

РЕЛАКСАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

С.Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,
Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1*

Аннотация

Рассматривается двумерная радиационно-газодинамическая модель метеорного явления при входе осесимметричного твердого тела с диаметром поперечного сечения 4 см в плотные слои атмосферы Земли на высоте 70 км со скоростью 10÷40 км/с. Модель основана на численном интегрировании двумерных уравнений движения вязкого, теплопроводного, физически и химически неравновесного излучающего газа в осесимметричной постановке. Представлены результаты численного моделирования обтекания метеороида и спектральной излучательной способности нагретого за ударной волной и в следе воздуха. Особое внимание уделяется рассмотрению неравновесных релаксационных процессов колебательного возбуждения двухатомных молекул N_2 , O_2 и NO и связанному с этими процессами особенностями неравновесного излучения из возмущенной течением области. Дается трактовка наблюдательного факта отсутствия в спектрах излучения метеоров спектральных линий многократно ионизованных атомов воздуха.

RELAXATION MODEL OF BOLIDES' SPECTRAL EMISSIVITY

Sergey T. Surzhikov

Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 119526

Two-dimensional numerical simulation radiative gasdynamic model of physically and chemically nonequilibrium flow field around meteoroid entering Earth atmosphere is presented and integrated. Meteoroids of non-spherical form of 4 cm cross-section radius are considered for velocities diapason of 10÷40 km/s at altitude 70 km.

Numerical simulation results for radiative signature of bolides (fireballs) corresponding to meteoroids entering into Earth atmosphere at hyperbolic velocities are presented and analyzed. Nonequilibrium effects of vibrational excitation of diatomic molecules N_2 , O_2 , and NO behind leading shock wave are considered and analyzed from the point of view of their influence on radiation signature. Calculations were performed for air with the use of multigroup spectral model taking into account most significant radiative mechanisms of absorption and emission.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Метеороидом, по определению, называется твердое тело, движущееся в межпланетном пространстве и имеющее размеры меньшие, чем астероиды и значительно большие, чем атомы и молекулы. Принято, что к метеороидам относятся тела размером от ~0.1 мм до ~10 м.

Метеором, по определению, называется видимая часть траектории метеороида при его входе в плотные слои атмосферы Земли. Исключительно яркий метеор называется болидом. Болид иногда называется также огненным шаром, ассоциируемым с разрушительной вспышкой метеороида.

Метеорное явление представляет значительный интерес для современной астрономии и астрофизики, для аэрофизики межпланетных зондов, для аэрономии, а также для фундаментальной физической механики.

В данной работе рассматривается задача о процессах колебательного возбуждения двухатомных молекул воздуха за фронтом сильной ударной волны, возникающей перед метеороидом, а также колебательная релаксация в следе за метеороидом.

Численное решение задачи производится с использованием компьютерной платформы NERAT-ASTEROID, разработанной для изучения метеорных

явлений и аэрофизики спускаемых космических аппаратов [1].

Используемое здесь определение комплекса программ NERAT-ASTEROID, как компьютерной платформы, обусловлено тем, что данный компьютерный код, объединяющий в себе крупные расчетные модули, реализующие разнообразные модели механики сплошной среды, физической и химической кинетики, расчета спектральных оптических свойств и переноса селективного теплового излучения представляет собой некоторую авторскую компьютерную систему, созданную с использованием единых подходов к численному моделированию и к программированию, а также многократно тестируемую при решении широкого класса задач физической механики и аэрофизики. Важной особенностью данной компьютерной платформы является многоблочный принцип построения расчетных областей, что позволяет решать одномерные, двумерные и трехмерные задачи движения вязкого, теплопроводного, химически и физически неравновесного излучающего газа в диапазоне скоростей от гипозвуковых до гиперзвуковых с учетом сильного радиационно-газодинамического взаимодействия для объектов сложной геометрии. Важной особенностью компьютерной платформы NERAT-ASTEROID является многократное тестирование получаемых результатов, проводимое регулярно сравнением с данными

других авторов, с результатами экспериментальных и натурных летных испытаний [1-4,22-24]. И, наконец, данная компьютерная платформа используется для отработки новых моделей физической механики, включая вычислительные модели физической и химической кинетики, квантовой механики, физики газовых разрядов, теории переноса селективного теплового излучения и практики разработки численных методов.

Учет радиационно-газодинамического взаимодействия производится путем явно-неявного интегрирования системы уравнений Навье – Стокса и неразрывности, уравнений сохранения энергии поступательного частиц газа и колебательного движения двух- и трехатомных молекул, уравнений сохранения массы отдельных химических компонент, многогрупповой системы переноса селективного теплового излучения. Уравнение переноса селективного излучения интегрируется в данной работе с использованием метода полумоментов [2].

Все перечисленные блоки расчетной схемы обеспечены электронными базами данных термодинамических, переносных, кинетических и спектральных оптических свойств. Компьютерная подсистема ASTEROID обеспечивает компьютерную платформу спектральными оптическими свойствами газовых смесей сложного химического состава с использованием ab-initio квантово-механических методов.

Главной задаче данной работы является попытка объяснения факта отсутствия в спектрах метеороидов атомных линий двукратно (и выше) ионизованных атомов [5,6], хотя скорости входа метеороидов в плотные слои атмосферы Земли составляют десятки километров в секунду.

Задача решается в рамках модели сплошной среды, поэтому размеры метеороида (диаметр миделевого сечения – 4 см) и высота полета (70 км) выбраны так, чтобы эту модель еще можно было применять, хотя подобные расчеты должны быть также выполнены с использованием DSMC технологии вычисления. Исследуется диапазон скоростей полета $V_\infty = 10 \div 40$ км/с. Исходные данные для решаемой задачи представлены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры воздушной атмосферы на высоте $h = 70$ км

| | |
|--------------------------|---------------------|
| Высота | 0.700E+05 м |
| Температура | 0.220E+03 К |
| Давление | 0.522E+02 эрг/см**3 |
| Давление | 0.392E-01 Торр |
| Плотность | 0.828E-07 г/см**3 |
| Скорость звука | 0.297E+05 см/с |
| Вязкость | 0.144E-03 г/(см*с) |
| Теплопроводность | 0.198E-05 Вт/(см*К) |
| Числовая концентрация | 0.172E+16 1/см**3 |
| Молекулярный вес | 0.290E+02 г/моль |
| Частота столкновений | 0.408E+06 1/с |
| Длина свободного пробега | 0.981E-01 см |

Вычислительная модель учитывает следующие физико-химические процессы:

- неравновесная диссоциация двухатомных молекул;
- обменные химические реакции;
- ассоциативная ионизация;
- ионизация атомов при столкновении с электронами и с тяжелыми частицами;
- реакции обмена зарядом.

Колебательная релаксация двухатомных молекул описывается моделью Ландау – Теллера VT релаксации. Приняты в учет процессы взаимосвязи релаксационных и диссоциационных процессов и диффузия колебательно возбужденных молекул.

2. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Уравнения движения химически и физически неравновесного излучающего газа

1) Уравнения неразрывности и Навье – Стокса

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

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

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

2) Уравнения сохранения массы компонент смеси

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div} \rho_i \mathbf{V} = -\text{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (4)$$

3) Уравнение теплопроводности

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

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

4) Уравнение сохранения колебательной энергии

$$\frac{\partial \rho e_{v,m}}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} e_{v,m}) = \dot{e}_{v,m}, \quad m = 1, 2, \dots, N_V, \quad (6)$$

$$\dot{e}_{v,m} = \text{div} \left[\rho_{i(m)} D_{i(m)} \text{grad}(e_{v,m}) \right] + \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m}^0 - e_{v,m}}{\tau_m} - e_{v,m} \dot{w}_{i(m)}, \quad (7)$$

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

$$e_{v,m}^0 = \frac{R_0 \theta_m}{M_{i(m)} [\exp(\theta_m/T) - 1]}. \quad (8)$$

Учитываются три колебательные моды $N_V = 3$: $m = 1$ для колебательной моды N_2 , $m = 2$ для O_2 , $m = 3$ для NO .

5) Уравнение радиационного переноса

$$\Omega \frac{\partial J_\omega(\mathbf{r}, \Omega)}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) = j_\omega(\mathbf{r}), \quad (9)$$

$$\mathbf{q}_R = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta\omega_{tot}} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\Omega. \quad (10)$$

В случае локального термодинамического равновесия спектральный коэффициент испускания выражается через спектральный коэффициент поглощения и функцию Планка испускания энергии абсолютно черного тела

$$j_\omega(\mathbf{r}) = \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_{b,\omega}(\mathbf{r}). \quad (11)$$

6) Уравнения химической кинетики.

