

ВЗРЫВНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ И ФРАГМЕНТАЦИЯ МЕТЕОРИТОВ В АТМОСФЕРЕ

Д.В. Петров, О.Н. Шубин, В.П. Елсуков, В.А. Симоненко

Российский Федеральный Ядерный Центр — Всероссийский НИИ технической физики,
г. Снежинск, Россия

1. Обзор

В данный момент практически все исследователи в качестве стартовых предположений используют теорию газодинамического торможения и абляции метеорита в атмосфере Земли, которая изложена, например, в [2]. Уравнения, которые в ней решаются имеют следующий вид:

$$\begin{cases} M \frac{d\vec{v}}{dt} = -G\rho_a S v^2 \vec{n}, \\ \frac{dM}{dt} = -\frac{\Lambda}{Q} \rho_a S v^3, \end{cases} \quad (1.1)$$

где G, Λ — безразмерные коэффициенты,
 S — эффективное сечение миделя,
 Q — энергия абляции единицы массы,
 M — масса метеорита (начальная масса M_0),
 \vec{n} — единичный вектор вдоль траектории,
 ρ_a — плотность воздуха,
 v — скорость метеорита.

В принципе в эти уравнения должна еще входить и сила тяжести Земли, но для рассмотрения основных вопросов она не носит принципиального характера.

В работе [3] для экспоненциальной атмосферы получено аналитическое решение (1.1) в квадратурах для “круглого метеорита”.

Отметим основные достоинства и недостатки этой теории.

Достоинства

1. Данная теория (при соответствующем выборе констант) качественно хорошо описывает торможение единичного метеорита на среднем участке траектории.

Недостатки

1. Так как нам из прямых экспериментальных наблюдений известна только скорость в зависимости от высоты, то имеются достаточно большие неопределенности в выборе констант системы (1.1–1.2). Особенно это актуально для определения начальных размеров, массы и, соответственно, энергии.
2. Как отмечалось автором [6] уравнение абляции при определенных скоростях противоречит закону сохранения энергии.
3. Из теории качественно и количественно не следует возможность фрагментации метеорита, в то время как исследования упавших метеоритов показывают, что дробление метеоритов скорее правило — одиночные метеориты редки.
4. Из теории качественно не следует возможность “взрыва” метеоритов в атмосфере: Тунгуское и Сихотэ–Алинское. Из решений системы (1.1–1.2) следует относительно плавное падение энергии метеорита с высотой. Причем dE/dH практически размазывается на всю атмосферу [3].

В ряде работ были предприняты попытки устранить эти недостатки и сделать теорию замкнутой [3, 4, 5, 6].

В работе [3] было отмечено что давление на метеорит обязательно проходит через максимум, если масса метеорита меньше некоторой. При этом давление воздуха даже на сравнительно медленные метеориты может достигать больших величин, заметно превосходящих прочность метеоритного вещества. Поэтому авторы [3] описывают процесс дробления (взрыва) феноменологически вводя понятие “дробящего давления” $P_{др}$. По их оценкам для железного метеорита $P_{др} \approx 650 \text{ атм}$, для каменных $P_{др} \approx 50 \text{ атм}$.

Авторы [4] с целью описания Тунгусского падения дополнили систему (1.1–1.2) уравнением, описывающим изменение поперечного сечения метеорита при движении в атмосфере (модельный цилиндр высотой h и диаметром $2r$) под действием давления на передней поверхности (давлением на задней поверхности пренебрегается). Отметим, что в данной модели деформация и, соответственно, фрагментация начинаются после того, как давление превысит прочность на сжатие материала метеорита.

Фрагментация астероида рассмотрена в работе [5]. Аналогично [3] считается, что фрагментация астероида (или продолжение фрагментации его осколков) происходит, если давление превышает прочность материала астероида. При этом поперечное сечение “астероида” увеличивается в соответствии со скоростью разлета осколков в пространстве, которая, в свою очередь, получена из соотношения работы воздушного скачка и кинетической энергии разлетающихся осколков. Фрагментация происходит кратным образом: следующий этап начинается, когда радиус облака увеличивается в два раза; предполагается, что при этом происходит достаточное расширение трещин, чтобы набегающий воздух проник в эти трещины, и каждый осколок приобрел собственный воздушный скачок. Фрагментация прекращается если давление не превосходит прочности. С этого момента каждый осколок приобретает собственный скачок и рассчитывается независимое торможение их в атмосфере.

Модель, описанная в [6], разрабатывалась, как простая аналитическая модель для иллюстрации результатов расчетов по программе СТН разрушения кометы Шумейкера–Леви в атмосфере Юпитера. Авторы [6] отметили, что уравнение абляции (1.2) при определенных скоростях противоречит закону сохранения энергии. Этот факт связан с тем обстоятельством, что в действительности аблированная масса не исчезает из системы, более правильное соотношение для Q :

$$Q = Q_0 + \frac{1}{2} v^2.$$

Второй член является определяющим при $v > 5$ км/с для всех материалов, представляющих интерес для рассматриваемой задачи. Если пренебречь первым членом, то модифицированное уравнение абляции имеет вид:

$$\frac{dM}{dt} = -2\Lambda\rho_a S. \quad (1.3)$$

Кроме этого авторы этой модели учли процесс образования слоя испаренного вещества и гидродинамическое расширение астероида — следствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца.

