

УДК 533.6.011

## РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ПОВЕРХНОСТИ МАРСИАНСКОГО СПУСКАЕМОГО АППАРАТА MSL ПРИ УЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ХАРАКТЕРА ОБТЕКАНИЯ

© 2023 г. С. Т. Суржиков

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

*E-mail: surg@ipmnet.ru*

Поступила в редакцию 02.06.2023 г.

После доработки 06.06.2023 г.

Принята к публикации 06.06.2023 г.

Пространственная компьютерная модель, основанная на усредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса совместно с алгебраическими моделями турбулентного смешения Болдуина–Ломакса и Прандтля, использована для расчета радиационно-конвективного теплообмена на поверхности спускаемого марсианского аппарата MSL. Показаны интенсификация конвективного теплообмена на подветренной стороне лобового аэродинамического щита и превосходство плотности радиационного теплового потока над конвективным на задней поверхности. Расчеты выполнены с использованием модели физически и химически неравновесного газа. Выполнено сравнение с результатами расчетов по другим вычислительным моделям и с летными данными по тепловой нагрузке на спускаемый аппарат, полученными при спуске MSL в плотных слоях атмосферы Марса.

*Ключевые слова:* радиационная газовая динамика, конвективный нагрев поверхности, турбулентный пограничный слой, усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, алгебраические модели турбулентности

DOI: 10.31857/S102470842360032X, EDN: TRMSCE

### ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] обсуждаются расчетные и летные экспериментальные данные, свидетельствующие о наличии ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) на лобовом аэродинамическом щите спускаемого марсианского аппарата (СА) Mars Science Laboratory (MSL). Значительный интерес специалистов к этой проблеме возник в связи с тем, что аэродинамический щит СА MSL имел диаметр  $D = 4.5$  м, что значительно превосходило размеры аэродинамических щитов ранее реализованных космических миссий: Viking –  $D = 3.5$  м, Pathfinder, Mars Exploration Rover, Mars Phoenix –  $D = 2.5$  м [2].

Анализ аэротермодинамики указанных спускаемых аппаратов с учетом не только характерных размеров, но и конкретных полетных условий, показал, что для СА MSL может наблюдаться ламинарно-турбулентный переход на подветренной стороне лобового аэродинамического щита до момента достижения пиковой тепловой нагрузки [3]. Для спускаемых аппаратов меньших размеров ламинарно-турбулентный переход не предполагался до момента наступления максимальной тепловой нагрузки. К сожалению, не было экспериментального подтверждения этого для предшествующих марсианских спускаемых аппаратов.

Послеполетный анализ результатов измерения температуры в подповерхностных слоях тепловой защиты [1] подтвердил существование ожидаемого ламинарно-турбулентного перехода на подветренной поверхности лобового аэродинамического щита. Детальный анализ полученных опытных летных данных также поставил ряд дополнительных вопросов о роли шероховатости поверхности термически разлагаемого теплозащитного материала (класса PICO – Phenolic Impregnated Carbon Ablator) и даже о вкладе теплового излучения сжатого слоя. Не приуменьшая несомненную важность указанных факторов, в данной работе сосредоточим свое внимание на принципиально важном факте наличия ламинарно-турбулентного перехода на лобовом аэродинамическом щите и его важные последствия, связанные с интенсификацией теплообмена в зоне,

где при других условиях этого не ожидается. Отметим важный аспект его весьма хорошего предсказания в расчетах для реальной крупномасштабной модели спускаемого аппарата с использованием компьютерных кодов LAURA [4] и DPLR [5], в которых реализованы усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS-модели) совместно с алгебраическими моделями турбулентности. К сожалению, численные подробности этих расчетов в [1] не приводятся.

В [1] отмечалось также хорошее качество предсказания экспериментальных данных по конвективному нагреву в лабораторных испытаниях масштабной модели MSL с использованием кода LAURA. В работе [6] также показано хорошее совпадение с указанными лабораторными экспериментальными данными результатов расчетов по компьютерному коду NERAT-3D, в котором реализована RANS модель совместно с алгебраическими моделями турбулентности Болдуина–Ломакса [7, 8] и моделью смещения Прандтля [9]. В данной работе демонстрируются результаты развития данной модели применительно к интерпретации летных экспериментальных данных [1] для крупномасштабной модели в реальных условиях гиперзвукового торможения в плотных слоях атмосферы Марса. Затронуты также аспекты учета неравновесных физико-химических процессов и переноса селективного теплового излучения.

Особо отметим, что хотя в задачах аэрофизики спускаемых космических аппаратов в плотных слоях атмосферы часто сложно бывает выделить определяющие процессы, которые, к тому же, могут сменять друг друга на разных фазах траектории торможения, явление ламинарно-турбулентного перехода и турбулентного нагрева поверхности аппарата является одним из ключевых. Гиперзвуковые скорости движения СА и их большие размеры приводят к интенсивному конвективному нагреву обширных поверхностей, что является большой проблемой для сохранения безопасного теплового баланса. Явление ЛТП приводит к необходимости изменять структуру тепловой защиты СА.

Особенность изучения турбулентного нагрева протяженных поверхностей при гиперзвуковых скоростях движения состоит в том, что после ЛТП в области турбулентного течения градиенты газодинамических функций резко возрастают. Подробное теоретическое обоснование этого факта дано в монографии [10]. Компьютерное моделирование и без того трудоемкой трехмерной (пространственной) задачи еще более усложняется из-за необходимости учета пристеночной структуры турбулентного пограничного слоя. От точности описания этой структуры в значительной степени зависит достоверность получаемых расчетных данных по интенсивности конвективного нагрева.

Турбулентный нагрев протяженной поверхности лобового аэродинамического щита спускаемого аппарата имеет еще ряд особенностей, связанных с разрушением тепловой защиты и неравновесными физико-химическими процессами в сжатом слое и в приповерхностных слоях разрушаемого материала. Значительная неопределенность получаемых расчетных данных связана с модельным описанием катализа на поверхности (тем более – термически разрушаемой). Еще один источник снижения достоверности связан с тем, что в химически реагирующем сжатом слое диффузионная составляющая конвективного теплового потока может превосходить теплопроводностную. Однако модельное турбулентное описание массообмена вблизи обтекаемой поверхности традиционно является более сложной и менее формализуемой задачей. В качестве иллюстрации данного утверждения отметим, что данные по суммарному конвективному нагреву лобового аэродинамического щита MSL в [1], полученные по двум (не сильно различающимся) моделям каталитичности поверхности различаются весьма заметно. Еще один важный аспект численного моделирования турбулентного нагрева связан с неопределенностью влияния шероховатости обтекаемой поверхности, учет или неучет которого можно рассматривать как одну из объективных причин отклонения расчетных данных от экспериментальных.

В настоящей работе модель радиационной газовой динамики спускаемых космических аппаратов, реализованная в авторском компьютерном коде NERAT-3D, который в режиме расчета ламинарного течения использовался для исследования аэрофизики марсианских [11–15] и возвращаемых на Землю спускаемых космических аппаратов [16], развита в части учета турбулентного конвективного нагрева лобового аэродинамического щита для условий реального торможения спускаемого аппарата MSL в атмосфере Марса. Рассматривается трехмерный характер течения физически и химически неравновесного углекислого газа с образованием турбулентного пограничного слоя. Обтекаемая поверхность считается гладкой и каталитической, на которой концентрации компонент частично диссоциированной двуокиси углерода определяются из локально равновесных условий.

Определение газодинамических характеристик пространственного течения позволяет выполнить расчет нагрева поверхности спускаемого аппарата селективным тепловым излучением.

Расчеты показывают, что для СА MSL нагрев отдельных участков поверхности тепловым излучением оказывается более значительным, чем конвективным теплообменом.

Учитывая большой дефицит узлов используемой конечно-разностной сетки следует иметь в виду низкую достоверность определения плотности конвективного теплового потока на задней поверхности СА. Радиационный теплообмен в рассматриваемых задачах носит объемный характер, поэтому подробность сетки у задней поверхности не является принципиально важной. При необходимости следует использовать специально построенную сетку со сгущениями узлов в требуемых областях течения.

## 1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

В целях последующего анализа, удобно систему интегрируемых уравнений условно разбить на четыре группы:

- система уравнений газовой динамики,
- система уравнений физико-химической кинетики,
- система многогрупповых уравнений переноса селективного теплового излучения,
- уравнения модели турбулентного смешения.

С целью практической реализации численного интегрирования весьма сложной системы сопряженных нелинейных уравнений в частных производных, к тому же – в трех пространственных переменных и, что принципиально важно – при наличии областей пограничных слоев с большими градиентами искоемых функций, для решения задачи интегрирования каждого из отмеченных блоков уравнений необходимо применять специальные численные процедуры. Поясним специфику уравнений каждой из выделенных групп.

