

# ПРОЦЕСС ДРОБЛЕНИЯ СИХОТЭ–АЛИНЬСКОГО МЕТЕОРИТА С ПОЗИЦИЙ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ

В.А. Рыжанский, А.Г. Иванов

Российский Федеральный Ядерный Центр — ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

12 февраля 1947 г. над Приморьем пронесся яркий болид, взорвавшийся на высоте от 5 до 10 км над Сихотэ–Алиньским хребтом. Фрагменты метеорита дождем осыпались в тайгу. На месте их падения было обнаружено 24 кратера диаметром от 9 до 26 м и около 200 воронок и лунок меньших размеров [1, 2]. Многие фрагменты сильно разрушились от удара о скальный грунт, и в тайге рассеялись их многочисленные мелкие осколки, массой от долей г до нескольких кг (к середине 70-х гг. их было собрано свыше 3500). Из найденных целых фрагментов наиболее крупные весят 1750, 1000, 700, 500, 450, 350 кг. Общая масса собранного метеоритного вещества составила около 27 т. Его химический состав (% масс.): Fe – 93,29, Ni – 5,94, Co – 0,39, Cu – 0,03, P – 0,56, S – 0,28; другие элементы содержатся в ничтожно малых количествах. Полная масса метеорита составляла от ~70 до ~100 т, скорость его движения в атмосфере ~ 20 км/с.

Каковы причины и механизм дробления Сихотэ–Алиньского метеорита в атмосфере?

Некоторые возможные механизмы взаимодействия космического тела с атмосферой планеты и причины его разрушения предложены, например, в [3–5]. Для их анализа рассмотрим процесс внедрения в атмосферу Земли компактной плотной массы, обладающей прочностью.

Следуя [3], примем атмосферу Земли изотермической с толщиной стандартной атмосферы ( $H$ ), малой в сравнении с радиусом Земли. Тогда зависимость плотности атмосферы  $\rho_a$  от расстояния до Земли  $z$  ( $0 \leq z \leq \infty$ ) выразится формулой:

$$\rho_a = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность невозмущенной атмосферы у поверхности Земли. Для тела в форме шара зависимость скорости  $V$  от  $z$ , его диаметра  $D_0$ , плотности  $\rho_T$ , угла входа в атмосферу  $\alpha$  и коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_X$  дается выражением:

$$V(z) = V_0 \exp\left[-\left(\frac{3C_X}{4 \sin \alpha}\right)\left(\frac{\rho_a}{\rho_T}\right)\left(\frac{H}{D_0}\right) \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right]. \quad (2)$$

Оно получено при решении дифференциального уравнения движения тела в атмосфере Земли:

$$\frac{dV}{dt} = -C_X \left(\frac{\rho_0}{\rho_T}\right) \left(\frac{V^2}{D}\right), \quad (3)$$

при начальных  $z = \infty$  и  $V = V_0$ . Давление в ударном слое порядка [3]

$$p(z) \sim \rho_a V^2 \quad (4)$$

будет определять напряжение разлома тела ( $\sigma$ ). Абляцией тела до его разрушения и потерей энергии на излучение будем пренебрегать.

В [3] принято, что при достижении  $p(z)$  уровня, соответствующего критическому значению  $\sigma = \sigma_*$ , произойдет интенсивное дробление тела за время  $\sim \frac{D}{C_T}$  ( $C_T$  — “объемная” скорость звука в теле).

В [4], где задача о взаимодействии тела с атмосферой решается существенно более точно, чем в [3], принят локальный критерий разрушения от действия максимальных касательных напряжений  $\tau_{\max} \geq \sigma_b$ . ( $\sigma_b$  — прочность тела при растяжении). Начало разрушения связано с моментом, когда в некоторой точке тела  $\tau_{\max} > \sigma_b$ . В дальнейшем зона разрушения расширяется и в некоторый момент занимает все тело. Считается, что в этот момент происходит глобальное разрушение тела.

