

УДК: 523.68

Моделирование падения Челябинского метеорита

В. А. Андрущенко^{1,a}, Н. Г. Сызранова^{1,b}, Ю. Д. Шевелев^{1,2,c}

¹Институт автоматизации проектирования РАН,
Россия, 123056, г. Москва, 2-я Брестская ул., д. 19/18

²Московский физико-технический институт,
Россия, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

E-mail: ^a andrusvictor@ya.ru, ^b nina-syzranova@ya.ru, ^c shevelev@icad.org.ru

Получено 15 сентября 2013 г.

На основе простых физико-математических моделей рассматривается движение и разрушение Челябинского метеорита. Оцениваются параметры движения метеорита с учетом абляции и механического дробления. Проводится сравнение результатов расчета с данными наблюдений.

Ключевые слова: метеорит, моделирование, движение, разрушение

Modeling of Chelyabinsk meteorite fall

V. A. Andruschenko¹, N. G. Syzranova¹, Yu. D. Shevelev^{1,2}

¹Institute for Computer Aided Design, 19/18 2nd Brestskaya str., Moscow, 123056, Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy lane, Dolgoprudny, Moscow region, 141700, Russia

Abstract. — We study the motion and destruction of Chelyabinsk meteoroid using simple physical and mathematical models. We evaluate the parameters of the motion, taking into account the ablation and mechanical destruction of the meteoroid, and compare our results to the observation data.

Keywords: meteoroid, simulation, motion, destruction

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2013, vol. 5, no. 6, pp. 927–940 (Russian).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №12-01-00602).

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

Введение

Интерес к проблеме астероидной опасности возрос после Челябинского события, произошедшего 15 февраля 2013 года. Данное событие привлекло внимание теоретиков, а имеющиеся данные наблюдений по Челябинскому метеориту дали возможность апробировать модели для описания происходящих процессов, а также выяснить относительную роль различных механизмов взаимодействия между космического тела и атмосферы.

В работе [Емельяненко, Попова, Чугай и др., 2013] приводятся следующие факты по Челябинскому метеориту:

- тело влетело в атмосферу Земли под углом менее 20° к горизонту со скоростью ~ 18.8 км/с и разрушалось в несколько этапов;
- размер метеорита от 16 до 19 м;
- основной взрыв произошел на высоте около 23 км; анализ разрушений привел к оценке энергии взрыва до 300 кт;
- большая часть собранных фрагментов имела обыкновенную хондритную структуру.

Эти факты используются в настоящей работе при моделировании полета и разрушения Челябинского метеорита в атмосфере.

При разработке методов математического моделирования рассматриваемого явления принимается во внимание невысокая точность исходных данных, поэтому используются приближенные физико-математические модели, которые удобны для проведения расчетов и оценок. Скорость метеорного тела, унос массы под действием тепловых потоков определяются из решения системы уравнений классической физической теории метеоритов. При этом учитывается переменность параметра уноса массы и механическая фрагментация метеорита под действием силовых нагрузок, действующих на тело в полете.

Баллистика метеорного тела в атмосфере Земли

Рассмотрим постановку задачи, моделирующей движение метеорита как единого тела в достаточно плотных слоях атмосферы, когда тело движется в режиме непрерывного обтекания (малые числа Кнудсена, $Kn < 0.1$) в атмосфере Земли. Изменения скорости V , массы метеорита M , угла наклона вектора скорости к горизонту θ описываются уравнениями физической теории метеоритов [Левин, 1956]:

$$M \frac{dV}{dt} = Mg \sin \theta - C_D S_{mid} \frac{\rho V^2}{2} - fV \frac{dM}{dt}, \quad (1)$$

$$MV \frac{d\theta}{dt} = Mg \cos \theta - \frac{MV^2 \cos \theta}{R_3 + z} - C_N S_{mid} \frac{\rho V^2}{2}, \quad (2)$$

$$H_{eff} \frac{dM}{dt} = -C_H S_{mid} \frac{\rho V^3}{2},$$

$$\frac{dz}{dt} = -V \sin \theta.$$

Здесь C_D , C_N , C_H — коэффициенты лобового сопротивления, подъемной силы, теплопередачи по отношению к поверхности тела соответственно; f — коэффициент реактивной отдачи, $-1 \leq f \leq 1$; S_{mid} — площадь поперечного сечения тела; R_3 — радиус Земли; z — высота положения метеорного тела над поверхностью Земли. Изменение плотности воздуха с высотой z находится по формуле

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/h),$$

где ρ_0 — плотность атмосферы при $z = 0$, h — характерная шкала высоты.

Площадь Миделя S_{mid} в общем случае величина переменная, так как масса метеорного тела меняется с высотой:

$$\frac{S_{mide}}{S_{mid}} = \left(\frac{M_e}{M} \right)^\mu.$$

Индекс e соответствует параметрам входа тела в атмосферу. Величина значения параметра μ характеризует влияние изменения формы тела вследствие уноса массы. При $\mu = 2/3$ унос происходит равномерно по всей поверхности и коэффициент формы тела сохраняется. Необходимым условием, для того чтобы $\mu = 2/3$, является быстрое и беспорядочное вращение метеорного тела, обеспечивающее равномерный унос массы со всей поверхности. В другом предельном случае ориентированного движения без вращения максимальный нагрев, и, следовательно, унос массы, приходится на окрестность критической точки. Этот случай эквивалентен допущению о постоянства миделевого сечения, то есть $S_{mid} = const$, а $\mu = 0$.

Рассмотрим уравнение движения (1). Оценки показывают, что реактивной силой (последнее слагаемое в правой части уравнения) можно пренебречь при эффективной энтальпии испарения материала метеорного тела $H_{eff} > 4$ кДж/г [Коробейников, 1996]. А так как для тела, имеющего хондритовую структуру, $H_{eff} = 8$ кДж/г, то влияние реактивной силы на баллистику тела здесь не учитывается.

