

УДК 533.6.011.5

АНАЛИЗ ЛЕТНЫХ ДАННЫХ ПО КОНВЕКТИВНОМУ И РАДИАЦИОННОМУ НАГРЕВУ ПОВЕРХНОСТИ СПУСКАЕМОГО МАРСИАНСКОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА SCHIAPARELLI

© 2022 г. С. Т. Суржиков^а, Д. С. Яцухно^{а,*}

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

**E-mail: yatsukhno-ds@rambler.ru*

Поступила в редакцию 17.06.2022 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Выполнено численное исследование радиационной аэротермодинамики спускаемого космического аппарата Schiaparelli для характерных траекторных точек в процессе входа в атмосферу Марса. Расчеты были проведены с использованием трехмерной радиационно-газодинамической модели, описывающей течение вязкого, сжимаемого, теплопроводного, химически реагирующего и излучающего газа с учетом возбуждения колебательных степеней свободы. В соответствии с полученными расчетными данными максимальный уровень радиационного нагрева задней поверхности спускаемого аппарата фиксируется для траекторной точки, соответствующей скорости полета ~ 2.6 км/с, и составляет 70% от общего нагрева. Результаты численного моделирования свидетельствуют о незначительной интенсивности химических реакций для траекторных точек, соответствующих высотам 28–23 км. Полученные данные по распределению радиационного и полного теплового потока по поверхности космического аппарата находятся в удовлетворительном согласии с результатами летного эксперимента.

Ключевые слова: спускаемый аппарат, марсианская атмосфера, радиационный нагрев, траекторные точки, полный тепловой поток

DOI: 10.31857/S0568528122600394

В 60-х годах в СССР было положено начало исследованию Марса космическими аппаратами путем запуска автоматических межпланетных станций. Значимым результатом советской программы “Марс” стало выполнение первой в мире успешной посадки на поверхность планеты. Очередной этап изучения Марса характеризуется реализацией с середины 90-х годов ряда международных научно-исследовательских программ. Спускаемые космические аппараты (СКА) Pathfinder (1996) [1] и Mars Science Laboratory (MSL, 2011) [2] совершили вход в марсианскую атмосферу со скоростями 7.65 и 5.8 км/с соответственно, и достигли поверхности планеты. В процессе прохождения плотных слоев атмосферы были получены уникальные наборы экспериментальных данных, которые легли в основу значительного количества расчетно-теоретических работ, направленных на создание и развитие компьютерных моделей аэротермодинамики и аэрофизики с целью проведения численного моделирования по ключевым вопросам: обтекание поверхности СКА, в том числе исследование отрывных течений [3]; задача достоверного предсказания конвективного нагрева как лобового щита, так и задней поверхности СКА [4]; проблема выбора моделей физической и химической кинетики [5], колебательной релаксации; оценка влияния турбулентности на теплообмен [6]. Существенная излучательная способность основных компонент марсианской атмосферы (таких как CO_2) делает актуальной проблему оценки радиационного нагрева поверхности СКА. В работе [7] было впервые обнаружено, что значительный объем высокотемпературного излучающего газа в следе за летательным аппаратом обуславливает существенные ($1\text{--}2$ Вт/см²) значения радиационного теплового потока к подветренной части марсианского СКА. Таким образом, особую важность представляло получение летных данных по уровню нагрева излучением подветренной части СКА.

Данный вопрос являлся одним из наиболее приоритетных в ходе подготовки запуска летательного аппарата Schiaparelli [8], экспериментальное оборудование которого включало набор из

трех комбинированных датчиков (COMARS+), обеспечивающих измерение: давления и температуры на поверхности СКА, полного теплового потока (суммарная величина конвективного и радиационного нагрева). Радиационный тепловой поток также отдельно измерялся с помощью широкополосного радиометра, расположенного, как и остальные датчики, на подветренной стороне СКА [8]. Информация о траектории движения в атмосфере Марса для данного летательного аппарата была представлена набором точек, включающих высоты $H \sim 82$ км и $H \sim 28-11$ км. Такая дискретность объясняется радиоблокировкой сигналов, зафиксированной в диапазоне $H \sim 82-28$ км. Полученные для десяти траекторных точек экспериментальные данные представляют значительный интерес для валидации различных численных моделей.

Настоящая статья является продолжением цикла публикаций [9–11], посвященных радиационной газовой динамике спускаемых марсианских аппаратов. Результаты расчетного исследования для СКА Exomars, полученные в работе [9], показывают значительный уровень радиационного теплового потока, доля которого для отдельных траекторных точек может превосходить конвективный для подветренной части СКА. На примере анализа результатов стендового эксперимента по обтеканию лобового щита СКА MSL потоком совершенного газа в рамках работы [10] была выполнена валидация алгебраических моделей турбулентности. В работе [11] применение 18-компонентной модели диссоциации и ионизации позволило получить подтверждение эффекта радиоблокировки сигналов для участков траектории, соответствующим плотным слоям атмосферы.

Целью настоящей работы является проведение валидации выбранной численной модели путем расчетной интерпретации летных данных по нагреву задней поверхности СКА Schiaparelli для различных траекторных точек.

СИСТЕМА ИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ

В рамках данной работы применялась трехмерная модель радиационной газовой динамики [9], адаптированная для проведения расчетов с использованием многоблочных структурированных сеток, и включающая газодинамические уравнения (уравнение неразрывности, уравнения Навье–Стокса), а также уравнения сохранения энергии поступательного движения и колебательной энергии молекул, уравнения сохранения массы для компонент смеси и уравнение переноса излучения.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x}(\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y}(\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right], \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z}(\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right], \quad (1.4)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad} T = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad} p + \Phi_\mu + Q_{vib} - \text{div} \mathbf{q}_R - \quad (1.5)$$

$$- \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i + \sum_{i=1}^{N_s} \rho c_{p,i} D_i (\text{grad} Y_i \times \text{grad} T),$$

$$\frac{\partial \rho e_{v,m}}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} e_{v,m}) = \dot{e}_{v,m}, \quad m = 1, 2, \dots, N_v. \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.1)–(1.6) ρ – плотность; t – время; x, y, z – координаты; u, v, w – проекции вектора скорости \mathbf{V} ; p – давление; μ – коэффициент динамической вязкости; c_p – теплоемкость при постоянном давлении; T – температура; λ – коэффициент теплопроводности; \mathbf{q}_R – вектор плотности радиационного теплового потока; Q_{vib} – объемное тепловыделение, обусловленное процессами колебательной релаксации; h_i – удельная энтальпия i -й компоненты; \dot{w}_i – массовая скорость образования i -й компоненты в единице объема; N_s – число компонент смеси; $c_{p,i}$, D_i , Y_i –

