

УДК: 533.6.011.6: 536.25.3

Численное исследование теплового разрушения метеорита «Челябинск» при входе в атмосферу Земли

А. А. Иванков^{1,а}, В. С. Финченко²

¹ФГУП «Научно-производственное объединение им. С. А. Лавочкина»,
Россия, 141400, г. Химки, Московская область, Ленинградская ул., д. 24

²Российско-Индийский центр компьютерных исследований (РИЦКИ),
Россия, 123056, г. Москва, ул. 2-я Брестская, 19/18

E-mail: ^а ival@laspace.ru

Получено 15 сентября 2013 г.

Представлена математическая модель для численного исследования теплового разрушения метеорита «Челябинск» при входе в атмосферу Земли. Исследование проводилось в рамках комплексного подхода, включающего расчет траектории движения с учетом сопутствующих движению метеорита физических процессов. Вместе с траекторией определялось поле течения и лучисто-конвективный теплообмен, определялся прогрев и разрушение метеорита под действием рассчитанных тепловых нагрузок. Комплексный подход позволяет точнее определять траекторию движения космических объектов, предсказывать зоны их падения и разрушения.

Ключевые слова: численное исследование, тепловое разрушение, траектория, тепловой поток, температура, эффективная энтальпия, сильный вдув

Numerical study of thermal destruction of the "Chelyabinsk" meteorite when entering the Earth's atmosphere

A. A. Ivankov¹, V.S. Finchenko²

¹Federal Enterprise "Lavochkin Association", Leningradskaya Str., 24, Khimki, Moscow region, 141400, Russia

²Russian-Indian Centre for Advanced Computing Research, 19/18 2nd Brestskaya str., Moscow, 123056, Russia

Abstract. — A mathematical model for the numerical study of thermal destruction of the "Chelyabinsk" meteorite when entering the Earth's atmosphere is presented in the article. The study was conducted in the framework of an integrated approach, including the calculation of the meteorite trajectory associated with the physical processes connected with the meteorite motion. Together with the trajectory the flow field and radiation-convective heat transfer were determined as well as warming and destruction of the meteorite under the influence of the calculated heat load. An integrated approach allows to determine the trajectories of space objects more precisely, predict the area of their fall and destruction.

Keywords: numerical analysis, thermal destruction, trajectory, heat flux, temperature, enthalpy effective, strong blowing

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2013, vol. 5, no. 6, pp. 941–956 (Russian).

Статья опубликована в специальном выпуске журнала «Компьютерные исследования и моделирование», посвященном исследованиям метеорита, упавшего 15 февраля 2013 года в районе города Челябинска.

Введение

В связи с существующей для земной цивилизации метеоритной опасностью значительно возрос интерес как к методам прогнозирования столкновений Земли с этими космическими телами, так и к численному исследованию физических процессов, сопровождающих движение названных объектов в атмосфере Земли. Подтверждением подобных угроз из космоса является событие, произошедшее в России 15.02.2013 г., связанное с падением метеорита «Челябинск» (официальное название) на территорию Челябинской области. Исследованию этого явления посвящена настоящая статья.

Численное исследование теплового разрушения метеорита «Челябинск» (далее метеорита) в атмосфере Земли проводится в рамках комплексного подхода, который включает связанные между собой этапы расчетного определения:

- 1) траектории движения метеорита с учетом изменения массы и баллистического коэффициента в процессе теплового разрушения в атмосфере Земли;
- 2) поля течения возле лобовой поверхности метеорита с учетом лучисто-конвективного теплообмена и сильного вдува продуктов разрушения навстречу потоку;
- 3) прогрева и уноса массы метеорита под действием тепловых нагрузок со стороны атмосферного потока.

При решении этой сопряженной задачи уравнения движения интегрируются с учетом сопутствующих физических процессов (прогрева, вдува, уноса массы и др.), что позволяет точнее определять траекторию движения метеорита и зону его падения на поверхность Земли.

Представим основные элементы используемой математической модели.

1. Определение траектории движения

Функции, описывающие траекторию движения метеорита и определяющие характеристики набегающего потока газа, необходимые для определения поля течения и расчета тепловых нагрузок, находятся из решения системы уравнений движения объекта в поле тяжести планеты [Авдуевский, Антонов, Анфимов и др., 1972]

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= -\sigma_x g_0 \frac{\rho V^2}{2} - g \sin \theta; & \frac{d\theta}{dt} &= \sigma_x K g_0 \frac{\rho V}{2} + \left(\frac{V}{R} - \frac{g}{V} \right) \cos \theta; \\ \frac{dH}{dt} &= V \sin \theta; & \frac{dL}{dt} &= V \frac{R_{\text{ПЛ}}}{R} \cos \theta; \\ \sigma_x &= \frac{c_x S_m}{mg}; & K &= \frac{c_y}{c_x}; & g_0 &= \gamma \frac{M_{\text{ПЛ}}}{R_{\text{ПЛ}}^2}; & g &= g_0 \frac{R_{\text{ПЛ}}^2}{R^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь V — скорость движения центра масс метеорита; θ — угол наклона вектора скорости к местному горизонту; H — высота полета над поверхностью планеты; L — дальность полета, отсчитываемая вдоль образующей поверхности; σ_x — баллистический параметр; g_0, g — ускорение силы тяжести соответственно на поверхности планеты и на высоте H ; S_m — площадь миделевого сечения; $m = m(t)$ — масса метеорита; $R_{\text{ПЛ}}, R = R_{\text{ПЛ}} + H$ — радиус планеты и расстояние от ее центра до центра масс метеорита; $c_x = c_x(t), c_y$ — коэффициенты аэродинамических сил лобового сопротивления и подъемной силы; K — аэродинамическое качество; γ — гравитационная постоянная; $M_{\text{ПЛ}}$ — масса планеты. В статье рассматривается баллистический спуск метеорита, поэтому полагается $c_y = 0$.

В качестве начальных условий к системе (1) в момент $t = 0$ задаются начальные значения высоты входа H_e , скорости V_e , угла θ_e и дальности L_e :

$$H = H_e, \quad V = V_e, \quad \theta = \theta_e, \quad L = L_e = 0, \quad t = 0.$$

Система (1) получена в предположении, что движение метеорита плоское и происходит под действием силы тяжести и аэродинамических сил, планета — шар радиуса $R_{\text{Пл}}$ и ее поле тяжести — центральное. Движение вокруг центра масс не рассматривается.

Баллистический параметр σ_x , входящий в систему уравнений (1), в общем случае является переменной величиной $c_x = c_x(t)$, поскольку зависит от переменных вдоль траектории величин — массы m , коэффициента лобового сопротивления c_x и площади миделевого сечения S_m метеорита.

Система (1) по времени решалась численно методом Эйлера с пересчетом — схема 2-го порядка аппроксимации. Большой точности не требовалось, поскольку (см. раздел 3) при определении прогрева и разрушения метеорита использовалась схема 1-го порядка аппроксимации по времени.

2. Определение поля течения и тепловой нагрузки

Приведем, следуя [Борисов, Иванков, 1992], систему уравнений радиационной газовой динамики (РГД), в рамках которой определяются поле течения и лучисто-конвективный теплообмен. Учет переноса излучения проводится в рамках метода сферических гармоник (МСГ), позволяющего учитывать двумерный характер поля излучения (рассматривается осесимметричный случай). Конвективный теплообмен с удовлетворительной для исследуемой задачи точностью учитывается с помощью приближенного (инженерного) подхода, используемого авторами настоящей статьи в ракетно-космической отрасли.