Использование символической записи n -й химической реакции

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j], \quad n = 1, 2, \dots, N_r, \quad (12)$$

позволяет записать скорость изменения мольно-объемной концентрации j -й компоненты в n -й химической реакции в следующем виде

$$\begin{aligned} (dX_j/dt)_n &= k_{f,n} (b_{j,n} - a_{j,n}) \prod_{i=1}^{N_s} X_i^{a_{i,n}} - \\ &- k_{r,n} (b_{j,n} - a_{j,n}) \prod_{i=1}^{N_s} X_i^{b_{i,n}} = \\ &= (b_{j,n} - a_{j,n}) (S_{f,j}^n - S_{r,j}^n). \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, мольно-объемная скорость образования j -й компоненты определяется суммированием (13) по всем реакциям:

$$W_j = \sum_{n=1}^{N_r} (b_{j,n} - a_{j,n}) (S_{f,j}^n - S_{r,j}^n). \quad (14)$$

Указанная скорость имеет размерность моль/(см³·с), поэтому удельная скорость образования компоненты j определяется очевидным образом: $\dot{w}_j = M_j W_j$.

Как видно из (13), для расчета удельной скорости образования j -й компоненты, необходимо задать константу скорости прямой и обратной n -й реакции:

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \quad (15)$$

где $A_{f(r),n}$, $n_{f(r),n}$, $E_{f(r),n}$ аппроксимирующие коэффициенты прямой (f) и обратной (r) n -й химической

реакции. Часто используемое в физико-химической механике понятие кинетической модели подразумевает то, что задан список учитываемых в расчетах химических реакций, и для каждой химической реакции определены константы прямой и обратной реакции. При этом, вид аппроксимационной зависимости может быть не обязательно подобен (15).

2.2. Термодинамическая модель

Термодинамические свойства индивидуальных веществ (компонент смеси газов, учитываемых в кинетической модели), а также константы равновесия для каждой n -ой реакции рассчитывались с использованием аппроксимационных соотношений [7]:

$$G_j = \varphi_{1,j} + \varphi_{2,j} \ln x + \varphi_{3,j} x^{-2} + \varphi_{4,j} x^{-1} + \varphi_{5,j} x + \varphi_{6,j} x^2 + \varphi_{7,j} x^3,$$

$$\left(\frac{dG}{dx}\right)_j = \varphi_{2,j} - 2\varphi_{3,j} x^{-2} - \varphi_{4,j} x^{-1} + \varphi_{5,j} x + 2\varphi_{6,j} x^2 + 3\varphi_{7,j} x^3,$$

$$\left(\frac{d^2G}{dx^2}\right)_j = -\varphi_{2,j} + 6\varphi_{3,j} x^{-2} + 2\varphi_{4,j} x^{-1} + 2\varphi_{6,j} x^2 + 6\varphi_{7,j} x^3,$$

$$h_j = xT \left(\frac{dG}{dx}\right)_j + \varphi_{8,j} \times 10^3, \text{ Дж/моль},$$

$$c_{p,j} = 2x \left(\frac{dG}{dx}\right)_j + x^2 \left(\frac{d^2G}{dx^2}\right)_j, \text{ Дж/моль·К},$$

$$\ln K_n \left(\frac{p}{p_0}\right) = \frac{1}{R_0 T} \sum_j^{N_s} (a_{j,n} - b_{j,n}) [-TG_j + \varphi_{8,j} \cdot 10^8],$$

где: G_j – функция Гиббса; $\varphi_{i,n}$ – коэффициенты аппроксимации; $x = T \times 10^{-4}$, $p_0 = 101325$ Па.

2.3. Модели химической кинетики, теплофизических и переносных свойств

Константы равновесия химических реакций K_n ($n = 1, 2, \dots, N_r$; N_r – число химических реакций, включенных в кинетическую модель) рассчитывались по термодинамическим данным [7].

Модели химической кинетики и их сравнительный анализ при использовании в компьютерных кодах неравновесной аэрофизики космических аппаратов представлены в [3,8]. Во всех кинетических моделях константы скоростей обратных химических реакций $k_{r,n}$ были рассчитаны по константам скоростей прямых реакций $k_{f,n}$

$$k_{r,n} = k_{f,n} / K_n. \quad (16)$$

Для этой цели использовался специально разработанный в ИПМех РАН компьютерный код FERC (Forward-Equilibrium-Reverse-Constants). В указанном компьютерном коде реализован алгоритм расчета констант скоростей обратных химических реакций $k_{r,n}$, в

котором исключается возможность получения отрицательных энергий активации при пересчете по формуле (16). Этот алгоритм состоял в следующем. Если при использовании соотношения (16), где константы равновесия, а также константы скоростей n -й прямой и обратной реакции аппроксимируются обобщенной формулой Аррениуса следующего вида

$$K_n = A_n T^{n_n} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right),$$

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \quad (17)$$

не выполнялось условие $0 \leq E_{r,n}$, то аппроксимирующие константы скорости прямой реакции модифицировались так, чтобы $E_{r,n} = 0$. При этом аппроксимационные коэффициенты константы равновесия считались неизменными. Заметим, что такой пересчет можно сделать неединственным образом. В рассматриваемом здесь случае незначительно модифицировались энергии активации прямых реакций.

Термодинамические функции вычислялись с использованием аппроксимационных полиномов [7]. Свойства переноса, а именно коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси газов вычисляются по следующим приближенными формулам [9, 10]

$$\mu = 1 / \left[\sum_{i=1}^{N_c} (Y_i / \mu_i) \right], \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_c} x_i \lambda_i + 1 / \sum_{i=1}^{N_c} (x_i / \lambda_i) \right]; \quad (18)$$

$$\mu_i = \frac{5}{16} \sqrt{\frac{kT m_i}{\pi}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} = 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ г/см}\cdot\text{с}, \quad (19)$$

$$\lambda_i = \frac{75}{64} \sqrt{\frac{k^3 T}{\pi m_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ эрг/см}\cdot\text{К}, \quad (20)$$

где σ_i – эффективный диаметр столкновения; A ; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ – интеграл столкновений; $T_i = kT / \varepsilon_i$; m_i , M_i – масса частицы i -го сорта и ее молекулярная масс; σ_i , ε_i – константы, характеризующие используемый потенциал межчастичного взаимодействия Ленарда – Джонса [11].

Эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты рассчитывался по формуле Уилки [12]:

$$D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_c} (x_j / D_{ij})}, \text{ см}^2/\text{с}, \quad (21)$$

а коэффициент диффузии парного взаимодействия определялся в первом приближении теории Чепмена – Энскога [13]:

$$D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j}} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}. \quad (22)$$

Интегралы столкновений рассчитывались по аппроксимационным формулам следующего вида:

$$\Omega_{i,j}^{(1,1)*} = \alpha_1 T_{i,j}^{-\beta_1}, \quad \Omega_{i,j}^{(2,2)*} = \alpha_2 T_{i,j}^{-\beta_2}, \quad (23)$$

где:

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

$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ – аппроксимирующие константы, рекомендации по выбору которых обсуждаются в работе [14].

В работах [15, 16] представлены результаты недавних расчетов интегралов столкновений, которые рекомендуются к использованию в практических задачах аэрофизики.

В случае частично ионизованных газовых смесей вполне приемлемой оказывается упрощенная модель, основанная на работах [17,18]. Для расчета взаимодействия нейтральных частиц между собой используется потенциал Ленарда – Джонса, а интегралы столкновений аппроксимируются в соответствии с работой [14]:

$$\Omega_{ij}^{(1,1)*} = 1.074 (T_{ij}^*)^{-0.1604}, \quad \Omega_{ij}^{(2,2)*} = 1.157 (T_{ij}^*)^{-0.1615}. \quad (24)$$

Взаимодействие нейтральных частиц с заряженными описывается моделью твердых сфер:

$$\Omega_{i,n}^{(1,1)*} = \Omega_{i,n}^{(2,2)*} = 1, \quad \sigma_{i,n} = \sqrt{\frac{Q_{i,n}}{\pi}}, \quad (25)$$

где $Q_{i,n} = 1.08 \times 10^{-12} T^{-0.4} \text{ см}^2$, для взаимодействия ионов с нейтральными частицами; $Q_{e,n} = 9 \times 10^{-16} \text{ см}^2$, для взаимодействия электронов с нейтральными частицами.