Систему газодинамических уравнений составляют уравнения неразрывности смеси газов и усредненные по Рейнольдсу с использованием гипотезы Буссинеска уравнения Навье–Стокса

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

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \Pi_{x,eff}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \Pi_{y,eff}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \Pi_{z,eff}, \quad (1.4)$$

где компоненты тензора вязких напряжений выражаются следующим образом:

$$\Pi_{x,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right],$$

$$\Pi_{y,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right],$$

$$\Pi_{z,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right],$$

$u, v, w$  – проекции вектора скорости потока  $\mathbf{V}$  на оси прямоугольной декартовой системы координат  $x, y, z$ ;  $p, \rho, T$  – давление, плотность и температура газа;  $\mu, \lambda, \mu_t, \lambda_t, \mu_{eff} = \mu + \mu_t, \lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$  – молекулярная, турбулентная и эффективная вязкость и теплопроводность.

Вторую группу составляют уравнения сохранения энергии поступательных степеней свободы частиц газа и колебательных степеней свободы молекул  $O_2, CO$  и  $CO_2$ , а также уравнений неразрывности для каждой компоненты смеси газов

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \text{div} \left( \lambda_{eff} \text{grad} T - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \mathbf{J}_i - \mathbf{q}_R \right) + \frac{dp}{dt} + \Phi_\mu + Q_{vib} - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i, \quad (1.5)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \operatorname{div} \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (1.6)$$

$$\frac{d\rho e_{v,m}}{dt} + \rho e_{v,m} \operatorname{div}(\mathbf{V}) = \operatorname{div}(-\mathbf{J}_m e_{v,m}) + \dot{e}_{v,m}, \quad m = 1, 2, \dots, N_V, \quad (1.7)$$

где  $T$  – температура поступательных степеней свободы;  $\mu, \lambda$  – коэффициенты вязкости и теплопроводности,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$ ;  $Y_i = \rho_i / \rho$  – массовая доля  $i$ -й компоненты течения;  $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$ ,  $c_{p,i}, h_i$  – удельная теплоемкость поступательных и вращательных степеней свободы при постоянном давлении и удельная энтальпия  $i$ -й компоненты течения;  $D_i$  – эффективный коэффициент диффузии  $i$ -й компоненты течения;  $\rho_i, \mathbf{J}_i$  – плотность и массовый диффузионный поток  $i$ -й компоненты течения;  $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \operatorname{grad} Y_i$ ;  $N_s$  – число компонент смеси газов (С, О, С<sub>2</sub>, О<sub>2</sub>, СО, СО<sub>2</sub>);  $e_{v,m}$  – удельная колебательная энергия  $m$ -й колебательной моды  $i$ -й компоненты течения (учитываются колебательные моды молекул О<sub>2</sub> и СО, а также три колебательных моды молекулы СО<sub>2</sub> – деформационная, симметричная и анти-симметричная);  $\dot{e}_{v,m}$  – скорость изменения удельной колебательной энергии в  $m$ -й колебательной моде;  $Q_{vib}$  – суммарный тепловой эффект процессов колебательной релаксации, определяемый при решении системы уравнений (1.7);  $\rho_{i(m)}$  – плотность  $i$ -й компоненты течения, имеющей  $m$ -ю колебательную моду;  $e_{v,m}^0 = e_{v,m}(T_V = T)$  – равновесная удельная энергия колебаний  $m$ -й моде  $i$ -й компоненты течения;  $T_{V,m}$  – температура в  $m$ -й колебательной моде  $i$ -й компоненты течения, диссипативная функция

$$\Phi_\mu = \mu_{eff} \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1.8)$$

Непосредственную связь первой и второй группы уравнений осуществляют термическое и калорическое уравнения состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T = \rho R_0 T \sum_i^{N_s} \frac{Y_i}{M_i} \quad (1.9)$$

$$e = \int_{T_0}^T c_v dT + e_0 \quad (1.10)$$

где  $R_0 = 8.314 \times 10^7$  эрг/(К · моль) – универсальная газовая постоянная,  $e_0$  – внутренняя энергия при некоторой температуре  $T_0$  (определяемой в термодинамических базах данных по-разному, например,  $T_0 = 273$  К),  $M_i$  – молекулярный вес  $i$ -й компоненты газовой смеси. Заметим, что в задачах физической газовой динамики уравнения типа (1.6) относят к классу уравнений химической кинетики, а уравнения (1.7) – к классу уравнений физической кинетики.

С учетом того, что колебательное возбуждение молекул может отличаться от равновесного, удельная внутренняя энергия может быть записана в виде (с учетом линейности трехатомной молекулы СО<sub>2</sub>)

$$e_i = \frac{3}{2} R_i T + R_i T + R_i \sum_m \frac{\theta_{m(i)}}{\exp\left(-\frac{\theta_{m(i)}}{T_{V,m(i)}}\right) - 1} \quad (1.11)$$

где, предполагается, что используется межъядерный потенциал вида гармонического осциллятора. Здесь  $\theta_{m(i)}$  – характеристические колебательные температуры, определяющие специфическую колебательную энергию для каждой моды,  $R_i$  – молекулярная газовая постоянная.

В уравнениях (1.5)–(1.7) использовались следующие соотношения

$$\dot{e}_{v,m} = \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m}^0 - e_{v,m}}{\tau_m} - Q_{CV}^m, \quad (1.12)$$

$$e_{v,m} = \frac{R_0 \theta_m}{M_{i(m)} [\exp(\theta_m/T_{v,m}) - 1]}, \quad (1.13)$$

где уравнение (1.12) выражает скорость изменения удельной колебательной энергии в  $m$ -й колебательной моде за счет колебательно-поступательной (VT) релаксации и за счет химических реакций (CV),  $\tau_m$  – время колебательной релаксации молекулы в заданной колебательной моде.

В соответствии с адиабатической теорией характерное время столкновений частиц  $\tau_c$  должно заметно превышать характерный период колебаний молекул  $\tau_v$ . Однако в работе [17] показано, что при высоких температурах ( $T > 10\,000$  К) это условие не выполняется, поскольку время между столкновениями становится настолько малым, что  $\tau_c/\tau_v \sim 1$ . Отклонение от условий адиабатической теории приводит к неверному занижению времени колебательной релаксации. Это явилось причиной введения Парком [18] ограничения снизу на время VT-релаксации. Поэтому время VT-релаксации  $\tau_{VT,i}$  рассчитывалось по рекомендациям Милликена и Вайта [19] с поправкой Парка, ограничивающей величину  $\tau_{VT,i}$  снизу

$$\tau = \tau_{VT} + \frac{1}{N_i \sigma_V \sqrt{8kT/(\pi M_m)}}, \quad \sigma_V = \sigma'_V (50000/T)^2 \quad (1.14)$$

$$p\tau_{VT} = \exp[A_{VT}(T^{-1/3} - B_{VT}) - 18.42] \quad (1.15)$$

$$A_{VT} = 0.00116\mu^{0.5}\theta_V^{1.333}, \quad B_{VT} = 0.015\mu^{0.25}. \quad (1.16)$$

$$\sigma'_V = 3 \times 10^{-17} \text{ см}^2.$$

Определение парциальных времен релаксации позволяет задать время колебательной релаксации для данной колебательной моды в смеси газов:

$$\tau_m = \left( \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\tau_{m,i}} \right)^{-1} \quad (1.17)$$

Изменение колебательной энергии за счет протекания химических реакций учитывалось по простой модели:

$$Q_{CV}^m = e_{v,m} \frac{1}{2} (\dot{w}_{i(m)} - |\dot{w}_{i(m)}|), \quad (1.18)$$

где предполагалось, что уменьшение колебательной энергии в  $m$ -й моде в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  пропорционально объемной скорости исчезновения молекул, имеющих эту колебательную моду.

Диффузионный перенос энергии колебательного возбуждения молекул учитывался за счет их диффузии, т.е. плотность потока колебательной энергии за счет диффузии определялась по формуле

$$e_{i,m} \mathbf{J}_{D_{v,i}} = -e_{i,m} \rho D_{v,i} \text{grad } Y_i \quad (1.19)$$

где  $D_{v,i}$  – эффективный коэффициент диффузии энергии колебательного возбуждения, который принимался равным эффективному коэффициенту диффузии, равному сумме коэффициентов молекулярной диффузии и турбулентной диффузии  $D_{v,i} = D_i + D_t$ .