В физической теории метеоритов, как правило, пренебрегают действием силы тяжести, считая ее малой по сравнению с силой аэродинамического сопротивления. Проведенные оценки для рассматриваемого метеорита показывают, что на больших высотах величина сила тяжести значительно превышает величину силу сопротивления. Из уравнения движения (1) можно определить высоту z^* , на которой сила тяготения Земли становится равной силе сопротивления. Для простоты положим $M = M_e$, $V = V_e$, тогда, приравняв правую часть уравнения (1) нулю, и учитывая закон изменения плотности с изменением высоты, получаем искомую высоту:

$$z^* = h \ln \frac{\rho_0 V_e^2 C_D S_{mide}}{2 M_e g \sin \theta}.$$

Будем полагать, что метеорит имеет форму шара с радиусом $R_e = 9$ м, тогда с учетом плотности, характерной для каменного хондрита 3.2 г/см³, его масса составит около 10000 тонн. При угле входа $\theta = 15^\circ$ и скорости $V_e = 18.8$ км/с величина высота z^* будет равна ~ 60 км. Если считать высоту входа метеорита в атмосферу Земли, равной 200 км, то время прохождения расстояния под действием силы тяжести $(200 - 60) = 140$ м составит ~ 8 секунд. Увеличение скорости за 8 секунд имеет порядок ~ 80 м/с, что составляет менее 0.5 % от величины скорости входа. Поэтому несмотря на то, что на больших высотах сила тяжести намного превосходит силу аэродинамического сопротивления, для данного тела действием этой силы в уравнении (1) можно пренебречь.

Рассмотрим уравнение движения в проекции на нормаль (2). Последнее слагаемое в правой части этого уравнения представляет собой подъемную силу. Для метеорных тел эта сила на самом деле в точности не равна нулю из-за несовершенства формы, неоднородности атмосферы, неточности угла атаки и т. п. При этом она может иметь как отрицательное, так и положительное значение. Далее предполагаем, что метеорное тело имеет форму, близкую к сферической, и что подъемная сила равна нулю.

Таким образом, с учетом сделанных выше предположений основные уравнения физической теории метеоритов будут иметь вид

$$M \frac{dV}{dt} = -C_D S_{mid} \frac{\rho V^2}{2}, \quad (3)$$

$$V \frac{d\theta}{dt} = g \cos \theta - \frac{V^2 \cos \theta}{R_3 + z}, \quad (4)$$

$$H_{eff} \frac{dM}{dt} = -C_H S_{mid} \frac{\rho V^3}{2},$$

$$\frac{dz}{dt} = -V \sin \theta.$$

Теплообмен между телом и окружающей средой

Корректное определение коэффициентов тепло- и массообмена и режимов абляции в широком диапазоне параметров движения является одной из главных задач физики метеорных тел. Проблема теплообмена движущихся тел с окружающей средой разработана достаточно глубоко. Это связано с космическими исследованиями, где основным объектом изучения являются космические спускаемые аппараты, а проблема теплообмена — это организация тепловой защиты аппарата. В метеорной же физике знание коэффициента теплообмена необходимо для правильной оценки судьбы метеорного тела при входе в атмосферу. Здесь имеют место два вида теплообмена — конвективный и радиационный.

Классическая постановка задачи об определении конвективной теплопередачи в высокотемпературном пограничном слое в окрестности критической точки и ее решения приводятся в работе [Fay, Riddell, 1958].

В работе [Андрущенко, Сызранова, Шевелев, 2007] с помощью метода последовательных приближений находится решение системы уравнений пространственного пограничного слоя в химически реагирующей смеси газов, которое используется для практических целей — оценки тепловых потоков к поверхности тел, движущихся в атмосфере планет. С помощью анализа полученных соотношений, а также результатов численных расчетов неравновесных газовых смесей определяются параметры, влияющие на конвективную теплопередачу к поверхности тел в широком диапазоне условий обтекания. Получены формулы для быстрой оценки тепловых потоков в критической точке, зависящие от параметров траектории тела, движущегося в атмосфере Земли.

Так, согласно результатам этой работы для равновесно диссоциирующего пограничного слоя в случае «холодной» стенки, конвективный тепловой поток в критической точке поверхности тела q_k запишется в виде

$$q_k \approx 3.2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\rho_\infty}{R} \right)^{1/2} V_\infty^{3.2} \text{ Вт/м}^2.$$

Здесь R — в м, ρ_∞ — в кг/м³, V_∞ — в м/с. Индекс ∞ соответствует параметрам набегающего потока.

В работе [Фенстер, 1965] проведены расчеты для моделей, учитывающих кроме реакций диссоциации и реакции ионизации воздуха. В случае равновесных реакций получена следующая формула:

$$q_k \approx 0.635 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_0 R} \right)^{1/2} V_\infty^{2.862} \left(\text{кВт/см}^2 \right).$$

Здесь R выражено в см, V_∞ — в м/с, ρ_0 — плотность атмосферы на уровне моря.

Значения конвективного теплового потока в критической точке, рассчитанные разными способами [Fay, Riddell, 1958; Фенстер, 1965; Андрущенко, Сызранова, Шевелев, 2007], согласуются с допустимой точностью (до 30 %) при гиперзвуковых скоростях полета тел.

Однако основным видом теплообмена при движении рассматриваемого метеорного тела является радиационный теплообмен. В настоящее время имеется ряд численных решений задачи обтекания в рамках радиационной газовой динамики. В прикладных задачах, как правило,

применяются эмпирические формулы для оценки радиационного потока к поверхности тела. Коэффициент теплопередачи лучистого теплообмена определяется как

$$C_{Hr} = \frac{q_r}{\frac{1}{2}\rho_{\infty} V_{\infty}^3},$$

где q_r — радиационный тепловой поток к поверхности.

