

ВЗРЫВНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ И ФРАГМЕНТАЦИЯ МЕТЕОРИТОВ В АТМОСФЕРЕ

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

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

доклад на Международную конференцию «XIII ЗАБАБАХИНСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ»

В настоящее время существует ряд экспериментальных фактов наблюдений взаимодействия метеоритов с атмосферой, у которых нет последовательного и логически связанного объяснения. Это, прежде всего, взрыв Тунгусского метеорита на некоторой высоте. При этом взрыве не было обнаружено метеоритного вещества. Кроме этого, регулярно в атмосфере Земли регистрируются вспышки, подобные огненному шару ядерного взрыва с мощностями от 1 до 100 килотонн тротилового эквивалента. Это говорит о том, что при некоторых условиях существует физический механизм взрывного взаимодействия метеорита с атмосферой Земли с характерными особенностями воздушного или высотного ядерного взрыва. Не имеется также не противоречивой теории фрагментации метеоритов в атмосфере.

В данной работе изложена расчетно-теоретическая модель взрывного взаимодействия метеоритов с атмосферой, а так же их фрагментации. Основные предположения модели следующие. При влете метеорита в атмосферу происходит его взаимодействия 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 образовавшегося куска этот процесс повторяется - наблюдается цепная реакция дробления метеорита с торможением фрагментов в атмосфере.

Следствием такой физической модели могут быть два исхода. Первый, метеориты с достаточно низкой плотностью и размерами меньше критического могут долетать только до некоторой критической высоты над поверхностью Земли. При этом пространственная область, в которой за относительно небольшой (по сравнению с временем полета) промежуток времени происходит передача энергии от "кусков" метеорита атмосфере, имеет размеры сравнимые (с точностью до порядка) с первоначальным размером метеорита. Окончательный размер фрагментов, выпавших на Землю при таком сценарии, по-видимому, будет определяться существованием некоторого минимального размера частицы и/или критической скоростью этих частиц в атмосфере. Судя по результатам Тунгусского взрыва конечные размеры частиц микроскопические. При втором сценарии, когда плотность или размеры достаточно большие, процесс фрагментации не успевает глубоко развиваться. При этом размеры кусков, выпавших на Землю, будут макроскопическими - поэтому Сихотэ-Алинское падение метеорита не носило взрывного характера.

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 [1]. Уравнения, которые в ней решаются, имеют следующий вид:

$$\begin{cases} M \frac{d\vec{v}}{dt} = -G\rho_a S v^2 \vec{n} \\ \frac{dM}{dt} = -\frac{\Lambda}{Q} \rho_a S v^3 \end{cases}, \text{ где} \quad (1)$$

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 учет ее не носит принципиального характера.

В работе [2] для экспоненциальной атмосферы получено аналитическое решение (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). Особенно это актуально для определения начальных размеров, массы и, соответственно, энергии.

2. Как отмечалось автором [3] 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" и фрагментации метеоритов в атмосфере: Тунгусское и Сихотэ-Алинское. Из решений системы (1) следует относительно плавное падение энергии метеорита с высотой. Причем dE/dH практически размазывается на всю атмосферу [2].

В ряде работ были предприняты попытки устранить эти недостатки и сделать теорию замкнутой [2,3,4,5].

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

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) 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 взаимодействия 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:

$$R_m = n^{-m/3} R_0,$$

$$\tau_m = \tau \cdot n^{-m/3} R_0,$$

$$N(m) = n^m.$$

Соответственно текущее время t_m выразится следующей формулой:

$$t_m = \sum_{k=0}^m \tau_k = \sum_{k=0}^m \tau \cdot R_0 \left(\frac{1}{n}\right)^k = \tau \cdot R_0 \frac{1 - x^{m+1}}{1 - x}, \text{ где } x = n^{-1/3}, m \geq 1$$

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

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

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:

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

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: $t_{fly} = h/v < t_f$, где h - высота атмосферы, v - скорость метеорита. Отсюда получим выражение для критического радиуса метеорита:

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

Для того, чтобы перейти к численным оценкам, необходимо знать значение τ . Вообще говоря, τ зависит от скорости метеорита, его плотности и плотности атмосферы. Забегая вперед скажем, что значение τ , полученное из численных расчетов для ледяного метеорита, составляет при скорости 20 км/с и нормальной плотности воздуха приблизительно 40 мкс/см. Считая толщину атмосферы равной 8.5 км, получим, что $R_c > 53$ м для $n=8$.