Из вышеизложенного видно, что для описания фрагментации и/или взрыва исходная модель (система (1.1–1.2)) модифицируется двумя способами:

1. Вводится феноменологическое давление разрушения (работы [3, 5]).
2. Производится деформирование метеорита с целью увеличить его сопротивление и “привести” к взрыву (работы [4, 6]).

В последнем случае необходимо в модель вводить еще ряд констант и предположений, которые априори неизвестны. При этом следует отметить, что различные авторы при этом используют и различные константы в исходной системе (1.1–1.2). Таким образом приходится говорить о том, что константное обеспечение (следствие весьма скудной экспериментальной информации) этой задачи не выдерживает критики. Следовательно, имеются сомнения в адекватности физической модели и реальной картины.

Все это делает, на наш взгляд, такое модифицирование исходной модели малоперспективным. Наиболее прямым путем решения задачи является (из-за дороговизны, а часто и невозможности эксперимента) математическое моделирование. К сожалению поставить полностью такую задачу также проблематично, как из-за отсутствия понимания процессов, так и за неизвестностью адекватных моделей вещества. Поэтому наиболее перспективным путем является расчетно-теоретический, когда каждый шаг физической модели проверяется математическим расчетом.

В данной работе такой расчетно-теоретический подход реализован в задаче об объяснении взрыва и фрагментации метеоритов и астероидов.

2. Физическая модель

2.1 Нулевое приближение

Явление фрагментации и взрыва (коль оно наблюдается) не должно быть “тонким” физическим эффектом, оно должно иметь простое качественное объяснение. Поэтому, скорее всего, для

качественного понимания явлением абляции в первом приближении можно пренебречь, так как она должна только усиливать основной эффект. Поскольку из первого уравнения (1.1) фрагментация и взрыв никак не следуют, необходимо сделать физическое предположение, следствием которого будут указанные эффекты.

Основное предположение модели следующее. При влете метеорита в атмосферу происходит его взаимодействие с набегающим потоком воздуха, результатом которого является крупномасштабная потеря им гидродинамической устойчивости. В результате этого он делится на несколько примерно равных частей. В дальнейшем этот процесс воспроизводит сам себя — наблюдается цепная реакция дробления метеорита с торможением фрагментов в атмосфере.

Будем рассматривать метеориты в виде шара.

В начале предположим, что дробление идет дискретно и время между дроблениями не зависит от скорости (т.е. считаем что в “нулевом приближении” метеорит и его куски вообще не тормозятся), а также от плотности воздуха.

Введем следующие обозначения:

- R_0 — начальный радиус метеорита;
- m — шаг дробления, $m = 1, 2, \dots$, при $m = 0$ начальное положение;
- R_m — радиус куска на m -ом шаге;
- τ_m — время между дроблениями на m -ом шаге;
- n — число кусков, на которые произошло дробление;
- τ — время дробления куска единичного размера;
- N — число кусков.

Тогда можно написать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} R_m &= n^{-m/3} R_0, \\ \tau_m &= \tau \cdot n^{-m/3} R_0, \\ N(m) &= n^m. \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

Соответственно текущее время t_m выразится следующей формулой:

$$t_m = \sum_{k=0}^m \tau_k = \sum_{k=0}^m \tau \cdot R_0 \left(\frac{1}{n}\right)^k = \tau \cdot R_0 \frac{1-x^{m+1}}{1-x},$$

где

$$x = n^{-1/3}, \quad m \geq 1. \tag{2.1.2}$$

Из этой формулы видно что существует конечное время разрушения метеорита равное:

$$t_f = \tau \cdot R_0 \frac{1}{1-x} = \tau \cdot R_0 \frac{\sqrt[3]{n}}{\sqrt[3]{n}-1} \tag{2.1.3}$$

Если за это время метеорит не успеет долететь до Земли, то, естественно разрушится в воздухе.

Далее от дискретной переменной m удобнее перейти к непрерывной t . Тогда имеем следующие выражения для количества и размера кусков:

$$\begin{cases} N(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{t_f}\right)^3}, \\ R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{t_f}\right). \end{cases} \tag{2.1.4}$$

Поскольку t_f пропорционально начальному размеру метеорита R_0 , то количество кусков, на которые он разрушится за данное время, будет наиболее сильно зависеть именно от этого параметра и гораздо менее чувствительно к остальным (n , τ).

В соответствии с вышеизложенным, в “нулевом” приближении “взрыв” метеорита — распыление на бесконечное количество кусков наступает в момент t_f . Тогда если за это время он не успевает долететь до поверхности Земли, то взрыв произойдет в воздухе. При этом условие долета (критический размер метеорита) можно оценить из следующего соотношения: $t_{fly} = \frac{h}{v} < t_f$, где h — высота атмосферы, v — скорость метеорита. Отсюда получим выражение для критического радиуса метеорита:

$$R_c > \frac{h}{v} \cdot \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{n}} \right). \quad (2.1.5)$$

Для того, чтобы перейти к численным оценкам, необходимо знать значение τ . Вообще говоря, τ зависит от скорости. Забегая вперед скажем, что значение τ , полученное из численных расчетов для ледяного метеорита, составляет при скорости 20 км/с приблизительно 40 мкс/см. Считая толщину атмосферы равной 10 км, получим, что $R_c > 60$ м для $n = 8$.