Для коэффициента теплопередачи в критической точке предложена следующая формула [ReVelle, 1976]:

$$C_{Hr} = f \cdot e^{A_1} \rho^{A_2+A_3V-1} R^{A_4+A_5V+A_6V^2} V^{A_7+A_8V+A_9V^2-3}. \quad (5)$$

Здесь A_i — числовые коэффициенты, определяемые экспериментально. Выражение (5) верно для определенных значений плотности, скорости набегающего потока и размеров обтекаемого тела. В работе [Ханукаева, 2002] эта формула скорректирована для более широкого диапазона исходных параметров следующим образом:

$$C_{Hr} = 1.9576 \cdot 10^{-38} \cdot r_1 \cdot r_2,$$

где

$r_1 = \rho^{0.0754} V^{84.9769 \ln V}$	$V \geq 20$ км/с;
$r_1 = \rho^{1.32-0.01223V-1} V^{51.89-1.558V+0.02659V^2-3}$	$10.67 < V < 20$ км/с;
$r_1 = \rho^{0.1895-1} V^{0.51087(10.67-V)^{1.7}+35.2834}$	$V \leq 10.67$ км/с;
$r_2 = 450^{0.248}$	$R \geq 4.5$ м $V \geq 20$ км/с;
$r_2 = R^{0.248}$	$R < 4.5$ м $V \geq 20$ км/с;
$r_2 = 450^{1.688-0.1796V+0.005381V^2}$	$R \geq 4.5$ м $10.67 < V < 20$ км/с;
$r_2 = R^{1.688-0.1796V+0.005381V^2}$	$R < 4.5$ м $V \leq 10.67$ км/с;
$r_2 = 450^{0.3842}$	$R \geq 4.5$ м $V \leq 10.67$ км/с;
$r_2 = R^{0.3842}$	$R < 4.5$ м $V \leq 10.67$ км/с.

Здесь плотность ρ выражена в г/см³, радиус R — в см, скорость V — в км/с.

Суммарный тепловой поток к поверхности тела определяется как $q = q_k + q_r$.

Если тепловой поток к поверхности тела велик, то он вызывает интенсивное испарение поверхности тела, то есть вдув метеорных паров в приповерхностную область, имеющий различную интенсивность. Если скорость вдува небольшая, то его учет проводится в рамках теории пограничного слоя [Шевелев, 1986]. Интенсивным же вдувом считается такой расход вдуваемого газа $(\rho V)_w$, который соизмерим с удельным расходом $(\rho V)_{\infty}$ набегающего потока. При наличии интенсивного вдува картина обтекания тела сильно меняется. Вблизи поверхности образуется слой паров, толщина которого зависит от интенсивности вдува и давления набегающего потока, то есть от плотности воздуха и скорости тела. В этом случае вдуваемые пары полностью оттесняют пограничный слой от поверхности тела, и конвективный тепловой поток стремится к нулю, а аэродинамический нагрев сводится лишь к радиационному нагреву.

Лучистый тепловой поток может также экранироваться вдуваемым газом, однако полной блокировки не происходит даже при интенсивном вдуве [Румынский, Чуркин, 1974]. Основным количественным фактором, определяющим долю экранируемого потока энергии лучистого потока, является спектральный состав излучения, а не интенсивность вдува, как в случае испарения под действием конвективных тепловых потоков. Поэтому, согласно данным [Стулов, Мирский, Вислый, 1995], коэффициент лучистого теплообмена в критической точке испаряющейся поверхности может быть записан в виде

$$C_{Hkrw} = [1 - \phi_0(V)] C_{Hkr}, \quad (6)$$

где $\phi_0(V)$ — степенная функция от скорости полета V (км/с): $\phi_0 = \alpha V^{\beta_0}$. Здесь V выражено в км/с, а $\alpha = 0.0059$, $\beta_0 = 1.36$ для воздуха.

Для корректного расчета уноса массы необходимо знание распределения тепловых потоков по лобовой поверхности тела. Распределение конвективных тепловых потоков вдоль обтекаемой поверхности обсуждалось во многих работах, например [Мурзинов, 1966; Шевелев, Сызранова, 2010]. Показано, что на распределение относительной величины конвективного теплового потока, отнесенного к потоку в критической точке q_{k0} , вдоль сферической поверхности практически не влияет режим обтекания тела и степень неравносности течения. Это распределение, рассчитанное без учета переноса энергии излучением, практически не зависит от каких-либо определяющих параметров, а является функцией угла β меридионального сечения, отсчитываемого от направления на критическую точку, то есть довольно хорошо аппроксимируется [Мурзинов, 1966] формулой

$$\frac{q_k}{q_{k0}} = (0.55 + 0.45 \cos 2\beta).$$

Для относительного распределения лучистых тепловых потоков в работе [Апштейн, Вартанян, Сахаров, 1986] предлагается следующая зависимость:

$$\frac{q_k}{q_{k0}} = \cos^n \beta_s, \quad (7)$$

где β_s — угол между нормалью к головной ударной волне и направлением движения тела.

Показатель n для скоростей $10 \text{ км/с} < V < 18 \text{ км/с}$ по результатам численного эксперимента определяется как

$$n = \frac{1}{0.051V - 0.43} + 1.811, \quad (8)$$

где V (км/с) — скорость движения тела, км/с.

В случае осесимметричных течений для определения угла β_s можно воспользоваться [Апштейн, Вартанян, Сахаров, 1986] приближенной зависимостью

$$\beta_s = \beta - \arctan \left[0.164 \sin \beta / \left(\sqrt{1 - 0.698 \sin^2 \beta} + \cos \beta \right) \right].$$

Сравнение относительных распределений лучистого и конвективного тепловых потоков представлено на рисунке 1.

Видно, что с увеличением расстояния от критической точки относительные значения лучистых тепловых потоков падают более быстро, чем конвективных потоков. Заметим также, что, согласно формулам (7) и (8), распределение лучистых тепловых потоков зависит от скорости полета. Данные на рисунке 1 получены при скорости $V = 18 \text{ км/с}$.

Таким образом, зная распределения лучистого и конвективного тепловых потоков по образующей сферического тела, можно вычислить соответствующий коэффициент теплоотдачи.

Расчет параметров движения метеорита в рамках модели единого тела

На рисунке 2 представлены расчетные параметры движения метеорита: изменения скорости, массы метеорита и угла наклона скорости к поверхности Земли в зависимости от высоты полета для углов входа θ_e 10, 15, 20°. Расчеты выполнены для сферического метеорного тела с начальным радиусом $R_e = 9 \text{ м}$ (характерный размер 18 м) при скорости входа тела в атмосферу, равной $V_e = 18.8 \text{ км/с}$.