Таким образом, согласно [3,4] разрушение космического тела происходит в виде однократно-го интенсивного раздробления. С позиций механики разрушения утверждения [3,4] требуют пересмотра, по следующим причинам:

1. Они не содержат информации о характерных размерах осколков. Величина осколков определяет скорость их торможения в атмосфере и интенсивность “перекачки” исходной кинетической энергии тела в ударную волну. Последняя и может создать эффект “взрыва” метеорита.

2. Напряжения разрушения хрупких материалов, к которым относятся лед и большинство горных пород в небесных телах, зависят от размера тела и могут изменяться на порядки [6,7]. Казалось бы, что  $\sigma_* = \text{const}$  справедливо для пластичных материалов, однако и это предположение неоправданно. Основная масса небесного тела при прохождении атмосферы сохраняет свою низкую температуру. Но известно, что при понижении температуры пластичные материалы переходят в хрупкое состояние.

Аналогичный процесс происходит и при увеличении характерного размера объекта за “порог хрупкости” ( $L_0$ ). Так, при  $T \sim 300 \text{ K}$  для такого пластичного материала как медь  $L_0 \approx 8 \text{ м}$ , а для мягкой стали (ст 3) —  $\sim 0,6 \text{ м}$  [8]. Наконец, при взаимодействии с атмосферами планет космических тел, имеющих скорости  $\sim 10\text{--}10^2 \text{ км/с}$ , скорости нагружения, оцениваемые в  $10^1\text{--}10^2 \text{ с}^{-1}$ , существенно превышают статические, что также способствует охрупчиванию. Поэтому разрушение тел с  $\rho_T \sim 10^3 \text{ кг/м}^3$  и более, находящихся при достаточно низких температурах и имеющих характерные размеры значительно большие  $L_0$ , на стадии, когда теплопроводностью при торможении в атмосфере можно пренебречь, следует считать хрупким и значение  $\sigma_*$  [3] или  $\tau_{\text{max}}$  [4] на самом деле не будет постоянным.

Развитие линейной механики разрушения и ее модификаций показало, что при описании процесса разрушения (в том числе дробления) следует перейти от критических напряжений к энергетическим соотношениям, так как разрушение есть результат совершения работы по расчленению целого на части. Эта работа, как при медленном статическом нагружении, так и при скоростных импульсных нагрузках, выполняется непосредственно за счет упругой энергии растяжения тела. В

единице объема она  $\sim \frac{\sigma^2}{2E}$  ( $E$  — модуль Юнга). Процессы разрушения сопровождаются сильными масштабными эффектами, наглядно проявляющимися у геометрически подобных объектов [9].

Причина влияния масштабного фактора на хрупкую прочность тела состоит в том, что количество упругой энергии растяжения в теле пропорционально объему материала  $\sim L^3$  ( $L$  — базовый размер тела), а работа разрушения пропорциональна поверхности разрушения  $\sim L^2$ . Поэтому с изменением  $L$  упругая энергия в теле меняется быстрее, чем затраты ее на работу разрушения, что приводит к сильной зависимости разрушающего напряжения  $\sigma_p$  (аналог  $\sigma_*$  в [3]) от размера тела:

$\sigma_p \sim L^{-1/2}$ . Применительно к метеориту это означает, что если под действием аэродинамической нагрузки  $\sim \rho_a V^2$  на некоторой высоте —  $z_1$  он разрушился при напряжении на  $\sigma_{p1}$  части в  $s$  раз меньшего размера, то разрушение последних может произойти только при напряжении  $\sigma_{p2}$  в  $\sqrt{s}$  раз большем. Это возможно только при достаточно возросшей аэродинамической нагрузке, т. е. на высоте  $z_2 < z_1$  в более плотных слоях атмосферы. И этот процесс будет продолжаться до прекращения роста аэродинамической нагрузки. Таким образом, в отличие от [3,4], с точки зрения энергетической концепции разрушения процесс дробления метеорита в атмосфере разделяется в пространстве и времени на ряд нескольких последовательных этапов.