Использованные модели химической кинетики многокомпонентной смеси газов формулировались в каноническом виде для каждой химической реакции (полный набор учитываемых химических реакций приведен в [16])

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j], \quad n = 1, 2, \dots, N_r, \quad (1.20)$$

тогда скорость образования  $i$ -й компоненты в  $n$ -й химической реакции записывается в виде

$$\left(\frac{dX_i}{dt}\right)_n = k_{f,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_j^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_j^{N_s} X_j^{b_{j,n}} = (b_{i,n} - a_{i,n})(S_{f,n} - S_{r,n}) \quad (1.21)$$

где  $a_{i,n}$ ,  $b_{i,n}$  – стехиометрические коэффициенты  $n$ -й химической реакции;  $X_i$  – объемно-молярная концентрация  $i$ -й компоненты;  $[X_j]$  – химические символы реагентов и продуктов химических реакций;  $N_r$  – число химических реакций;  $S_{f,n}$ ,  $S_{r,n}$  – скорости прямой и обратной реакции;  $k_{f,n}$ ,  $k_{r,n}$  – константы скоростей прямых и обратных реакций.

Массовая скорость образования  $i$ -й компоненты в единице объема определяется следующим образом:

$$\dot{w}_i = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n})(S_{f,n} - S_{r,n}), \frac{\Gamma}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \quad (1.22)$$

Из (1.21) следует, что для вычисления массовой скорости образования  $i$ -й компоненты необходимо определить константы скоростей прямой и обратной реакций для каждой из  $N_r$  реакций. Указанные константы аппроксимировались обобщенной аррениусовской зависимостью

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \quad (1.23)$$

где  $A_{f(r),n}$ ,  $n_{f(r),n}$ ,  $E_{f(r),n}$  – аппроксимирующие коэффициенты для констант скоростей прямой ( $f$ ) и обратной ( $r$ ) химических реакций;  $T$  – температура поступательных степеней свободы. В рамках используемой модели температура вращательного движения считается равной температуре поступательного движения,  $k$  – постоянная Больцмана,  $n$  – номер химической реакции в кинетической модели. Условие квазинейтральности использовалось для нахождения молярных концентраций электронов.

Использовалась модель каталитической поверхности, в соответствии с которой массовые доли компонент смеси  $(Y_i)_w$  находились из условия термодинамического равновесия. Температура поверхности либо задавалась постоянной, либо вычислялась с использованием условия

$$\varepsilon \sigma T_w^4 = Q_w, \quad (1.24)$$

где  $\varepsilon$  – степень черноты поверхности ( $\varepsilon = 0.8$ );  $\sigma = 5.67 \times 10^{-12}$  Вт/(см<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>) – постоянная Стефана–Больцмана;  $q_w$  – плотность теплового потока, падающего на обтекаемую поверхность.

Решение уравнений физической (1.7) и химической (1.6), (1.21) кинетики позволяет модифицировать константы скоростей диссоциации молекулярных компонент с использованием модели Тринора–Мэрроуна [20]. Используемые в расчетах константы скоростей диссоциации  $k_f = k_D$  подвергались модификации с целью учесть термическую неравновесность молекул

$$k_D(T, T_V) = k_D(T) Z(Q_T, Q_V, Q_m), \quad (1.25)$$

$$Z(Q_T, Q_V, Q_m) = \frac{Q(T) Q(T_m)}{Q(T_V) N}, \quad (1.26)$$

где  $N$  – число колебательных уровней, рассчитываемое как

$$N = \left[ \frac{D_0}{\Delta E_V} \right],$$

где  $\Delta E_V$  – разница энергии между двумя последовательными уровнями (остается постоянной в рамках модели гармонического осциллятора).

Статистические суммы рассчитываются по соотношениям

$$Q_{T_*} = \frac{1 - e^{-D_0/T_*}}{1 - e^{-\theta_V/T_*}} e^{-\theta_V/2T_*}, \quad T_* = T, T_V, \quad (1.27)$$

$$Q_m = \frac{\theta_V}{D_0} \frac{1 - e^{-D_0/T_m}}{1 - e^{-\theta_V/T_m}} e^{-\theta_V/2T_m}, \quad T_m = \frac{T \cdot T_V}{T - T_V}. \quad (1.28)$$

Переносные, термодинамические и теплофизические характеристики задавались следующим образом. Расчет переносных свойств многокомпонентного газа (вязкости, теплопроводности и коэффициентов диффузии) выполняется в первом приближении теории Чепмена–Энскога [21, 22]

$$\mu_i = 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{г/см} \cdot \text{с}, \quad \lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{эрг/см} \cdot \text{К}, \quad (1.29)$$

где  $\sigma_i$  – эффективный диаметр столкновений, Å;  $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$  – интеграл столкновений;  $T_i = kT/\varepsilon_i$ ;  $\varepsilon_i/k$  – параметр, характеризующий глубину потенциальной энергии взаимодействия частиц  $i$ -го типа, а также с использованием приближенных комбинаторных соотношений Манна–Брокера и Уилки [23, 24], позволяющих рассчитывать необходимые для вычислительной модели свойства

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

$$D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_s} (x_j / D_{i,j})}, \quad D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j}} \frac{1}{\rho \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}, \quad \text{см}^2 / \text{с}. \quad (1.30)$$

Интегралы столкновений вычисляются по аппроксимациям, предложенным Н.А. Анфимовым [25]

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1.074 T_{i,j}^{-0.1604}, \quad (1.31)$$

где функции, определяющие столкновения двух частиц, определяются по так называемым комбинаторным формулам

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j). \quad (1.32)$$

На начальной стадии интегрирования полной системы уравнений использовалась модель совершенного газа, в соответствии с которой:

$$\gamma = c_p / c_v = 1.15, \quad c_v = \frac{R_0}{(\gamma - 1)M}, \quad \mu = \frac{1.384 \times 10^{-4}}{274 + T} \left( \frac{T}{273} \right)^{1.5} \quad \text{г/(см} \times \text{с)}, \quad (1.33)$$

$$\lambda = \mu c_p / \text{Pr}, \quad \lambda_t = \mu_t c_p / \text{Pr}_t, \quad \text{Pr} = 0.7, \quad \text{Pr}_t = 1.0.$$

Для определения плотности радиационного теплового потока на поверхности спускаемого аппарата выполнялось интегрирование многогруппового уравнения переноса селективного теплового излучения. Уравнение переноса излучения формулировалось в общем виде для нерассеивающей среды относительно спектральной интенсивности излучения

$$\Omega \frac{\partial J_\omega(\mathbf{r}, \Omega)}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) = j_\omega(\mathbf{r}) \quad (1.34)$$

После нахождения спектральной интенсивности излучения рассчитывались вектор плотности интегрального радиационного теплового потока и его дивергенция (которая характеризует объемный энергетический баланс теплового излучения)

$$\mathbf{q}_r = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta\omega_{\text{gr}}} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\omega = \int_{\Delta\omega_{\text{gr}}} \mathbf{q}_{r,\omega}(\mathbf{r}) d\omega, \quad \mathbf{q}_{r,\omega}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\Omega, \quad (1.35)$$

где  $\kappa_\omega(\mathbf{r})$ ,  $j_\omega(\mathbf{r})$  – спектральный коэффициент поглощения и испускания, который вычисляется при локальном термодинамическом равновесии с использованием закона Кирхгоффа

$$j_\omega(\mathbf{r}) = \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_{b,\omega}(\mathbf{r}), \quad (1.36)$$

$J_{b,\omega}(\mathbf{r})$  – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки пространства;  $\mathbf{\Omega}$  – единичный вектор;  $\Delta\omega_{tot}$  – спектральный диапазон теплового излучения (в данной работе 1000–200000  $\text{см}^{-1}$ ).

Важной характеристикой радиационного нагрева спускаемого аппарата является кумулятивная функция, определяемая для каждой элементарной площадки на его поверхности по следующей формуле:

$$Q_{r,\Delta\omega} = \int_{\omega_{\min}}^{\omega} q_{r,\omega} d\omega, \quad (1.37)$$

где  $q_{r,\omega} = (\mathbf{q}_{r,\omega} \cdot \mathbf{n})$  – плотность спектрального потока теплового излучения на элементарной площадке с нормалью  $\mathbf{n}$ . Величина  $Q_{rad}$  дает представление о доле полного радиационного теплового потока, падающего на поверхность в спектральном диапазоне  $[\omega_{\min}, \omega]$ . При  $\omega = \omega_{\max} = 200000 \text{ см}^{-1}$   $Q_{rad}$  отвечает полному (интегральному) тепловому потоку.

Практическая реализация изложенной вычислительной процедуры сводится к использованию так называемой групповой модели спектрального переноса, когда полный спектральный диапазон  $[\omega_{\min} - \omega_{\max}]$  разбивается на  $N_g$  неоднородных спектральных участков меньшей размерности (в рассматриваемом случае  $N_g = 99$ ), в пределах каждого из которых все спектральные функции полагаются независимыми от длины волны. Особо обратим внимание на то, что дифференциальное уравнение (1.34) численно интегрируется вдоль достаточно большого числа лучей, испущенных с поверхности. Для повышения вычислительной эффективности этой процедуры вместо решения задач определения координат пересечения испущенного луча с границами элементарных вычислительных объемов в трехмерном случае используется алгоритм квази-случайной выборки, предложенный в [26].