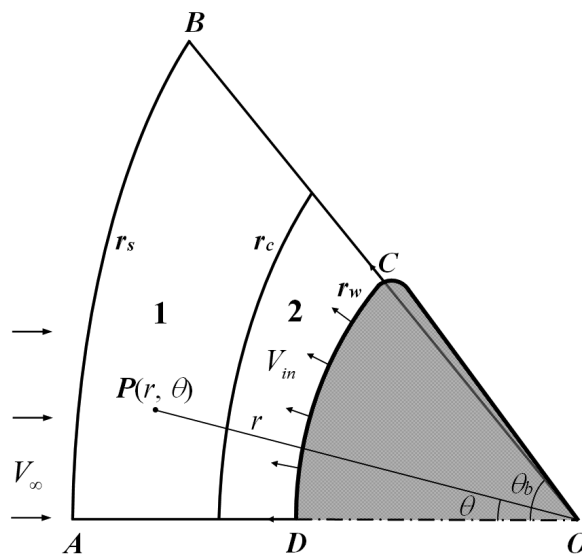


Рис. 1

На рисунке 1 (на примере сегментальной формы) представлена физическая картина течения и область решения задачи обтекания для общего расчетного случая, учитывающего вдув продуктов разрушения с поверхности под воздействием тепловых потоков из высокотемпературного сжатого слоя у лобовой поверхности. В меридиональной плоскости, проходящей через ось

симметрии течения, изображены образующие поверхностей: r_s — ударной волны; r_c — контактной поверхности; r_w — поверхности тела; луч θ_b — верхняя граница области решения. Таким образом, область ABCD между ударной волной r_s и образующей поверхности r_w разбивается на 2 подобласти — 1 и 2. В подобластях 1 (ударный слой) и 2 (слой вдува продуктов разрушения) — течение дозвуковое и трансзвуковое, с большими значениями и градиентами давления и температуры газа.

В случае, если разрушение метеорита не учитывается, подобласть 2 исключается из расчетов. Этот случай реализуется при малых тепловых потоках или при большом значении эффективной энтальпии разрушения вещества метеорита [Полежаев, Юревич, 1976]. В этом случае смешение продуктов разрушения метеорита с набегающим потоком газа происходит в пограничном слое, толщиной которого при исследуемых режимах обтекания (числа Рейнольдса $Re \geq 10^5$) можно пренебречь. Этот подвешенный между ударной волной и поверхностью метеорита пограничный слой моделируется контактной поверхностью.

В работе не учитывается взаимодействие излучения, выходящего из ударного слоя (опережающее излучение), с набегающим потоком газа. Это явление, обусловленное поглощением излучения перед ударной волной, приводит к дополнительному нагреву газа и к увеличению лучистых тепловых потоков к обтекаемой поверхности. Учет опережающего излучения выходит за рамки данной работы.

При решении задачи обтекания метеорита при наличии вдува используется «двухслойная» модель течения [Стулов, Мирский, Вислый, 1995], в рамках которой пренебрегается вязкостью и теплопроводностью газа. Предполагается, что газ находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Это допущение справедливо при исследуемых режимах интенсивного теплообмена, поскольку неравновесные эффекты за ударной волной проявляются на больших высотах, на которых тепловое воздействие атмосферы — лучистое и конвективное — является незначительным.

Представим с учетом принятых допущений в общей тензорной форме систему уравнений радиационной газовой динамики для установившихся пространственных течений газа:

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho \bar{V}) = 0, \\ (\bar{V} \cdot \nabla) + (1/\rho) \nabla P = 0, \\ \nabla \cdot [\rho \bar{V} (h + V^2/2) + \bar{H}] = 0, \\ \bar{H} = \int_0^\infty \bar{H}_v dv, \end{cases} \quad (2)$$

$$\rho = \rho(P, T), \quad h = h(P, T),$$

$$\begin{cases} \nabla \cdot \Pi_v = K_v \bar{H}_v, \\ \Pi_v = -\frac{4\pi}{3} \left(B_v - \frac{1}{4\pi K_v} \nabla \cdot \bar{H}_v \right) E + D_v, \\ D_v = \frac{2}{5K_v} \left[\Phi_v - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \bar{H}_v) E \right], \\ \Phi_v = \frac{1}{2} \left[\frac{d\bar{H}_v}{d\bar{r}} + \left(\frac{d\bar{H}_v}{d\bar{r}} \right)^* \right], \end{cases} \quad (3)$$

$$B_v = \frac{2h_* c^2 v^3}{\exp(h_* cv/kT) - 1}, \quad K_v = K_v(P, T).$$

Здесь ∇ — оператор градиента в трехмерном евклидовом пространстве с радиус-вектором \vec{r} ; \vec{V} — вектор скорости газа; ρ, h, P, T — соответственно плотность, удельная энтальпия, давление и температура газа, H_ν — вектор монохроматического лучистого теплового потока; c — скорость света в вакууме; h_* — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; Π_ν — симметричный тензор монохроматического излучения; E — единичный тензор; Φ_ν — симметричная часть производного тензора $\frac{d\vec{H}_\nu}{d\vec{r}}$ от вектора \vec{H}_ν по радиус-вектору \vec{r} с компонентами $\{\partial H_{\nu k}/\partial r_l\}$, $k, l = 1 \dots 3$; $\left(\frac{d\vec{H}_\nu}{d\vec{r}}\right)^*$ — сопряженный тензор по отношению к тензору $\frac{d\vec{H}_\nu}{d\vec{r}}$; D_ν — девиатор тензора Π_ν ; ρ, h, K_ν — заданные функции своих аргументов — давления газа P и температуры T ; индекс ν относится к параметрам монохроматического излучения.

Система исходных дифференциальных уравнений состоит из двух подсистем: газодинамической (2) и тепловой (3). Газодинамическая подсистема (2) включает законы сохранения массы, импульса и энергии для частицы газа. Тепловая подсистема (3) содержит закон равновесия для излучающе-поглощающей среды и реологическое соотношение, которое дает выражение для тензора Π_ν в виде двух слагаемых: сферической части и девиатора D_ν .

В общем трехмерном случае система (2), (3) является замкнутой системой пяти газодинамических и девяти (для каждого значения ν) тепловых уравнений относительно искомым функций: пяти газодинамических \vec{V}, P, T и девяти функций поля излучения \vec{H}_ν, Π_ν . В терминах МСГ представленная тепловая подсистема (3) соответствует P_2 -приближению. При $D_\nu \equiv 0$ тензор Π_ν имеет только сферическую часть. В этом случае подсистема (3) соответствует P_1 -приближению. В настоящей работе используется именно P_1 -приближение МСГ.