При взаимодействии заряженных частиц между собой используется искусственное ограничение радиуса действия сил:

$$\Omega_{ij}^{(1,1)*} = 1, \quad \Omega_{ij}^{(2,2)*} = \frac{\ln(1 + 4Y_{ij}^2) - [4Y_{ij}^2 / (1 + 4Y_{ij}^2)]}{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)}, \quad (26)$$

$$Y_{ij} = \frac{2kT}{q_i q_j} L_e, \quad q_i = z_i e, \quad L_e = \max\{r_D, l_0\}, \quad (27)$$

где e – заряд электрона; z_i – заряд иона (для положительных ионов $z_i = 1, 2, \dots$, для электрона $z_e = -1$); $r_D = \sqrt{kT / 8\pi e^2 n_e}$ – радиус Дебая; $l_0 = 1 / \sqrt[3]{2n_e}$ – среднее расстояние между электронами.

Используя для числовых значений констант систему единиц СГСЭ, где

$$e = 4.8 \times 10^{-10} \text{ СГС} \equiv 4.8 \times 10^{-10} \text{ Фр},$$

$$k = 1.38 \times 10^{-16}, \text{ эрг/К}, \text{ получим}$$

$$r_D = 4.88 \sqrt{\frac{T[\text{К}]}{n_e [\text{см}^{-3}]}} \text{ см}, \quad Y_{ij} = 1198 T[\text{К}] L[\text{см}]. \quad (28)$$

Эффективный радиус взаимодействия определяется

$$\sigma_{ij} = \frac{q_i q_j}{2kT} \sqrt{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)} = 8.35 \times 10^4 \frac{z_i z_j}{T[\text{К}]} \sqrt{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)}, \text{ \AA}. \quad (29)$$

3. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Система уравнений вычислительной модели аэрофизики метеорного явления интегрировалась методом установления вплоть до сходимости искомых функций (проекции скорости на оси координат, температуры, давления, плотности, концентраций химических компонент, колебательной энергии в отдельных модах) с относительной погрешностью не хуже 10^{-5} .

Система уравнений неразрывности и Навье–Стокса интегрировалась явным методом с использованием метода AUSM без введения дополнительных лимитеров [19].

Уравнение теплопроводности аппроксимировалось неявной пятиточечной конечно-разностной схемой второго порядка точности по времени и пространству, которая интегрировалась методом нижней релаксации с прогонкой по линиям. Прогонки реализовывались в направлении по нормали к поверхности метеороида. Уравнения диффузии (сохранения массы отдельных компонент) и уравнения сохранения колебательной энергии интегрировались аналогично уравнению теплопроводности.

Все вычисления проводились на много-блочных расчетных сетках. С целью повышения достоверности сходимости результатов численного моделирования производилось удвоение узлов расчетной сетки во всей расчетной области. На этапе отладки численной модели такое удвоение производилось два раза. Систематические расчеты производились с однократным удвоением числа узлов. Пример начальной сетки и исследованная геометрия метеороида показаны на рис. 1.

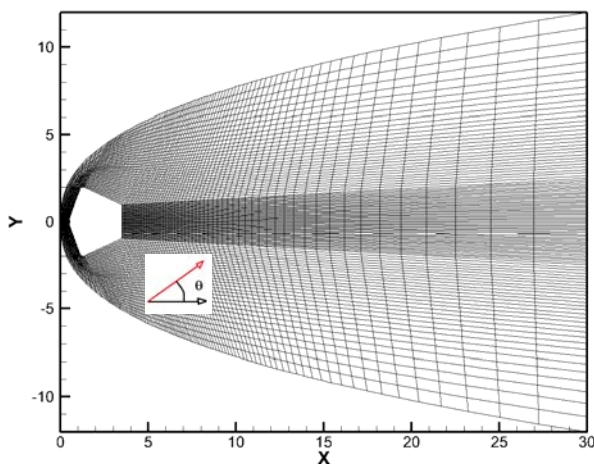


Рис.1. Расчетная сетка и геометрия метеороида

4. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ МЕТЕРОИДА

Обтекание метеороида радиусом поперечного сечения 2 см на высоте 70 км было рассмотрено для четырех скоростей $V_\infty = 10, 20, 30$ и 40 км/с. Результаты расчетов обтекания метеороида при скорости полета $V_\infty = 10$ км/с показаны на рис. 2–13, а при скорости $V_\infty = 40$ км/с – на рис.14–25. Особенности аэрофизики обтекания метеороида будут проанализированы при сравнении распределения соответствующих функций при двух указанных скоростях.

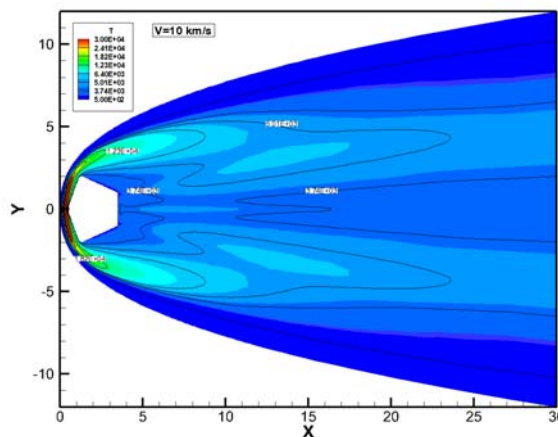


Рис. 2. Поступательная температура; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

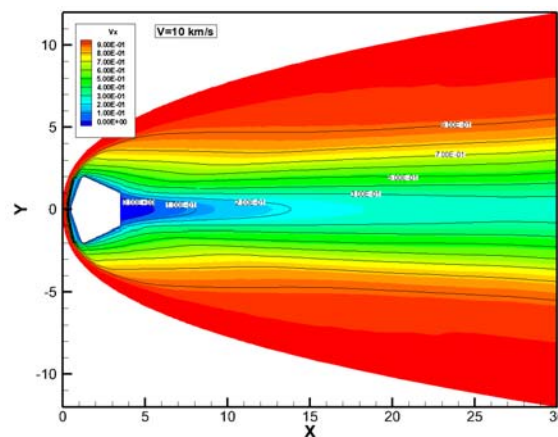


Рис. 3. Скорость продольного движения; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

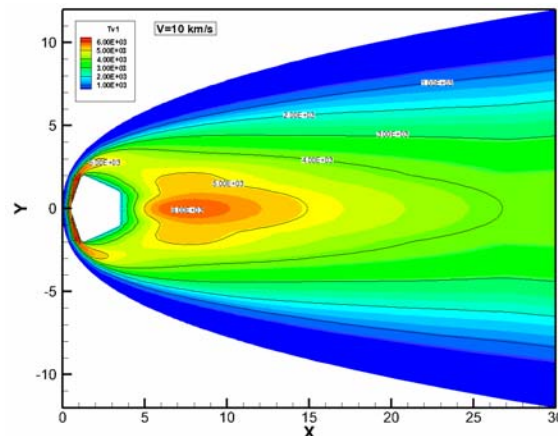


Рис. 4. Колебательная температура N_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

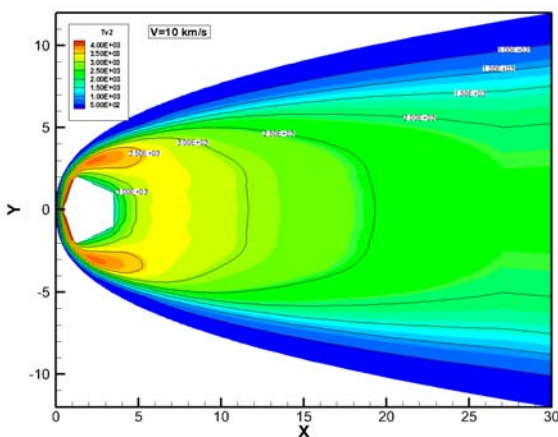


Рис. 5. Колебательная температура O_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

Поступательная температура в возмущенной области при скоростях $V_\infty = 10$ и 40 км/с показана на рис. 2 и 14. При скорости $V_\infty = 10$ км/с поступательная температура достигает значения $T \sim 30000$ К, а при скорости $V_\infty = 40$ км/с – $T \sim 250000$ К. Аксиальное распределение поступательной температуры вдоль передней критической линии тока показано на рис. 37, где также приведены типичные распределения колебательных температур для трех колебательных мод. Поля колебательных температур показаны на рис. 4 и 16 (N_2), 5 и 17 (O_2).