3. 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 [6,7] (без учета абляции) был произведен следующий расчет. Шар радиусом 1см, плотностью 1г/см^3 обдувался воздушным потоком скоростью 20км/с и плотностью $\rho_a=1.29\cdot 10^{-3}\text{ г/см}^3$ (плотность воздуха на уровне моря). Уравнение состояния вещества шара бралось в самом простом виде:

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

где P - давление,

ρ_0 - начальная плотность,

c_0 - эффективная скорость звука ($c_0=2.5\text{ км/с}$),

δ - сжатие.

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

Воздух считался идеальным газом с $\gamma=5/3$.

Картины реализовавшегося газодинамического движения представлены на рис.1-4.

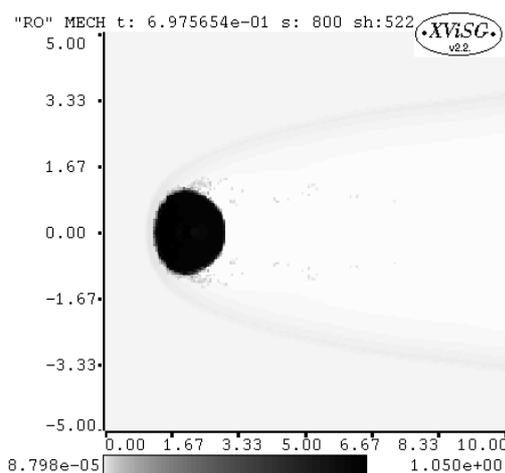


Рисунок 1

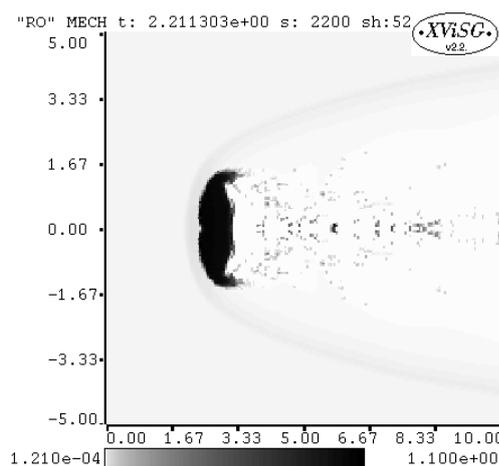


Рисунок 2

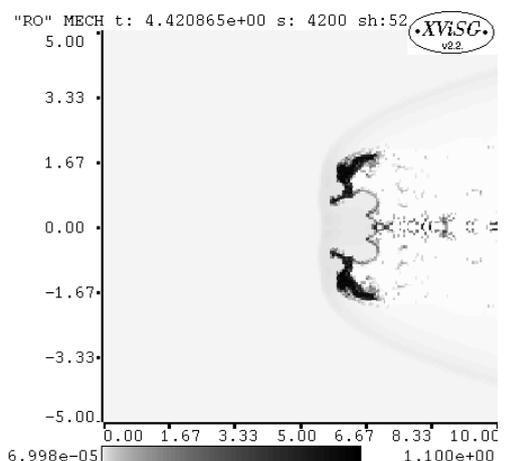


Рисунок 3

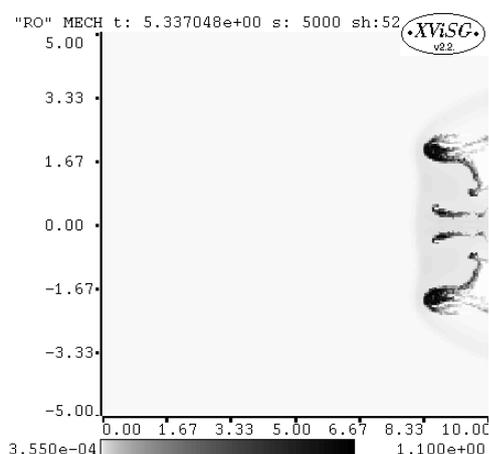


Рисунок 4

На рисунке 1 представлен момент, когда течение "установилось". На рисунке 2 показано, что на оси симметрии образуется лунка. На рисунке 3 мы видим, что исходный шар превратился в тор, а на рисунке 4 из тора уже образовались два тора. Таким образом, приходим к выводу о повторяемости процесса. 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 предыдущих оценках.