Селективность излучения учитывается в многогрупповом приближении, причем для воздуха используется спектральная модель [Баула, Маркелова, Николаев и др., 1984], состоящая из десяти групп. Уравнения подсистемы (3) интегрируются по ν в пределах каждой спектральной группы $\nu_{i-1} < \nu < \nu_i$, $i = 1 \dots N_i$, где N_i — количество спектральных групп (ν_{i-1}, ν_i). В результате получается замкнутая система уравнений относительно интегральных по i -й группе (ν_{i-1}, ν_i) лучистых тепловых потоков $\vec{H}^{(i)}$ и тензоров $\Pi^{(i)}$:

$$\vec{H}^{(i)} = \int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} \vec{H}_\nu d\nu, \quad \vec{H} = \sum_{i=1}^{N_i} \vec{H}^{(i)}, \quad \Pi^{(i)} = \int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} \Pi_\nu d\nu, \quad B_i = \int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} B_\nu d\nu, \quad i = 1 \dots N_i.$$

Условия на поверхностях разрыва для газодинамических функций традиционны: на ударной волне r_s задаются условия совместности Ренкина–Гюгонио, а на контактной поверхности r_c — условия непротекания и непрерывности для давления газа:

$$\left(\vec{V}_1 \cdot \vec{n}_c\right) = 0, \quad \left(\vec{V}_2 \cdot \vec{n}_c\right) = 0, \quad [P]. \quad (4)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к величинам, рассматриваемым в подобластях 1 и 2, n_c — единичная нормаль к контактной поверхности, символ $[\cdot]$ означает скачок функции при переходе через поверхность разрыва.

Для функций поля излучения в P_1 -приближении МСГ на поверхностях разрыва непрерывны нормальная компонента вектора $\vec{H}^{(i)}$ и компонента тензора $\Pi^{(i)}$ (диагонального в P_1 -приближении)

$$\left[\vec{H}^{(i)} \cdot \vec{n}_c\right] = 0, \quad \left[\Pi^{(i)}\right] = 0, \quad i = 1 \dots N_i.$$

Система уравнений в осесимметричном случае записывается в полярной системе координат (r, θ) , r — расстояние от центра системы координат, расположенного на оси симметрии до

рассматриваемой точки течения; θ — полярный угол, $0 \leq \theta \leq \pi$. Ось системы координат совпадает с осью симметрии задачи. Система уравнений в частных производных содержит $4 + 3N_i$ искомые функции: $V_r, V_\theta, P, T, H_r^{(i)}, H_\theta^{(i)}, \Pi_{rr}^{(i)}, i = 1 \dots N_i$. Здесь V_r, V_θ — проекции вектора скорости газа на направления r и θ ; $H_r^{(i)}$ и $H_\theta^{(i)}$ — компоненты интегрального по i -й спектральной группе вектора лучистого теплового потока, $\Pi_{rr}^{(i)}$ — компонента интегрального по i -й группе тензора излучения. В последующем изложении для краткости будем опускать индекс i у интегральных по i -й группе спектра $(v_{i-1}, v_i) i = 1 \dots N_i$ функций излучения.

Подробно постановка граничных условий в исследуемом осесимметричном случае для P_1 -приближения МСГ описана в работе [Иванков, 2006]. Условия имеют вид

$$\begin{aligned}
 r = r_s, 0 \leq \theta \leq \theta_b : & \quad V = V_\infty, P = P_\infty, T = T_\infty, \\
 & \quad 0.75(H_r n_r + H_\theta n_\theta) + \Pi_{rr} = -4\pi/3B_i(T_\infty), \\
 \theta = 0, r_w \leq r \leq r_s : & \quad V_\theta = 0, H_\theta = 0, \\
 r = r_w, 0 \leq \theta \leq \theta_b : & \quad \bar{V} \cdot \bar{n}_w = V_{in} \text{ (при вдуве)}, \bar{V} \cdot \bar{n}_w = 0 \text{ (без вдува)}, T = T_w, \\
 & \quad 0.75(2 - A_w)(H_r n_r + H_\theta n_\theta) - A_w \Pi_{rr} = 4\pi/3\varepsilon_w B_i(T_w), \\
 \theta = \theta_b, r_w \leq r \leq r_s : & \quad 0.75H_\theta + \Pi_{rr} = -4\pi/3B_i(T_b).
 \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь A_w, ε_w — поглощательная способность и степень черноты поверхности; V_{in} — скорость вдува; B_i — интегральная по i -й группе функция Планка, \bar{n}_w — единичный вектор внешней нормали к поверхности; нижние индексы ∞, w и b относятся соответственно к параметрам невозмущенного потока на поверхности и в зоне верхнего граничного луча.

В качестве численного метода решения задачи используется метод, являющийся развитием метода интегральных соотношений и метода прямых для течений газа с учетом переноса излучения и сильного вдува с поверхности [Иванков, 2006]. После замены переменных $(r, \theta) \rightarrow (\xi, \nu)$ аппроксимирующая система обыкновенных дифференциальных уравнений в переменных (ξ, ν) интегрируется по ξ от ударной волны r_s и от поверхности тела r_w по направлению к контактной поверхности r_c методом Эйлера с пересчетом.

Краевая задача состоит в определении пяти неизвестных функций: положений ударной волны r_s и контактной поверхности r_c , распределения давления газа по поверхности тела P_w , значений компоненты тензора Π_{rr} на ударной волне $\Pi_{rr,s}$ и на поверхности тела $\Pi_{rr,w}$. Значения управляющих параметров в узлах сетки по угловой переменной ν подбираются в процессе счета по выполнению двух граничных условий для функций поля излучения на ударной волне и на поверхности тела (5) и трех условий для газодинамических функций на контактной поверхности (4). Краевая задача решалась обобщенным методом Ньютона.

Наряду с представленным выше методом используется упрощенная (инженерная) модель для проведения быстрых оценок лучистых тепловых потоков, основанная на использовании интегральной полусферической степени черноты ударного слоя у лобовой поверхности тела [Баула, Маркелова, Николаев и др., 1984]. По этой модели для каждого сечения ударного слоя используется аппроксимация локально-плоским слоем, однородным по распределению температуры и давления газа.

При расчете конвективных тепловых потоков используется приближенная математическая модель, разработанная по результатам расчетных и экспериментальных работ, выполненных в ракетно-космической отрасли [Авдуевский, Антонов, Анфимов и др., 1972; Авдуевский, Галицкий, Глебов и др., 1992; Землянский, Лунев, Власов и др., 2011; Лунев, 2007]. Конвективные тепловые потоки определяются в зависимости от режима течения возле обтекаемой поверхности по критерию Кнудсена $Kn = l/L$, где l — средняя длина свободного пробега молекул газа, L — характерный линейный размер обтекаемого тела — диаметр миделевого сечения метеорита D_m .

При свободномолекулярном режиме течения ($Kn > 10$) конвективный тепловой поток к поверхности определяется по результатам работы [Коган, 1967]

$$q = a_e P_\infty \left(\frac{R^* T_\infty}{2\pi\mu} \right)^{0.5} \left[\left(S^2 + \frac{\kappa}{\kappa-1} - \frac{1}{2} \frac{(\kappa+1) T_w}{(\kappa-1) T_\infty} \right) \cdot \chi(S_\varphi) - 0.5 \exp(-S_\varphi^2) \right], \quad 0 \leq \varphi \leq \pi/2,$$

$$q = 0, \quad \pi/2 \leq \varphi \leq \pi,$$

где a_e — коэффициент аккомодации энергии;

R^* — универсальная газовая постоянная;

μ — молярная масса газа;

φ — угол падения линии тока к поверхности элемента;

κ — показатель адиабаты;

$\chi(x) = \exp(-x^2) + \pi^{0.5} x (1 + \operatorname{erf}(x))$;

$\operatorname{erf}(x) = 2\pi^{-0.5} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ — функция ошибок;

$S = (\kappa/2)^{0.5} M_\infty$, $S_\varphi = S \cos(\varphi)$.