Впервые попытку учета влияния масштабного фактора на прочность небесного тела, взаимодействующего с атмосферой планеты, предпринял Ю.И. Фадеенко [5]. Он воспользовался статической теорией прочности (которая не соответствует действительности) и принял гипотезу равновесия, согласно которой средний размер осколков устанавливается в соответствии с местным значением  $\rho_a V^2$ . Последнее допущение трудно согласовать с кинетикой процесса дробления тела. В самом деле, экспериментально установлено, что при постепенном повышении нагрузки тело разрушается, как правило, на две (реже на три) части. И только “бездефектные” тела в условиях квазистатического нагружения способны выдерживать перенапряжение, в этом случае их разрушение носит взрывной характер с образованием множества мелких фрагментов.

Итак, по-нашему мнению, механизмы разрушения, предложенные в [3–5], не лишены существенных недостатков. Какова же альтернатива? Ранее нами была разработана принципиально новая методика [10], состоящая в следующем.

Для упрощения расчетов при выяснении физической картины взаимодействия космического тела с атмосферой планеты предполагается:

а) тело и его осколки имеют сферическую форму;

б) тело с диаметром  $D_0$  состоит из материала гомогенного, но с достаточным количеством дефектов, так что при накоплении необходимого запаса упругой энергии оно разламывается на 2 равные части;

в) значение  $\sigma_*$  определяется выполнением необходимого условия разрушения, заключающегося в равенстве запаса упругой энергии тела работе по его разделению надвое. При этом предполагается и автоматическое выполнение достаточного условия разрушения — наличие дефектов, но при значениях удельной (на единицу поверхности) энергии разрушения ( $2\gamma$ ), превышающих примерно на один–два порядка  $2\gamma$  в условиях статики. Подобная ситуация реализуется при интенсивных динамических нагрузках, как, например, при откольном разрушении [8];

г) следуя [3], принято  $\sigma \sim \rho_a V^2$ , тогда упругая энергии в теле с некоторым завышением составит  $\sim \left( \frac{\rho_a^2 V^4}{2E} \right) \left( \frac{\pi D^3}{6} \right)$ , а работа разрушения  $\sim 2\gamma \left( \frac{\pi D^2}{4} \right)$ .

Поскольку значение  $\sigma_*$  является переменным, зависящим от размера объекта, рамках сделанных предположений процесс разрушения тела при торможении в атмосфере можно представить как цепь последовательных разделенных во времени и пространстве актов дробления на все более мелкие части по мере нарастания аэродинамического сопротивления: в конце каждого этапа между актами дробления, при выполнении необходимого условия разрушения, осколки, образовавшиеся на предыдущем этапе, вновь разделяются надвое. Необходимое условие разрушения на первом этапе:

$$\left( \frac{\rho_a^2 V_1^4}{2E} \right) \left( \frac{\pi D_0^3}{6} \right) = 2\gamma \left( \frac{\pi D_0^2}{4} \right), \quad (5)$$

откуда

$$\rho_a^2 V_1^4 = \frac{3K_{IC}^2}{D_0}, \quad (6)$$

где  $K_{IC}^2 = 2\gamma E$ . Объем осколка порядка  $\frac{\pi D_1^3}{6} = 0,5 \left( \frac{\pi D_0^3}{6} \right)$ , поэтому его размер будет порядка

$D_1 = \frac{D_0}{2^{1/3}}$ . В дальнейшем, с учетом вышеизложенного, условие  $k$ -го этапа дробления ( $2 \leq k \leq n$ ,  $n$  — номер последнего этапа) будет иметь вид:

$$\rho_a^2 V_k^4 = \frac{3K_{IC}^2}{D_{k-1}}, \quad (7)$$

где размер образовавшихся осколков порядка

$$D_k = \frac{D_0}{2^{k/3}}, \quad (8)$$

а их общее количество составит  $m_k = \left( \frac{D_0}{D_k} \right)^3 = 2^k$ .