теплоемкость при постоянном давлении, коэффициент диффузии и относительная массовая концентрация i -й компоненты смеси; $e_{v,m}$ — удельная колебательная энергия m -й колебательной моды; N_V — число колебательных мод; $\dot{e}_{v,m}$ — релаксационное изменение колебательной энергии в m -й моде, которая определяется с помощью формулы Ландау–Теллера

$$\dot{e}_{v,m} = \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m}^0 - e_{v,m}}{\tau_m} - e_{v,m} \dot{w}_{i(m)}. \quad (1.7)$$

В свою очередь величина $e_{v,m}$ рассчитывается по следующей формуле

$$e_{v,m} = \frac{R_0 \theta_m}{M_{i(m)} [\exp(\theta_m/T_{V,m}) - 1]}. \quad (1.8)$$

В уравнениях (1.7)–(1.8) $\rho_{i(m)}$ и $\dot{w}_{i(m)}$ — плотность и массовая скорость образования i -й компоненты, обладающей m -й колебательной модой; $e_{v,m}^0 = e_{v,m}(T_V = T)$ равновесная удельная энергия движения в m -й колебательной моде i -го компонента; τ_m — время колебательной релаксации m -й моды; R_0 — универсальная газовая постоянная; θ_m — характеристическая колебательная температура m -й моды; $M_{i(m)}$ — масса молекулы i -го компонента; $T_{V,m}$ — колебательная температура в m -й колебательной моде. Модель колебательной кинетики включает 5 колебательных мод [12]: O₂, CO₂ симметричная мода, CO₂ антисимметричная мода, CO₂ деформационная мода, CO. Следует отметить, что в рамках данной работы CO₂ является единственной компонентой атмосферы Марса. Вопросы применения моделей химической и колебательной кинетики, включающих азотные компоненты, были рассмотрены в работе [9]. В целом учет N₂ не оказывает заметного влияния на основные аэротермодинамические характеристики.

В уравнении (1.5) Φ_μ — диссипативная функция, которая определяется как

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

В модель также входят уравнения сохранения массы отдельных компонент смеси

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s. \quad (1.9)$$

Здесь ρ_i — плотность i -й компоненты смеси; $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \operatorname{grad} Y_i$ — массовый диффузионный поток i -й компоненты.

Для расчетов использовалась 6 компонентная (C, O, C₂, O₂, CO, CO₂) модель химической кинетики, включающая 28 химических реакций [12]. В символической форме уравнения химической кинетики записываются следующим образом

$$\sum_{i=1}^{N_s} a_{i,n} [X_i] = \sum_{i=1}^{N_s} b_{i,n} [X_i], \quad n = 1, 2, \dots, N_r.$$

Здесь $a_{i,n}$, $b_{i,n}$ — стехиометрические коэффициенты n -й химической реакции; $[X_i]$ — символ реагентов и продуктов химической реакции; N_r — число химических реакций. Скорость образования i -й компоненты в n -й химической реакции определяется как

$$\left(\frac{dX_i}{dt} \right)_n = k_{f,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_{i=1}^{N_s} X_i^{a_{i,n}} - k_{r,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_{i=1}^{N_s} X_i^{b_{i,n}} = (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,i}^n - S_{r,i}^n).$$

В предыдущем уравнении $k_{f,n}$, $k_{r,n}$ — константы скоростей прямых и обратных реакций; $S_{f,i}^n$, $S_{r,i}^n$ — скорости прямой и обратной реакции. Массовая скорость химических превращений для i -й компоненты смеси рассчитывается при помощи следующего соотношения

$$\dot{w}_i = M_i W_i = \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,i}^n - S_{r,i}^n)$$

Константы скоростей прямых и обратных реакций определяются по формуле Аррениуса

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \times \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right)$$

В данном соотношении $k_{f(r),n}$, $A_{f(r),n}$, $E_{f(r),n}$ – аппроксимирующие коэффициенты для прямых и обратных реакций; k – постоянная Больцмана.

Уравнение переноса излучения формулируется в многогрупповом приближении без учета рассеяния и имеет следующий вид

$$\mathbf{\Omega} \frac{\partial J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_{\omega}(\mathbf{r}) J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = j_{\omega}(\mathbf{r}) \quad (1.10)$$

В этом уравнении $\mathbf{\Omega}$ – направляющий вектор; \mathbf{r} – радиус-вектор; $J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ – спектральная интенсивность излучения; $\kappa_{\omega}(\mathbf{r})$ – спектральный коэффициент поглощения; $j_{\omega}(\mathbf{r})$ – спектральный объемный коэффициент испускания. Закон Кирхгоффа используется для расчета спектрального объемного коэффициента испускания в приближении локального термодинамического равновесия

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

Здесь $J_{b,\omega}(\mathbf{r})$ – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела. Интегральный радиационный тепловой поток рассчитывается по формуле

$$q_R = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta\omega_{gr}} J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \mathbf{\Omega} d\omega = \int_{\Delta\omega_{gr}} q_{R,\omega}(\mathbf{r}) d\omega$$

Коэффициенты вязкости и теплопроводности газовой смеси вычисляются с помощью метода Чепмена–Энскога [13]

$$\begin{aligned} \mu &= 1 / \sum_{i=1}^{N_s} (Y_i / \mu_i) \\ \lambda &= \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_s} x_i \lambda_i + 1 / \sum_{i=1}^{N_s} (x_i / \lambda_i) \right] \\ \mu_i &= 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T_i}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} \\ \lambda_i &= 8330 \sqrt{\frac{T_i}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} \end{aligned}$$

Эффективный коэффициент диффузии определяется по формуле Уилке [14]

$$\begin{aligned} D_i &= \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_s} (x_j / D_{ij})} \\ D_{ij} &= 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{T_i}{M_i} \frac{T_j}{M_j}} \times \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}} \end{aligned}$$

Здесь σ_i – эффективный диаметр столкновения, x_i – относительная мольная концентрация компонент; $T_i = kT / \varepsilon_i$; ε_i – константа, характеризующая потенциал взаимодействия; $\Omega_{i,j}^{(1,1)*}$, $\Omega_i^{(2,2)*}$ – интегралы столкновений, которые рассчитываются по аппроксимационным соотношениям [15]

$$\begin{aligned} \Omega_{i,j}^{(1,1)*} &= 1.074 T_{i,j}^{-0.1604} \\ \Omega_{i,j}^{(2,2)*} &= 1.157 T_i^{-0.1472} \end{aligned}$$

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

В качестве замыкающего соотношения также используется уравнение состояния совершенного газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T = \rho R_0 T \sum_i^{N_s} \frac{Y_i}{M_i}$$

Для расчета констант равновесия используются известные аппроксимации термодинамических свойств индивидуальных веществ [16].