Для переходного режима течения ($0.01 \leq Kn \leq 10$) конвективный тепловой поток q_{0i} к обтекаемой поверхности определяется по зависимости числа Стантона $St_i(Kn)$ от числа Kn (индекс $i = 1, 2, 3$ идентифицирует форму тела), полученной обобщением большого количества экспериментальных и расчетных данных при обтекании тел различной формы, таких как сфера, цилиндр, цилиндрический торец:

$$q_{0i} = St_i(Kn) \rho_\infty V_\infty (I_0 - I_w), \quad i = 1 \dots 3,$$

где I_0 и I_w — соответственно энтальпия торможения и энтальпия газа при температуре обтекаемой поверхности.

Для распределения теплового потока по поверхности сферы используется аппроксимация, применимая для ламинарного пограничного слоя

$$q_1(\theta) = q_{01} [0.55 + 0.45 \cos(2\theta)], \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2,$$

где θ — полярный угол точки на поверхности сферы, отсчитываемый от оси симметрии течения.

Для сплошного режима течения ($Kn < 0.01$) конвективный тепловой поток определяется с помощью соотношений, которые для ламинарного и турбулентного пограничных слоев в расчетных точках поверхности имеют вид

$$q_L = K_L(\theta) \rho_\infty^{0.5} \cdot R_e^{-0.5} V_\infty^{3.05} (1 - I_w/I_0), \quad q_T = K_T(\theta) \rho_\infty^{0.8} \cdot R_e^{-0.2} V_\infty^{3.3} (1 - I_w/I_0),$$

где $K_L = A_L [0.55 + 0.45 \cos(2\theta)]$, $K_T = A_T [3.75 \sin(\theta) - 3.5 \sin^2(\theta)]$.

Здесь коэффициенты A_L и A_T — заданные числовые множители; R_e — характерный линейный размер обтекаемого тела, формируется программно с помощью метода эффективной длины [Землянский, Лунев, Власов и др., 2011]. При проведении расчетов вдоль образующей поверхности полученные значения тепловых потоков q_L и q_T сравниваются. В качестве решения выбирается значение, максимальное из двух значений q_L и q_T . Очевидно, такой подход дает верхнюю оценку уровня тепловой нагрузки.

Прогрев и унос массы при тепловом разрушении

Расчет прогрева и уноса массы метеорита проводится в одномерной постановке, поскольку в исследуемом случае температурные градиенты в нормальном направлении к обтекаемой газом поверхности существенно больше, чем в касательном. Используется нестационарное уравнение теплопроводности, дополненное учетом процессов теплового разрушения и фильтрации газа [Иванков, 2012]:

$$C\rho_m \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(x) \frac{\partial T}{\partial x} \right] - C_g G_g \frac{\partial T}{\partial x} - Q_d, \quad 0 < x < \delta, \quad 0 < t \leq t_f, \quad (6)$$

где $T = T(x, t)$ — температура вещества; $C(x)$, $\rho_m(x)$ и $\lambda(x)$ соответственно теплоемкость единицы массы, плотность и коэффициент теплопроводности вещества метеорита (с учетом газообразных продуктов разрушения); $C_g = C_g(P, T)$ — теплоемкость единицы массы газообразных продуктов разложения; x — координата, отсчитываемая в нормальном направлении к поверхности, $x = 0$ соответствует стороне, обтекаемой газом; δ — начальное значение толщины расчетного слоя вещества; t и t_f — соответственно текущее и конечное время прогрева.

Коэффициенты уравнения (6) $C(x)$, $\rho_m(x)$ и $\lambda(x)$ терпят сильный разрыв на стыке веществ с различными теплофизическими свойствами. В точке разрыва коэффициентов выполняются естественные условия сопряжения — непрерывности температуры $T(x, t)$ и теплового потока ($\lambda \partial T / \partial x$). Условия сопряжения записываются в виде

$$[T(x, t)] = 0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0,$$

где символом $[\cdot]$ обозначен скачок функции при переходе зоны контакта веществ.

В начальный момент времени $t = 0$ задается распределение температуры поперек слоя

$$T(0, x) = T_b(x), \quad 0 \leq x \leq \delta, \quad t = 0. \quad (7)$$

Унос вещества с поверхности описывают граничные условия 1-го рода. Принята модель, по которой унос начинается при достижении температуры разрушения вещества T_d (задача Стефана [Самарский, Вабишевич, 2003]):

$$T(t, x) = T_{d0}, \quad x = x_{d,0}(t), \quad 0 \leq x_{d,0} \leq \delta, \quad 0 < t \leq t_f, \quad (8)$$

где $x_{d,0}(t)$ — положение внешней (обтекаемой газом) разрушаемой границы, определяемое в процессе решения. Скорость перемещения границы при разрушении V_d находится по формуле

$$V_{d,0} = \frac{q_0 - \varepsilon_0 \sigma T^4}{\rho_m I_{ef,0}}, \quad (9)$$

где q_0 — суммарный тепловой поток к поверхности; ε_0 — степень черноты; σ — постоянная Стефана–Больцмана; $I_{ef,0}$ — эффективная энтальпия разрушения вещества; индекс 0 относится к внешней поверхности. В соотношении (9) пренебрегается тепловым потоком, идущим на нагрев вещества метеорита, что приводит к незначительному завышению его уноса.

Если температура поверхности не достигает температуры разрушения вещества, то вместо (8) задается условие

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 - \varepsilon_0 \sigma T^4, \quad x = x_{d,0}, \quad 0 < t \leq t_f. \quad (10)$$

На внутренней границе области решения, расположенной внутри вещества на некотором удалении от обтекаемой поверхности, температура $T(x, t)$ всегда меньше температуры разрушения. Здесь граничное условие имеет вид

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q_1 - \varepsilon_1 \sigma T^4, \quad x = \delta, \quad 0 < t \leq t_f, \quad (11)$$

где индекс 1 относится к внутренней границе расчетной области $x = \delta$.

Решение уравнения (6) определяется при заданных начальных (7) и граничных условиях на внешней (обтекаемой) поверхности (8) или (10), и на внутренней границе – (11) с учетом соотношения (9) на внешней границе области решения.

Для численного решения задачи используется однородная консервативная разностная схема, представленная в работе [Иванков, 2012]. При проведении расчетов используется чисто неявный вариант схемы (абсолютно устойчивый), с первым порядком аппроксимации по времени и вторым – по переменной x .

В расчетах не учитывалась фильтрация газообразных продуктов при внутреннем тепловом разложении вещества метеорита при нагреве, поскольку нагрев отсутствовал из-за высокой скорости разрушения обтекаемой поверхности и уноса прогретого поверхностного слоя вещества.

Результаты расчетов и их анализ

Для проведения расчетных оценок использовались данные, полученные по результатам различных наблюдений, включая сведения из средств массовой информации и Интернета. По этим данным исследуемый объект является каменным метеоритом типа хондрит. Метеорит состоит из капель силикатных минералов, смешанных с мелкими зёрнами сульфидов и металлов железа и никеля, размеры которых находятся в пределах от 0.1 до 10 мм. С учетом неопределенности информации по элементному составу и теплофизическим характеристикам метеорного вещества при проведении расчетов принимается, что по составу и физическим свойствам метеорит близок к граниту с преимущественным содержанием кварца. Плотность вещества ρ метеорита принимается равной 2000 кг/м^3 , коэффициент теплопроводности $\lambda = 2.5 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$, удельная теплоемкость $C = 920 \text{ Дж/кг}$.