Так как по мере снижения метеорита  $\rho_a(z)$  возрастает, а  $V(z)$  убывает, то выражение (4) может иметь максимум при некотором  $z = z_{\max}$ :

$$(z_{\max})_k = H \ln \left[ \left( \frac{3C_X}{2 \sin \alpha} \right) \left( \frac{\rho_0}{\rho_T} \right) \left( \frac{H}{D_k} \right) \right], \quad (9)$$

откуда следует условие отсутствия  $z_{\max}$ :  $3C_X \rho_0 H \leq 2\rho_T D_k$ . Следует отметить, что, согласно (9),  $z_{\max}$  не зависит от  $V$ . Если тело сохраняет свой размер при достижении  $z_{\max}$ , то, как вытекает из (2), с

учетом (9), его кинетическая энергия ( $\sim V^2$ ) уменьшается в  $e$  раз и в дальнейшем его дробление в принципе невозможно, так как после прохождения  $z_{\max}$  аэродинамическое сопротивление ( $\sim \rho_a V^2$ ) резко падает. Если условие (6) не будет выполнено на пути до  $z_{\max}$ , то при дальнейшем движении тела дробления не будет. Если же (6) выполняется и происходит дробление, то  $z_{\max}$  возрастает вследствие уменьшения  $D_0$  до  $D_1, D_2, \dots, D_n$ . Таким образом, и в дальнейшем процесс дробления сопровождается сближением величин  $z_k$  и  $(z_{\max})_k$  вплоть до прекращения дробления.

Анализ процесса поэтапного дробления тела путем интегрирования (3) с использованием относительных координат  $x_k = \frac{z_k}{H}$  приводит к формулам для определения параметров его движения. На первом этапе, при начальных  $V = V_0, x = \infty$ :

$$V_1 = V_0 \exp[-0,25A \exp(-x_1)], \quad (10)$$

$$2x_1 + A \exp(-x_1) + \ln\left(\frac{B}{V_0^4}\right) = 0, \quad (11)$$

где  $x_1 = \frac{z_1}{H}$ ,  $A = \left(\frac{3C_X H}{4 \sin \alpha}\right) \frac{\left(\frac{\rho_0}{\rho_T}\right)}{D_0}$ ,  $B = \frac{12K_{IC}^2}{\rho_0^2 D_0}$ . Значения  $V_1, x_1$  являются начальными для второго этапа и т. д. Для  $k$ -го этапа ( $k = 2, 3, \dots, n$ ) параметры  $V_k, x_k$  определяются по рекуррентным формулам:

$$V_k = V_{k-1} \exp\left\{0,25A \left(\frac{H}{D_0}\right) 2^{\frac{k-1}{3}} \left[\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)\right]\right\}, \quad (12)$$

$$2x_k - A 2^{\frac{k-1}{3}} \left[\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)\right] + \ln\left[\frac{B 2^{\frac{k-1}{3}}}{V_{k-1}^4}\right] = 0. \quad (13)$$

Используем вышеизложенную методику [10] для анализа процесса взаимодействия Сихотэ-Алинского метеорита с атмосферой Земли. Следуя [4], примем метеорит в форме шара с массой 100 т, плотностью вещества (железо)  $\rho_T = 7800 \text{ кг/м}^3$ ,  $\alpha = 40^\circ$ ,  $V_0 = 20 \text{ км/с}$ . Для метеорита:  $D_0 \approx 3 \text{ м}$ , статическое значение  $K_{IC}^2 = 10^{15} \text{ Па}^2 \cdot \text{м}$  [7], динамическое —  $\sim 10^{17} \text{ Па}^2 \cdot \text{м}$ ,  $C_T = 5,9 \text{ км/с}$ ,  $C_X = 1$ . Для атмосферы Земли:  $H = 8000 \text{ м}$ ,  $\rho_0 = 1,3 \text{ кг/м}^3$ .

Результаты расчетов при статическом  $K_{IC}^2$  приведены в таблице, где, кроме известных пара-

метров,  $l_k = \frac{z_{k-1} - z_k}{\sin \alpha}$  и  $\tau_k = \frac{\frac{l_k}{V_k}}{\frac{D_k}{C_T}}$  — участки траектории между актами дробления тела и соответ-

ствующие безразмерные интервалы времени,  $\delta U_k = 1 - \left(\frac{V_k}{V_0}\right)^2$  — потеря кинетической энергии после  $k$ -го этапа.