Как уже отмечалось, четвертую группу уравнений составляют уравнения алгебраических моделей турбулентного смешения, многократно тестированных при решении задач практической важности [27]. Использовались две алгебраические модели турбулентности, неоднократно апробированные в работах по анализу турбулентных пограничных слоев. В первой из них, в модели смешения Прандтля [9], турбулентная вязкость определяется по феноменологическому соотношению

$$\mu_t = \rho L_m^2 |\Omega|, \quad (1.38)$$

где  $L_m$  – длина смешения Прандтля;  $|\Omega|$  – функция завихренности скорости,

$$|\Omega| = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2},$$

где, в общем случае пограничного слоя у криволинейной поверхности, под  $u, v, w$  следует понимать локальные скорости вдоль и по нормали к поверхности. При этом используется двухслойная модель, в соответствии с которой длина пути смешения Прандтля определяется по формуле

$$L_m^{in} = \chi y \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right], \quad \text{при} \quad \frac{y}{\delta} < 0.2, \quad (1.39)$$

$$L_m^{out} = 0.085\delta, \quad \text{при} \quad \frac{y}{\delta} > 0.2,$$

где

$$y^+ = \frac{y}{v_w} u_\tau = \frac{y}{\mu_w} \rho_w u_\tau = \frac{y}{\mu_w} \sqrt{\rho_w \tau_w} = y \sqrt{\frac{\rho_w}{\mu_w} \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w;$$

$\delta$  – толщина динамического пограничного слоя;  $\chi = 0.4$  – эмпирическая константа Кармана [10];  $A^+ = 26$ ;  $v_w$  – кинематическая вязкость вблизи поверхности.



В модели Болдуина–Ломакса [7, 8], также рассматривается двухслойная структура турбулентного пограничного слоя. Во внутреннем, прилегающем к поверхности слое

$$\mu_{t,in} = \rho(\chi y D)^2 |\Omega| = \rho \left\{ \chi y \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right] \right\}^2 |\Omega| \quad (1.40)$$

где  $D$  – демпфирующая функция Ван-Дрифта.

Во внешнем слое

$$\begin{aligned} \mu_{t,out} &= K C_{cp} \rho F_{wake} F_{kleb}(y) \\ F_{kleb}(y) &= \left[ 1 + 5.5 \left( y \frac{C_{kleb}}{y_{max}} \right)^6 \right]^{-1}, \quad C_{kleb} = 0.3, \\ F_{wake} &= y_{max} F_{max}, \quad F(y) = y |\Omega| D, \end{aligned} \quad (1.41)$$

где  $K = 0.018$ ,  $C_{cp} = 1.6$ ;  $y_{max}$  – определяется локальной координатой нормальной к поверхности  $y$ , где  $|\Omega|$  достигает своего максимума, а  $F_{max} = F(y_{max})$ .

Турбулентная вязкость находится из соотношения

$$\begin{aligned} \mu_{t,in}, \quad y &\leq y_{cross} \\ \mu_{t,out}, \quad y &> y_{cross}, \end{aligned}$$

где  $y_{cross}$  – координата  $y$ , при которой  $\mu_{t,in} = \mu_{t,out}$  (первый раз по мере увеличения  $y$ ).

Уже неоднократно отмечалось в [6, 9, 28, 29], что использование алгебраических моделей турбулентности совместно с полной моделью Навье–Стокса сталкивается с рядом проблем, которые отсутствуют при решении задачи в классической погранслоевой постановке. В случае пространственного обтекания поверхности спускаемого аппарата не во всех точках вблизи поверхности удастся формально выделить область пограничного слоя (например, в окрестности критической линии тока). Поэтому при практической реализации алгебраических моделей турбулентности анализировались распределения турбулентной вязкости по локальной нормали к поверхности и не допускалось наличия осцилляций этой функции после достижения локального максимума. Подробно этот алгоритм рассмотрен в работе [28].

Отметим еще один аспект алгебраических моделей турбулентности, основанных на использовании  $|\Omega|$  как определяющей функции структуры векторного поля скоростей. Сравнение этой функции в окрестности критической линии тока и в области развитого течения у лобовой поверхности (в особенности над подветренной стороной лобового щита) показывает на их различие более, чем на два порядка. Использование алгебраических моделей в области критической линии тока практически не вносит никаких изменений в численное решение, поскольку предсказываемая турбулентная вязкость оказывается заметно меньше, чем молекулярная вязкость. В противоположность к этому, над подветренной стороной лобового щита величина  $|\Omega|$  становится настолько значительной, что рассчитываемая турбулентная вязкость превосходит молекулярную вязкость более, чем на 2 порядка. Таким образом, несмотря на то, что в данной модели не анализируется и не задается критическое число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода, в численном решении такая область получается автоматически в зависимости от величины  $|\Omega|$ . Конечно, такой эффект применения алгебраических моделей не стоит трактовать как автоматическое определение зоны ламинарно-турбулентного перехода. Тем не менее многочисленные примеры использования алгебраических моделей турбулентности без введения критического числа Рейнольдса показывают на достаточно хорошее описание экспериментальных данных. При этом ничто не мешает заданию критического числа Рейнольдса для более детального описания экспериментальных данных [28]. Кстати, оценка критического числа Рейнольдса для одной из характерных траекторных точек дает  $Re_\tau \sim 10^6$ .

В качестве граничных условий для системы уравнений (1.1)–(1.5) использовались условия в невозмущенном набегающем потоке (см. табл. 1), условия прилипания на поверхности и условия Дирихле в выходном сечении расчетной области, где течение всегда было сверхзвуковым.

**Таблица 1.** Траекторные параметры СА MSL

$t$ , с	$H$ , км	$V_\infty$ , см/с	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$T_\infty$ , К	$\alpha$ , град	$M$
45.1	59.3	$5.866 \times 10^5$	$0.265 \times 10^{-7}$	85.7	16.0	30.0
61.5	38.8	$5.660 \times 10^5$	$0.270 \times 10^{-6}$	157.0	15.7	28.4
74.0	25.8	$4.862 \times 10^5$	$0.144 \times 10^{-5}$	169.8	16.1	23.5
80.5	20.8	$4.133 \times 10^5$	$0.186 \times 10^{-5}$	178.9	16.4	19.5
84.7	18.6	$3.633 \times 10^5$	$0.233 \times 10^{-5}$	182.7	16.6	16.9

## 2. АЛГОРИТМЫ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПОЛНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

При решении системы уравнений Навье–Стокса использовался явный алгоритм интегрирования, а для решения задачи о распаде произвольного разрыва на гранях расчетных ячеек применялся алгоритм AUSM [30].

Система уравнений сохранения энергии поступательных и колебательных степеней свободы интегрировалась с использованием неявного конечно-разностного метода. На каждом итерационном шаге по времени, вплоть до получения установившегося решения, решалась система 7-ми точечных конечно-разностных уравнений с использованием алгоритмов нижней и верхней релаксации (выбор релаксационных коэффициентов производился в процессе счета) с прогонками по координатным линиям.

При переходе с одного итерационного слоя на другой рассчитывались термодинамические и теплофизические данные, включая расчет по формулам алгебраических моделей турбулентности.

В расчетах учитывались 6 компонент диссоциированной двуокиси углерода ( $C$ ,  $O$ ,  $C_2$ ,  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ), 28 химических реакций и 5 колебательных мод молекул  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ . Все необходимые для расчета константы брались из работы [16].

Расчеты радиационного теплообмена проводились с использованием компьютерного кода ASTEROID [31], который позволяет определять спектральные оптические свойства нагретых газов и низкотемпературной плазмы в диапазоне температур 1000–20000 К в широком спектральном диапазоне от вакуумного ультрафиолета до дальней инфракрасной области. Групповые радиационные функции, в частности плотность радиационного потока на поверхности, определялись усреднением спектральных функций в пределах элементарных спектральных диапазонов (спектральных групп). Оптические свойства двуокиси углерода в инфракрасной области спектра рассчитывались с использованием данных [32].