В качестве формы метеорита рассматривается сфера диаметром $D = 17 \text{ м}$ массой $m = 5 \text{ кт}$.

В качестве начальных значений параметров траектории входа метеорита в атмосферу Земли принимаются значения $H_e = 120 \text{ км}$, $V_e = 18 \text{ км/с}$, $\theta_e = -10^\circ$.

Коэффициент лобового сопротивления c_x для сферы в широком диапазоне параметров набегающего потока задавался табличной зависимостью от числа Маха $c_x = c_x(M_\infty)$. Для гиперзвуковых скоростей полета это значение составляло 0.9, а на сверхзвуковых и дозвуковых скоростях ($M_\infty \leq 2.5$) менялось в пределах 0.95–0.26.

На рисунке 2 представлены параметры траектории движения центра масс метеорита (без учета разрушения) от точки входа до поверхности Земли. Приведены распределения высоты H , скорости V и скоростного напора $q = 0.5\rho_\infty V_\infty^2$. Эта информация необходима для предварительного аэро- и термодинамического анализа траектории. По известным наблюдениям движение метеорита происходило до высоты примерно 30 км, далее следовало его разрушение и распад на мелкие фрагменты. По результатам расчета до момента $t = 40 \text{ с}$ скорость метеорита из-за большой массы практически не снижалась, оставаясь на уровне 18 км/с; высота при этом менялась почти линейно до значения $H \approx 27 \text{ км}$, а скоростной напор и силовая нагрузка на поверхность к этому моменту возрастали экспоненциально.

На рисунке 3 вдоль траектории движения метеорита приведены распределения: высоты H и критериев подобия – чисел Кнудсена Kn и Рейнольдса Re , рассчитанных по параметрам

набегающего потока газа и характерному размеру метеорита — диаметру миделя $D_m = 17$ м. Начиная с 8–10-й секунды движения режим течения возле метеорита становится сплошным ($Kn < 0.01$) и числа $Re \geq 10^5$, поэтому, при расчете теплового разрушения метеорита правомерно использование двухслойной модели течения. В связи с этим большая часть представленных ниже результатов приводится с момента времени $t = 10$ с исследуемой траектории.

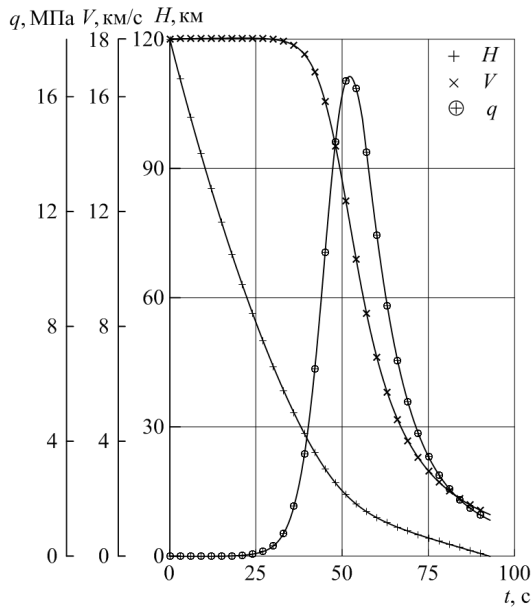


Рис. 2

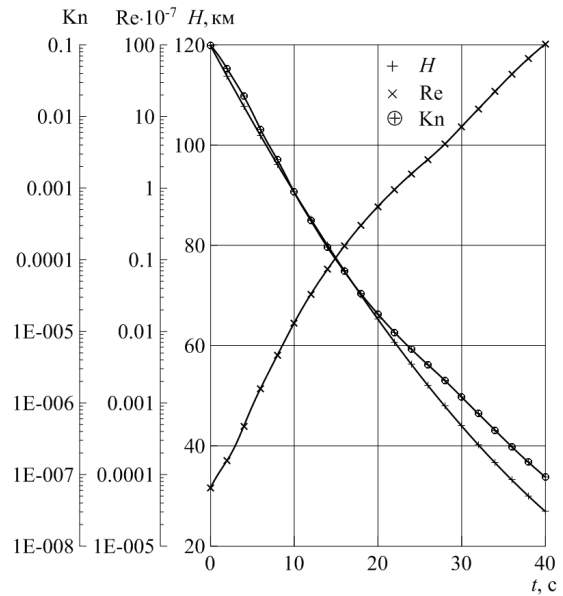


Рис. 3

На рисунке 4 представлены параметры торможения газового потока для критической точки поверхности: температуры T_0 , давления P_0 и энтальпии I_0 . К моменту разрушения метеорита температура газа у поверхности составляет примерно 22000 К, а давление почти экспоненциально возрастает к значению 100 МПа. Такое резкое нарастание тепловой и силовой нагрузки на поверхность к моменту времени $t = 40$ с (на высоте $H = 27 \dots 30$ км) приводит к механическому разрушению метеорита.

На рисунке 5 приведено сравнение составляющих суммарного теплового потока к поверхности метеорита (без учета его разрушения) — лучистого H_R и конвективного H_C . Эти результаты получены по приближенной (инженерной) методике, с удовлетворительной точностью применимой при проведении быстрых оценок. В этом расчете лучистая составляющая теплового потока примерно на два порядка превосходит его конвективную часть. Такое соотношение имеет место при гиперболических скоростях входа объектов в атмосферы планет. Дополнительное снижение конвективного теплового потока происходит из-за сильного вдува продуктов разрушения во встречный поток за счет оттеснения пограничного слоя от обтекаемой поверхности [Анфимов, Румынский, 1982]. Поэтому в последующих расчетах конвективная составляющая теплового потока учитываться не будет.

На рисунке 6 приведены результаты расчета, полученные без учета разрушения метеорита, позволяющие оценить состояние газового потока у его поверхности и провести предварительный тепловой анализ траектории. Для критической точки поверхности метеорита представлены распределения отхода ударной волны E_s от поверхности, температуры газа T и давления P_w у поверхности, значения падающего на поверхность лучистого теплового потока H_w . Отметим значительное влияние переноса излучения на температуру газа, профиль которой по траектории имел немонотонный характер, а значение было меньше, чем температура торможения (см.

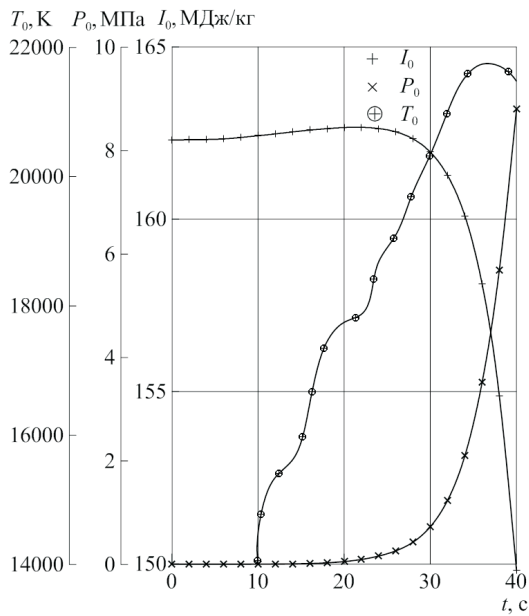


Рис. 4

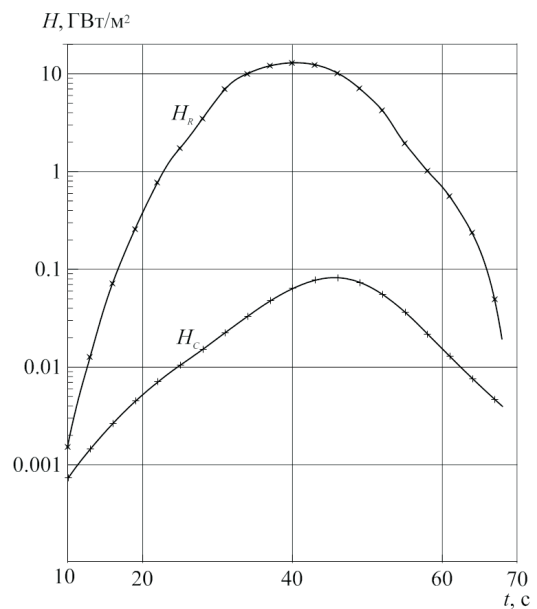


Рис. 5

рис. 4) вследствие потери энергии газа на излучение, причем на распределение давления газа P_w перенос излучения практически не повлиял.