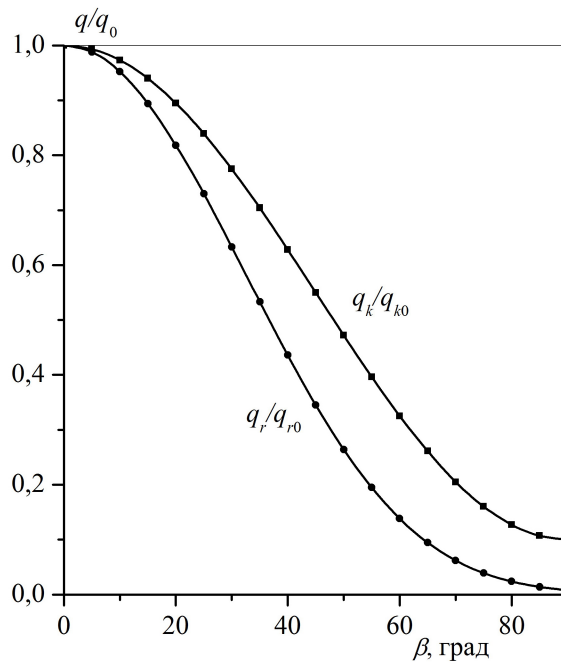


Рис. 1. Распределение конвективного и лучистого потоков по поверхности сферы

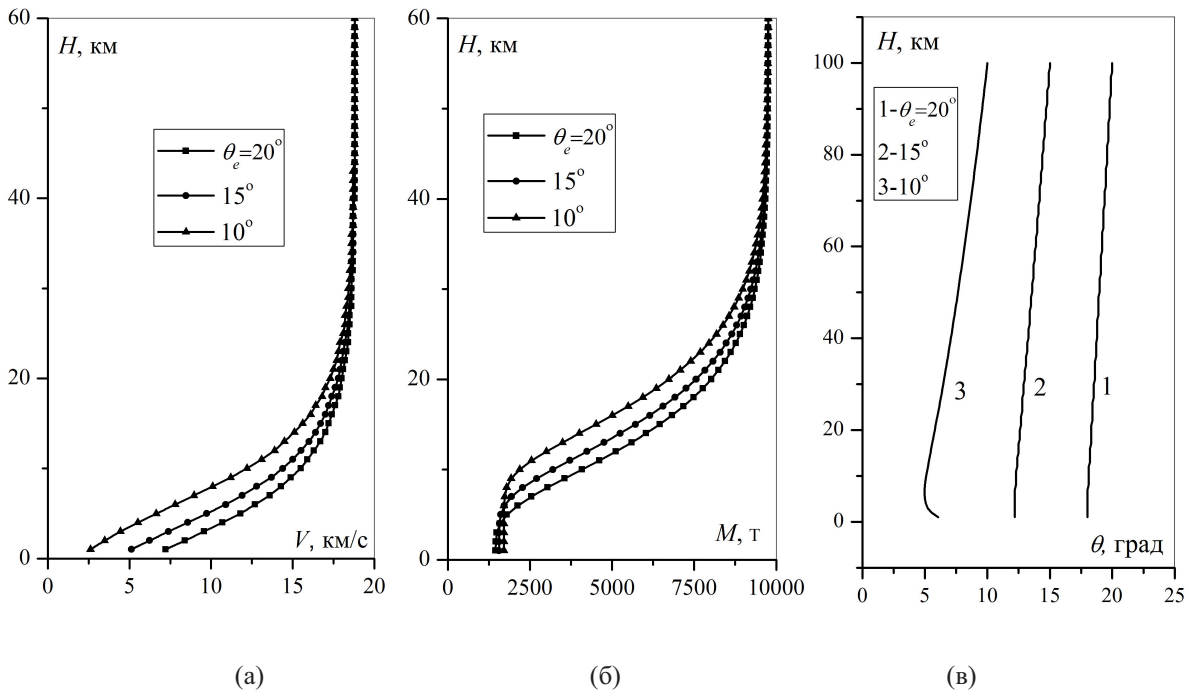


Рис. 2. Изменение скорости (а), массы тела (б), угла наклона скорости к поверхности Земли (в) в зависимости от высоты полета при разных углах входа θ_e тела в атмосферу

Считалось, что при движении метеорита обеспечивается равномерный унос массы и сохранение его формы, то есть

$$\frac{S_{mide}}{S_{mid}} = \left(\frac{M_e}{M} \right)^{2/3}.$$

При расчете уноса массы учитывалось изменение коэффициента теплопередачи с высотой полета, эффективная энтальпия испарения материала метеорита полагалась равной $H_{eff} = 8$ кДж/г. На рисунке 3 приведены значения коэффициентов конвективной C_{Hk} и радиационной C_r теплопередачи (с учетом экранировки излучения — уравнения (6)) в критической точке в зависимости от высоты полета для угла входа $\theta = 15^\circ$. Видно, что основным видом теплообмена при движении метеорных тел в атмосфере является радиационный теплообмен. Данные рисунка 3 представлены без учета вдува продуктов разрушения в ударный слой, которые, как показывают оценки, достигает достаточно больших величин, чтобы и так относительно небольшую конвективную составляющую теплопередачи свести к нулю. Таким образом, для данного метеорита радиационный теплообмен играет основную роль в процессе интенсивного испарения метеорного вещества.

Как правило, в метеорной физике «взрывом» метеорного тела в полете называют отрезок траектории, где происходит быстрая потеря кинетической энергии тела с переходом ее в кинетическую и внутреннюю энергию окружающего газа.

С учетом (3) и (4) можно определить энергию, выделившуюся в атмосфере, приняв ее равной потере кинетической энергии тела E :

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dt} &= \frac{d(MV^2)}{2dt} = MV \frac{dV}{dt} + \frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} = -S_{mid} \rho V^3 \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2} H_{eff} \right), \\ \frac{dE}{dz} \frac{dz}{dt} &= -S_{mid} \rho V^3 \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2} H_{eff} \right), \\ \frac{dE}{dz} &= \frac{S_{mid} \rho V^2}{\sin \theta} \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2} H_{eff} \right).\end{aligned}\quad (9)$$

Два слагаемых в скобках в полученном выражении (9) отвечают за выделение кинетической энергии за счет торможения и уноса массы.

На рисунке 4 представлены расчетные кривые потери кинетической энергии на единицу длины, рассчитанные для рассматриваемого тела при условии входа в атмосферу с углами $\theta = 10, 15, 20^\circ$. Максимум потери энергии для рассматриваемого тела, так называемый взрыв, приходится на высоту 10–16 км в зависимости от угла входа.