В этой постановке был рассчитан ряд задач с вариацией скорости набегающего потока и плотности воздуха. Значения коэффициентов сопротивления G в уравнении движения, подобранные по результатам расчетов, приведены в таблице 1. Времена разрушения в зависимости от скорости и плотности воздуха приведены в таблице 2.

Таблица 1 - Коэффициент сопротивления G шара единичного радиуса в зависимости от скорости и плотности воздуха

$\rho, \text{ г/см}^3 \backslash v, \text{ км/с}$	5	10	20	30	50	70
0.00129	1.312	1.376	1.375	1.372	1.217	1.135
0.0004746	-	1.337	1.369	1.517	1.426	1.347
0.0001764	-	-	1.535	1.578	1.467	1.443
0.00006423	-	-	-	1.583	1.36	1.323
0.0000236	-	-	-	-	1.492	1.404

Таблица 2 - Время разрушения шара τ_d единичного радиуса в микросекундах в зависимости от скорости и плотности воздуха

$\rho, \text{ г/см}^3 \backslash v, \text{ км/с}$	5	10	20	30	50	70
0.00129	193	83.97	40	29.5	17.7	14
0.0004746	-	145.5	70.9	34.3	25.88	16.46
0.0001764	-	-	104.5	56.2	38.4	21.58
0.00006423	-	-	-	83.22	58.35	45.36
0.0000236	-	-	-	-	97	56.82

Как видно из таблицы 1 коэффициент сопротивления в широком диапазоне начальных скоростей практически постоянен и в среднем равен 1.4. Некоторое отклонение имеет место при высоких скоростях и плотностях, что, впрочем, имеет простое объяснение: давление и сжатие уже не является маленькими и применение уравнения состояния в простейшей форме вряд ли правомерно.

Что касается времени разрушения, то оно просто обратно пропорционально начальной скорости. Более тщательный анализ данных таблицы 2, проведенный по методу наименьших квадратов показывает, что результаты расчетов времени разрушения можно с 10% точностью заинтерполировать следующей формулой:

$$\tau_d \cong 6.633 \frac{1}{\rho^{0.386} v}. \quad (2)$$

Таким образом, математическое моделирование в основных чертах подтверждает используемый механизм, а полученные зависимости и закономерности, а также их значения мы будем использовать для дальнейшего развития аналитической модели и численных оценок, к которым мы и переходим.

4. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

С практической точки зрения наиболее интересно реальное взаимодействие с экспоненциальной атмосферой Земли. В этом случае запишем уравнение движения в баллистическом виде:

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

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 $\rho_a = \rho_0 \exp(-z/h)$;

h - высота атмосферы Земли.

Пределы интегрирования в этом уравнении определяются следующим соотношением:

$$t_m - t_{m-1} = \tau_m$$

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

$$\int_{t_{m-1}}^{t_m} v_d dt = \int_{t_{m-1}}^{t_m} \frac{dt}{\tau(v, \rho_a)} = R_{m-1}. \quad (4)$$

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

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

$\tau_m \sim 1/v_0$ и, поскольку скорость метеорита меняется относительно слабо до разрушения, зависимостью от параметров типа $c_0/v \ll 1$ можно пренебречь. Тогда

$$\tau = \frac{1}{v} f\left(\frac{\rho_a}{\rho_M}\right) \quad (5)$$

Действительно, в случае постоянной плотности воздуха, 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.