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Подробное описание численного метода решения системы уравнений (1.1)–(1.6), (1.9)–(1.10) приведено в [12]. В основе расчетной методики лежит использование гибридного явно- неявного метода. Для интегрирования уравнений газовой динамики используется AUSM конечно-разностная схема. Уравнения сохранения энергии поступательного движения, колебательной энергии и уравнения неразрывности для отдельных компонент смеси интегрируются с использованием неявной конечно-разностной схемы [12]. Интегрирование уравнения переноса излучения осуществляется с использованием Ray-tracing метода [12].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Пространственные расчеты были выполнены для траекторных точек S1–S4, параметры которых представлены в табл. 1. По сравнению с известными траекториями СКА Pathfinder и MSL в случае СКА Schiaparelli скорость полета ~5.8 км/с фиксируется на высоте ~82 км, что соответствует значительно более разреженной атмосфере.

На рис. 1 показаны распределения основных газодинамических параметров, отражающих характерную структуру поля течения, которая включает сжатую область ударного слоя, газодинамический след, обладающий высокой температурой, а также зону отрывного возвратно-рециркуляционного течения, линии тока которого показаны на рис. 1в. Следует отметить, что крупномасштабная вихревая структура сформировалась в непосредственной близости от предполагаемого места размещения датчиков тепловых потоков, что существенно осложняет получение стационарного решения для данной области поля течения. При искомым параметрах набегающего потока отход ударной волны от поверхности СКА не превышает 3 см. Для данного участка траектории температура в окрестности ударной волны превышает 8000 К, а для следа фиксируются температуры более 2500 К. Распределение давления в течении за летательным аппаратом характеризуется высокой однородностью. Локальное разрежение наблюдается в зоне непосредственного отрыва потока.

На рис. 2 демонстрируются распределения мольных долей CO₂ и CO, которые были получены с использованием приближений каталитической и некаталитической поверхности. Наибольшее изменение концентраций компонент смеси фиксируется в области лобового щита, однако влияние каталитических условий на поверхности преимущественно проявляется в следе за СКА с наветренной стороны. Концентрация CO в этой зоне существенно возрастает с одновременным снижением концентрации CO₂. Данные компоненты смеси являются оптически активными и расчет их концентраций является определяющим при оценке радиационного теплового потока. В условиях разреженной атмосферы для всех типов поверхности уровень минимальной концентрации CO₂ составляет ~60%, а максимальные значения мольных долей CO – 25%.

Таблица 1. Траекторные параметры для СКА Schiaparelli [8]

	<i>H</i> , км	<i>V</i> _∞ , км/с	<i>p</i> _∞ , Па	<i>Rho</i> _∞ , кг/м ³	<i>T</i> _∞ , К
S1	82.467	5.829	0.16	5.092 × 10 ⁻⁶	165.5
Радиоблокировка сигналов					
S2	28.202	2.595	56.56	1.542 × 10 ⁻³	191.58
S3	25.477	2.014	74.13	1.979 × 10 ⁻³	195.38
S4	23.064	1.571	93.15	2.440 × 10 ⁻³	199.13

