

УДК 521.75+521.73

ФРАГМЕНТАЦИЯ МАЛОГО НЕБЕСНОГО ТЕЛА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АТМОСФЕРОЙ ПЛАНЕТЫ

© 1997 г. А. Г. Иванов, В. А. Рыжанский

Представлено академиком В.М. Титовым 26.09.94 г.

Поступило 12.07.95 г.

Вопросам взаимодействия малого небесного тела с атмосферой планеты посвящен ряд работ [1–4]. В большинстве из них принято, что при достижении некоторого критического значения аэродинамического сопротивления $p_{кр} \sim \rho_a V^2$ (ρ_a – плотность атмосферы, V – скорость движения тела) происходит интенсивное раздробление тела за время, сравнимое с временем циркуляции звука по телу. С позиций механики разрушения такой подход требует пересмотра, так как не учитывает влияния масштабного фактора на прочность тела. Ниже рассмотрено разрушение тела в атмосфере планеты с учетом влияния этого фактора.

Впервые попытался учесть влияние масштабного фактора Ю.И. Фадеев [5]. При этом была использована первая теория прочности и принята гипотеза равновесия, по которой средний размер осколков устанавливается в соответствии с местным значением $\rho_a V^2$. Однако это трудно согласовать с кинетикой дробления тела. Как известно, при постепенном повышении нагрузки тело разрушается 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. Чтобы преодолеть указанное затруднение, предлагается иной подход.

Примем атмосферу Земли изотермической с толщиной стандартной атмосферы H , малой в сравнении с радиусом Земли. Тогда зависимость ρ_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 ρ_0 – плотность невозмущенной атмосферы у поверхности Земли. Для тела в форме шара зависимость V от z , диаметра D_0 , плотности ρ_T , угла вхождения в атмосферу α и коэффициента аэродинамического сопротивления C_x дается выражением:

$$V(z) = V_0 \exp\left[-\frac{3C_x \rho_0 H}{4 \sin \alpha \rho_T D_0} \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right]. \quad (2)$$

Оно получено при решении дифференциального уравнения движения тела в атмосфере Земли

$$\frac{dV}{dt} = -C_x \frac{\rho_a V^2}{\rho_T D} \quad (3)$$

при начальных $z = \infty$ и $V = V_0$. Давление в ударном слое порядка [1]

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

будет определять напряжение разлома тела σ , так как по мере удаления от полюса лобовой части тела к экватору величина p будет стремиться к 0. Абляцией тела до его разрушения, теплопроводностью и потерей энергии на излучение будем пренебрегать.

Для упрощения дальнейших расчетов при выяснении физической картины взаимодействия тела с атмосферой планеты допустим:

тело и его осколки имеют сферическую форму;

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 две равные части;

критическое для прочности значение $\sigma = \sigma_*$ определяется выполнением необходимого условия разрушения, состоящего 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 2γ , на один-два порядка больших, чем в условиях статики.

Подобная ситуация реализуется при интенсивных динамических нагрузках, как, например, при откольном разрушении [6].

Развитие линейной механики разрушения и ее модификаций показало, что хрупкое разрушение характеризуется сильными масштабными эффектами, наглядно проявляющимися у геометрически подобных объектов [7].

Пусть $\sigma \sim \rho_a V^2$, тогда упругая энергия в теле с некоторым завышением $\sim \frac{\rho_a^2 V^4 \pi D^3}{2E \cdot 6}$, а работа раз-

рушения $\sim 2\gamma \frac{\pi D^2}{4}$. Поскольку σ_* является переменным, зависящим от размера тела, процесс разрушения тела при торможении в атмосфере можно представить как цепь последовательных разделенных во времени и пространстве этапов дробления на все более мелкие части по мере нарастания аэродинамического сопротивления. В конце каждого этапа осколки, образовавшиеся на предыдущем этапе, вновь разделяются надвое*. Необходимое условие 1-го этапа разрушения:

$$\frac{\rho_a^2 V_1^4 \pi D_0^3}{2E \cdot 6} = 2\gamma \frac{\pi D_0^2}{4} \text{ или } \rho_a^2 V_1^4 = \frac{3K_{IC}^2}{D_0}, \quad (5)$$