Уравнения (11) и (13) решались численно комбинированным методом с точностью до  $10^6$ . Зависимости потери энергии метеорита  $\delta U(z) = 1 - \left(\frac{V}{V_0}\right)^2$  и интенсивности ее “перекачки” в ударную волну

$\delta U'(z) = \frac{d(\delta U)}{dz}$  приведены на рисунке.

Из таблицы и рисунка следует, что, как и в [10], взаимодействие метеорита с атмосферой характеризуется его квазистатическим ( $\tau_k > 300$ ) нагружением на стадии А, оканчивающейся интенсивным (в среднем через  $l_k \approx 2$  км) 4-х кратным дроблением на высотах от ~16 до ~12 км, и следующей за этим стадией Б — торможения роя образовавшихся осколков. Именно на стадии Б происходит “перекачка” большей части энергии метеорита в ударную волну:

$$\delta U_B = 1 - \left( \frac{V_n}{V_0} \right)^2 \exp \left\{ 0,5 A \cdot 2^{\frac{n}{3}} [\exp(-x_n) - \exp(-x)] \right\} \approx 60\% . \quad (14)$$

При этом интенсивность “перекачки” энергии следует зависимости:

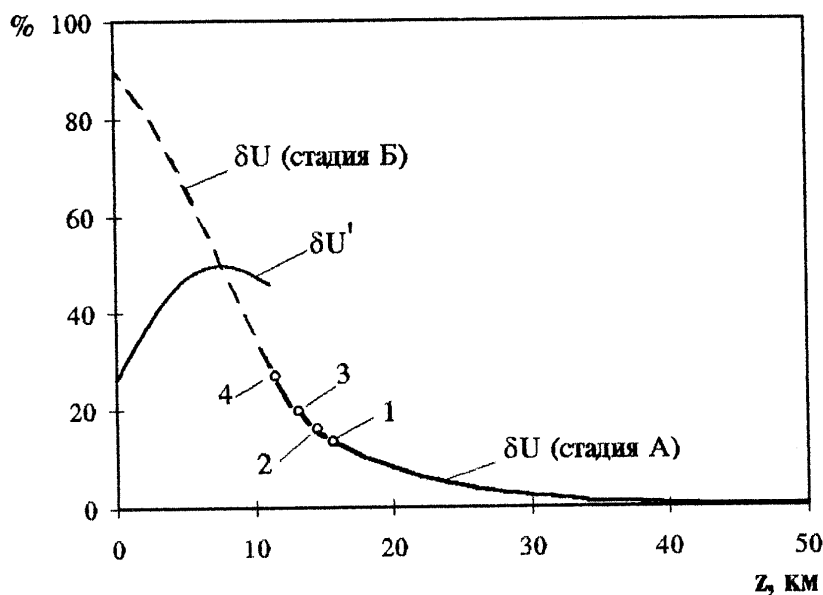
$$\delta U'_B = -0,5 \left( \frac{V_n}{V_0} \right)^2 A 2^{\frac{n}{3}} \exp \left\{ 0,5 A \cdot 2^{\frac{n}{3}} [\exp(-x_n) - \exp(-x)] \right\} \exp(-x) . \quad (15)$$

Пик интенсивности “перекачки” энергии, создающий эффект “взрыва” метеорита, достигается на высоте  $H \ln \left( 0,5 A 2^{\frac{n}{3}} \right) \approx 8$  км. Это вполне согласуется с фактом, как известно, имевшим место на высоте от 5 до 10 км.