2.2. Результаты математического моделирования

Естественно, что любая физическая гипотеза нуждается в экспериментальном подтверждении. В нашем случае это сделать затруднительно. Поэтому, чтобы проверить ее правдоподобность прибегнем к математическому моделированию. По двумерной гидродинамической программе МЕЧ [7, 8] (без учета абляции) был произведен следующий расчет. Шар радиусом 1 см, плотностью 1 г/см³ обдувался воздушным потоком скоростью 20 км/с и плотностью $\rho_a = 0,129$ г/см³ (плотность воздуха на уровне моря). Уравнение состояния вещества шара бралось в самом простом виде:

$$P = \rho_0 c_0^2 (\delta - 1), \quad (2.2)$$

где P — давление,

ρ_0 — начальная плотность,

c_0 — эффективная скорость звука ($c_0 = 2,5$ км/с),

δ — сжатие.

Фактически — это уравнение состояния льда при небольших сжатиях и давлениях. Действительно давления, которые реализуются при таких процессах весьма небольшие $P \approx \rho_0 v^2 \approx 5$ кбар.

Воздух считался идеальным газом с $\gamma = \frac{5}{3}$.

Картины реализовавшегося газодинамического движения представлены на рис. 2.2.1–2.2.4. На рис. 2.2.1 представлен момент, когда течение “установилось”. На рис. 2.2.2 можно видеть, как на оси симметрии образуется лунка. На рис. 2.2.3 мы видим, что исходный шар превратился в тор, а на рис. 2.2.4 из тора уже образовались два тора. Таким образом, мы видим, что процесс воспроизводит сам себя. Конечно, на самом деле такую задачу надо рассчитывать в трехмерной постановке, но основные черты явления можно проследить и на двумерном уровне. Время превращения шара в тор составило ≈ 40 мкс. По-видимому, это время близко к искомому времени разрушения и оно использовалось в оценках параграфа 2.1.

В этой постановке был рассчитан ряд задач с вариацией скорости набегающего потока при нормальной плотности воздуха. В частности были получены значения коэффициента сопротивления G в уравнении движения (1.1), который подбирался по результатам расчетов.

Основные результаты расчетов представлены в таблице 2.2.1.

Таблица 2.2.1.

v_0 , км/с	G	t_d , мкс
5	1,313	193
10	1,381	84
20	1,408	40
30	1,404	29,5
50	1,219	17,7

70	1,150	14
----	-------	----

Как видно из таблицы 2.2.1, коэффициент сопротивления в широком диапазоне начальных скоростей практически постоянен. Некоторое отклонение имеет место при высоких скоростях, что впрочем имеет простое объяснение: при этих скоростях давления и сжатия уже не являются маленькими и применение уравнения состояния в форме (2.2) вряд ли правомерно.

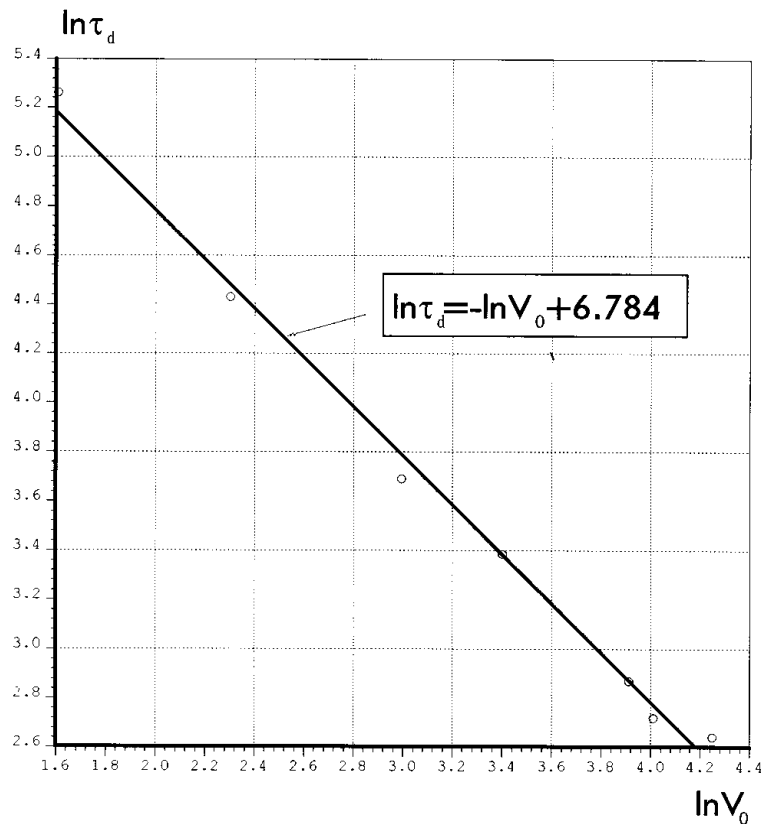


Рис. 2.2.5

3. Аналитические оценки

3.1. Экспоненциальная атмосфера

С практической точки зрения наиболее интересно реальное взаимодействие с экспоненциальной атмосферой Земли. В этом случае система уравнений запишется следующим образом:

Уравнение движения в баллистическом виде

$$\frac{dv^2}{dz} = \frac{2GA}{\rho_M^{2/3} M_m^{1/3} \cos \varphi} \rho_a v^2, \quad (3.1.1)$$

где z — координата от поверхности Земли;

φ — угол влета метеорита в атмосферу;

M_m — масса фрагмента на m -ом шаге;

ρ_M — плотность метеорита;

A — безразмерный коэффициент определяемый из соотношения

$$\frac{S_m}{M_m} = \frac{A}{\rho_M^{2/3} M_m^{1/3}};$$

S_m — площадь мишеня фрагмента;

ρ_a — текущая плотность воздуха $\rho_a = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{h}\right)$;

h — высота атмосферы Земли.

Пределы интегрирования в этом уравнении определяются следующим соотношением:

$$t_m - t_{m-1} = \tau_m. \quad (3.1.2)$$

Для окончательного замыкания системы уравнений необходимо записать уравнение для τ_m . Для этого введем понятие скорости разрушения v_d таким образом, чтобы

$$\int_{t_{m-2}}^{t_m} v_d dt = \int_{t_{m-1}}^{t_m} \frac{dt}{\tau(v, \rho_a)} = R_{m-1}. \quad (3.1.3)$$

Для того, чтобы двигаться дальше, необходимо, на основании численных расчетов, сделать ряд предположений о виде функции $v_d = \frac{1}{\tau(v, \rho_a)}$. Из соображений размерности

$\tau = \frac{1}{v} f\left(\frac{\rho_a}{\rho_M}, \frac{c_0}{v}, \frac{c_a}{v}, \gamma \text{ и др.}\right)$ (c_a — скорость звука в воздухе). Как было показано в параграфе 2.2

$\tau_m \sim \frac{1}{v_0}$ и, поскольку скорость метеорита меняется относительно слабо до разрушения (параграф

2.2), зависимостью от параметров типа $\frac{c_0}{v} \ll 1$ можно пренебречь. Тогда

$$\tau = \frac{1}{v} f\left(\frac{\rho_a}{\rho_M}\right). \quad (3.1.4)$$

Действительно, в случае постоянной плотности воздуха подставляя (3.1.4) в (3.1.3) имеем:

$$R_{m-1} = \int_{t_{m-1}}^{t_m} \frac{v dt}{f\left(\frac{\rho_a}{\rho_M}\right)} \approx \frac{v_{m-1} \tau_m}{f\left(\frac{\rho_a}{\rho_M}\right)},$$

что согласуется с результатами расчетов.

Далее для облегчения вычислений будем полагать, что

$$\tau = \frac{1}{v} f\left(\frac{r_a}{\rho_M}\right) = \frac{1}{v} B \frac{\rho_a}{\rho_M}. \quad (3.1.5)$$

Подставляя (3.1.5) в (3.1.3) и переходя к интегрированию по z , получим следующее соотношение:

$$B \rho_M R_{m-1} \cos \varphi = h(\rho_m - \rho_{m-1}) = h \Delta \rho_m, \quad (3.1.6)$$

где $\rho_m = \rho_a(z_m)$.

Интегрируя уравнение (3.1) по z в пределах от z_{m-1} до z_m получим:

$$v_m = v_{m-1} \exp\left(-\frac{h\gamma}{2} \Delta \rho_m \frac{1}{\cos \varphi}\right), \quad (3.1.7)$$

где

$$\gamma = \frac{2GA}{\rho_M^{2/3} M_{m-1}^{1/3} \cos \varphi}.$$

Комбинируя (3.1.6) и (3.1.7):

$$v_m = v_{m-1} \exp\left(-\frac{GA}{\left[\frac{4\pi}{3}\right]^{1/3}} B\right) = v_{m-1} f \quad (3.1.8)$$

и

$$v_m = v_0 f^m$$

Соответственно, потеря энергии:

$$\Delta E_m = E_0 f^{2m} \left(1 - \frac{1}{f^2} \right).$$

За m дроблений метеорит потеряет следующее количество энергии:

$$\Delta E(m) = -E_0 \left(1 - \frac{1}{f^2} \right) \sum_{n=1}^m f^{2n} = E_0 (1 - f^{2m}). \quad (3.1.9)$$

Для выяснения вопроса о распределении потерь энергии с высотой вернемся к формуле (3.1.6) и перепишем ее в переменных R_0 и x :

$$\Delta \rho_m = B \rho_M \frac{R_0}{h} x^{m-1}.$$

Отсюда имеем уравнение:

$$e^{-z_m/h} - e^{-z_{m-1}/h} = B \frac{\rho_M}{\rho_0} \cdot \frac{R_0}{h} x^{m-1} = \xi x^{m-1}.$$