Плотность суммарного теплового потока к обтекаемой поверхности определялась по формулам:

$$Q_w = Q_{w,tot} + Q_{rad},$$

$$Q_{w,tot} = Q_{w,hc} + Q_{dif} = -\lambda \text{grad} T - \rho \sum_i^{N_s} h_i D_i \text{grad} Y_i$$

$$Q_{rad} = \sum_{g=1}^{N_g} Q_{rad,g} = \sum_{g=1}^{N_g} \int_g q_{r,\omega} d\omega.$$

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились для условий в набегающем потоке, представленных в табл. 1 [1]. На исследуемом, наиболее теплонапряженном участке траектории, число Маха полета падает от 30 до 17. Наиболее интенсивный нагрев наблюдается на 74 с активной фазы торможения, а наибольшее давление в сжатом слое достигается при  $t = 80.5$  с. Конфигурации полей газодинамических функций подобны для разных траекторных точек. Общая закономерность их изменения заключается в том, что на наибольшей высоте в сжатом слое в большей степени проявляются эффекты

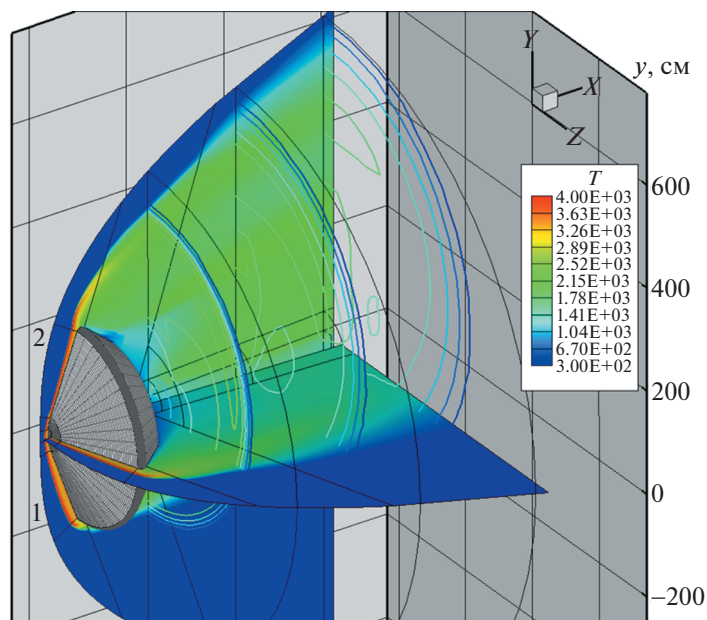


Рис. 1. Поле температуры в окрестности СА MSL при  $t = 74$  с.

физико-химической неравновесности. По мере торможения и достижения более плотных слоев атмосферы термализация газа наступает заметно быстрее.

Для примера проанализируем поля газодинамических функций вблизи спускаемого аппарата для момента времени  $t = 74$  с.

На рис. 1 и 2 показаны распределения температуры поступательных степеней свободы и продольной скорости потока. На этих же рисунках приведена поверхностная сетка, использованная в расчетах. Заметим, что несмотря на то, что узлы расчетной сетки весьма подробно располагаются на поверхности и, в особенности, на участках поверхности с наибольшей кривизной (где ожидается относительно большая интенсивность нагрева), задание подробной сетки по нормали к поверхности делает соотношение сторон элементарных вычислительных ячеек не совсем благоприятным для численного решения. Это вызывает необходимость тщательного контроля получаемого численного решения посредством дополнительных численных экспериментов.

На рис. 1 и 2 хорошо видны важные для решаемой задачи структурные особенности решения. Наветренная и подветренная области течения у лобового аэродинамического щита обозначены цифрами 1 и 2. Местоположение критической линии тока, от которой начинается растекание газа в сжатом слое по всем направлениям, показано на рис. 2 стрелкой. В окрестности критической линии тока течение газа в сжатом слое дозвуковое. По мере растекания газа вдоль лобовой поверхности скорость увеличивается и становится сверхзвуковой кроме непосредственной близости к поверхности, где оно остается дозвуковым. Видно, что толщина сжатого слоя у наветренной стороны лобового щита значительно превосходит толщину сжатого слоя над подветренной стороной, где поток уже разгоняется до больших сверхзвуковых скоростей. Сочетание указанных свойств сжатого слоя хорошо объясняет факт различия в этих областях по порядку величины функции вихря скорости  $|\Omega|$ , которая, как отмечалось выше, является основной газодинамической функцией, определяющей интенсивность турбулентного смешения в пристеночном пограничном слое. Заметим также, что над подветренной стороной наблюдаются большие температурные градиенты (см. рис. 1). Все сказанное во многом объясняет интенсификацию теплообмена над подветренной стороной обтекаемой поверхности.

Структура течения в следе (область 3 на рис. 2) и в зоне образующегося вихревого течения (область 4 на рис. 2), конечно, не оказывает явного влияния на поле течения у лобовой поверхности. Однако указанные две области являются важными для предсказания плотности радиационного теплового потока на задней поверхности спускаемого аппарата. Видно, что в следе температура газа остается весьма высокой, порядка 2000–2500 К. При этом горячая излучающая область имеет очень большие размеры. Это приводит к тому, что задняя поверхность греется излучением не

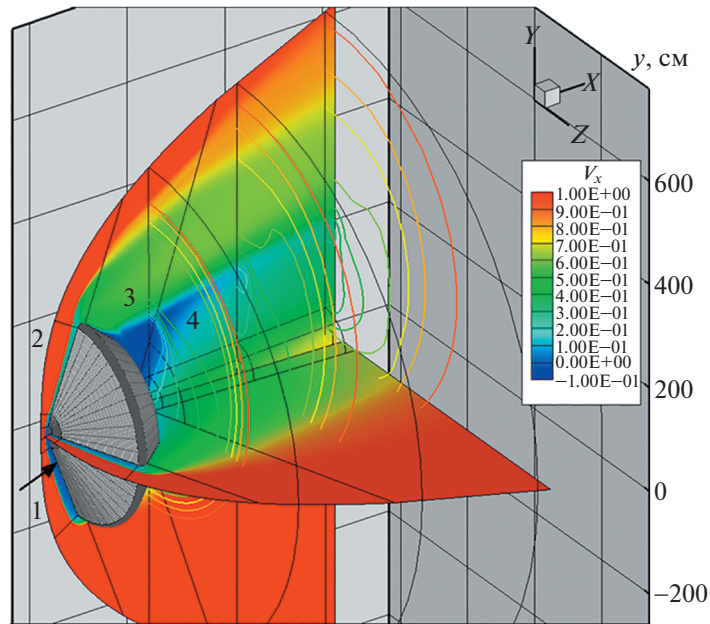


Рис. 2. Поле продольной скорости  $V_x = u/V_\infty$  в окрестности CA MSL при  $t = 74$  с.

только от близлежащих к поверхности слоев, но и от объемов нагретого газа на расстоянии десятков метров. Вопрос об ограничении размеров расчетной области нагретого газа в следе исследовался ранее [16]. Показано, что в типичных условиях марсианского входа необходимо производить расчет вплоть до  $\sim 10\text{--}20$  м от поверхности. Добавим, что используемая модель расчета переноса селективного теплового излучения, основанная на интегрировании уравнения переноса излучения вдоль большого числа лучей, испускаемых с поверхности, позволяет учесть реабсорбцию, которая в большей степени проявляется в относительно низкотемпературных слоях газа (например, вблизи поверхности).

На рис. 3 и 4 показаны поля массовых концентраций  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ . Именно эти две газовые компоненты играют наибольшую роль в лучистом нагреве лобовой и задней поверхностей. Распределение концентраций этих элементов вблизи обтекаемой поверхности также принципиально важно для определения диффузионных составляющих полных конвективных потоков, которые часто превосходят теплопроводностные.

На рис. 3 видно, что набегающий поток двуокиси углерода интенсивно диссоциирует в сжатом слое, особенно у наветренной стороны поверхности. Значительные градиенты массовых долей  $\text{CO}_2$  также наблюдается над подветренной поверхностью. Отметим также значительные вариации массовых долей  $\text{CO}_2$  в отрывной зоне и в следе, что оказывает заметное влияние на интенсивность лучистого теплообмена.

Основным продуктом диссоциации молекул  $\text{CO}_2$  являются молекулы  $\text{CO}$ . На рис. 4 видно образование  $\text{CO}$  в сжатом слое над наветренной и подветренной поверхностями, а также заметные концентрации в следе.

На рис. 5а,б,в показаны главные результаты выполненного исследования – распределения конвективных и интегральных радиационных тепловых потоков вдоль поверхности для траекторных точек  $t = 65, 74, \text{ и } 81$  с. Область лобового щита простирается на этих рисунках от  $\sim -200$  до  $+200$  см, где  $s$  – координата, отсчитываемая вдоль поверхности. На всех трех рисунках хорошо видно, что плотность конвективного теплового потока над подветренной стороной лобового щита в несколько раз превышает плотность потока на наветренной стороне. Данные расчеты подтверждают выводы работы [1] о наличии значительного турбулентного нагрева подветренной поверхности. Более того, наблюдается хорошее количественное согласие с расчетными данными [1], которые показаны на этих рисунках красными кружками. Отметим, что нагрев поверхности за счет диффузионных тепловых потоков является преобладающим.

