M.-S.* Low-diffusion flux-splitting methods for flow at all speeds // AIAA Journal, 1998. – V. 36, N. 9. – P. 1610-1617.
21. *Лыков А.В.* Теплообмен: Справочник. – М.: Энергия, 1972. – 560 с.
22. *Omalý P., Surzhikov S.* 3D Model of aerothermodynamics of descent space vehicles // Proc. of the 3rd International Workshop “Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry”. 30 Sept. – 3 Oct. 2008, Heraklion, Greece. – ESA SP-667. – 8 p.
23. *Суржиков С.Т.* Трехмерная вычислительная модель аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов // Сб. научн. трудов 2-й Всерос. школы-семинара «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ–2008). – М.: ИПМех РАН, 2009. – С. 13-21.
24. *Суржиков С.Т.* Расчет обтекания модели космического аппарата MSRO с использованием кодов NERAT-2D и NERAD-3D // Сб. научн. тр. 2-й Всерос. школы-семинара «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ–2008). – М.: ИПМех РАН, 2009. – С. 22-29.
25. *Суржиков С.Т.* Аналитические методы построения конечно-разностных сеток для расчета аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2004. – № 2(55) – С. 24-50.

Поступила в редакцию 27.04.10

Сведения об авторе:

Суржиков Сергей Тимофеевич, дфмн., проф., член-корр. РАН, зам.дир., Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (ИПМех РАН), Москва, 119526, пр. Вернадского 101-1; E-mail: surg@ipmnet.ru