Таким образом

$$e^{-z_m/h} = e^{-z_0/h} + \xi \sum_{n=1}^m x^{n-1}, m \geq 1.$$

Считая, что $z_0 \rightarrow +\infty$, и суммируя ряд, получим:

$$e^{-z_m/h} = \xi \sum_{n=1}^m x^{n-1} = \xi \frac{1 - x^m}{1 - x}, m \geq 1. \quad (3.1.10)$$

При $m \rightarrow \infty$ метеорит сможет долететь только до конечной высоты

$$z_f = h \cdot \ln \frac{1 - x}{\xi} = h \cdot \ln \frac{1 - \frac{1}{\sqrt[3]{n}}}{B \frac{\rho_M}{\rho_0} \frac{R_0}{h}}. \quad (3.1.11)$$

Если $z_f < 0$, то осколки метеорита выпадут на Землю, если $z_f > 0$, то метеорит взорвется в воздухе. По результатам расчетов параграфа 2.2 $B \sim 0,1$. Тогда критический радиус ледяного метеорита составит порядка 50 метров.

По вышеописанным формулам были произведены расчеты для ледяного метеорита имеющего скорость 20 км/с нормальную к поверхности Земли, и радиус 30 м. Кинетическая энергия такого метеорита составляет 5.4 Мт. На рис. 3.1.1–3.1.2 показана зависимость кинетической энергии метеорита от высоты и времени в момент дроблений.

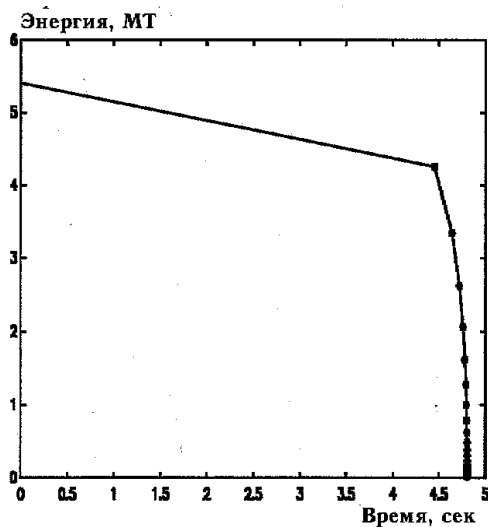


Рис. 3.1

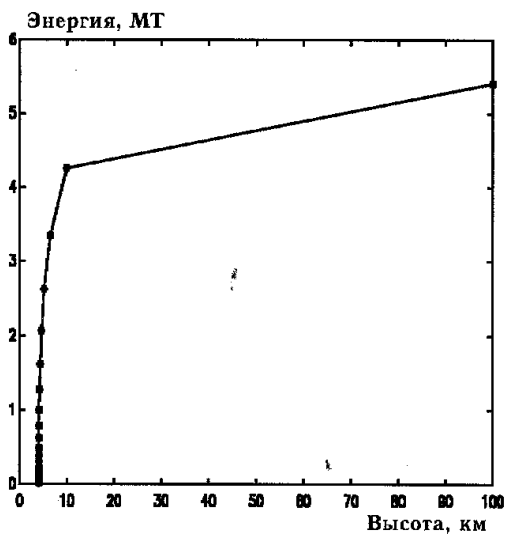


Рис. 3.2

Как видно первое дробление происходит на высоте ~ 10 км, после 5 дроблений он практически находится уже на предельной высоте 4 км, на которой полностью разрушается. Вблизи этой высоты за время $\sim 0,01$ с теряется энергия равная $1,5 Mm$ на длине порядка 100 м.

Остается вопрос о характере сброса энергии при таком процессе. Для экспоненциальной атмосферы и такой модели нам не удалось получить явного аналитического выражения. Но ввиду того, что практически вся потеря энергии сосредоточена в узком интервале высот: 50% энергии теряется на 1 км, то в этой зоне можно считать, что атмосфера имеет постоянную плотность. Решение этой задачи изложено ниже.

3.2. Атмосфера постоянной плотности

Аналогично параграфу 3.1, интегрируя уравнение (3.1.1) по времени получим:

$$\left(\frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_{m-1}} \right) = \frac{GA\rho_a}{\rho_M^{2/3} M_{m-1}^{1/3}} (t_m - t_{m-1}).$$

Для того, чтобы получить явную аналитическую формулу зависимости $E(t)$, будем использовать формулу (2.1.1): $\tau_m = \tau \cdot n^{-m/3} R_0$, $R_m = n^{-m/3} R_0$.

Тогда

$$\left(\frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_{m-1}} \right) = \alpha = GA\tau \frac{\rho_a}{\rho_M} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3}. \quad (3.2.1)$$

Вообще говоря, это, как было показано выше, неправильно. На самом деле правая часть последнего уравнения должна быть обратно пропорциональна v_{m-1} (при этом формула (3.2.1) переходит при малых $GA\tau \frac{\rho_a}{\rho_M} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3}$ в (3.1.8)). Фактически это приводит к более медленному сбросу энергии от дробления к дроблению. Но поскольку и время между дроблениями в описываемой модели занижено по сравнению с экспоненциальной атмосферой, то можно ожидать компенсации и надеяться, что такой подход даст неплохую оценку.