Из приведенных на рисунках 2–4 данных можно сделать следующий вывод. Если рассматривать движение Челябинского метеорита как единого тела, без учета процесса дробления, то у поверхности Земли его масса составила бы около 2000 тонн, а скорость, в зависимости от угла входа, — 2.5–7 км/с, что привело бы к катастрофическим последствиям. Кроме того, данные на рисунке 4 не соответствуют реальной высоте взрыва (~ 23 км). Таким образом, полученные результаты, а также найденные многочисленные метеоритные обломки свидетельствуют в пользу механического уноса за счет различных видов дробления метеорного тела.

В большинстве случаев метеорит подвергается одновременно различным видам абляции: испарению ($H_{эфф} = 8$ кДж/г), плавлению ($H_{эфф} = 2$ кДж/г), уносу за счет дробления ($H_{эфф} = 1.4$ кДж/г). В работе [Бронштэн, 1995] отмечается, что для учета различных форм абляции в уравнение уноса массы следует подставить эффективное значение удельной теплоты абляции $H_{эфф} = 2$ Дж/г. В этом случае расчетные значения изменения массы метеорита и потери кинетической энергии в зависимости от высоты полета будут иметь вид, представленный на рисунке 5.

То есть, при эффективном значении $H_{эфф} = 2$ кДж/г, учитывающем все виды абляции, метеорное тело почти полностью теряет свою массу в атмосфере к высотам $H = 12$ –15 км: масса метеорного тела на этих высотах составит $\sim 5\%$ от первоначальной, примерно около 500 тонн (рис. 5а). Максимальные изменения кинетической энергии (так называемый «взрыв») в зависимости от угла входа, происходят на высотах 19–23 км (рис. 5б).

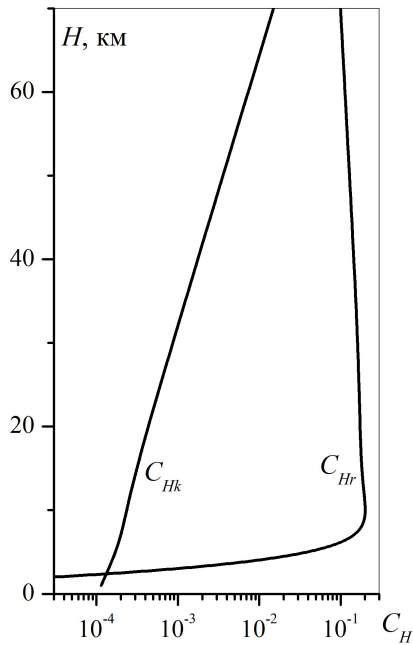


Рис. 3. Изменение коэффициентов теплопередачи в зависимости от высоты полета

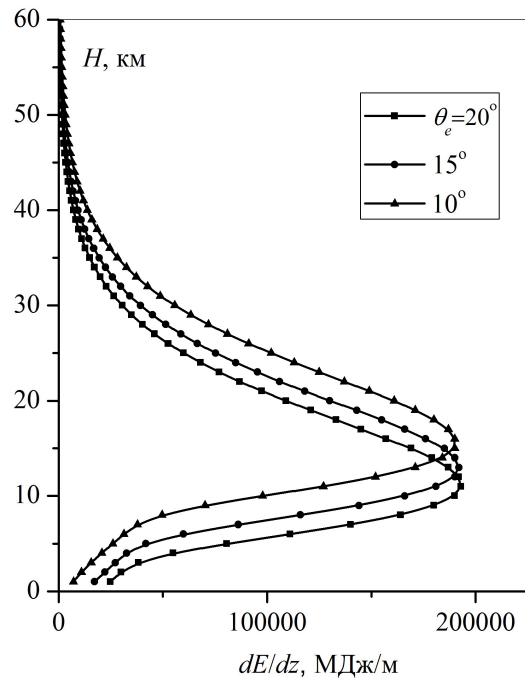


Рис. 4. Потеря кинетической энергии на единицу длины в зависимости от высоты полета для разных углов входа

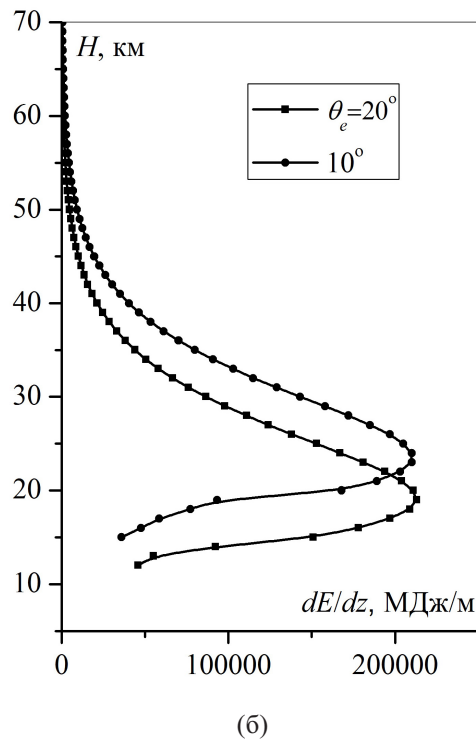
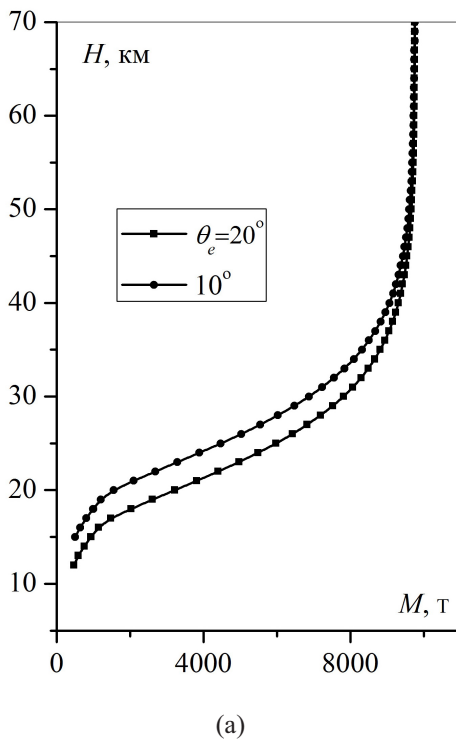


Рис. 5. Изменение массы метеорита (а) и потери кинетической энергии на единицу длины (б) в зависимости от высоты полета для разных углов входа в атмосферу.