где $K_{IC}^2 = 2\gamma E$. Диаметр осколка будет порядка $D_1 = D_0/2^{1/3}$. С учетом изложенного выше условие k -го этапа дробления ($k \leq n$, n – номер последнего этапа) будет иметь вид

$$\rho_a^2 V_k^4 = \frac{3K_{IC}^2}{D_{k-1}}, \quad D_k = \frac{D_0}{2^{k/3}}. \quad (6)$$

Выражение (4) может иметь максимум при некотором $z = z_{\max}$. Исследуя (4) на экстремум, с учетом (1) и (2), находим, что

$$z_{\max} = H \ln \left[\frac{3C_x \rho_0 H}{2 \sin \alpha \rho_r D} \right], \quad (7)$$

откуда следует условие отсутствия z_{\max} :

$$3C_x \rho_0 H \leq 2\rho_r D_k \sin \alpha.$$

Интересно отметить, что, согласно (7), z_{\max} не зависит от V . Если условие (6) не будет выполнено на пути до z_{\max} , то и в дальнейшем дробления тела не будет, а его кинетическая энергия уменьшится в e раз. Если же (6) выполняется и происходит дробление, то z_{\max} возрастает вследствие уменьшения D_0 до D_1, D_2, \dots, D_n . Процесс дробления сопровождается сближением величин z_k и $(z_{\max})_k$ вплоть до прекращения дробления.

* Следуя [1], мы приняли сферическую форму небесного тела. И хотя на две равные части оно делится по площади большого круга, в дальнейшем форма образующихся осколков для упрощения расчетов принимается сферической. Такое несоответствие можно устранить, приняв форму тела в виде прямоугольного параллелепипеда с отношением граней $2^{1/3} : 1 : 2^{-1/3}$. При разделении такого тела на две равные части по сечению, перпендикулярному большей грани, образуются параллелепипеды, геометрически подобные исходному. Подобие будет сохраняться и в дальнейшем при аналогичной фрагментации на все более мелкие части.

Рассмотрим в относительных координатах $x_k = z_k/H$ процесс поэтапного дробления тела. Из (2) и (6) с учетом (1) получаем скорость и координату 1-го этапа:

$$V_1 = V_0 \exp \left[-A \frac{H}{D_0} \exp(-x_1) \right], \quad (8)$$

$$x_1 + 2A \frac{H}{D_0} \exp(-x_1) + 0.5 \ln \left(\frac{B}{V_0^4} \right) = 0, \quad (9)$$

где

$$x_1 = \frac{z_1}{H}, \quad A = \frac{3C_x \rho_0}{4 \sin \alpha \rho_r}, \quad B = \frac{3K_{IC}^2}{\rho_0^2 D_0}.$$

Используя x_1 и V_1 в качестве начальных условий при интегрировании уравнения (3), можно найти параметры 2-го этапа и т.д. Для k -го этапа:

$$V_k = V_{k-1} \exp \left\{ A \frac{H}{D_0} 2^{(k-1)/3} \times \right. \\ \left. \times [\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)] \right\}, \quad (10)$$

$$x_k + 2A \frac{H}{D_0} 2^{(k-1)/3} [\exp(-x_k) - \exp(-x_{k-1})] + \\ + 0.5 \ln [B \cdot 2^{(k-1)/3} / V_{k-1}^4] = 0 \quad (11)$$

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

Для примера обратимся к Тунгусскому феномену. Примем исходную кинетическую энергию метеорита $U_0 = 4 \cdot 10^{16}$ Дж, установленную в ряде исследований. Наиболее вероятной скоростью метеорита примем близкую ко 2-й космической $V_0 = 11000$ м/с. Указанным U_0 и V_0 соответствует масса метеорита $\sim 6.6 \cdot 10^8$ кг. Задавая ρ_r , находим D_0 . В расчетах принято: $\alpha = 17^\circ$ и 30° , $\rho_0 = 1.3$ кг/м³, $C_x = 1$ и 1.5 , $H = 8000$ м, а также $K_{IC}^2 = 1.6 \cdot 10^7$ Па² · м (лед [5]), 10^{11} и $9 \cdot 10^{11}$ Па² · м (песчаник и гранит [9]), 10^{15} Па² · м (мягкая сталь [9]).