Из представленных данных хорошо видно, что для всех скоростей движения колебательная температура не превышает значений $6000 \div 8000$ К. Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях времена колебательной релаксации молекул N_2 и O_2 соизмеримы с характеристическим газодинамическим временем (время пролета частиц газа через возмущенную область). Это приводит к задержке нагрева внутренних колебательных скоростей свободы: чем скорость движения выше (в разреженной атмосфере), чем указанная задержка больше. Это иллюстрируется сравнением рисунков 4 и 16, а также 5 и 17.

При дальнейшем анализе спектральной сигнатуры особое внимание следует уделить именно распределению колебательных температур, поскольку с этими температурами тесно связана температура электронного возбуждения и химический состав смеси газов в возмущенной области.

Расчитанные распределения концентраций частиц смеси газов показаны на рис. 7 и 19 (N_2), 8 и 20 (O_2), 9 и 21 (N), 10 и 22 (O), 11 и 23 (электроны), 12 и 24 (N^+), 13 и 25 (O^+) соответственно для скоростей $V_\infty = 10$ и 40 км/с. Отметим хорошо видную тенденцию возрастания степени диссоциации молекул газа при увеличении скорости метеороида. Распределение концентраций частиц вдоль линии торможения в сжатом слое у лобовой поверхности при последовательном увеличении скорости $V_\infty = 10, 20, 30, 40$ км/с показано на рис.38–41 соответственно.

Поля продольной скорости (рис. 3 и 15) и давления (рис. 6 и 18) дают представление об основных тенденциях модификации поля течения при увеличении скорости метеороида. На этих рисунках показана скорость газа, отнесенная к V_∞ и давление, отнесенное к $\rho_\infty V_\infty^2$. Отметим основные особенности течения:

- возникновение сжатого слоя с повышенным давлением о лобовой поверхности метеороида;
- интенсивное возвратно-вихревое движение газа за подветренной стороной метеороида;
- сильно неравновесное течение газа за фронтом головной ударной волны.

Расчитанные газодинамические функции обтекания метеороида использовались для вычисления его направленной спектральной излучательной способности (спектральной сигнатуры).

5. СПЕКТРАЛЬНАЯ НАПРАВЛЕННАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МЕТЕОРОИДА (СПЕКТРАЛЬНАЯ СИГНАТУРА)

Спектральная направленная излучательная способность метеороида исследовалась для двух углов наблюдения $\theta = 30^\circ$ и 90° (см. рис.1).

Для того чтобы рассчитать направленную излучательную способность метеороида расчетная область, показанная на рис. 1 проектировалась на цилиндрическую расчетную область с однородной ортогональной расчетной сеткой, показанную на рис. 20. Полученные на «газодинамической» сетке распределения всех функций интерполировались на новую сетку, с заданием параметров невозмущенного газа в областях, восполняющих первую расчетную область. Примеры подобного перестроения показаны на рис. 27–34. Очевидно, что качество такого перестроения зависит от подробности новой сетки.

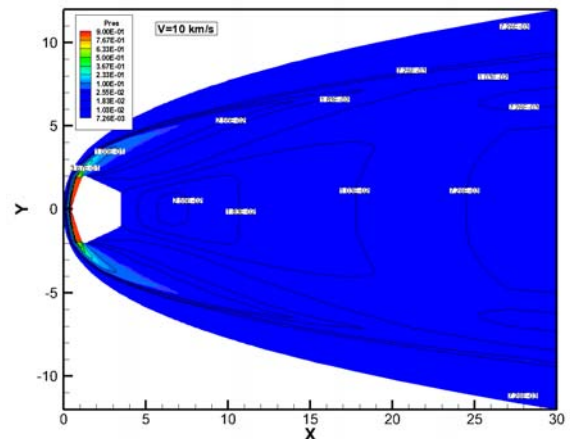


Рис. 6. Давление; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

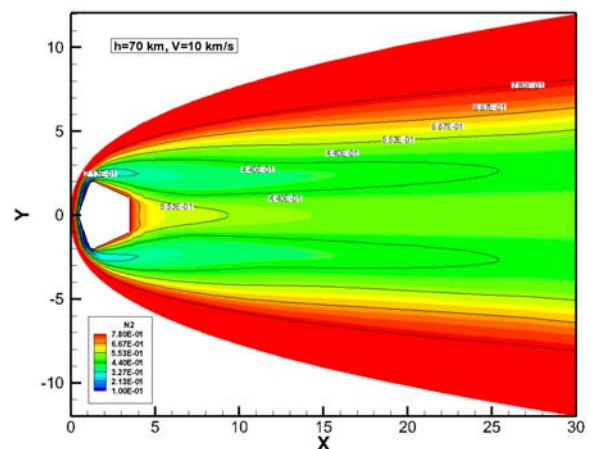


Рис. 7. Относительная мольная концентрация N_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

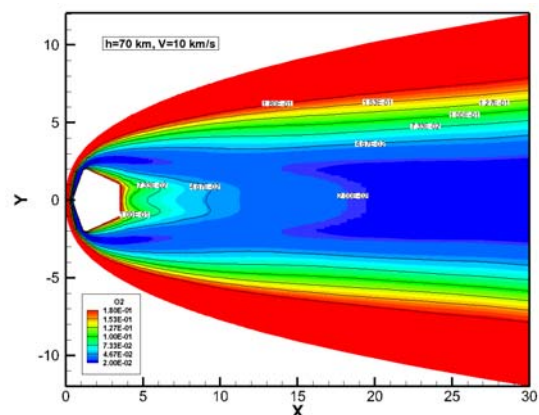


Рис. 8. Относительная мольная концентрация O_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

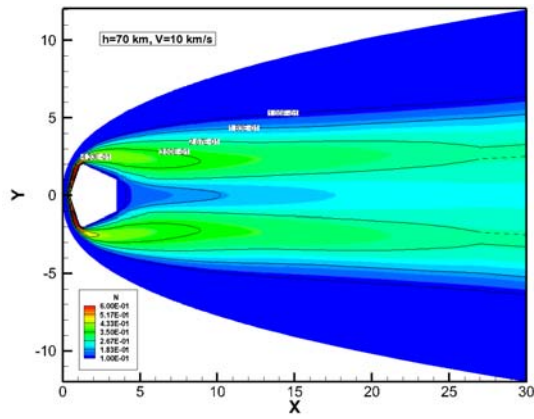


Рис. 9. Относительная мольная концентрация N ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

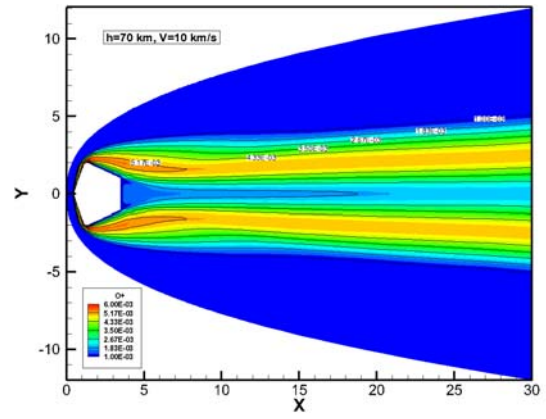


Рис. 13. Относительная мольная концентрация O^+ ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

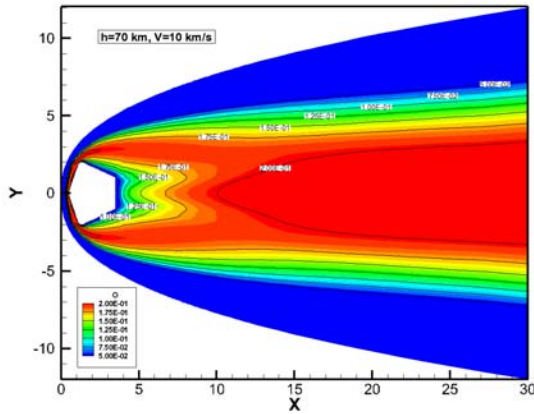


Рис. 10. Относительная мольная концентрация O ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

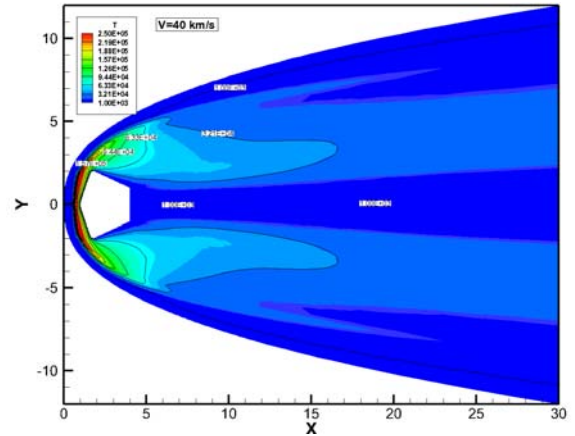


Рис. 14. Поступательная температура; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