Из формулы (3.2.1) следует что:

$$v_m = \frac{v_0}{1 + m\alpha v_0}.$$

Отсюда,

$$\Delta E_m = E_0 \left(\frac{1}{[1 + m\alpha v_0]^2} - 1 \right),$$

и кинетическая энергия метеорита:

$$E_0 - E(m) = E_0 - \sum_{k=1}^m \Delta E_m = \frac{E_0}{[1 + m\alpha v_0]^2}. \quad (3.2.2)$$

Переходя от переменной m к времени с помощью соотношения (2.1.2) $m = \frac{\ln \left(1 - \frac{t}{t_f} \right)}{\ln x}$ получим:

$$E(t) = \frac{E_0}{\left[1 + \alpha v_0 \frac{\ln\left(1 - \frac{t}{t_f}\right)}{\ln x} \right]} \quad (3.2.3)$$

При $t \rightarrow t_f$ $\frac{dE}{dt} \rightarrow -\infty$. Это взрывной процесс.

Вообще говоря, в формулах (3.2.1–3.2.3) E_0 , v_0 , t_f — некоторые эффективные параметры, которые должны “сшиваться” с решением для экспоненциальной атмосферы.

Реально скорость потери энергии конечно ограничена. Максимальная ее величина скорее всего определяется конечным размером микрочастиц и/или конечностью скорости.

4. Сравнение аналитических оценок с результатами математического моделирования для экспоненциальной атмосферы

Для проверки правомерности оценок параграфа 3.1. был проведен расчет взаимодействия метеорита с атмосферой Земли. Начальные условия были следующими: на высоте 25,5 км метеорит радиусом 30 м имел начальную скорость 20 км/сек.

В расчете разрушение наступило через 5,011 с, т. е. когда астероид пролетел ~ 10 км. Коэффициент торможения составил $G = 1,3$, что указывает на его зависимость от плотности атмосферы.

Следует отметить, что расчет по формулам параграфа 3.1. дает результаты, несколько отличающиеся от полученных при математическом моделировании: первое дробление происходит на высоте 8,64 км через 0,81 сек. Это говорит о том, что при математическом моделировании все происходит гораздо быстрее. Возможной причиной этого является то, что в аналитических оценках в модели разрушения мы считали, что зависимость времени разрушения от плотности $\sim \rho_a$, в действительности она может быть менее сильной.

Поскольку аналитические оценки в смысле силы взрыва оказались даже менее оптимистическими чем, результаты математического моделирования, имеет смысл посмотреть на задачу взрыва Тунгусского метеорита с аналитической точки зрения.

Будем считать, что он представлял собой шар радиусом 46 м, скорость которого 20 км/сек, угол падения 45° . Полная энергия — 20 Мт.

Траектория представлена на рис. 4.1.

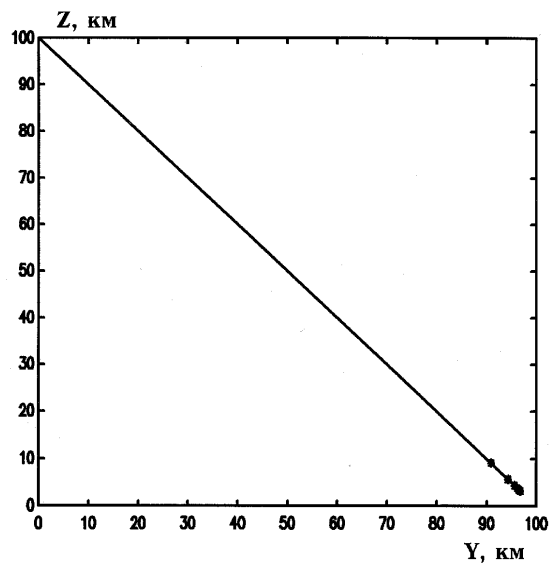


Рис. 4.1

Зависимость энергии от высоты и времени на рис. 4.2 и рис. 4.3 (на этих графиках первая точка соответствует первому дроблению).

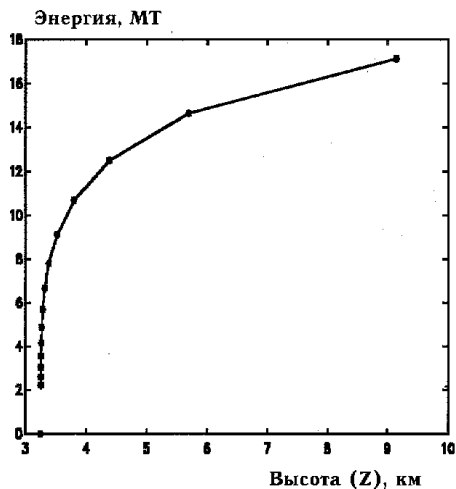


Рис. 4.2.