Результаты расчетов приведены в табл. 1, где, кроме известных обозначений, δU_n – потеря кинетической энергии на n -м этапе, $u_y = U_y/U_0$, U_y – энергия осколков при ударе о грунт ($z = 0$):

$$u_y = (V_y/V_0)^2, \quad (12)$$

где

$$V_y = V_n \exp \left\{ A \frac{H}{D_0} 2^{n/3} [\exp(-x_n) - 1] \right\}.$$

Таблица 1. Результаты расчетов

Серия	C_x	α^0	$K_{IC}^2, \text{Па}^2 \cdot \text{м}$	$z_1, \text{км}$	n	$z_n, \text{км}$	m	$D_n, \text{м}$	$\delta U_n, \%$	$z_{\text{max}}, \text{км}$	$u_y, \%$
Л: лед ($\rho_T = 900 \text{ кг/м}^3, D_0 = 112 \text{ м}$)											
1	1	17	$1.6 \cdot 10^7$	97.3	35	59.7	$3.4 \cdot 10^{10}$	0.034	31.8	57.6	~0
2	1	30	$1.6 \cdot 10^7$	97.3	36	60.8	$6.9 \cdot 10^{10}$	0.027	19.7	55.2	~0
3	1.5	30	$1.6 \cdot 10^7$	97.3	35	61.4	$3.4 \cdot 10^{10}$	0.034	21.8	53.3	~0
4	1	30	$1.6 \cdot 10^9$	78.9	30	44.7	$1.1 \cdot 10^9$	0.11	39.0	43.9	~0
П: песчаник ($\rho_T = 2200 \text{ кг/м}^3, D_0 = 83.1 \text{ м}$)											
1	1	30	10^{11}	61.2	25	34.1	$3.4 \cdot 10^7$	0.26	24.4	29.9	~0
2	1	30	10^{13}	42.8	18	23.0	$2.6 \cdot 10^5$	1.30	18.6	17.0	0.03
3*	1	30	10^{11}	74.3	28	43.9	$2.7 \cdot 10^8$	0.066	28.4	40.9	~0
Г: гранит ($\rho_T = 2700 \text{ кг/м}^3, D_0 = 77.6 \text{ м}$)											
1	1	30	$9 \cdot 10^{11}$	51.9	22	27.9	$4.2 \cdot 10^6$	0.48	22.9	23.4	~0
2	1	30	$9 \cdot 10^{13}$	33.5	15	17.3	$3.3 \cdot 10^4$	2.43	16.4	10.4	3.3
Ж: железо ($\rho_T = 7800 \text{ кг/м}^3, D_0 = 54.5 \text{ м}$)											
1	1	30	10^{15}	21.7	13	7.9	$8.2 \cdot 10^3$	2.70	16.7	1.1	40.7
2	1	30	10^{17}	3.6	3	1.1	8	27.25	5.4	-17.5	93.3

*Рассчитано для $V_0 = 30 \text{ км/с}$ (соответственно $D_0 = 42.6 \text{ м}$).

Ряд расчетов выполнен при K_{IC}^2 , в 100 раз больших номинала (серии Л4, П2, Г2, Ж2), поэтому их результаты в большей мере отвечают реально возможному. Для оценки влияния начальной скорости на кинетику дробления тела принято в одном из случаев (серия П3) $V_0 = 30 \text{ км/с}$. "Перекачка" энергии метеорита в ударную волну иллюстрируется зависимостями $\delta U(z)$ на рис. 1.

Характерными параметрами кинетики дробления метеорита являются длина участка траектории между этапами дробления $l_k = \frac{z_{k-1} - z_k}{\sin \alpha}$ и со-

ответствующий безразмерный интервал времени $\tau_k = \frac{l_k/V_k}{D_k/C_T}$. Расчеты по исходным данным табл. 1 показали, что в среднем $l_k = 2-3 \text{ км}$ и $\tau_k \gg 1^*$. Это указывает на квазистатический характер нагружения тела и его осколков.