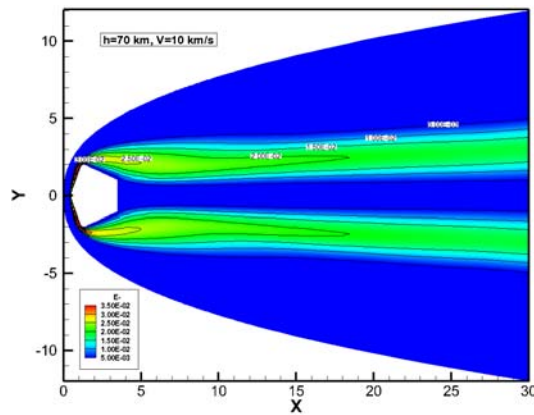


Рис. 11. Относительная мольная концентрация электронов; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

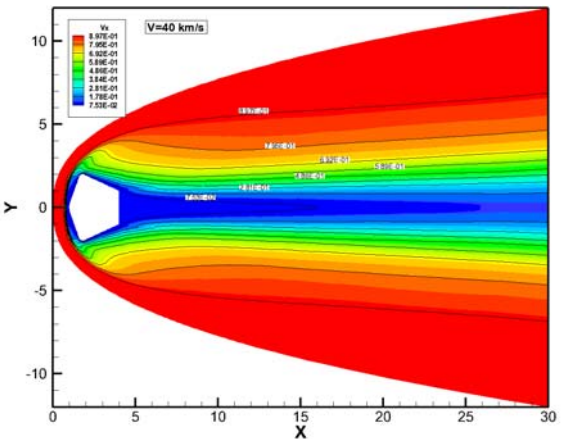


Рис. 15. Скорость продольного движения; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

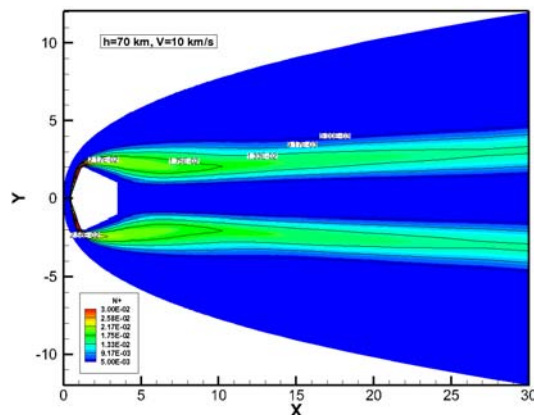


Рис. 12. Относительная мольная концентрация N^+ ; $h = 70$ км, $V_\infty = 10$ км/с

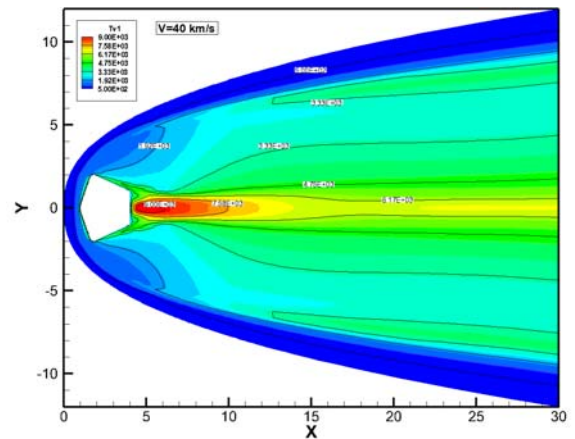


Рис. 16. Колебательная температура N_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

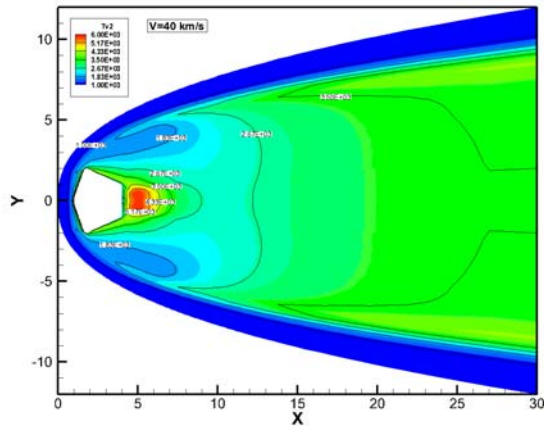


Рис. 17. Колебательная температура O_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

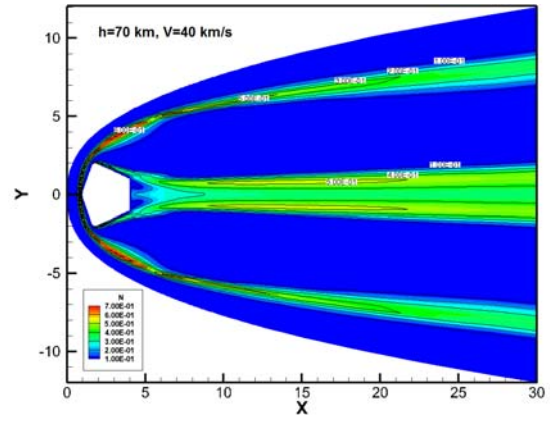


Рис. 21. Относительная молярная концентрация N; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

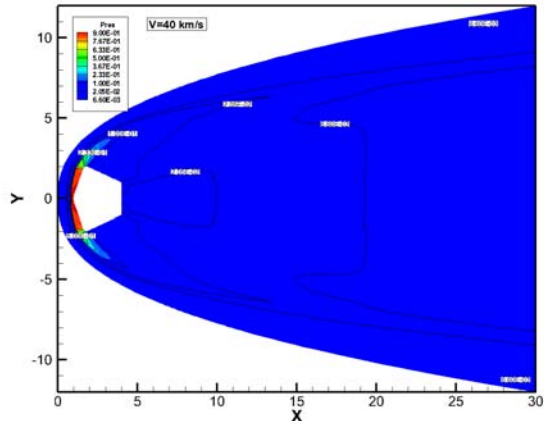


Рис. 18. Давление; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

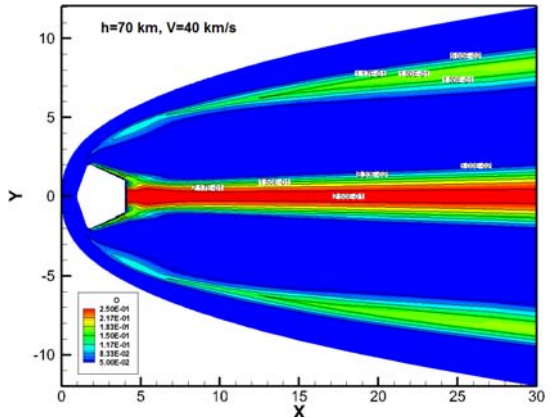


Рис. 22. Относительная молярная концентрация O; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

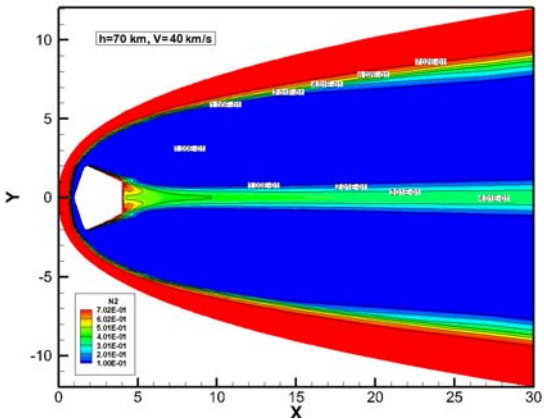


Рис. 19. Относительная молярная концентрация N_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

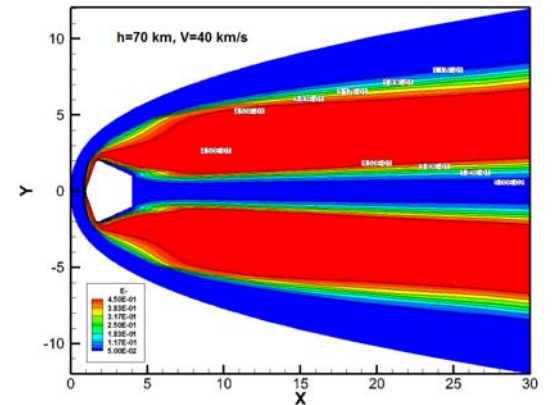


Рис. 23. Относительная молярная концентрация электронов; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