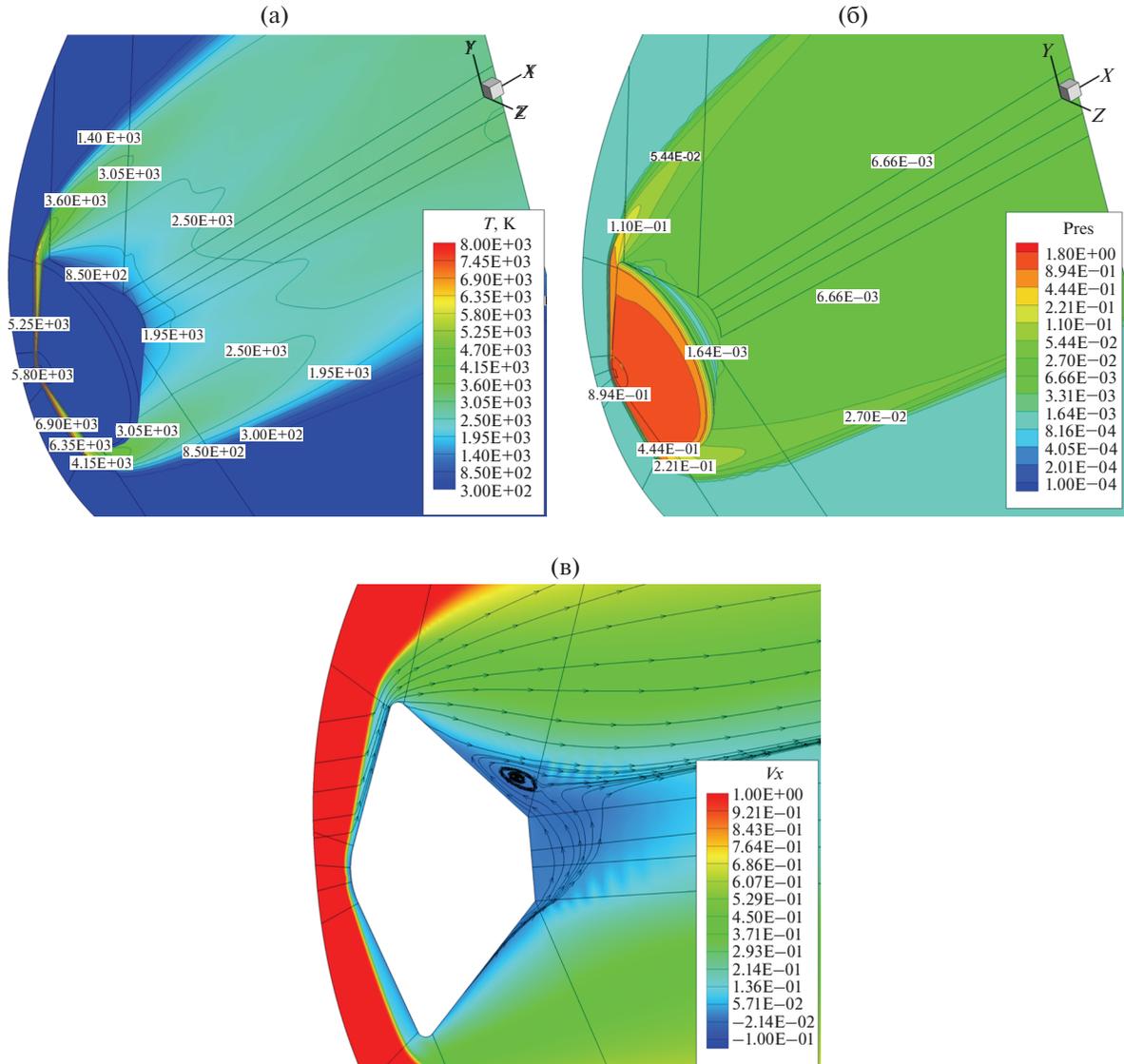


Рис. 1. Распределения поступательной температуры (а), безразмерного давления $Pres = p/\rho_\infty V_\infty^2$ (б) и продольной компоненты скорости (в) для тракторной точки S1.

Течение для условий, соответствующих тракторной точке S1, характеризуется значительной термической неравновесностью, что отражает распределение поступательной и колебательных температур, показанное на рис. 3. Влияние разреженности среды проявляется в гладкости профилей температур и отсутствии характерного пика для зоны ударной волны.

Несмотря на высокую скорость и значительную (более 2500 K) температуру в следе для тракторной точки S1 отмечается достаточно низкая степень нагрева задней части СКА Schiaparelli при величине радиационного теплового потока ~ 0.06 Вт/см² (рис. 4). Данный участок траектории также характеризуется преобладанием конвективного нагрева над радиационным вдоль всей поверхности летательного аппарата. Для случая некаталитического приближения определенное снижение радиационного теплового потока в подветренной зоне сменяется его повышенным значением в наветренной части СКА, что объясняется более высокой концентрацией СО в этой области поля течения.

Траекторным точкам после зоны радиоблокировки соответствует значительно более низкая температура в ударном слое и в следе за аппаратом. Тем не менее повышение плотности атмосферы на высотах 28–23 км приводит к более высокому уровню нагрева поверхности СКА. Для

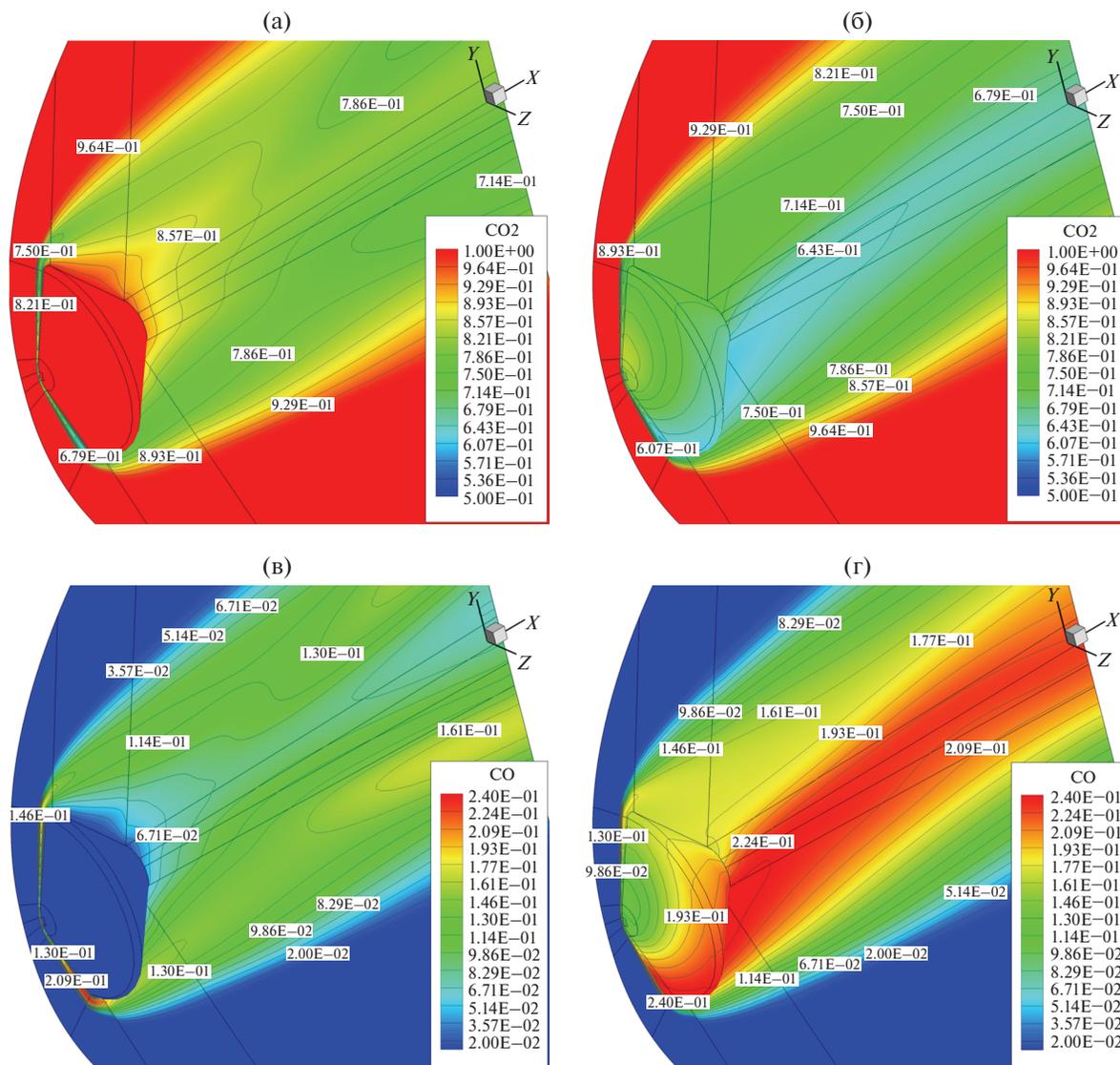


Рис. 2. Распределения мольных долей CO₂ и CO для каталитической (а, в) и некаталитической (б, г) поверхности.