Из табл. 1 и рис. 1 следует, что взаимодействие с атмосферой прочного метеорита характеризуется стадией А (при $z \geq z_n$) – многоэтапного дробления при квазистатическом нагружении – и следующей за ней стадией Б (при $z < z_n$) – интенсивного торможения роя образовавшихся осколков. Именно на стадии Б может реализоваться эффект "взрыва". Для достаточно прочного тяжелого метеорита стадия Б может и не наступить или быть не полной, как, например, для метеори-

та из железа. Следует отметить относительно слабое влияние принятых значений C_x и α на кинетику дробления (серии и кривые Л1–Л3). Увеличение K_{IC}^2 или V_0 приводит к практически эквидистантному сдвигу зависимости $\delta U(z)$ в область соответственно меньших z (ср. Л2 и Л4, П1 и П2, Г1 и Г2, Ж1 и Ж2) или больших z (П1 и П3), так как в этих случаях разрушение возможно при сравнительно большей или меньшей нагрузке (4). В первом случае значения z_k, n и z_{max} уменьшаются, а во втором возрастают.

В рамках принятых допущений можно утверждать, что наиболее вероятным мог быть метеорит из льда. Его относительно низкая температура плавления и малые размеры осколков обуславливают интенсивную абляцию, поэтому вероятность достижения ими поверхности Земли представляется очень малой. Правда, минимальная высота "взрыва", по нашим данным (~30–35 км), расходится с оценкой по свидетельствам очевидцев (~10 км). Однако, учитывая субъективный характер последней и вполне возможное влияние на нее оптических эффектов в атмосфере (как известно, они могут быть достаточно сильными), указанное расхождение можно считать допустимым.

Существенно меньше вероятность метеорита из породы типа песчаника. В этих случаях высоты "взрыва" ~15–20 км ближе к фактической, чем у льда. Однако при этом должны были бы наблюдаться многочисленные кратеры диаметром [8] ~3–4 м, но, как известно, во всей обширной зоне эпицентра взрыва кратеров не обнаружено.

* Например, для песчаника (серия П1) $2 \leq l_k \leq 6 \text{ км}$ и $10 \leq \tau_k \leq 10^4$.

Итак, главным результатом, полученным с помощью интегрального энергетического критерия разрушения, является растянутость процесса дробления небесного тела в пространстве и во времени на отдельные этапы.

С позиций изложенного выше можно понять и причину распада кометы Шумейкеров–Леви на 20 частей, впоследствии вошедших в атмосферу Юпитера. Предположим, что в предшествующий цикл обращения комета при $\alpha \approx 0$ проходила через верхние разреженные слои атмосферы Юпитера* (ее стандартная толщина $H = 21.86$ км [11]). При этом условии могли реализоваться только несколько этапов дробления кометы. Фактическая дисперсия физико-механических свойств материала ядра кометы может привести к его распаду на нестрого равновеликие части, количество которых поэтому на некоторых этапах может оказаться более двух. Для образования 20 частей потребуется максимум четыре этапа. Так, если на 2-м этапе один из двух осколков разделится на три части, то после 4-го этапа окажется 20 осколков. Последний этап должен был завершиться на минимальном удалении от Юпитера. Имея в виду значительную массу ядра кометы и малое число этапов его распада, снижением скорости движения в атмосфере Юпитера можно пренебречь и учитывать только сильное изменение плотности атмосферы. Такое упрощение позволяет в зависимости от предполагаемого материала ядра оценить по суммарной кинетической энергии его характерный размер, плотность атмосферы и высоту при максимальном сближении с Юпитером, т.е. на 4-м этапе разрушения. Оценим эти параметры.