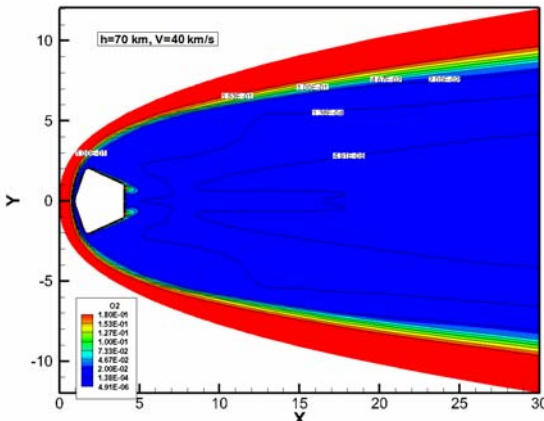


Рис. 20. Относительная молярная концентрация O_2 ; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

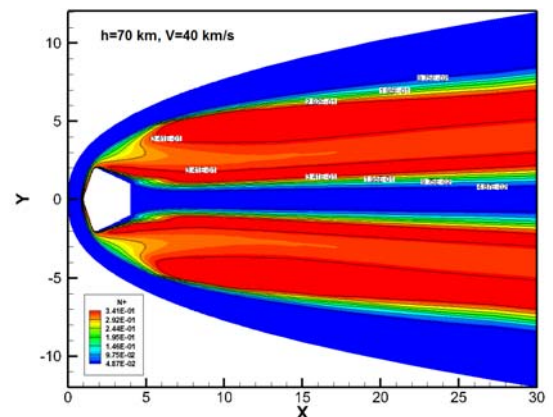


Рис. 24. Относительная молярная концентрация N^+ ; $h = 70$ км, $V_\infty = 40$ км/с

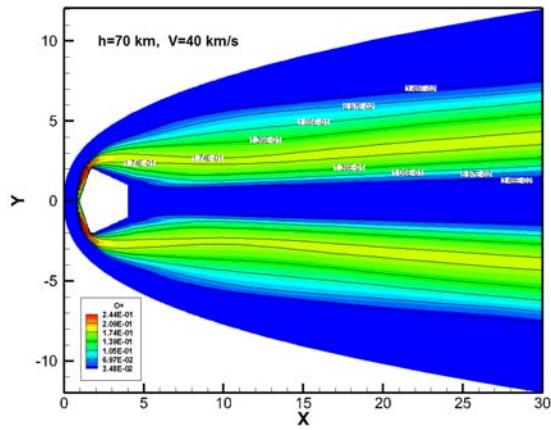


Рис. 25. Относительная молярная концентрация O^+ ; $h=70$ км, $V_\infty=40$ км/с

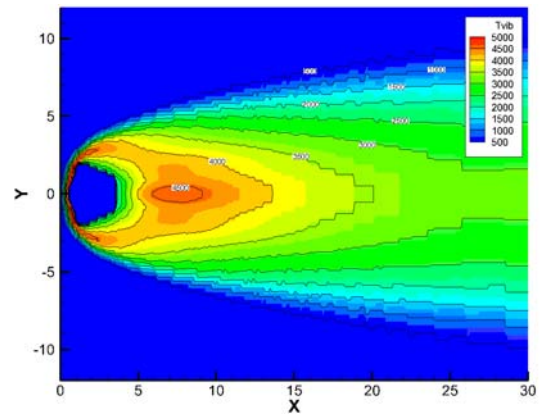


Рис. 29. Перестроенное поле колебательной температуры; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

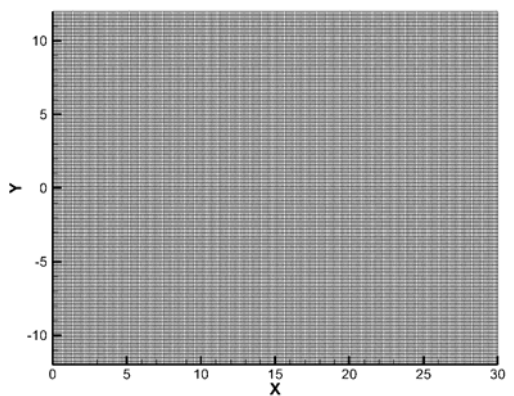


Рис. 26. Осесимметричная расчетная сетка, используемая для определения направленной испускательной способности

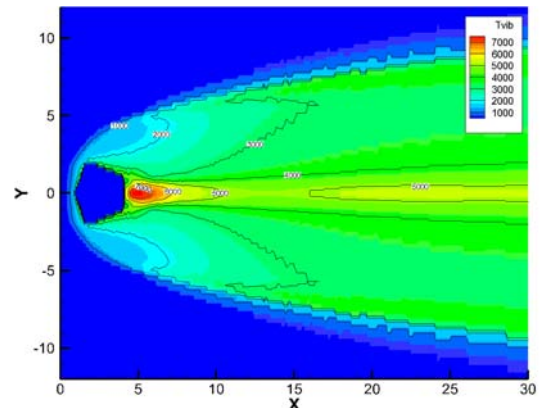


Рис. 30. Перестроенное поле колебательной температуры; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

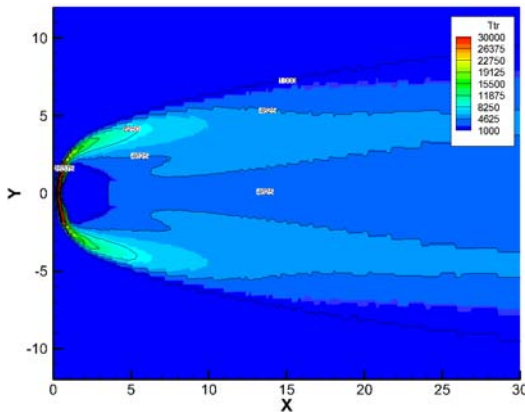


Рис. 27. Перестроенное поле поступательной температуры; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

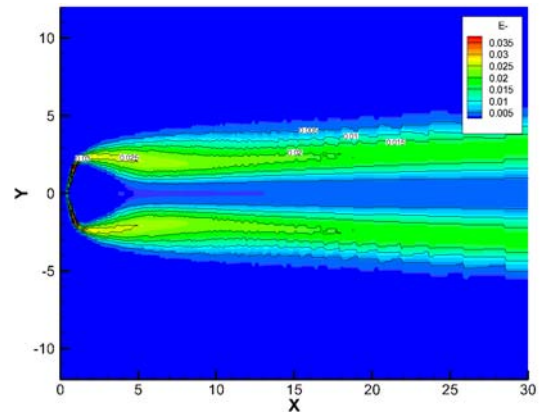


Рис. 31. Перестроенное поле электронной концентрации; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

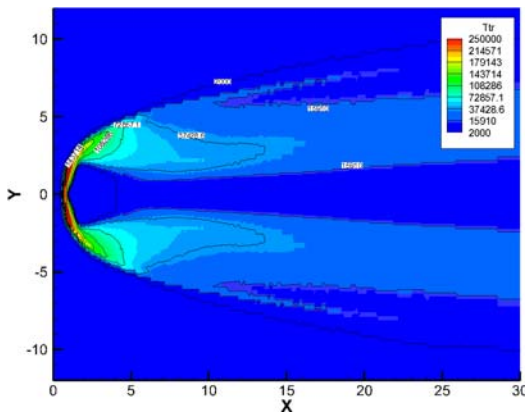


Рис. 28. Перестроенное поле поступательной температуры; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

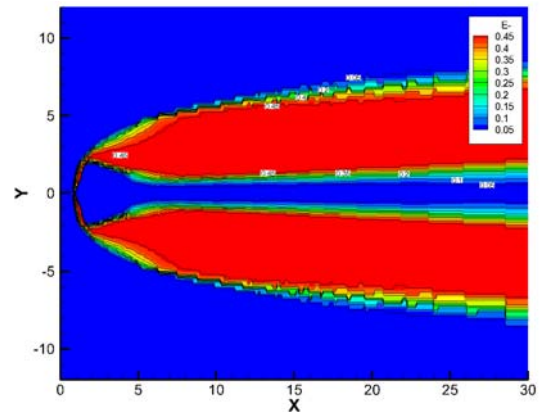


Рис. 32. Перестроенное поле электронной концентрации; $V_\infty=10$ км/с, $h=70$ км