точек S2, S3 и S4 максимальная температура вдоль передней критической линии тока составляет ~2600, 1800 и 1250 K соответственно (рис. 5).

С уменьшением скорости полета увеличивается отход ударной волны от поверхности СКА. Таким образом, ширина области сжатого слоя вблизи лобового щита увеличивается с 5 см на высоте 28 км до 8 см на 23 км.

На рис. 6 представлены распределения мольных долей CO₂ и CO для траекторной точки S2. Наблюдается незначительное изменение концентраций компонент газовой смеси, величина которого не превышает 1%. В процессе спуска в атмосфере интенсивность химических реакций снижается, как и доля диффузионного теплового потока в конвективном нагреве СКА. Для указанных участков траектории не происходит заметного возбуждения колебательных степеней свободы. Указанные факторы позволяют сделать вывод о возможности корректной оценки конвективного теплового потока для подветренной части СКА в рамках модели совершенного газа.

Распределения конвективных и радиационных тепловых потоков для траекторных точек S2–S4 показаны на рис. 7. Для точки S2 радиационный нагрев является преобладающим для задней поверхности СКА Schiaparelli и достигает максимального по всей рассматриваемой траектории значения 1 Вт/см² при величине конвективного потока 0.2–0.75 Вт/см². Для последующей точки

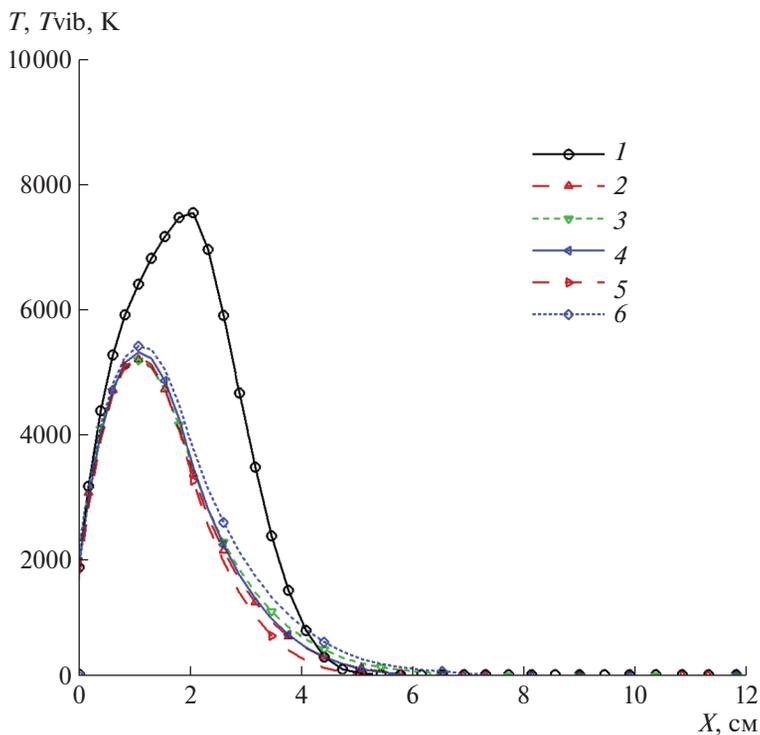


Рис. 3. Распределения поступательной и колебательных температур вдоль передней критической линии тока для траекторной точки S1. 1 – поступательная температура; 2 – температура O_2 моды; 3 – температура CO_2 деформационной моды; 4 – температура CO_2 антисимметричной моды; 5 – температура CO_2 симметричной моды; 6 – температура CO моды.

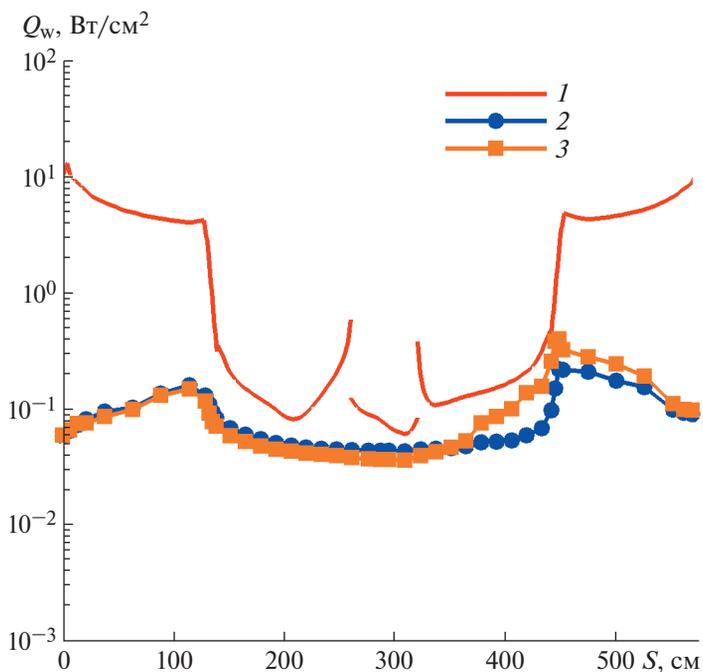


Рис. 4. Распределения теплового потока для СКА Schiaparelli. 1 – конвективный тепловой поток; 2 – радиационный тепловой поток для каталитической поверхности; 3 – радиационный тепловой поток для некаталитической поверхности.