Расчетная скорость удара осколков метеорита (числом 16) о грунт:

$$V_y = V_n \exp \left\{ 0,25 A \cdot 2^{\frac{n}{3}} [\exp(-x_n) - 1] \right\} \approx 6,5 \text{ км/с} . \quad (16)$$

Энергия удара осколка эквивалентна взрыву ~30 т тротила, что, согласно [11], приводит к образованию кратера диаметром ~36 м. Это также удовлетворительно соответствует фактическим размерам кратеров (от 9 до 26 м).



Точки 1-4 — соответствуют актам дробления метеорита

Расчеты при динамическом  $K_{TC}^2 = 10^{17} \text{ Па}^2 \cdot \text{м}$  показывают, что метеорит не разрушается вплоть до удара о грунт, что не соответствует действительности. Следовательно, нагружение метеорита было близким к статическому, и использование данного значения  $K_{TC}^2$  неправомерно.

Таким образом, методика [10] позволяет, в рамках принятых допущений, детально проанализировать возможный механизм взаимодействия Сихотэ-Алинского метеорита с атмосферой Земли, проследить процесс его разрушения и оценить характерные размеры осколков, высоту взрыва и диаметр кратера. Результаты анализа удовлетворительно соответствуют фактам. При этом главным результатом, принципиально отличным от [3-5] и обусловленным использованием инте-

гравитационного энергетического критерия разрушения, является разделение процесса дробления метеорита в пространстве и времени на отдельные этапы. Такой режим дробления позволяет осколкам, за счет действия аэродинамических сил, разойтись, что дает возможность рассматривать их дробление на следующем этапе по той же схеме, что и на предыдущем. Однако, вследствие неизбежного разброса физико-механических свойств материала в объеме метеорита, на самом деле размеры осколков будут характеризоваться некоторой дисперсией. При этом нельзя исключить, что на некоторых этапах разрушения метеорит или его осколки, будут распадаться не на 2, а на 3 части. Естественно ожидать, что статистическое распределение осколков по размерам фактически будет асимметричным, с резким ограничением в области больших размеров.

### Результаты расчетов при статическом $K_{IC}^2$

| $k$ | $z_k, км$ | $l_k, км$ | $\tau_k$ | $V_k, км/с$ | $m_k$ | $D_k, м$ | $\delta U_k, \%$ |
|-----|-----------|-----------|----------|-------------|-------|----------|------------------|
| 1   | 15,6      | –         | –        | 18,60       | 2     | 2,38     | 13,6             |
| 2   | 14,5      | 1,79      | 305,3    | 18,33       | 4     | 1,89     | 16,0             |
| 3   | 13,2      | 2,03      | 445,4    | 17,90       | 8     | 1,50     | 19,9             |
| 4   | 11,5      | 2,57      | 744,9    | 17,10       | 16    | 1,19     | 26,9             |

### Литература

1. Сихотэ–Алиньский метеоритный дождь. // Сб. ст. – М: 1959–1963, т. 1 – 2.
2. Кринов Е.Л. Железный дождь / М: Наука, 1981, 192 с..
3. Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет / В сб. "Космические исследования", 1979, т. 17, № 6. с. 875–893.
4. Коробейников В.П., Власов В.И., Волков Д.Б. Разрушение космических тел в атмосферах планет / Математическое моделирование, 1994. т. 6, № 8. с. 61–75.
5. Фадеенко Ю.И. Разрушение метеоритных тел в атмосфере / Физика горения и взрыва, 1967, № 2. с. 278–280.
6. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. — М: Наука, 1974, 640 с..
7. Уикс У.Ф., Ассур А. // В сб. Разрушение, т. 7, ч. I — М: Мир, 1976. с. 513–623.
8. Иванов А.Г. // Прикладная механика и техническая физика, 1994, № 3 с. 116–131.
9. Иванов А.Г. // Доклады АН СССР, 1991, Т. 321, №1. с. 28–32.
10. Иванов А.Г., Рыжанский В.А. // Физика горения и взрыва, 1995, № 6. с. 117–124 (поправки в ФГВ, 1996, №3).
11. Иванов Б.А. // В сб.: Механика. Новое в зарубежной науке — М: Мир, 1981. Серия 26 "Удар, взрыв и разрушение". 231 с..