В соответствии с этим запишем:

$$\tau = \frac{1}{v} f\left(\frac{\rho_M}{\rho_a}\right) = \frac{1}{v} B\left(\frac{\rho_M}{\rho_a}\right)^\alpha, \quad (6)$$

в которой $B=6.633$ и $\alpha=0.386$.

Отметим, что справедливость функциональной зависимости $f\left(\frac{\rho_M}{\rho_a}\right) = B\left(\frac{\rho_M}{\rho_a}\right)^\alpha$

проверена контрольным математическим моделированием для нескольких соотношений плотности метеорита и атмосферы.

Переходя к интегрированию по z , получим следующее соотношение:

$$B\rho_M^\alpha R_{m-1} \alpha \cos \varphi = h(\rho_m^\alpha - \rho_{m-1}^\alpha), \quad (7)$$

где $\rho_m = \rho_a(z_m)$.

Таким образом, получим:

$$\rho_m = \rho_{m-1}^\alpha \sqrt[\alpha]{1 + B\alpha \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^\alpha}. \quad (8)$$

Интегрируя уравнение движения от z_{m-1} до z_m , находим v_m .

$$v_m = v_{m-1} \exp\left(-\frac{h\gamma}{2} \Delta\rho_m\right), \quad (9)$$

где $\gamma = \frac{2GA}{\rho_M^{2/3} M_{m-1}^{1/3} \cos \varphi}$ и $(\rho_m - \rho_{m-1}) = \Delta\rho_m$.

Тогда из уравнения (8) выражаем $\Delta\rho_m$:

$$\Delta\rho_m = \rho_{m-1} \left(\sqrt[\alpha]{1 + B\alpha \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^\alpha} - 1 \right). \quad (10)$$

Соответственно разрешая уравнения, можно получить потери энергии метеоритом на каждом шаге дробления.

В частном случае $\alpha=1$ решение уравнений упрощается.

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

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:

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

К сожалению, в нашем случае $\alpha=0.386$ и полученное решение является мажорантым (метеорит при $\alpha=1$ разрушается медленней).

В практически интересном для нас диапазоне плотностей и размеров метеоритов можно считать, что $B\alpha \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^\alpha \ll 1$. Поэтому, разлагая в ряд, получим:

$$\Delta \rho_m = \rho_{m-1} B \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^\alpha$$

И выразим скорость как

$$v_m = v_{m-1} \exp \left(- \frac{GA}{\left[\frac{4\pi}{3}\right]^{1/3}} B \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^{\alpha-1} \right). \quad (11)$$

Для выяснения вопроса о распределении потерь энергии с высотой вернемся на несколько шагов назад:

$$\rho_m^\alpha - \rho_{m-1}^\alpha = B\alpha \cos \varphi \rho_M^\alpha \frac{R_{m-1}}{h} = B\alpha \cos \varphi \rho_M^\alpha \frac{R_0}{h} X^{m-1}.$$

Отсюда имеем уравнение:

$$e^{-\alpha z_m / h} - e^{-\alpha z_{m-1} / h} = B\alpha \cos \varphi \left(\frac{\rho_M}{\rho_0}\right)^\alpha \frac{R_0}{h} X^{m-1} = \xi X^{m-1},$$

где $\xi = B\alpha \cos \varphi \left(\frac{\rho_M}{\rho_0}\right)^\alpha \frac{R_0}{h}$.

Таким образом

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

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

$$e^{-\alpha z_m / h} = \xi \sum_{n=1}^m X^{n-1} = \xi \frac{1 - X^m}{1 - X}, m \geq 1$$

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

$$z_f = h \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1 - X}{\xi} = h \frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{\sqrt[3]{n}}}{B\alpha \cos \varphi \left(\frac{\rho_M}{\rho_0}\right)^\alpha \frac{R_0}{h}} \right] \quad (12)$$

Если $z_f < 0$, то осколки метеорита выпадут на Землю, если $z_f > 0$, то метеорит взорвется в воздухе. По результатам расчетов $B \sim 6.63$. Тогда критический радиус ледяного метеорита при нормальном падении составит порядка 130 метров.