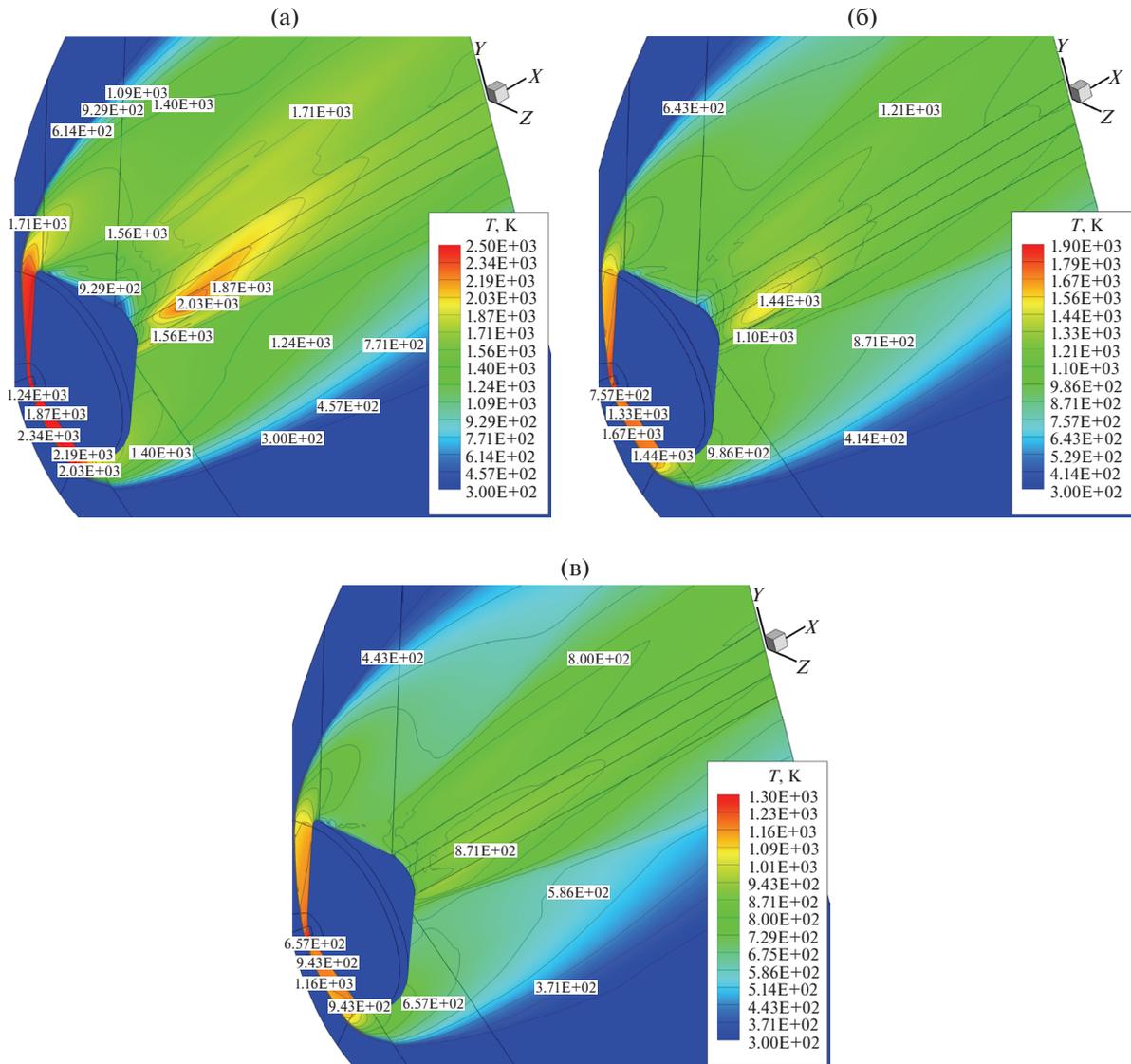


Рис. 5. Распределения поступательной температуры для траекторных точек S2 (а), S3 (б) и S4 (в). Каталитическая поверхность.

отмечается сопоставимый вклад обеих составляющих полного теплового потока на уровне $0.25\text{--}0.4 \text{ Вт/см}^2$. Заключительная точка характеризуется более высокими значениями конвективного потока вдоль всей подветренной части СКА.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными было выполнено только для каталитической поверхности. Места позиционирования датчиков приблизительно определялись в соответствии с данными работы [8] и [17]. Результаты валидации показаны на рис. 8.

Для каждой из траекторных точек фиксируется определенное завышение величины радиационного теплового потока, что, впрочем, характерно и для расчетных результатов (уровень нагрева излучением задней поверхности $\sim 1.5 \text{ Вт/см}^2$ по данным работы [17]). Для точки S2 во внимание должна быть принята величина доверительного интервала определения экспериментальных параметров, которая как для радиационного, так и для полного теплового потока составляет $\sim 0.15 \text{ Вт/см}^2$. Кроме того, в работе [8] не конкретизированы значения углов атаки, что вносит неопределенность в решение газодинамической части задачи. В работе [17] показано, что величина углов атаки для траекторных точек S2–S4 лежит в пределах $4^\circ\text{--}7^\circ$, что и было использовано в рамках данного исследования. Расположение датчиков вблизи зоны отрывного течения (особенно радиометра) также является фактором, оказывающим влияние на точность расчетов.

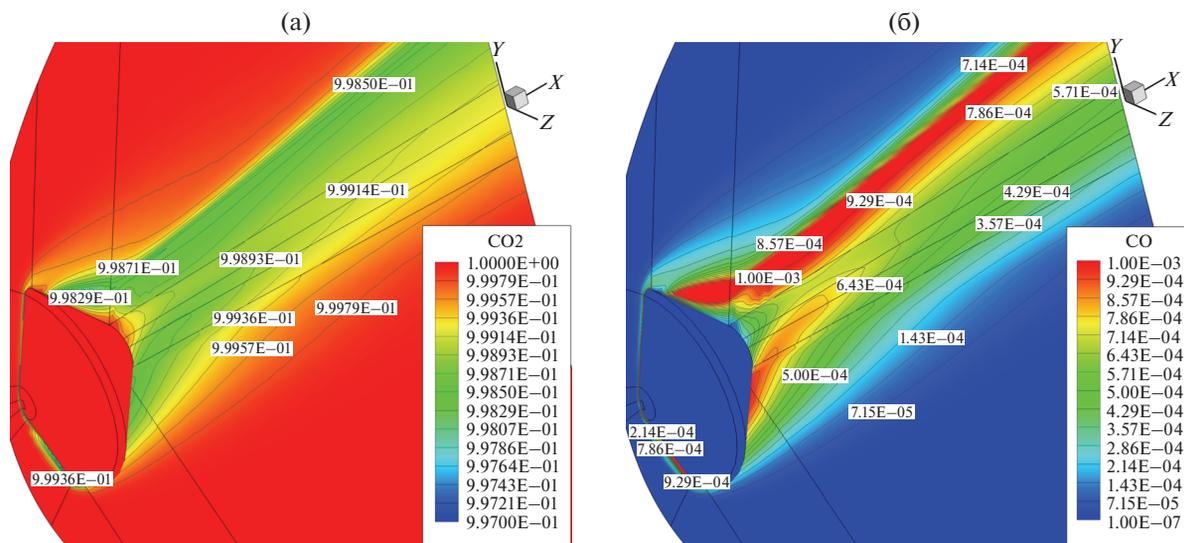


Рис. 6. Распределения мольных долей CO_2 (а) и CO (б) для траекторной точки S2. Каталитическая поверхность.