По различным данным, кинетическая энергия кометы U_0 была эквивалентна энергии взрыва $\sim 2 \cdot 10^{13} - 10^{15}$ т тротила. Примем для определенности $U_0 = 10^{14}$ т тротила или $4.2 \cdot 10^{23}$ Дж. Учитывая сильно вытянутую орбиту кометы, примем ее максимальную скорость V близкой ко 2-й космической для Юпитера (~ 60 км/с). Следовательно, масса ядра составляет $\sim 2.3 \cdot 10^{14}$ кг, а его размер в случаях льда, горной породы (типа гранита) или железа соответственно $D_0 \approx 7.87, 5.46$ или 3.83 км. Перед 4-м этапом дробления ($k = 3$) средний размер осколков ядра, согласно (8), составлял $D_0/2$, поэтому из (7) следует для 4-го этапа: $\rho_a =$

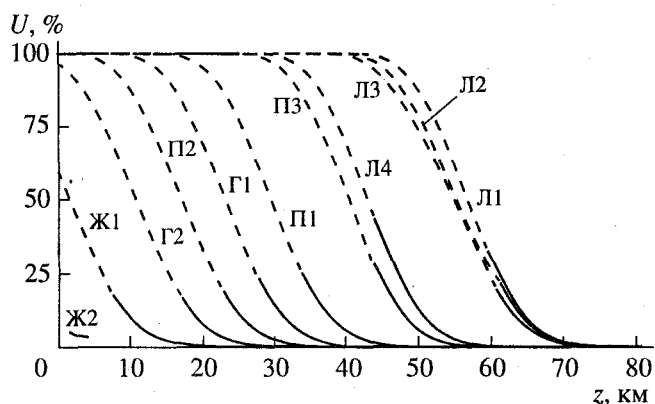


Рис. 1. Потеря энергии метеорита при торможении в атмосфере Земли. Кривые помечены номерами соответствующих серий в табл. 1. Сплошная линия — стадия А, штриховая — стадия Б.

$= (6K_{IC}^2/D_0V^4)^{1/2}$. Приняв, согласно табл. 1, для льда, гранита или железа $K_{IC}^2 = 1.6 \cdot 10^9, 9 \cdot 10^{13}$ или 10^{17} Па² · м, получаем соответственно $\rho_a \approx 3 \cdot 10^{-7}, 10^{-4}$ или $3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³. При этом использование формулы атмосферы Юпитера [11] (для $z > 350$ км) $\rho_a = 1.5 \cdot 10^{-4} \exp[-(z - 350)/21.86]$ показывает, что распад кометы Шумейкеров–Леви должен был завершиться соответственно на высотах $z \approx 640, 510$ или 440 км.

Авторы признательны А.Г. Федоренко за помощь при проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорян С.С. // ДАН. 1976. Т. 231. № 1. С. 57–60.
2. Зоткин И.Т., Цыкулин М.А. // ДАН. 1966. Т. 167. № 1/3. С. 59–62.
3. Коробейников В.П., Чушкин П.И., Шурилов Л.В. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 3. С. 94–100.
4. Войцеховский Б.В. // ФГВ. 1980. № 5. С. 5–8.
5. Фадеев Ю.И. // ФГВ. 1967. № 2. С. 278–280.
6. Иванов А.Г. // ПМТФ. 1994. № 3. С. 116–131.
7. Иванов А.Г. // ДАН. 1991. Т. 321. № 1. С. 28–32.
8. Иванов Б.А. В сб.: Механика. Новое в зарубежной науке. Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. Сер. 26. С. 231.
9. Уикс У.Ф., Ассур А. В сб.: Разрушение. М.: Мир, 1976. Т. 7. Ч. 1. С. 513–623.
10. Григорян С.С. // ДАН. 1994. Т. 338. № 6. С. 752–754.
11. Коробейников В.П., Власов В.И., Волков Д.Б. // Мат. моделирование. 1994. Т. 6. № 8. С. 61–75.

* Такое предположение выражено и в [10]. Согласно механизму, предложенному в [10] и описанному ранее в [1], дробление тела протекает при σ_* за время $t_* \sim 1$ с последующим “растеканием” раздробленной массы. Однако настоящее сообщение и посвящено критическому пересмотру этой концепции разрушения.