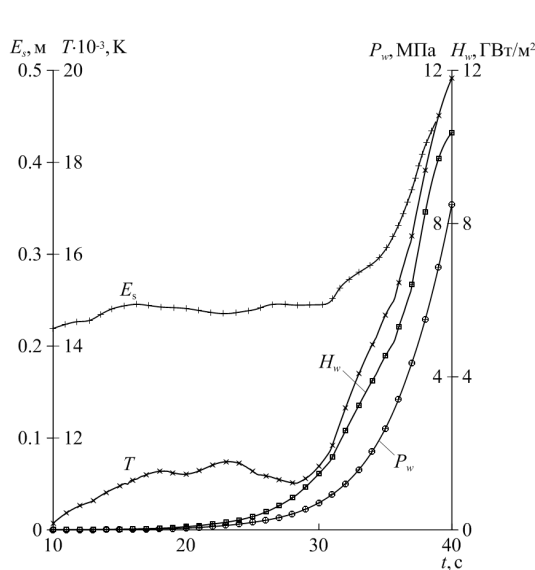


Рис. 6

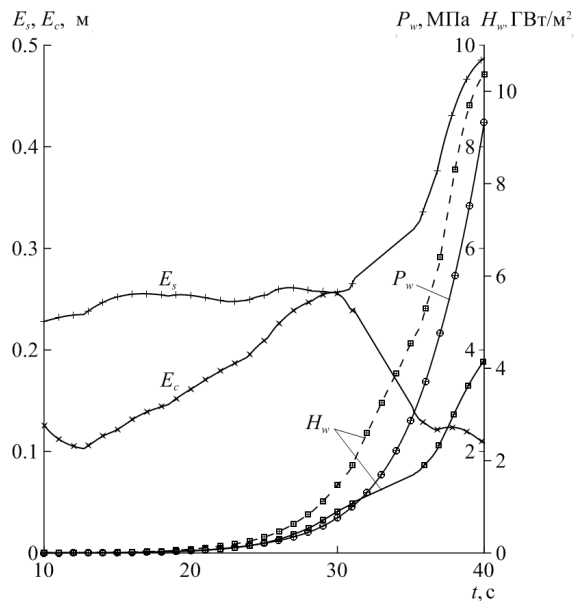


Рис. 7

На рисунке 7 представлены те же результаты, что и на рисунке 6, но с учетом разрушения метеорита и вдува во встречный поток продуктов разрушения. Вместо температуры газа у поверхности (в этом расчете значение T постоянно и равно температуре разрушения $T = T_d$) приведено распределение отхода контактной поверхности E_c от поверхности. Штриховой линией приведено распределение лучистого потока для варианта без учета вдува продуктов разрушения. Видно, что за счет поглощения излучения в слое вдува более холодном, чем ударный слой, зна-

чение лучистого потока к поверхности снижается более, чем в 2 раза по сравнению с расчетом, не учитывающем этого фактора.

Результаты приведены для значения эффективной энтальпии разрушения вещества $I_{ef} = 21.0$ МДж/кг, характерной для теплозащитных покрытий аппаратов, спускаемых в атмосферах планет [Стулов, Мирский, Вислый, 1995]. Вследствие отсутствия данных по энтальпии разрушения вещества метеорита, оценим это значение для принятого элементного состава с преобладанием кварцевой составляющей. Для кварца наиболее характерный режим разрушения — плавление с испарением, и для него не существует точного значения температуры разрушения [Полежаев, Юревич, 1976]. Для кварца температура плавления составляет 1823 К, а кипения — 3223 К [Ефимов и др., 1983]. Примем, что температура разрушения вещества метеорита T_d равна среднему арифметическому этих значений, а именно $T_d = 2500$ К. В качестве эффективной энтальпии разрушения метеорита примем значение, равное среднему арифметическому значений удельных теплоты плавления и испарения кварца, равных соответственно 0.142 и 0.583 МДж/кг, таким образом, полагаем $I_{ef} = 0.363$ МДж/кг. Будем аппроксимировать оптические и термодинамические свойства вдуваемой смеси продуктов разрушения свойствами воздуха — возможность такой аппроксимации обоснована в работе [Анфимов, Румынский, 1982]. В этом случае связь между скоростью вдува газообразных продуктов разрушения V_{in} и скоростью разрушения вещества метеорита V_d определяется соотношением $V_{in}\rho = V_d\rho_m$.