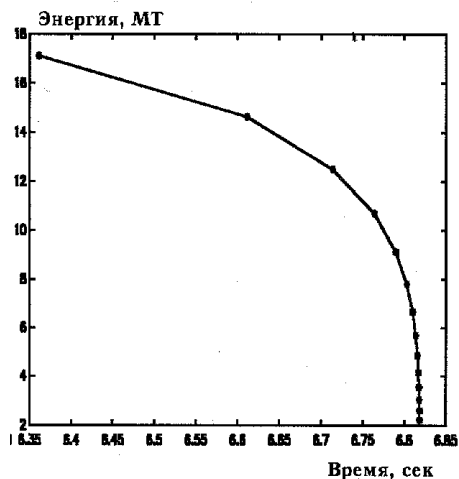


Рис. 4.3.

Предельная высота, до которой долетают куски метеорита, составляет 3,24 км. Как видно из графиков, взрывным способом выделяется около 8 Мт энергии.

5. Сравнение различных моделей

Для иллюстрации возможностей предложенной модели проведем ее сравнение с гидродинамической моделью и гидродинамической моделью с абляцией. Коэффициент абляции взят из работы [2]. Расчеты были проведены для ледяного метеорита, имеющего скорость 20 км/сек и энергию 5.4 Мт.

Графики зависимостей характерных величин приведены на рис. 5.1–5.4.

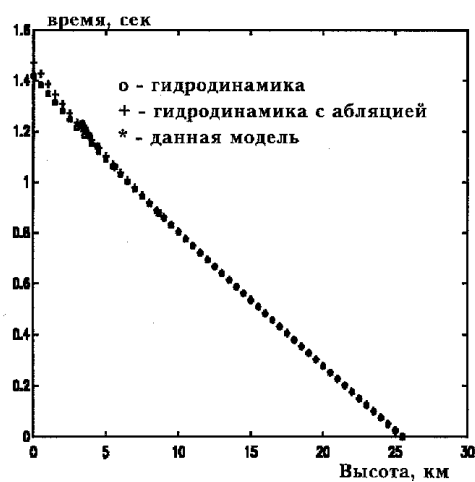


Рис. 5.1.

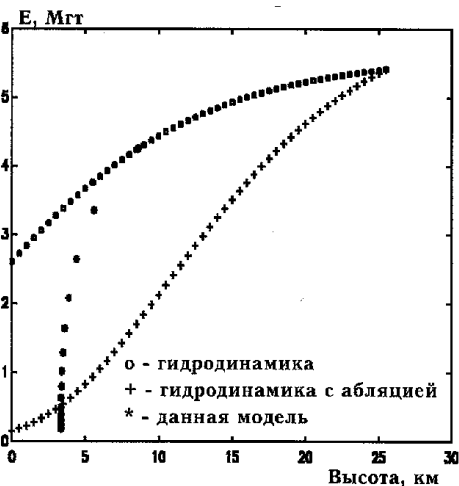


Рис. 5.2.

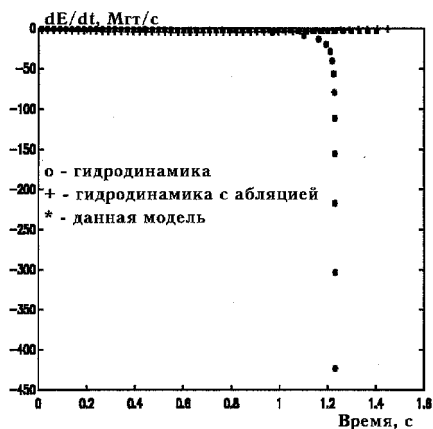


Рис. 5.3

Рис. 5.4

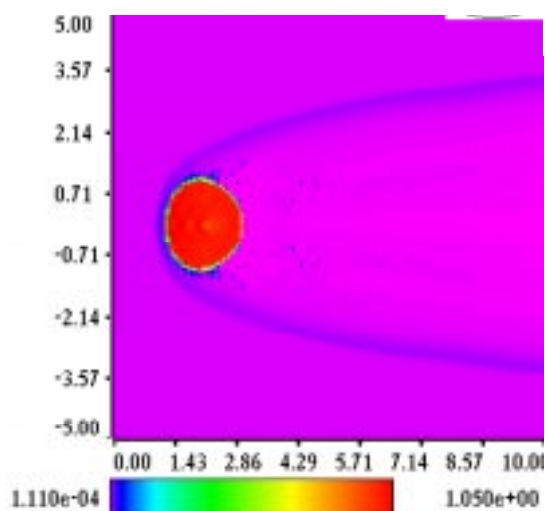
Из графиков видно, что предложенная модель дает качественно новые результаты. Если в гидродинамической модели и модели с абляцией метеорит долетает до поверхности Земли с “плавным” сбросом энергии, то при предложенном механизме он “взрывается” на конечной высоте. Видно так же, что влияние абляции на траекторию незначительно. В то же время, если в модель разрушения вставить абляцию, то сброс энергии, в силу уменьшения радиусов, будет проходить еще быстрее.