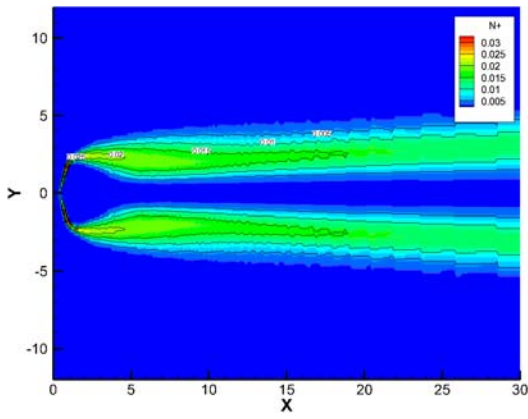


Рис. 33. Перестроенное поле концентрации N^+ ; $V_\infty = 10$ км/с, $h = 70$ км

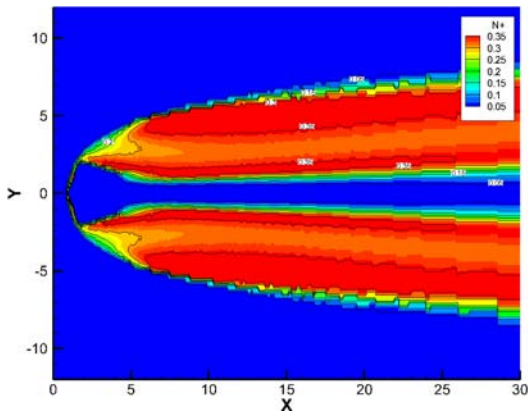


Рис. 34. Перестроенное поле концентрации N^+ ; $V_\infty = 40$ км/с, $h = 70$ км

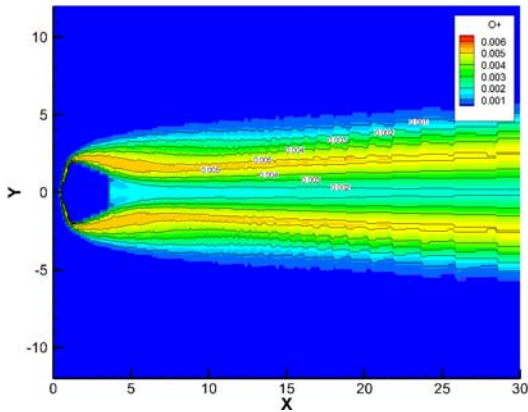


Рис. 35. Перестроенное поле концентрации O^+ ; $V_\infty = 10$ км/с, $h = 70$ км

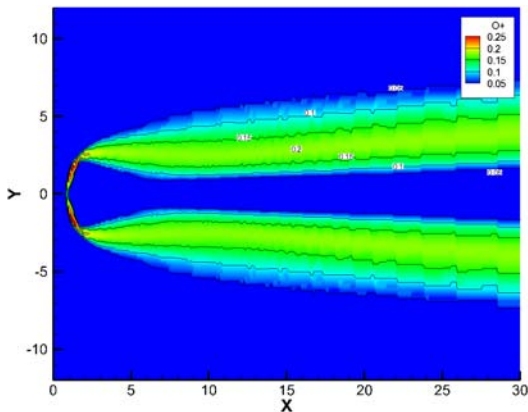


Рис. 36. Перестроенное поле концентрации O^+ ; $V_\infty = 40$ км/с, $h = 70$ км

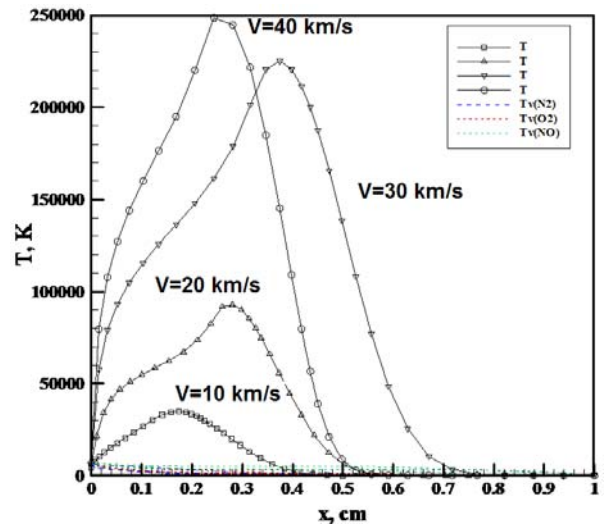


Рис. 37. Осевое распределение поступательной температуры вдоль линии торможения при разных скоростях; $h = 70$ км

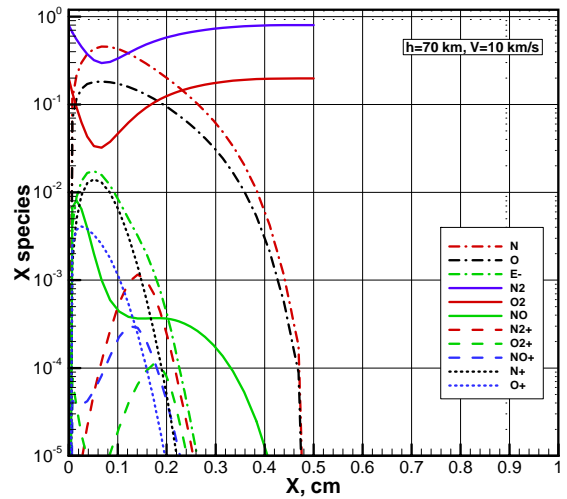


Рис. 38. Распределение концентраций частиц вдоль линии торможения при $V_\infty = 10$ км/с, $h = 70$ км

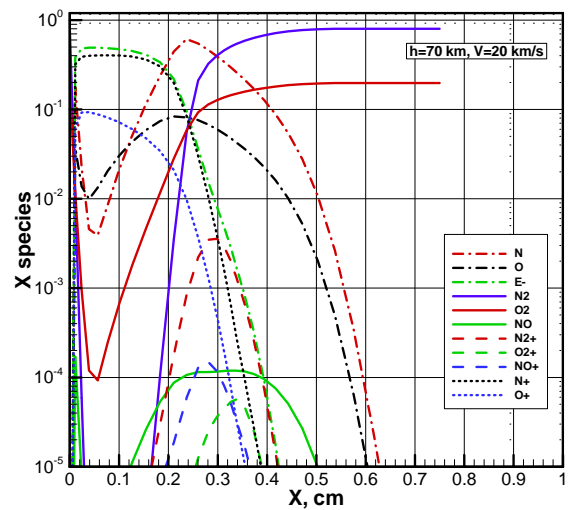


Рис. 39. Распределение концентраций частиц вдоль линии торможения при $V_\infty = 20$ км/с, $h = 70$ км

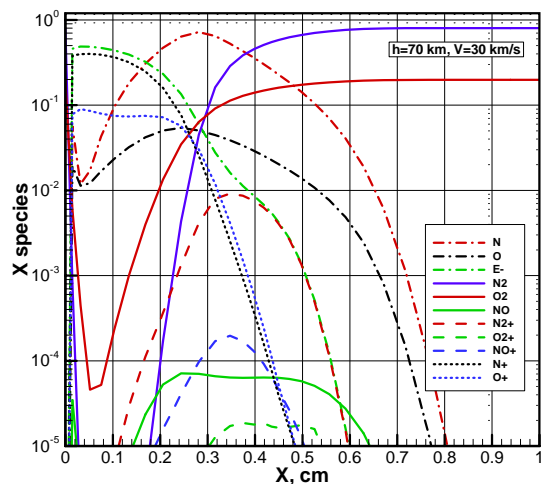


Рис. 40. Распределение концентраций частиц вдоль линии торможения при $V_{\infty} = 30$ км/с, $h = 70$ км

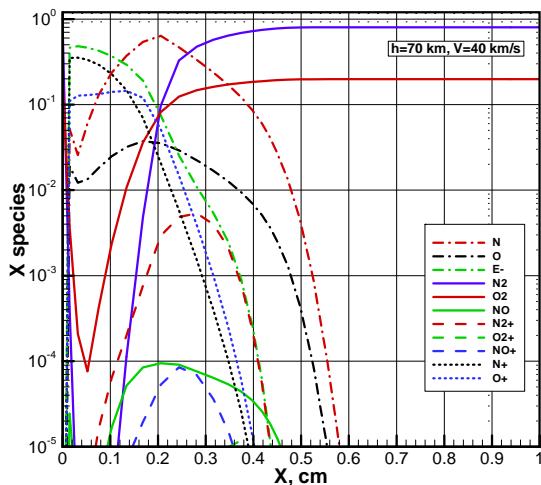


Рис. 41. Распределение концентраций частиц вдоль линии торможения при $V_{\infty} = 40$ км/с, $h = 70$ км