Моделирование разрушения метеорного тела

Рассмотрим подробнее процесс механического разрушения метеорного тела под действием аэродинамических нагрузок. Этому вопросу посвящено много работ, например, в работе [Григорян, 1979] разработана количественная модель разрушения крупных тел в атмосфере. Основная идея этой модели заключается в том, что давление газа на лобовой поверхности может достичь разрушающих для материала тела значений $\rho V^2 = \sigma^*$, после чего начинается процесс дробления на обломки, что приводит к уносу массы, который, согласно работе [Григорян, 1979], превышает унос за счет плавления и испарения. Разрушение происходит по сколовому механизму. Внутри тела действуют сжимающие напряжения, созданные перепадом давления на лобовой и тыльной поверхности. Так как давление встречного потока быстро возрастает, то начавшееся разрушение распространяется от лобовой поверхности до тыльной, а разрушенная масса растекается в стороны и уносится.

Здесь рассмотрим одну из моделей прогрессивного дробления, использующую статистическую теорию прочности. Если рассматривать высоты, менее 100 км, то это воздействие атмосферы на метеорные тела сводится в основном к нормальному давлению (силы трения на этих высотах малы из-за больших чисел Рейнольдса). Известно, что распределение давления на наветренной стороне сферической поверхности при различных режимах обтекания имеет следующий вид:

$$p = k\rho V^2 \cos \beta \quad 0 \leq \beta \leq \pi/2.$$

Здесь для гиперзвуковых скоростей $k = 0.95\text{--}0.97$. На подветренной стороне сферы давление близко к нулю.

Поведение метеорита будет зависеть от соотношения его прочностных характеристик (характеристик на сжатие, растяжение, сдвиг) и величины скоростного напора, которая монотонно увеличивается с уменьшением высоты полета до своего максимального значения. Условие начала разрушения запишется в виде

$$\rho_* V_*^2 = \sigma^*, \quad (10)$$

где σ^* — некоторая прочностная характеристика. После достижения условия (10) начинается фрагментация метеорного тела. Если соотношение (10) не выполняется на траектории, то метеорит проходит атмосферу без процесса дробления.

Известно, что структура метеорных тел, проникающих в атмосферу, имеет прочностную неоднородность. Структурно неоднородные тела изучает статистическая теория прочности, например, [Weibull, 1939]. В рамках этой теории дробление происходит по дефектам, трещинам, которые присутствуют в космических телах, то есть на процесс фрагментации влияет неоднородность структуры метеорных тел. Дробление предстает как процесс последовательных устранений дефектов при возрастании нагрузки путем разрушения тела по этим дефектам, так что образующиеся фрагменты обладают большей прочностью, чем исходное тело. В связи с этим процесс фрагментации завершится, когда скоростной напор начнет убывать.

Прочность осколка σ_f^* в этом случае можно записать как

$$\sigma_f^* = \sigma^* (M_*/M_f)^\alpha, \quad (11)$$

Здесь σ^* , M_* — прочностная характеристика и масса метеорного тела к моменту начала дробления, M_f — масса фрагмента. Показатель α характеризует степень неоднородности материала, чем неоднороднее материал, тем больше α .

В рассматриваемой модели в каждый момент движения к обычным переменным добавляется N фрагментов метеорита. Считается, что образовавшиеся куски имеют одинаковую массу M_f :

$$M_f = M/N, \quad (12)$$

В работе [Тирский, Ханукаева, 2008] исследуется модель движения роя независимых осколков, образовавшихся при относительно больших значениях α . С учетом (10)–(12) получается формула для числа осколков в зависимости от текущего скоростного напора и текущей суммарной массы всех осколков:

$$N = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/\alpha} = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\sigma^*} \right)^{1/\alpha}. \quad (13)$$

Если рассматривать движение роя осколков, то эффективная площадь Миделя этого роя зависит от числа образовавшихся кусков. Если считать, что образующиеся куски одинаковой массы не перекрываются, то получится следующая формула для определения эффективной площади Миделя роя осколков:

$$S_{mid} = S_{mid*} \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/3\alpha}.$$

После подстановки зависимости площади Миделя от скоростного напора в уравнение движения (3) получится выражение для скорости полета роя осколков, которое будет иметь вид

$$V = V_* \left[1 + \frac{f_*}{1 + 3\alpha} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^{\frac{1}{3\alpha} + 1} - 1 \right) \right]^{-3\alpha/2}, \quad f_* = \frac{C_D S_{mid*} \rho_* h}{M_* \sin \theta}.$$

Параметры со звездочкой относятся к моменту начала дробления.

Высоту начала дробления z_* нетрудно определить из условия $\rho_* = \rho_0 \exp(-z_*/h)$. Если считать, что тело еще не успело затормозиться к моменту дробления ($V_* = V_e$), то

$$z_* = h \ln \left(\frac{\rho_0 V_e^2}{\sigma^*} \right). \quad (14)$$

Таким образом, согласно представленной модели, задача по движению дробящегося метеорного тела решается в три этапа. На первом этапе рассматривается движение единого тела от высоты входа в атмосферу до высоты начала дробления, на втором — движение роя фрагментов от высоты начала дробления до высоты максимального скоростного напора. На третьем этапе, поскольку считается, что фрагменты одинакового размера, отслеживается движение одного фрагмента. На этом этапе происходит интенсивное торможение обломков (скорость в конце второго этапа еще достаточно велика). Здесь необходимо рассматривать уравнения движения для единого тела с учетом силы тяжести, изменения угла наклона траектории и уноса массы.

Рассмотрим некоторые результаты расчета этой задачи. Для критического значения прочностного параметра, равного, например, $\sigma^* = 10^6$ Н/м², высота начала дробления, согласно (14), составит 45 км. На высоте 45 км скорость и масса метеорного тела практически соответствуют значениям на внеатмосферном участке траектории, и эти значения являются исходными данными для расчета второго этапа.