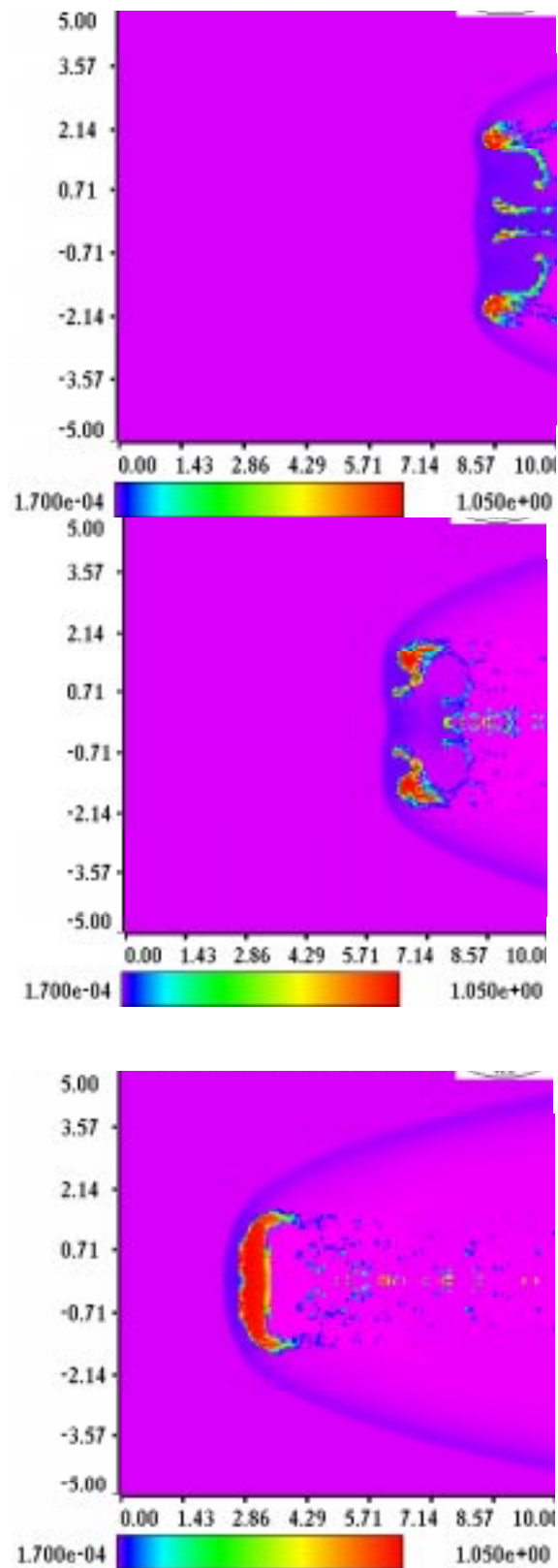
Заключение

Построена расчетно–теоретическая модель взрыва и дробления астероидов в атмосфере Земли. Основные предположения модели следующие. При влете метеорита в атмосферу происходит его взаимодействие с набегающим потоком воздуха, результатом которого является крупномасштабная потеря им гидродинамической устойчивости. В результате этого он делится на несколько примерно равных частей. В дальнейшем для каждого получившегося куска этот процесс воспроизводит сам себя — наблюдается цепная реакция дробления метеорита с его торможением в атмосфере. На основании предложенного механизма, получена оценка размеров ледяного астероида, который может долететь до поверхности Земли, радиус ~ 50 м. В реальности, как следует из математического моделирования, этот размер по–видимому меньше. В случае, если метеорит не долетает до поверхности Земли потеря им кинетической энергии носит взрывной характер — на длине с несколькими характерными размерами метеорита теряется большая часть энергии.

На основании полученных результатов, можно сформулировать пути дальнейших исследований:

1. Влияние материала (лед, камень, железо), а также его пористости на процесс фрагментации.
2. Влияние формы метеорита (астероида) на фрагментацию.
3. Трехмерное математическое моделирование процессов фрагментации.
4. Сравнение результатов экспериментальных наблюдений по взрывам в атмосфере с результатами математического моделирования и вычислений по аналитической модели.
5. Калибровка физических моделей и математических программ по экспериментальным результатам.
6. Детальное изучение зависимости коэффициента сопротивления и времени разрушения от плотности воздуха.





Благодарности

Авторы выражают благодарность Р. Дудник и В. Золотовой за проведение расчетов.

Литература

1. Шумейкер Ю. Устное сообщение.
2. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. ГИФ-М.Л, Москва 1958 г..

3. Забабахин Е.И., Нечаев М.Н. О движении метеоритов в экспоненциальной атмосфере на среднем участке траектории. Забабахинские научные чтения 14–17 января 1987 г. (Сборник научных трудов), Челябинск–70, 1987 г..
4. Chuba C.F., Thomas P.J., Zahle K.J. The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid.
5. Hills J.G., Goba M.P. The fragmentation of small asteroid in the atmosphere 1993.
6. Crawford D.A. Models of fragment penetration and fireball evolution 1996.
7. Анучина Н.Н. О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями. Сб.: Числ. методы мех. спл. среды, 1970, т. 1, № 4.
8. Аврорин Е.Н., Анучина Н.Н., Гаджиева В.В., Елсуков В.П., Мордвинов Б.П. Численное моделирование взаимодействия частиц кометы Галлея с космическим аппаратом. Институт Прикладной Математики имени М.В. Келдыша Препринт № 177 за 1985 г..