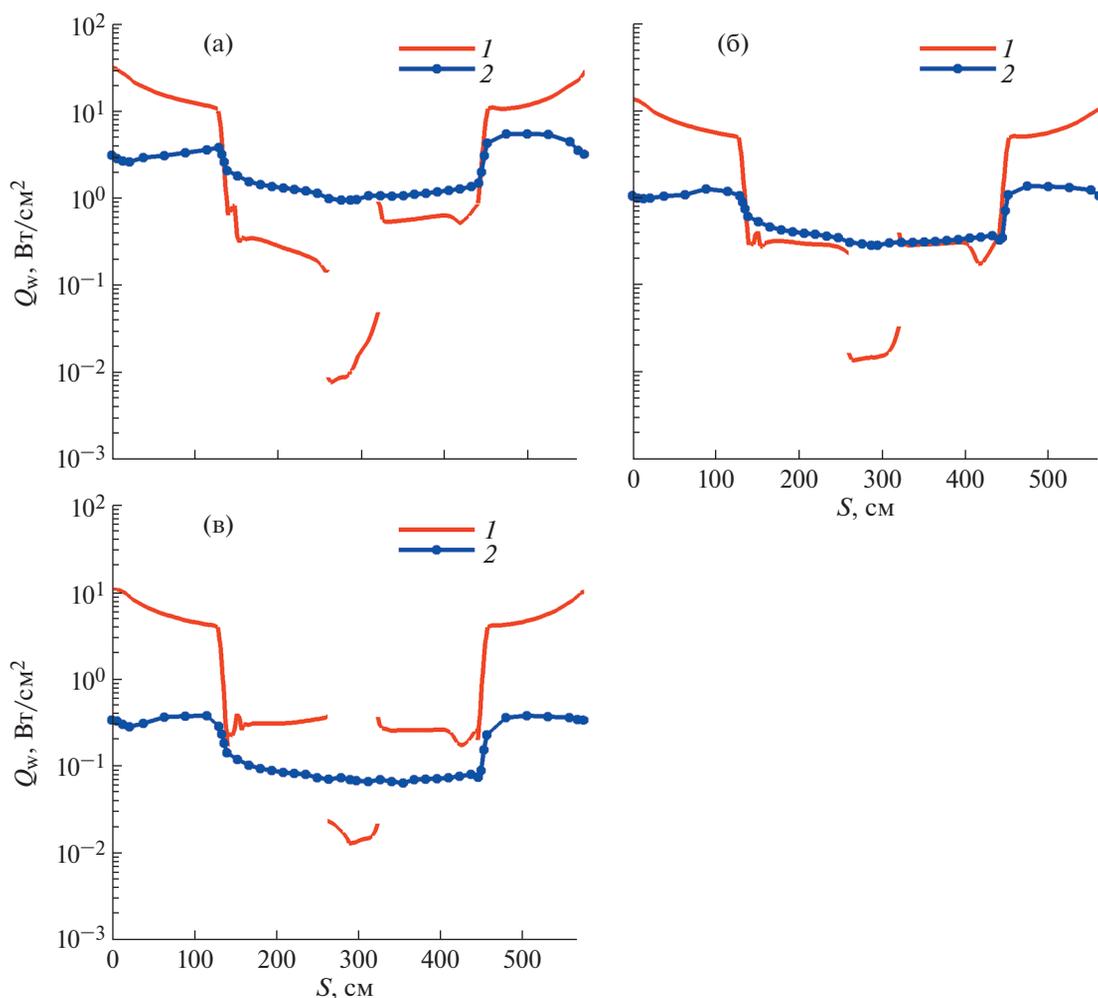


Рис. 7. Распределения теплового потока для траекторных точек S2 (а), S3 (б) и S4 (в). 1 – конвективный тепловой поток; 2 – радиационный тепловой поток. Каталитическая поверхность.