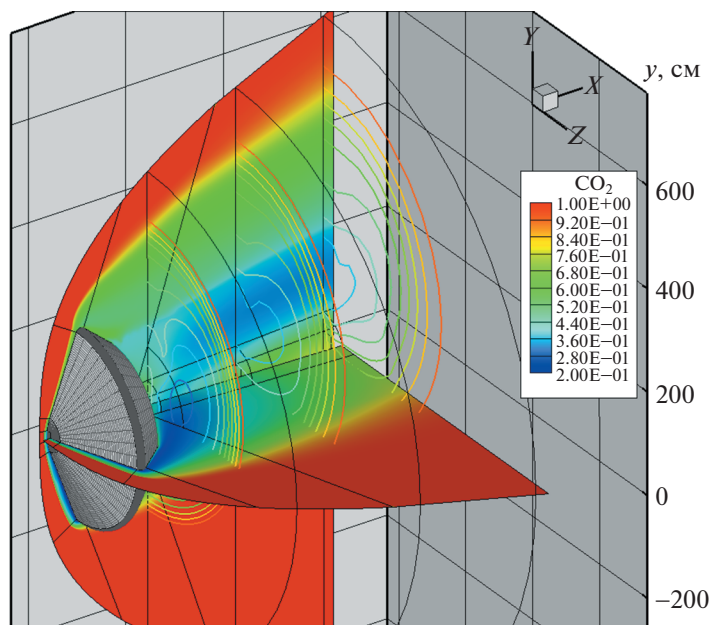


Рис. 3. Поле весовых долей  $\text{CO}_2$  в окрестности CA MSL при  $t = 74$  с.

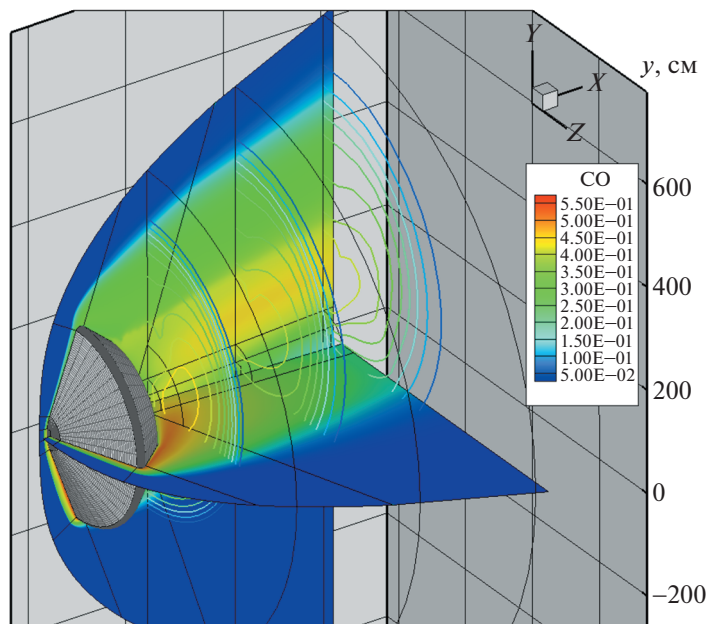
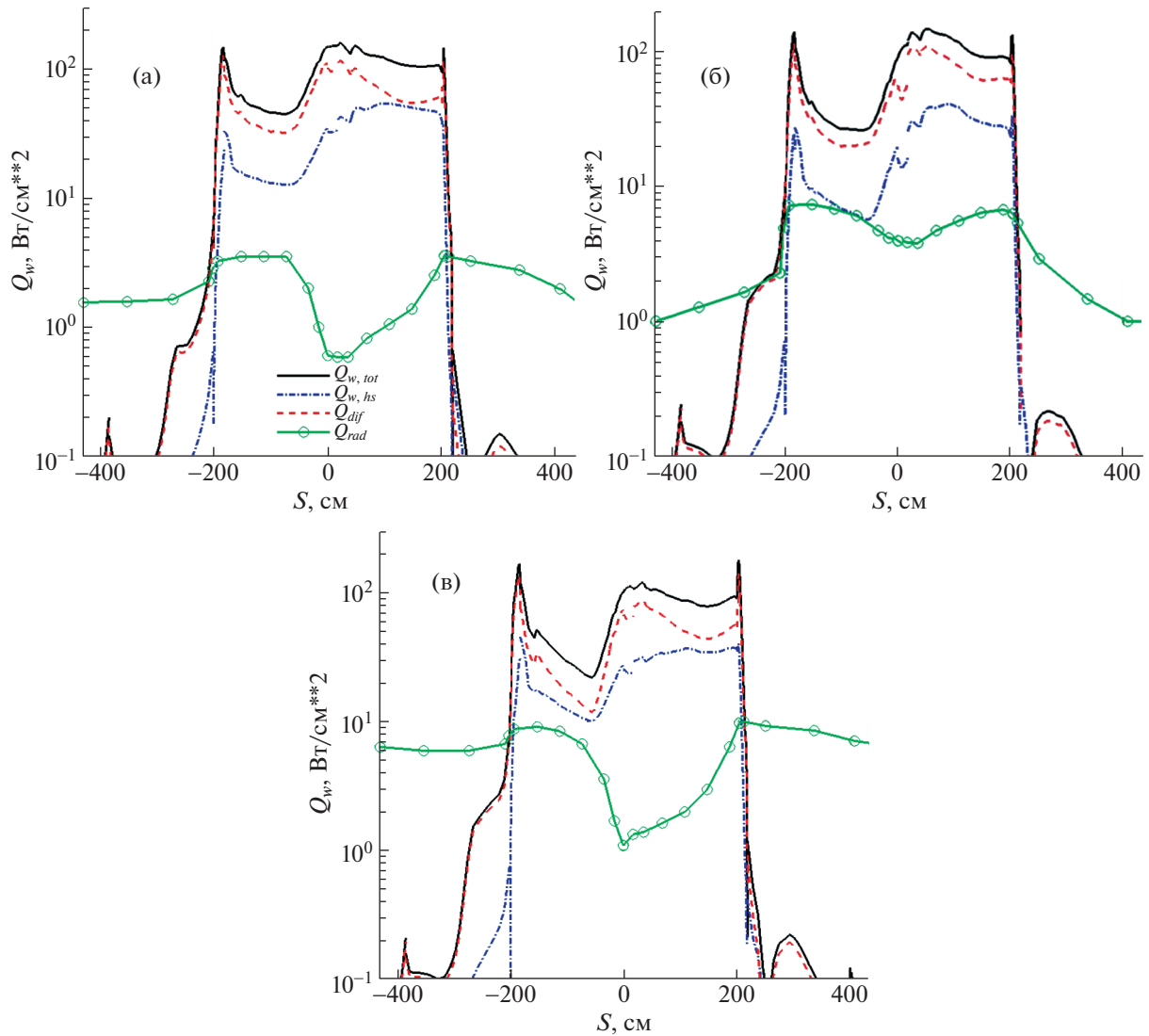


Рис. 4. Поле весовых долей CO в окрестности CA MSL при  $t = 74$  с.

Результаты расчетов, представленных на рис. 5, выполнены при фиксированных температурах поверхности (они указаны в подписях к рисункам). На рис. 6 показаны результаты расчетов плотностей конвективных тепловых потоков при использовании модели равновесно-радиационной температуры поверхности. Изменение плотности конвективного теплового потока по сравнению со случаем задания постоянной температуры (рис. 5б) оказалось незначительным. При этом полученное распределение температуры вдоль поверхности показано на рис. 7.

Расчеты теплообмена с изменяемой температурой были выполнены также с использованием модели смешения Прандтля, см. рис. 8. Получены качественно и количественно подобные результаты, как и для модели Болдуина–Ломакса. Наблюдаются некоторые различия в плотностях

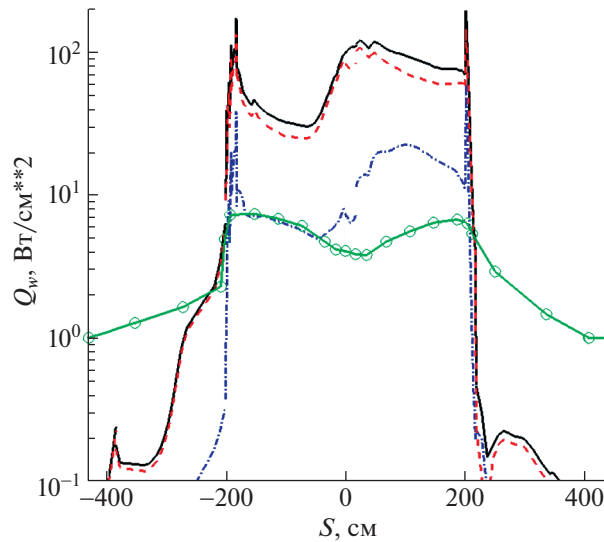


**Рис. 5.** Распределение плотностей конвективного  $Q_{w,tot} = Q_{w,hs} + Q_{dif}$  и интегрального радиационного теплового потока  $Q_{rad}$  вдоль поверхности CA MSL в плоскости симметрии при  $t = 65$  с (а),  $t = 74$  с (б) и  $t = 81$  с (в). Модель турбулентного смешения Болдуина–Ломакса. Постоянная температура лобовой поверхности  $T_w = 1000$  (а), 1500 (б) и 1200 (в) К.