На рисунке 6 представлены параметры движения роя фрагментов от высоты начала до высоты окончания процесса дробления в зависимости от высоты полета для разных углов входа метеорного тела в атмосферу. Показатель α принимался равным 1/4, поскольку метеориты более неоднородны, чем гранит ($\alpha = 1/6$), но более однородны, чем бетон ($\alpha = 1/3$).

Проведенные расчеты показывают, что процесс механического дробления метеорного тела под действием силовых нагрузок заканчивается на высотах 24–26 км (скоростной напор достигает свое максимальное значение) при углах входа метеорного тела в атмосферу 20–10°.

На завершающем этапе рассчитываются параметры движения одного из обломков. Рассмотрим вариант с углом входа метеорита в атмосферу 20°. Как показывают расчеты, в этом случае на высоте 24 км образуется около 16000 обломков весом около 165 кг с характерным размером $R \sim 23$ см каждый. Параметры движения обломка представлены на рисунке 7.

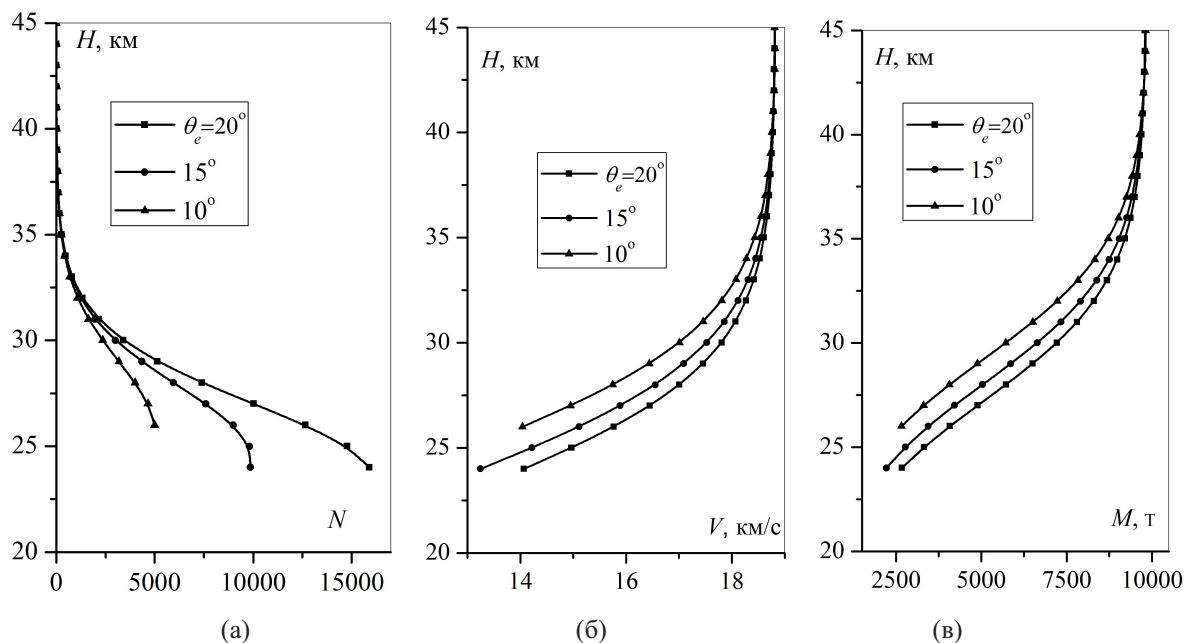


Рис. 6. Количество образующихся фрагментов (а), скорость роя фрагментов (б), суммарная масса фрагментов (в) в зависимости от высоты полета

Из данных рисунка 7 можно сделать следующий вывод. На завершающем этапе происходит интенсивное торможение фрагментов метеорита, после высоты 15 км резко снижается скорость обломков. К высоте 10 км их можно считать «остановившимися». Унос массы на заключительной стадии движения незначительный, до 10%. Это объясняется снижением коэффициента теплоотдачи, связанным с уменьшением радиационной составляющей в суммарном тепловом потоке (уменьшаются скорость и размер обтекаемого тела). Угол наклона вектора скорости к поверхности Земли на высотах ниже 10 км составляет около 90 градусов, то есть происходит фактически вертикальное падение обломков.

Полученные результаты — весьма приближенные по следующей причине: вопрос, связанный с дроблением метеорита надо изучать более строго. В рассматриваемой модели считалось, что образующиеся фрагменты имеют одинаковую массу. В более корректной постановке, необходимо задаваться законом распределения раздробившихся фрагментов по массам. Так, например, в работе [Кручиненко, 1965] считается, что для фрагментов, которые образуются от дробления основного тела, распределение частиц по массам подчиняется логарифмически нормальному закону. После фрагментации часть обломков испытывает большее торможение, чем основное тело, образуя хвост метеорита.

В работе [Ханукаева, 2002] предлагается учесть также факт, что фрагменты метеорного тела могут подвергаться большим температурным напряжениям, за счет чего происходит дополнительное дробление обломков на еще более мелкие куски. Термические напряжения не играют