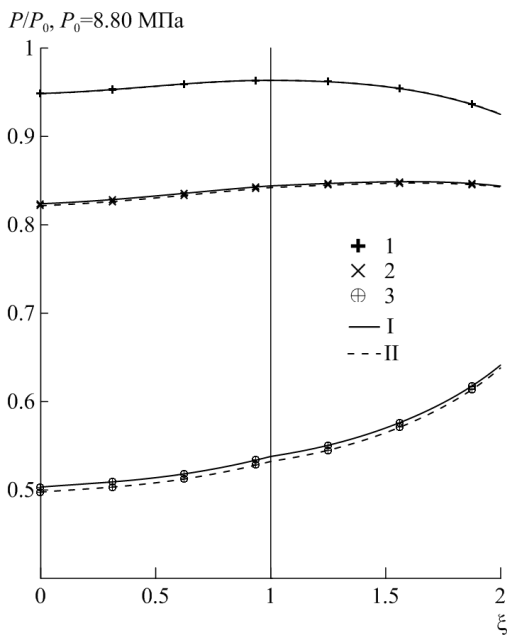


Рис. 8

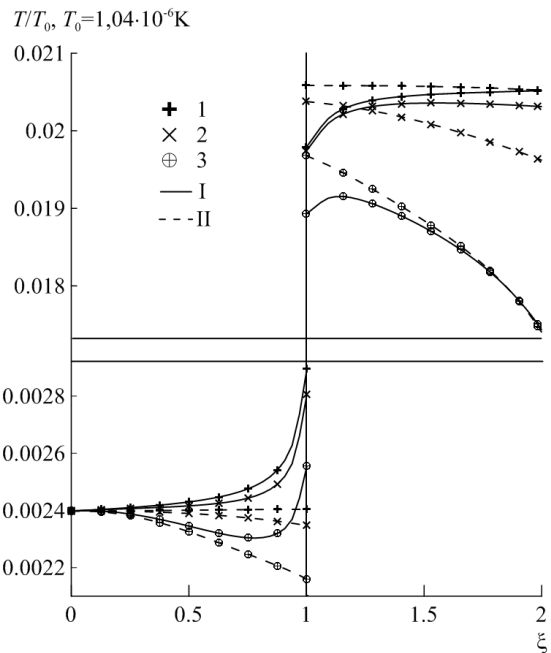


Рис. 9

Расчет с учетом разрушения метеорита для значения $I_{ef} = 0.363$ МДж/кг проведен для конечной точки траектории — момента времени $t = 40$ с, предшествующего распаду метеорита на фрагменты. На рисунках 8–10 для искомых функций давления газа P , температуры T и компоненты H_r лучистого теплового потока, определяющих теплообмен в расчетной области, представлены распределения по лучам сетки по ν . Здесь кривые 1, 2 и 3 соответствуют распределениям функций по координате ξ от ударной волны к телу по лучам сетки: осевому ($\nu_1 = 0$), среднему ($\nu_2 = 0.5\theta_b$) и верхнему граничному ($\nu_3 = \theta_b$). Сплошные кривые I соответствуют результатам с учетом влияния излучения на газодинамическое поле, штриховые II — без учета этого фактора (в этом случае в подсистеме (2) полагается $\text{div}\vec{H} = 0$). Наиболее значительно перенос излучения

повлиял на распределение температуры газа T (рис. 9) и меньше — на распределения давления P (рис. 8) и компоненты H_r (рис. 10). Отметим падение температуры газа T от ударной волны ($\xi = 2$) к контактной поверхности ($\xi = 1$) за счет потери энергии высокотемпературным газом на излучение, и, напротив, повышение температуры от обтекаемой поверхности ($\xi = 0$) к контактному разрыву ($\xi = 1$) за счет поглощения излучения более холодным газом в слое вдува. Следует отметить существенное падение лучистого потока (более чем на порядок) от контактной поверхности к поверхности метеорита. Таким образом, область вдува продуктов разрушения является оптически плотной для излучения из ударного слоя и в значительной степени экранирует его.

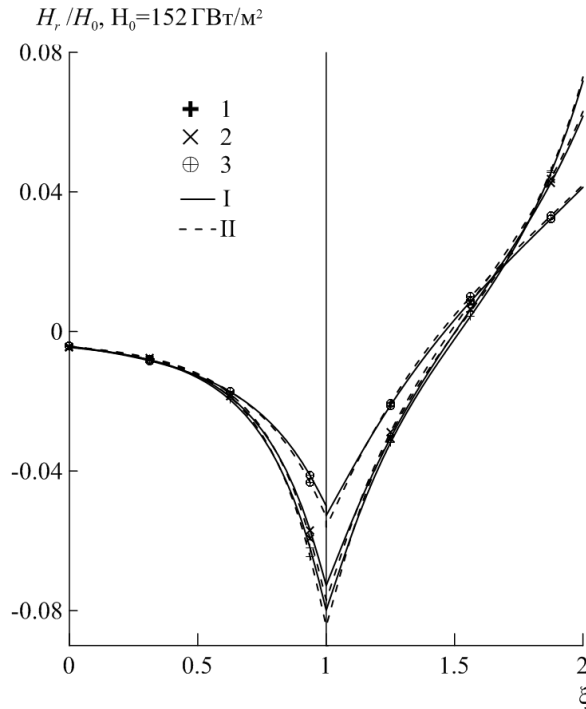


Рис. 10

Определим по результатам рисунка 10, полученным для значения эффективной энтальпии вещества метеорита $I_{ef} = 0.363$ МДж/кг, снижение лучистого потока за счет экранировки слоем вдува по сравнению с результатами для значения $I_{ef} = 21.0$ МДж/кг (рис. 7). Из результатов следует, что за счет экранировки лучистый поток уменьшился примерно в 6 раз. Для процесса разрушения метеорита это эквивалентно увеличению в 6 раз его эффективной энтальпии разрушения (см. формулу (9)). Воспользуемся этим, чтобы для значения энтальпии разрушения $I_{ef} = 2.1$ МДж/кг (увеличенного в 6 раз по сравнению с $I_{ef} = 0.363$ МДж/кг), рассчитать унос массы метеорита до точки его распада в момент $t = 40$ с.

Результаты этого расчета представлены на рисунке 11. Приведены распределения высоты H , скорости V и уноса массы ΔM метеорита по траектории. Штриховой линией отмечены результаты, полученные без учета влияния на траекторию изменения массы метеорита. Более всего учет этого фактора повлиял на скорость движения V метеорита, влияние на другие параметры траектории (в масштабе графика) было несущественным. В конечной точке траектории к моменту распада метеорита унос массы составил около 1850 т, причем скорость уноса массы к этому моменту резко возрастала, достигая значения 250 т/с.

На рисунке 12 для этого варианта приведены результаты решения внутренней задачи по прогреву и уносу массы метеорита. Здесь в характерном (среднем) сечении метеорита пред-