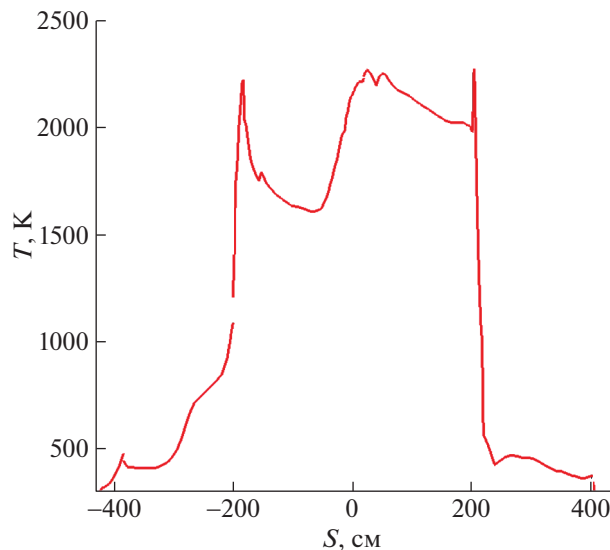
конвективных тепловых потоков для кромки аэродинамического щита. Однако здесь необходимо отметить, что указанная область течения должна быть исследована более тщательно, в том числе, с использованием специально построенных конечно-разностных сеток.

Распределения температур поступательных степеней и колебательных свободы вдоль критической линии тока (рис. 9) для трех последовательных траекторных точек свидетельствуют о быстрой термализации потока за фронтом ударной волны. Конечно, с увеличением высоты полета размеры релаксационной зоны возрастают. Однако для этих точек интенсивность теплового и силового воздействия на обтекаемую поверхность значительно ниже.

На рис. 10 показаны результаты расчетов групповых радиационных тепловых потоков и соответствующих кумулятивных функций в 6 точках на поверхности. На рис. 11 показано распределение точек конечно-разностной сетки вдоль поверхности (от 1-й до 254-й). Среди выделенных прямоугольниками 23 точек на поверхности, в которых проводился расчет интегральных радиационных тепловых потоков, значения которых показаны на рис. 5 и 6, для 6 точек, номера которых также даны на рис. 10, приведены распределения групповых спектральных потоков. Указан-

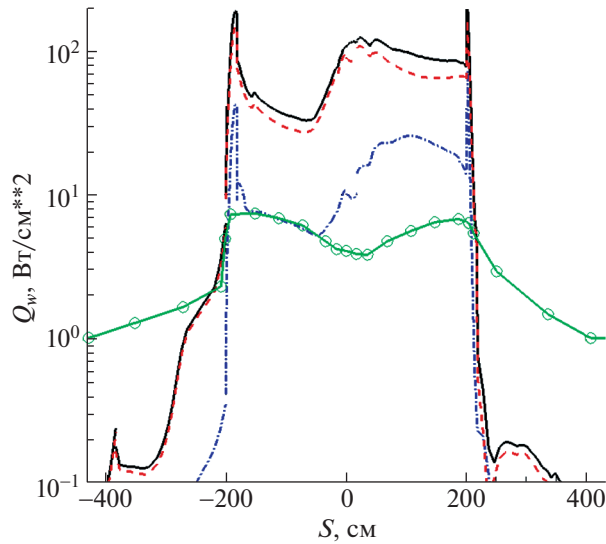


**Рис. 6.** Распределение плотностей конвективного  $Q_{w,tot} = Q_{w,hc} + Q_{dif}$  и интегрального радиационного теплового потока  $Q_{rad}$  вдоль поверхности СА MSL в плоскости симметрии при  $t = 74$  с. Модель турбулентного смешения Болдуина–Ломакса. Равновесно-радиационная температура поверхности.

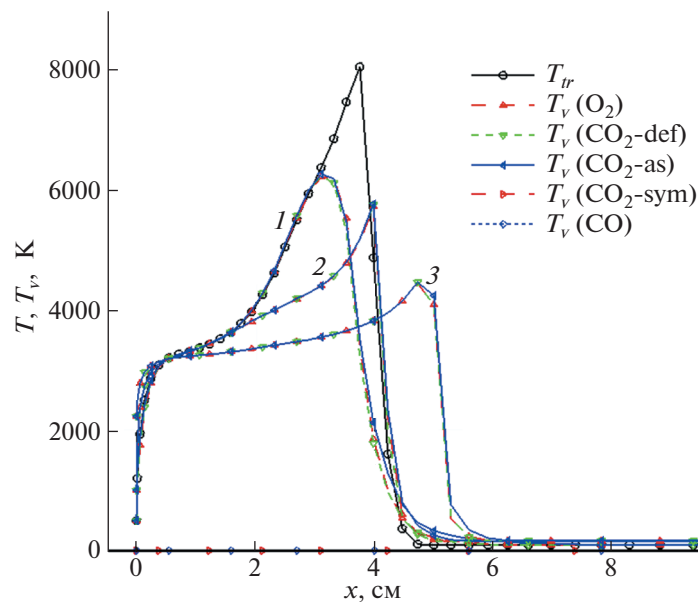


**Рис. 7.** Равновесно-радиационная температура поверхности при  $t = 74$  с.

ные распределения, а также их кумулятивные функции показывают (рис. 10б), что основной радиационный нагрев обусловлен излучением в инфракрасной области спектра. Здесь интенсивно испускают колебательно-вращательные полосы молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ . В видимой области спектра наблюдаются заметно менее интенсивные электронно-колебательные полосы  $\text{CO}$  ( $A^1\Pi - X^1\Sigma^+$ ),  $\text{C}_2$  ( $C^1\Pi_g - A^1\Pi_u$ ,  $d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ,  $D^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ ) и  $\text{O}_2$  ( $B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$ ). Необходимо отметить, что более детальный анализ состава газа вблизи термически разрушаемой поверхности, несомненно, внесет свои коррективы в спектральный состав радиационных тепловых потоков. Тем не менее явление преимущественного нагрева задней поверхности спускаемого аппарата в марсианской атмосфере, установленное в [33], будет наблюдаться с большой степенью достоверности.



**Рис. 8.** Распределение плотностей конвективного  $Q_{w,tot} = Q_{w,hc} + Q_{dif}$  и интегрального радиационного теплового потока  $Q_{rad}$  вдоль поверхности СА MSL в плоскости симметрии при  $t = 74$  с. Модель Прандтля турбулентного смешения. Равновесно-радиационная температура поверхности.



**Рис. 9.** Распределение поступательной и колебательных температур вдоль критической линии тока у поверхности СА MSL при  $t = 45.1$  с (1),  $61.5$  с (2) и  $74$  с (3).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование пространственной радиационно-газодинамической модели NERAT-3D для интерпретации летных данных [1] по тепловой нагрузке на спускаемый аппарат MSL в процессе гиперзвукового торможения в атмосфере Марса подтвердил предположение об интенсификации теплообмена на подветренной стороне аэродинамического щита, которое, вероятнее всего, связано с ламинарно-турбулентным переходом в пристеночном пограничном слое по мере ускорения движения газа вдоль поверхности. Увеличение плотности конвективного теплового потока на подветренной поверхности по сравнению с наветренной стороной достигает 3–4 раз.



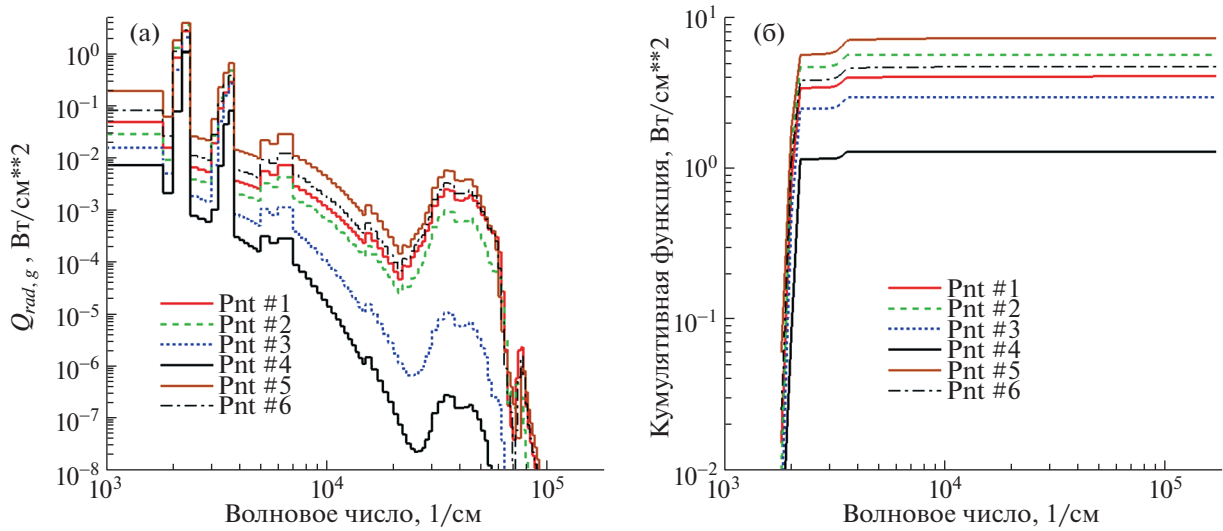


Рис. 10. Спектральное распределение групповых плотностей радиационных тепловых потоков (а) и соответствующих кумулятивных функций (б) в 6 точках на поверхности СА MSL при  $t = 74$  с.