По вышеописанным формулам были произведены расчеты для ледяного метеорита, имеющего на высоте 25.5 км скорость 20 км/с, нормальную к поверхности Земли и радиус 30 м. Кинетическая энергия такого метеорита составляет 5.4 Мт. На рисунках 1 и 2 показана зависимость кинетической энергии метеорита от высоты и времени в момент дроблений.

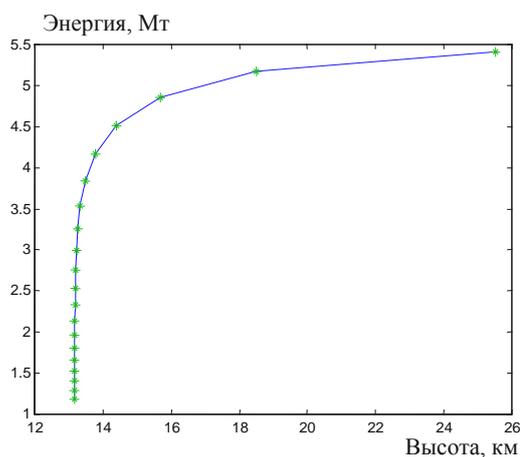


Рисунок 5

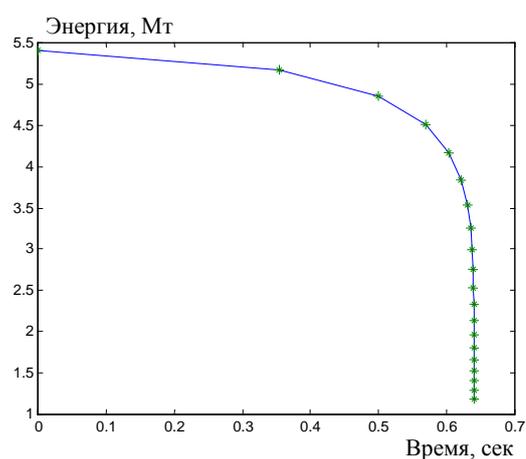


Рисунок 6

Как видно из рисунков, первое дробление происходит на высоте ~ 18.5 км, после 5 дроблений он практически находится уже на предельной высоте 13 км, на которой он полностью разрушается. Вблизи этой высоты за время ~ 0.01 с теряется энергия, равная 1.5 Мт, на длине порядка 100 м.

Следует отметить следующее обстоятельство. Если бы в начальный момент времени вышеописанный метеорит находился на «бесконечном» расстоянии, то предельная высота, до которой он долетел бы, составила порядка 32 км, что представляется несколько завышенным. Возможно, используемые параметры в реальности несколько другие (при очень низких плотностях) или необходимо использовать в расчетах реальную атмосферу. Так, если использовать для аппроксимации верхних слоев атмосферы $\rho_0 = 1.4 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и $h = 7$ км, то предельная высота составит ≈ 23 км.

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 дает следующий результат.

$$E(t) = \frac{E_0}{\left[1 + \beta v_0 \frac{\ln(1 - t/t_f)}{\ln x} \right]}.$$

При $t \rightarrow t_f$ $dE/dt \rightarrow -\infty$. Это взрывной процесс.

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

Поскольку аналитические оценки в смысле процесса разрушения подтверждаются результатами математического моделирования для атмосферы постоянной плотности, имеет смысл посмотреть на задачу взрыва Тунгусского метеорита с точки зрения развиваемого аналитического подхода.

Будем считать, что он представлял собой шар радиусом 46 м, скорость которого 20 км/сек, угол падения 45° . Полная энергия - 20 Мт, параметры атмосферы $\rho_0 = 1.4 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и $h = 7$ км.

Предельная высота, до которой долетают куски метеорита, составляет 21 км. Как видно из графиков, взрывным способом выделяется около 16 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] ($\lg \sigma = \lg \left(\frac{\Lambda}{GQ} \right) = -11.75$). Расчеты были проведены для нормального падения ледяного метеорита, имеющего скорость 20 км/сек и энергию 5.4 Мт первоначально находившегося на высоте 25.5 км.

Графики зависимостей характерных величин, полученных по различным моделям, приведены на рисунках 7 ÷ 10.