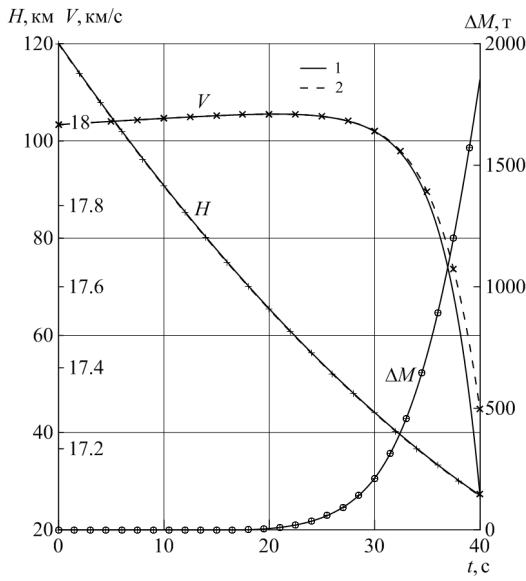


Рис. 11

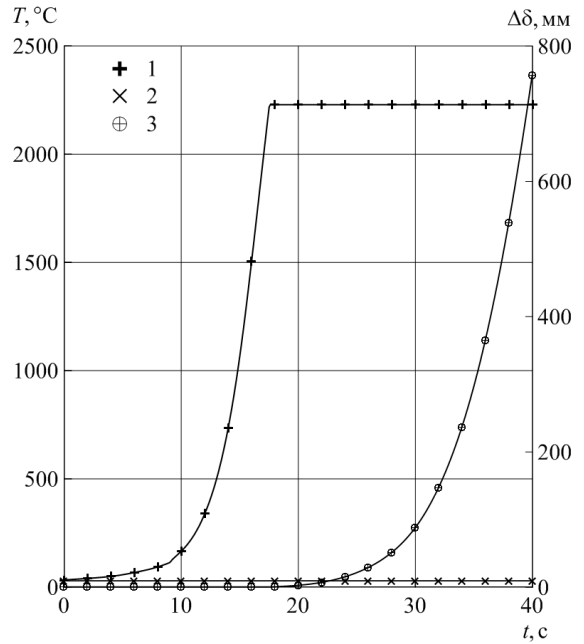


Рис. 12

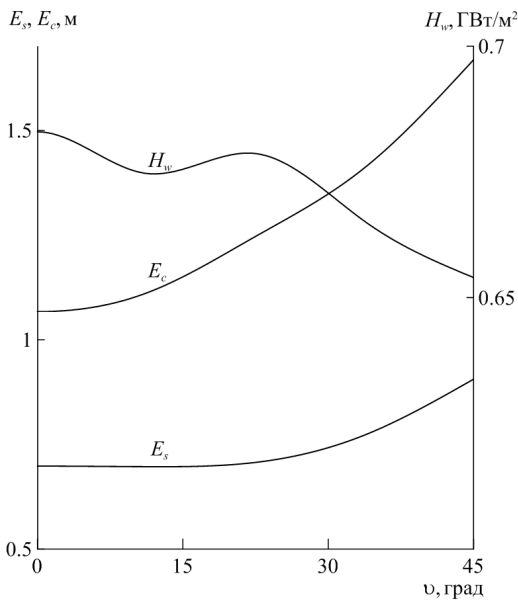


Рис. 13

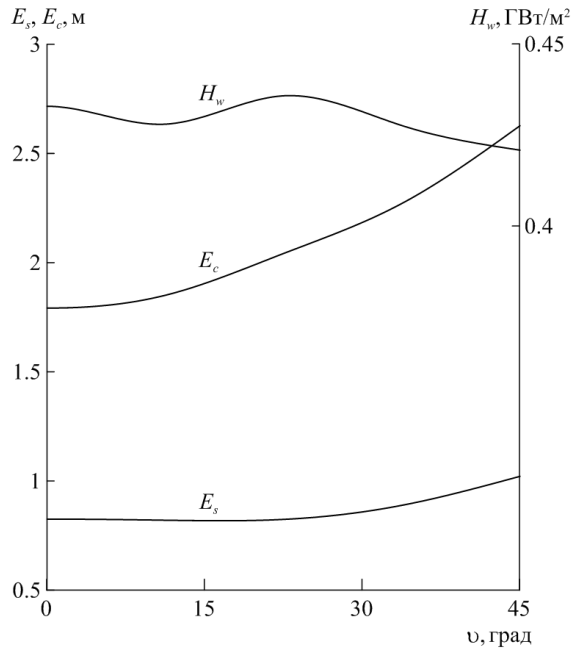


Рис. 14

ставлено распределение температуры в точках, расположенных на поверхности (кривая 1) и на глубине 5 мм (кривая 2), а также приведен линейный унос $\Delta\delta$ вещества с поверхности метеорита. В этом варианте протяженность расчетной области δ (зоны прогрева) выбиралась равной $\delta = 1$ м. Максимальное значение линейного уноса вещества метеорита $\Delta\delta$ составило примерно 750 мм. Скорость уноса была столь велика, что в процессе разрушения вещество внутри метеорита не прогревалось, поскольку прогретые слои быстро уносились.

На рисунке 13 для иллюстрации эффекта увеличения размеров метеорита за счет сильного вдува продуктов разрушения во встречный поток газа представлены распределения вдоль поверхности метеорита отходов от обтекаемой поверхности ударной волны E_s и контактной поверхности E_c , а также поглощенного лучистого потока H_w , определяющего интенсивность процессов разрушения. Результаты соответствуют значению эффективной энтальпии разрушения вещества $I_{ef} = 0.363$ МДж/кг. Отходы $E_s(v)$ и $E_c(v)$ характеризуют конфигурацию и протяженность расчетной области и, таким образом, существенно влияют на точность расчетов лучистого теплообмена. Эти функции в сумме дают оценку увеличения размеров метеорита, определяя размеры высокотемпературной области свечения у его поверхности. В представленных результатах эффективное увеличение размеров метеорита от оси к граничному лучу расчетной области составило 1.8–2.5 м. На рисунке 14 аналогичным образом приведены результаты для минимально возможного (для принятого состава метеорита) значения $I_{ef} = 0.142$ МДж/кг, дающего максимальную скорость уноса вещества. Результаты иллюстрируют влияние параметра I_{ef} на интенсивность процессов разрушения. Отходы $E_s(v)$ и $E_c(v)$ в этом расчете были максимальными, соответственно максимальным было эффективное увеличение размеров метеорита, которое составило от оси к граничному лучу 2.5–3.6 м. По данным наблюдений, действительно, непосредственно перед разрушением метеорита на фрагменты отмечалось резкое увеличение его размеров.

Заключение

Проведено численное исследование теплового разрушения метеорита «Челябинск» при входе в атмосферу Земли. Совместно с определением траектории метеорита рассчитывалось поле течения и лучисто-конвективный теплообмен, учитывался сильный вдув продуктов разрушения во встречный поток газа. Одновременно в рамках комплексного подхода решалась внутренняя задача определения прогрева и уноса массы метеорита под воздействием рассчитанных тепловых нагрузок. Комплексная (сопряженная) постановка задачи позволила точнее определить траекторию движения метеорита от точки входа в атмосферу до момента времени, характеризующегося значительным увеличением тепловых и силовых нагрузок, приводящих к полному разрушению метеорита. Результаты исследования теплового разрушения метеорита «Челябинск» показали возможности представленного подхода и могут быть использованы при исследовании подобных объектов из космоса для предупреждения негативных последствий их разрушения при входе в атмосферу Земли.

Список литературы

- Авдеевский В. С., Антонов Б. М., Анфимов Н. А. и др.* Основы теории полета космических аппаратов / Под ред. Г. С. Нариманова и М. К. Тихонравова. — М.: Машиностроение, 1972. — 608 с.
- Авдеевский В. С., Галицкий Б. М., Глебов Г. А. и др.* Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике // Под ред. В. К. Кошкина. — М.: Машиностроение, 1992. — 528 с.
- Анфимов Н. А., Румынский А. Н.* Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет солнечной системы. Проблемы механики и теплообмена в космической технике. — М.: Машиностроение, 1982. — 272 с.
- Баула Г. Г., Маркелова Т. В., Николаев В. Н. и др.* Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов / РД 50-25645.114-84. Методические указания. — М.: Изд-во стандартов, 1984. — 60 с.

- Борисов В. М., Иванков А. А.* Расчет переноса лучистой энергии при гиперзвуковом обтекании затупленных тел с использованием P_1 - и P_2 -приближений метода сферических гармоник // Журн. вычислит. математики и мат. физики. — 1992. — Т. 32, № 6. — С. 952–966.
- Ефимов А. И., Белорукова Л. П., Василькова И. В., Чечев В. П.* Свойства неорганических соединений. Справочник. — Л.: Химия, 1983. — 392 с.
- Землянский Б. А., Лунев В. В., Власов В. И. и др.* Руководство для конструкторов. Конвективный теплообмен изделий РКТ / Под ред. Б. А. Землянского. — Королев: ЦНИИмаш, 2010. — 397 с.
- Иванков А. А.* Об одном методе расчета сильного вдува с поверхности затупленных тел при гиперболических скоростях входа в атмосферы планет // Изв. РАН. МЖГ. — 2006. — № 1. — С. 149–159.
- Иванков А. А.* Численное исследование влияния фильтрации газообразных продуктов термического разложения на теплозащиту спускаемых аппаратов // Тепловые процессы в технике. — 2012. — Т. 4, № 8. — С. 368–375.
- Коган М. Н.* Динамика разреженного газа. — М.: Наука, 1967. — 440 с.
- Лунёв В. В.* Течения реальных газов с большими скоростями. — М.: Физматлит, 2007. — 760 с.
- Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.* Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976. — 391 с.
- Самарский А. А., Вабишевич П. Н.* Вычислительная теплопередача. — М.: Едиториал УРСС, 2003. — 784 с.
- Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И.* Аэродинамика болидов. — М.: Наука, Физматлит, 1995. — 36 с.