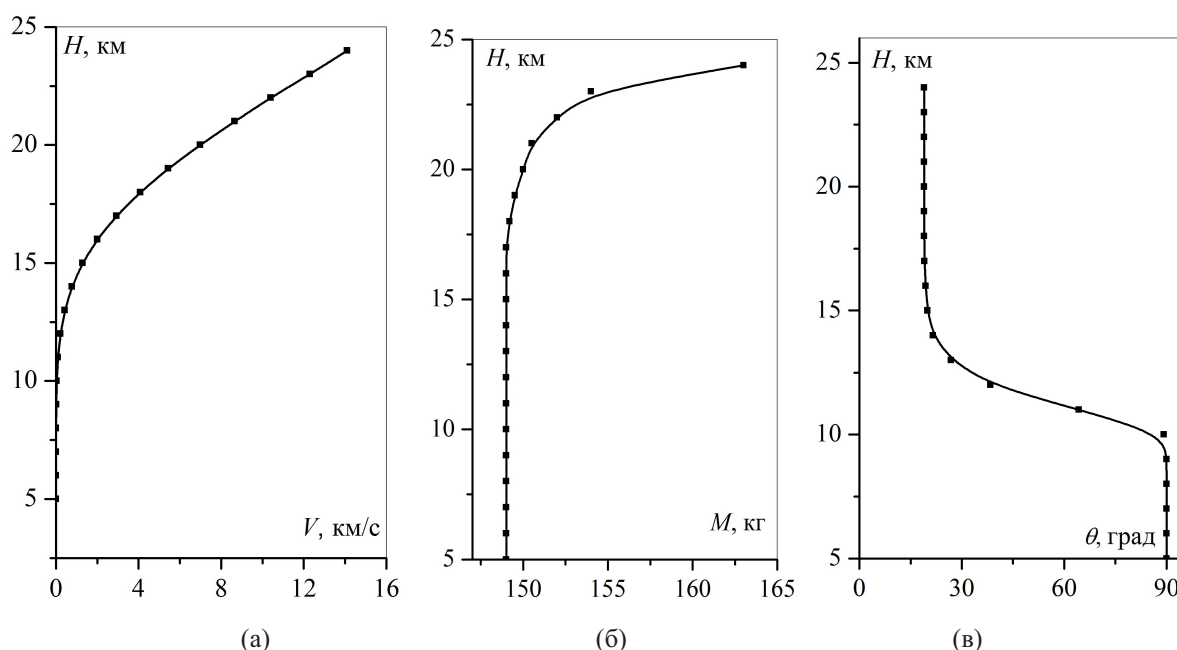


Рис. 7. Изменение скорости (а), массы (б), угла наклона скорости к поверхности Земли (в) фрагмента метеорита в зависимости от высоты полета

большой роли для крупных метеоритов на начальном этапе движения в атмосфере, а когда размер обломка достигает нескольких сантиметров и он попадает в горячее облако, то образующиеся градиенты температуры могут разрушить небольшие обломки до размеров крупной пыли, которая быстро расплавится и испарится. Для крупных обломков этот процесс может не наступить, и они упадут на Землю.

О сложном механизме фрагментации рассматриваемого метеорита свидетельствуют также факты, приведенные в работе [Емельяненко, Попова, Чугай и др., 2013]. На большой территории обнаружено множество мелких (размером не более 2 см) осколков метеорита. Среди собранных сантиметровых обломков были обнаружены куски не полностью покрытые коркой плавления, что свидетельствует о том, что дробление продолжалось и после потери метеоритом скорости. Есть также уверенность, что в озеро Чебаркуль упал крупный осколок диаметром ~ 1 м и массой ~ 600 кг [Для подъема метеорита. . . , 2013].

Что касается интегральных параметров (уноса массы, изменения кинетической энергии метеорита), то их можно оценивать в рамках модели движения единого тела с учетом эффективного значения энтальпии разрушения, учитывающей все виды абляции: испарение, дробление, плавление (см. рис. 5). При этом максимальные изменения кинетической энергии (так называемый взрыв) в зависимости от угла входа метеорного тела в атмосферу происходят на высотах 19–23 км, что примерно соответствует данным наблюдений.

Список литературы

- Андрущенко В. А., Сызранова Н. Г., Шевелев Ю. Д. Оценка тепловых потоков к поверхности затупленных тел при движении с гиперзвуковой скоростью в атмосфере // Прикладная математика и механика. — 2007. — Т. 71, вып. 5. — С. 827–836.
- Апштейн Э. З., Вартанян Н. В., Сахаров В. И. О распределении лучистых тепловых потоков по поверхности пространственных и осесимметричных тел при сверхзвуковом обтекании их идеальным газом. — МЖГ. — 1986. — № 1. — С. 92–97.

- Бронштэн В. А.* Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // *Астроном. вестник*. — 1995. — Т. 29, № 5. — С. 450–458.
- Григорян С. С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосфере планет // *Космич. исслед.* — 1979. — Т. 17, № 6. — С. 875–873.
- Для подъема метеорита роют тоннель // *Московский комсомолец*. — 12 сентября 2013 г. — № 199. — С. 1, 3.
- Емельяненко В. В., Попова О. П., Чугай Н. Н. и др.* Астрономические и физические аспекты Челябинского события 15 февраля 2013 г. // *Астрономический вестник*. — 2013. — Т. 47, № 4. — С. 1–16.
- Коробейников В. П.* Моделирования вторжения космических тел // *Принципы математического моделирования*. — Владивосток: Дальнаука. — 1996. — С. 116–143.
- Кручиненко В. Г.* Дробление метеорных тел // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 1965. — Т. V, № 1. — С. 104–112.
- Левин Б. Ю.* Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе. — М.: Из-во АН СССР, 1956. — 293 с.
- Мурзинов И. Н.* Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха // *Изв. АН СССР, МЖГ*. — 1966. — № 2. — С. 184–188.
- Румынский А. Н., Чуркин В. П.* Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа. — *ЖВММФ*. — 1974. — Т. 14, № 6. — С. 1553–1570.
- Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И.* Аэродинамика болидов. — М.: Наука, Физматлит, 1995. — 240 с.
- Тирский Г. А., Ханукаева Д. Ю.* Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере // *Космические исследования*. — 2008. — Т. 46, № 2. — С. 122–134.
- Фенстер С. Дж.* Теплопередача в критической точке для новой бинарной модели воздуха, учитывающей диссоциацию и ионизацию // *Ракетная техника и космонавтика*. — 1965. — Т. 3, № 12. — С. 19–28.
- Ханукаева Д. Ю.* Аэротермобаллистика единого и дробящегося метеороида в неизотермической атмосфере. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. 2002.
- Шевелев Ю. Д.* Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. — М.: Наука, 1986. — 367 с.
- Шевелев Ю. Д., Сызранова Н. Г.* Влияние химических реакций на теплопередачу в пограничном слое // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. — 2010. — Т. 10.
- Fay J. A., Riddell F. R.* Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // *J. Aeronaut. Sci.* — 1958. — V. 25, No. 2. — P. 73–85.
- ReVelle D. O.* Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model. *Planetary Sci. SR-76-1*. — 1976.
- Weibull W.* A statistical theory of the strength of materials // *Proc. Roy Swedish Inst. Engng. Res.* — 1939. — No. 151.