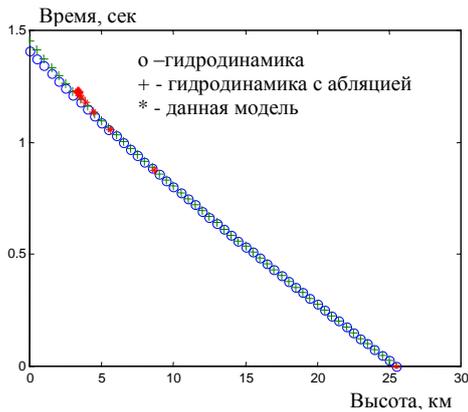


Рисунок 7

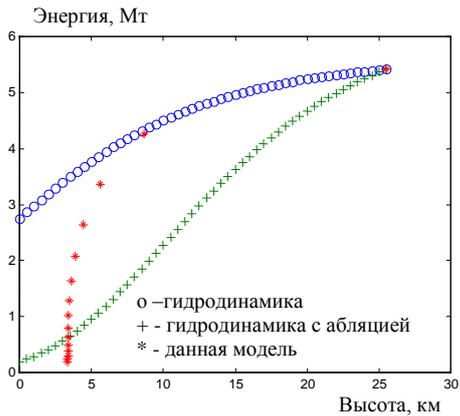


Рисунок 8

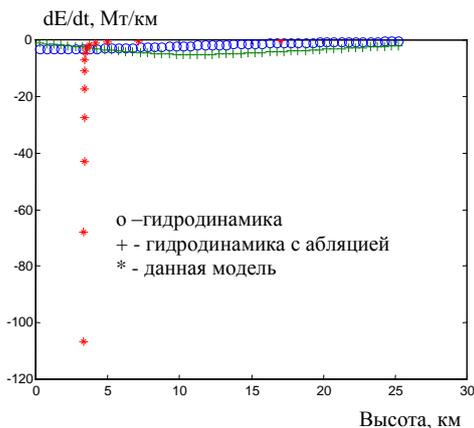


Рисунок 9

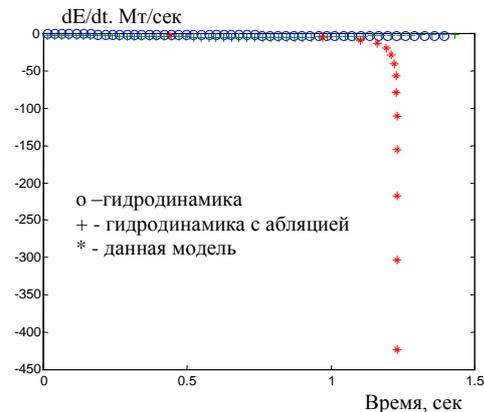


Рисунок 10

На рисунке 7 представлены зависимости времени полета от высоты метеорита над уровнем Земли. Рисунок 8 иллюстрирует зависимости энергии метеорита от времени полета. На рисунках 9 и 10 представлены скорости потерь энергии метеоритом в зависимости от времени и высоты, соответственно.

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 осколков, 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 взаимодействия 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 размера ледяного метеорита, который может долететь до поверхности Земли – ~200м. 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.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. И.С.Астапович
Метеорные явления в атмосфере Земли.
ГИФ-М.Л, Москва 1958г.
2. Е.И.Забабахин, М.Н.Нечаев
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.
3. D.A.Crawford
Models of fragment penetration and fireball evolution, 1996г.
4. C.F.Chuba, P.J.Thomas, K.J.Zahle
The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid
5. J.G.Hills, M.P.Goba
The fragmentation of small asteroid in the atmosphere, 1993г.
6. Н.Н.Анучина
О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями.
Сб.: Числ. методы мех. спл. среды, 1970, т. 1, № 4.
7. Е.Н.Аврорин, Н.Н.Анучина, В.В.Гаджиева, В.П.Елсуков, Б.П.Мордвинов
Численное моделирование взаимодействия частиц кометы Галлея с космическим аппаратом.
Институт Прикладной Математики имени М.В.Келдыша Препринт № 177 за 1985 г.