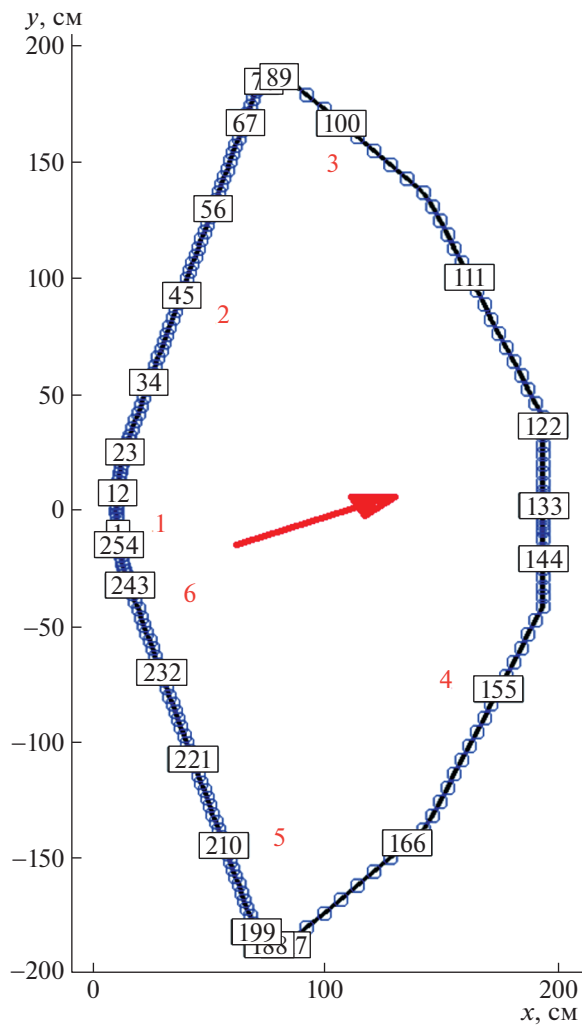


Рис. 11. Координаты точек на поверхности, в которых рассчитывались плотности интегральных радиационных тепловых потоков. Стрелкой показано направление вектора набегающего потока газа.

Расчеты выполнены с учетом неравновесных физико-химических процессов в высокотемпературном сжатом слое с использованием усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье—Стокса совместно с алгебраическими моделями турбулентного смешения Болдуина—Ломакса и Прандтля. Показано хорошее совпадение с расчетными данными [1], полученными с использованием компьютерных кодов LAURA и DPLR, которые, в свою очередь, продемонстрировали удовлетворительное согласие с летными данными по тепловой нагрузке на поверхность лобового щита спускаемого аппарата MSL в процессе спуска в атмосфере Марса.

Расчеты выполнены в приближении постоянной и радиационно-равновесной температуры поверхности.

Для отдельных траекторных точек получены данные по нагреву поверхности спускаемого аппарата селективным тепловым излучением, испускаемым частично диссоциированной двуокисью углерода в окрестности аппарата. Для решения задачи о радиационном нагреве использовался метод интегрирования уравнения переноса излучения вдоль оптических лучей, испускаемых с поверхности. Оптическая модель высокотемпературного газа основана на многогрупповом подходе расчета усредненного по вращательной структуре молекулярного спектра. Показано, что задняя поверхность спускаемого аппарата нагревается тепловым излучением с плотностью потока  $1\text{--}10\text{ Вт/см}^2$ , что значительно превосходит конвективный нагрев.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ государственной регистрации АААА-123021700057-0).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. Planetary Mission Entry Vehicles. NASA SP-20220010761 / By ed K. Parcelo, G. Allen. Version 4. Davies, ELORET Corporation.
3. *Edquist K.T., Dyakonov A.A., Wright M.J., Tang C.-Y.* Aerothermodynamic Design of the Mars Science Laboratory Backshell and Parachute Cone // AIAA. Paper 2009–4078. June 2009.
4. *Cheatwood F.M., Gnoffo P.A.* Users Manual for the Langley Aerothermodynamic Upwind Algorithm (LAURA) // NASA TM-4674, April 1996.
5. *Wright M.J., Candler G.V., Bose D.* Data-Parallel Line Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations // AIAA Journal. 1998. V. 36. № 9. P. 1603–1609.
6. *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.
7. *Baldwin B.S., Lomax H.* Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper 78–0257. 1978. 8 p.
8. *Visbal M., Knight D.* The Baldwin – Lomax Turbulence Model for Two-Dimensional Shock-Wave/ Boundary-Layer Interaction // AIAA J. 1984. V. 22. № 7. P. 921–928.
9. *Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H.* Computational Fluid Mechanics and Heat transfer. 1997. Taylor&Francis. 792 p.
10. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Главная редакция физико-математической литературы. 1974. 711 с.
11. *Суржиков С.Т.* Радиационно-конвективный нагрев марсианского аппарата EDL MSL под углом атаки // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-2/articles/604/>
12. *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.
13. *Surzhikov S.T.* Comparative Analysis of Radiative Aerothermodynamics of Martian Entry Probes // AIAA paper AIAA 2012–2867. 2012. 38 p.
14. *Суржиков С.Т.* Радиационно-конвективный нагрев марсианских зондов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2013. Т. 14. Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2013-14-2/articles/408/>
15. *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.
16. *Суржиков С.Т.* Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. М.: Ин-т проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН. 2013. 706 с.
17. *Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И.* Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры. 1965. 484 с.
18. *Park C.* Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. Wiley-Inter-science Publication. New York: J. Wiley & Son, 1990.

19. *Millikan R.C., White D.R.* Systematic of Vibrational Relaxation // J. of Chemical Physics. 1963. V. 39. № 12. P. 3209–3212.
20. *Treanor C.E., Marrone P.V.* Effect of Dissociation on the Rate of Vibrational Relaxation // Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 9. P. 1022–1026.
21. *Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N.* Transport Phenomena. New York: John Wiley & Sons. Inc, 2007. 920 p.
22. *Гинзбург И.П.* Теория сопротивления и теплопередачи. Л.: Изд-во Ленинградского ун-та, 1979. 375 с.
23. *Svehla R.A.* Estimated Viscosities and Thermal Conductivities of Gases at High Temperatures // NASA TR-R-132. 1962. 26 p.
24. *Wilke C.R.* Diffusional properties of multicomponent gases // Chemical engineering progress. 1950. V. 46. № 2. P. 95–104.
25. *Анфимов Н.А.* Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С. 25–31.
26. *Суржиков С.Т.* Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 543 с.
27. *Землянский Б.А., Лунев В.В., Власов В.И.* и др. Конвективный теплообмен летательных аппаратов. М.: Физматлит, 2014. 330 с.
28. *Суржиков С.Т.* Результаты использования алгебраических моделей турбулентности в рамках RANS-модели нагрева поверхности острой пластины в сверхзвуковом потоке // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 20. Вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-4/articles/890/>
29. *Shang J.S., Scherr S.J.* Navier–Stokes Solution for a Complete Re-Entry Configuration. J. Aircraft. 1986. V. 23. № 12. P. 881–888.
30. *Liou M.-S.* 1996 A Sequel to AUSM: AUSM+ // J. Comput. Phys. V. 129. P. 364–382.
31. *Суржиков С.Т.* Оптические свойства газов и плазмы. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2004. 576 с.
32. *Ludwig C.B., Maltmus W., Reardon J.E. et al.* Handbook of infrared radiation from combustion gases // NASA SP-3080. Washington: Marshal Space Flight Center. 1973.
33. *Gromov V.G., Surzhikov S.T., Charbonnier J.-M.* Convective and Radiative Heating of a Martian Space Vehicle Base Surface // Proceeding of the 4th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. 15–18 Oct. 2001. Capua, Italy. ESA SP-487. 2002. P. 265–269.