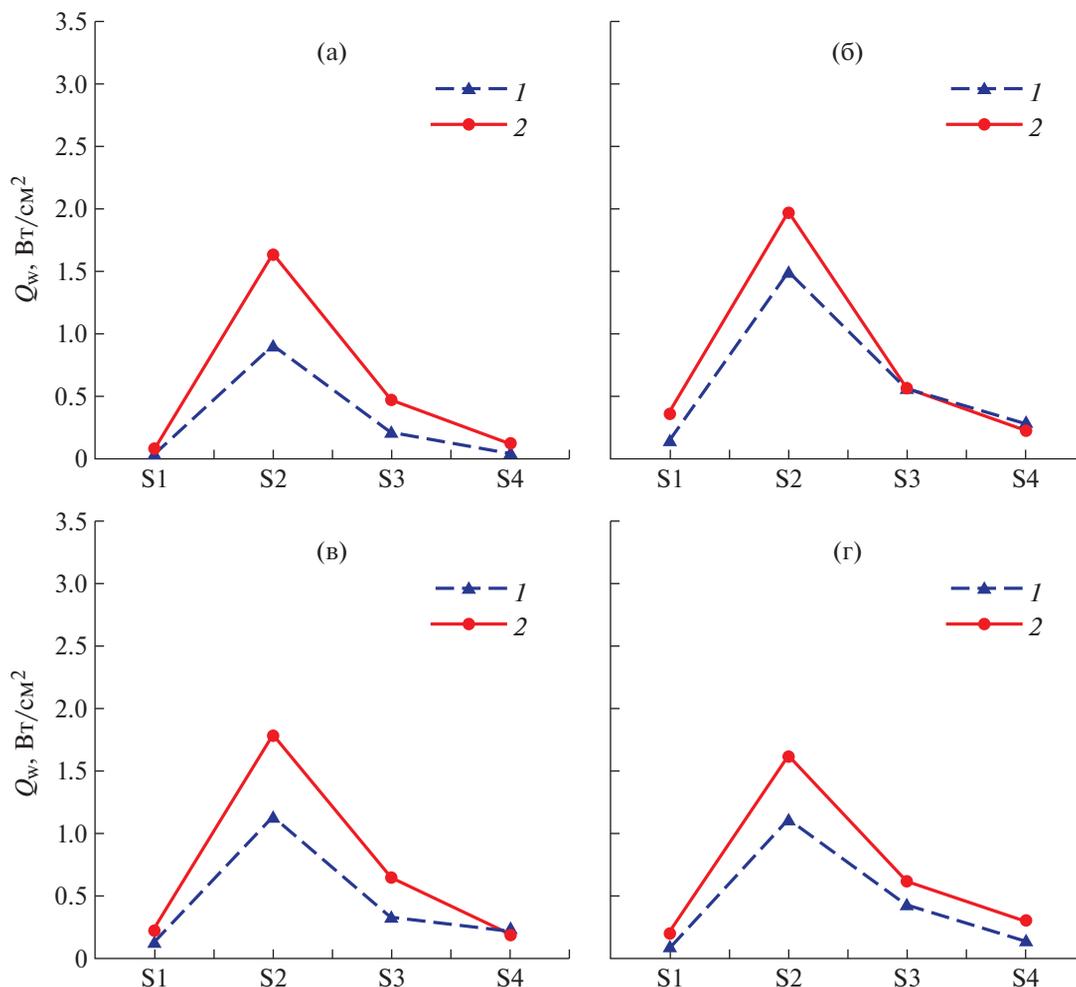


Рис. 8. Распределение радиационного теплового потока в месте расположения радиометра (а) и распределение полного теплового потока в месте расположения датчика COMARS3 (б), COMARS2 (в) и COMARS 1 (г) для траекторных точек S1–S4. 1 – экспериментальные данные [8]; 2 – расчет. Каталитическая поверхность.

Несмотря на то что конкретные величины конвективного теплового потока неизвестны, по данным работы [8] для места положения датчика COMARS3 могут быть сделаны приближенные оценки для траекторных точек S2–S4, которые показывают, что характерный уровень конвективного нагрева ~ 0.6 Вт/см² для точки S2, 0.4 Вт/см² для точки S3 и 0.25 Вт/см² для точки S4. Полученные в данной работе расчетные данные достаточно близки к этим значениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено расчетное исследование аэротермодинамики СКА Schiaparelli для четырех траекторных точек с учетом радиационного нагрева поверхности. Показано, что для рассмотренных параметров набегающего потока нагрев задней поверхности СКА может во многом определяться величиной радиационного теплового потока, которая достигает $1\text{--}2$ Вт/см² для точки S2. Промонстрировано, что заметное влияние химических реакций на распределение компонент газовой смеси отмечается только для траекторной точки S1. Полученные расчетные данные находятся в удовлетворительном согласии как со сторонними результатами, так и с данными летного эксперимента.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-11-00062.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Milos F.S., Chen Y.K., Gongdon W.M. et al.* Mars Pathfinder Entry Temperature Data, Aerothermal Heating, and Heatshield Material Response // JSR. 1999. V. 36. № 3. P. 380–391.
2. *Edquist K.T., Hollis B.R., Johnston C.O., Bose D., White T.R., Mahzari M.* Mars Science Laboratory Heat Shield Aerothermodynamics: Design and Reconstruction // JSR. 2014. V. 51. № 4. P. 1106–1124.
3. *Mitcheltree R.A., Gnoffo P.A.* Wake Flow about the Mars Pathfinder Entry Vehicle // Journal of Spacecraft and Rockets. 1995. V. 32. № 5. P. 771–776.
4. *Edquist K.T.* Afterbody Heating Predictions for a Mars Science Laboratory Entry Vehicle // AIAA Paper 2005-4817. 2005. P. 12.
5. *Chen Y.-K., Henline W.D., Tauber M.E.* Mars Pathfinder Trajectory Based Heating and Ablation Calculations // JSR. 1995. V. 32. № 2. P. 225–230.
6. *Hollis B.R., Collier A.S.* Turbulent Aeroheating Testing of Mars Science Laboratory Entry Vehicle // JSR. 2008. V. 45. № 3. P. 417–427.
7. *Gromov V., Surzhikov S.* Convective and Radiative Heating of a Martian Space Vehicle Base Surface // Fourth Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. 2002. V. 487. P. 265.
8. *Gülhan A., Thiele T., Siebe F., Kronen R., Schleutker T.* Aerothermal Measurements from the ExoMars Schiaparelli Capsule Entry // JSR. 2019. V. 56. № 1. P. 68–81.
9. *Surzhikov S.T.* Three-Dimensional Computer Model of Nonequilibrium Aerophysics of the Spacecraft Entering in the Martian Atmosphere // Fluid Dynamics. 2011. V. 46. № 3. P. 490–503.
10. *Суржиков С.Т.* Анализ экспериментальных данных по конвективному нагреву модели марсианского спускаемого аппарата с использованием алгебраических моделей турбулентности // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 6. С. 129–140.
11. *Суржиков С.Т.* Расчетный анализ ионизации сжатого слоя при входе космического аппарата Schiaparelli в плотные слои атмосферы Марса // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 3. С. 80–92.
12. *Суржиков С.Т.* Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. М.: ИПМех РАН, 2013. 706 с.
13. *Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N.* Transport Phenomena. New York.: John Wiley & Sons. Inc, 1965.
14. *Wilke C.R.* Diffusional properties of multicomponent gases // Chemical Engineering Progress. 1950. V. 46. P. 95–104.
15. *Анфимов Н.А.* Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С. 25–31.
16. *Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978. 495 с.
17. *Brandis A.M., White T.R., Saunders D., Hill J., Johnston Ch.O.* Simulation of the Schiaparelli entry and comparison to aerothermal flight data // AIAA Paper 2019–3260. 2012. P. 20.