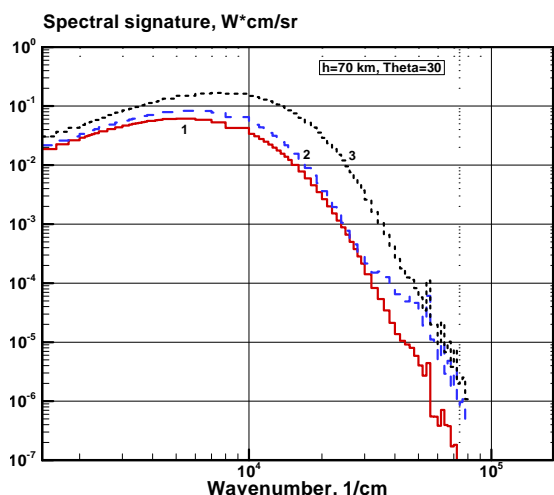


Рис. 42. Спектральная излучательная способность метеороида при скоростях $V_{\infty} = 10$ км/с (1), 30 км/с (2), and 40 км/с (3); угол наблюдения $\theta = 30^\circ$, $h = 70$ км

Спектральная направленная излучательная способность рассчитывалась с использованием 97-ти оптической групповой модели, генерируемой с использованием кода ASTEROID [20].

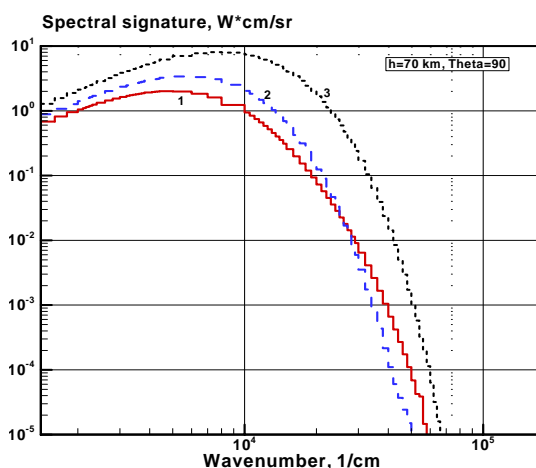


Рис. 43. Спектральная излучательная способность метеороида при скоростях $V_{\infty} = 10$ км/с (1), 30 км/с (2), and 40 км/с (3); угол наблюдения $\theta = 90^\circ$, $h = 70$ км

Расчет переноса селективного теплового излучения производился с использованием метода дискретных направлений (Ray-tracing method). Число испускаемых лучей равнялось числу узлов расчетной сетки на поверхности охватывающей цилиндрической области. Все испускаемые лучи имели одинаковый угол наклона к оси симметрии θ . Процессы светорассеяния не учитывались. Данная модель тестировалась сравнением с данными, получаемыми методом Монте-Карло [25].

Рассчитанные спектральные излучательные способности для двух углов наблюдения показаны на рис. 42 и 43. Представленные данные подтверждают хорошо известный факт смещения максимума спектральной излучательной способности в ультрафиолетовую область спектра при возрастании скорости метеороида. Максимум излучательной способности расположен в видимой и ближней инфракрасной частях спектра. Видно, что сигнатура сильно зависит от угла наблюдения. Так, в рассмотренном случае, спектральная излучательная способность, регистрируемая под углом $\theta = 90^\circ$ (рис. 43) примерно на порядок превосходит интенсивность излучения, наблюдаемого под углом $\theta = 30^\circ$ (рис. 42).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное исследование аэрофизики и направленной спектральной излучательной способности метеороидов с поперечным размером 4 см на высоте 70 км при скорости движения $10 \div 40$ км/с.

Показано, что в рассмотренных условиях движения метеороида принципиально важными указываются процессы колебательной релаксации нагрева внутренних колебательных степеней свободы двухатомных молекул. В частности, незавершенностью колебательной релаксации объясняется невысокая степень ионизации частиц газа в возмущенной области, что в некоторой степени подтверждается наблюдательными данными об отсутствии в спектрах метеоров атомных линий двукратно (и более) ионизованных атомов.

Расчеты выполнены для воздушной атмосферы без учета абляции и испарения материала метеороида.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований РАН (исследование физико-химических моделей гиперзвуковых течений), в рамках проекта РФФИ № 10-01-00544 (в части разработки компьютерных моделей радиационной газовой динамики космических аппаратов).

Полученные в данной работе расчетные данные по радиационному и конвективному тепловому потоку к поверхности метеороида использовались при планировании экспериментальных исследований на ударной трубе Научно-исследовательского института механики им. М.В.Ломоносова (проект РФФИ № 09-08-00272).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суржиков С.Т. Двумерная радиационно-газодинамическая модель аэрофизики спускаемых космических аппаратов. В кн.: Актуальные проблемы механики. Механика жидкости, газа и плазмы. М.: Наука, 2008. С. 20.
2. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2004. 543 с.
3. Суржиков С.Т. Анализ моделей ионизационной кинетики при гиперзвуковом обтекании цилиндра// Журнал химической физики. 2010. Т.29. №7. С.1-14.
4. Surzhikov S.T. Application of quantum mechanic and quasi-classical models of elementary processes in high-temperature gases for computational models of entry probes aerophysics. 7th Symp. on Aerothermodynamics (in CD). 2011.
5. Смирнов В.А. Спектры кратковременных атмосферных световых явлений. Метеоры. М.: Издательская фирма «Физико-математическая литература». 1994. 204 с.
6. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука. 1981. 416 с.
7. Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978. 495 с.
8. Староверова И.В., Суржиков С.Т. Анализ некоторых кинетических моделей, используемых в аэрофизике. – М.: ИПМех РАН. Препринт №975. 50 с.
9. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Изд-во «Химия», 1974. 687 с.
10. Гинзбург И.П. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 278 с.
11. Svehla R.A. Estimated Viscosities and Thermal Conductivities of Gases at High Temperatures// NASA TR-R-132, 1962, 26 P.
12. Wilke C.R. *Chem. Engr. Progr.*, Vol.46, 1950, Pp. 95–104.
13. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч. и Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностранной литературы, 1961, 929 с.
14. Анфимов Н.А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С.25.
15. Capitelli M., Gorse C., Longo S., Giordano D., “Collision Integrals of High-Temperature Air Species,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.14, No. 2, 2000, Pp.259–268.
16. Levin E., Wright M.J., “Collision Integrals for Ion-Neutral Interactions of Nitrogen and Oxygen,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.18, No.1, 2004, Pp. 143–147.
17. Овсянников В.М., Тирский Г.А. Разрушение осесимметричного тела вращения из материала сложного химического состава в потоке частично ионизованного воздуха// МЖГ, 1968, № 5, С. 100–110.
18. Пэн Цзай-чэн, Пиндрох А.Л. Уточненный расчет свойств воздуха при высоких температурах. Вопросы ракетной техники, 1962, № 12.
19. Edwards J.R., Liou M.-S., “Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flow at all Speeds,” *AIAA Journal*, Vol.36, No.9, 1998, Pp.1610–1617.
20. Суржиков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ. 2004. 575 с.
21. Shang, J., Kimmel, R.L., Menart, J., Surzhikov, S.T. Hypersonic Flow Control Using Surface Plasma Actuator. *Journal of Propulsion and Power*. 2008. Vol.24. No.5. Pp.923–934.
22. Surzhikov, S.T. Radiative-convective heat transfer of a spherically shaped space vehicle in carbon dioxide. *High Temperature*. 2011. Vol.49. No.1. Pp.92–107.
23. Суржиков С.Т. Расчет обтекания модели космического аппарата MSRO с использованием кодов NERAT-2D и NERAT-3D// Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-003.pdf>
24. Суржиков С.Т. Трехмерная вычислительная модель аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов// Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-002.pdf>
25. Surzhikov, S.T., Howell, J.R. Monte-Carlo simulation of radiation in scattering volumes with line structure. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 1998. Vol.12. No. 2. Pp. 278–281.