

УДК 521.75+521.73

**ВОЗМОЖНАЯ ПРИРОДА ВЗРЫВА ТУНГУССКОГО
МЕТЕОРИТА И РАСПАДА КОМЕТЫ ШУМЕЙКЕРОВ — ЛЕВИ**

А. Г. Иванов, В. А. Рыжанский

*ВНИИ экспериментальной физики,
607200 Саров*

Рассмотрен процесс разрушения прочного небесного тела, вторгшегося в атмосферу планеты. С помощью интегрального подхода в механике разрушения показано, что процесс дробления метеорита протекает в несколько этапов и заканчивается при достижении максимальной величины аэродинамического сопротивления. Характерный размер образовавшихся осколков зависит от свойств материала метеорита. По окончании дробления наступает стадия интенсивного торможения осколков — «перекачки» энергии метеорита в ударную волну. Предложенная методика проиллюстрирована на примерах взаимодействия Тунгусского метеорита с атмосферой Земли и кометы Шумейкеров — Леви с атмосферой Юпитера.

Среди исследований проблемы Тунгусского метеорита наибольший интерес представляют теоретическая работа [1] и попытки экспериментального подтверждения высотного взрыва метеорита или решения обратной задачи в лабораторных исследованиях [2–4]. Рассмотрим процесс внедрения в атмосферу Земли компактной плотной массы, обладающей прочностью.

Следуя [1], примем атмосферу Земли изотермической с толщиной стандартной атмосферы H малой в сравнении с радиусом Земли. Тогда зависимость плотности атмосферы ρ_a от расстояния до Земли z ($0 \leq z \leq \infty$) выразится формулой

$$\rho_a = \rho_0 \exp(-z/H), \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность невозмущенной атмосферы у поверхности Земли. Для тела в форме шара зависимость скорости V от z , его диаметра D_0 , плотности ρ_T , угла вхождения в атмосферу α и коэффициента аэродинамического сопротивления C_x дается выражением

$$V(z) = V_0 \exp[-(3C_x/4 \sin \alpha)(\rho_a/\rho_T)(H/D_0) \exp(-z/H)], \quad (2)$$

полученным при решении дифференциального уравнения движения тела в атмосфере Земли

$$dV/dt = -C_x(\rho_0/\rho_T)(V^2/D) \quad (3)$$

при начальном условии: $z = \infty, V = V_0$. Давление в ударном слое [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 $p \rightarrow 0$. Абляцией тела до его разрушения и потерей энергии на излучение будем пренебрегать.

В [1] принято, что при достижении $p(z)$ уровня, соответствующего критическому значению $\sigma = \sigma_*$, произойдет интенсивное дробление тела за время $\sim D/C_T$ (C_T — объемная скорость звука в теле). С позиций механики разрушения данное утверждение требует пересмотра. Во-первых, оно не содержит информации о характерных размерах осколков.

Величина осколков определяет их скорость торможения в атмосфере и интенсивность перекачки исходной кинетической энергии тела в ударную волну. Последняя и может создать эффект «взрыва» тела. Во-вторых, напряжение разрушения хрупких материалов, к которым относятся лед и большинство горных пород в небесных телах, зависит от размера тела и может изменяться на порядки [5, 6]. Казалось бы, условие $\sigma_* = \text{const}$ справедливо для пластичных материалов, однако и это предположение не оправдано. Основная масса небесного тела при прохождении атмосферы сохраняет 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 $T \approx 300$ К для такого пластичного материала как медь $L_0 \approx 8$ м, а для мягкой стали (Ст.3) $L_0 \approx 0,6$ м [7]. Наконец, при взаимодействии космических тел, движущихся со скоростью $\sim 10 \div 10^2$ км/с, с атмосферами планет скорость нагружения существенно больше статической и оценивается в $10^{-1} \div 10^2$ с⁻¹, что также способствует хрупкости. Поэтому разрушение тел с $\rho_T \geq 10^3$ кг/м³, 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 σ_* , принятое в [1], на самом деле не будет постоянным.

Развитие линейной механики разрушения и ее модификаций показало, что при описании разрушения (в том числе дробления) следует перейти от критических напряжений к энергетическим соотношениям, так как разрушение — 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 $\sim \sigma^2/2E$, где E — модуль Юнга). Процесс разрушения сопровождается сильными масштабными эффектами, наглядно проявляющимися у геометрически подобных объектов [8].

Впервые попытка учета влияния масштабного фактора на прочность небесного тела, взаимодействующего с атмосферой планеты, предпринята в [9]. При этом принималась гипотеза равновесия, согласно которой средний размер осколков устанавливался в соответствии с местным значением $\rho_a V^2$. Это положение 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.

Для упрощения дальнейших расчетов при выяснении физической картины взаимодействия тела с атмосферой планеты примем следующие допущения:

- а) тело и его осколки имеют сферическую форму;
- б) тело с диаметром D_0 состоит из гомогенного материала, но с достаточным количеством дефектов, так что при накоплении необходимого запаса упругой энергии оно разламывается на 2 равные части;
- в) значение σ_* 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 (2γ), примерно на один-два порядка большем, чем 2γ в условиях статики. Подобная ситуация реализуется при интенсивных динамических нагруз-

ках, как, например, при откольном разрушении [7];

г) следуя [1], примем $\sigma \sim \rho_a V^2$, тогда упругая энергия в теле с некоторым завышением составит $\sim (\rho_a^2 V^4 / 2E)(\pi D^3 / 6)$, а работа разрушения $\sim 2\gamma(\pi D^2 / 4)$.

Поскольку значение σ_* зависит от размера объекта, в рамках сделанных предположений 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: на каждом этапе, при выполнении необходимого условия разрушения, осколки, образовавшиеся на предыдущем этапе, вновь разделяются надвое¹. Необходимое условие 1-го этапа разрушения

$$(\rho_a^2 V_1^4 / 2E)(\pi D_0^3 / 6) = 2\gamma(\pi D_0^2 / 4), \quad (5)$$

откуда

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

где $K_{Ic}^2 = 2\gamma E$. Объем осколка $\approx \pi D_1^3 / 6 = 0,5(\pi D_0^3 / 6)$, поэтому его размер будет порядка $D_1 = D_0 / 2^{1/3}$. С учетом вышеизложенного условие k -го этапа дробления ($k \leq n$, n — номер последнего этапа) имеет вид

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

где размер образовавшихся осколков будет порядка

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

а их общее количество $m_k = (D_0 / D_k)^3 = 2^k$.

Так как зависимость $\rho_a(z)$ убывающая, а $V(z)$ возрастающая, выражение (4) может иметь максимум при некотором $z = z_{\max}$. Исследуя (4) на экстремум, с учетом (1) и (2) находим

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

откуда следует условие отсутствия z_{\max} :

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

Интересно 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 уменьшается в e раз и в дальнейшем дробление в принципе невозможно, так как после прохождения z_{\max} аэродинамическое сопротивление ($\sim \rho_a V^2$) падает. Если условие (6) не выполнено на пути до z_{\max} , то и 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.

¹Следуя [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

$$V_1 = V_0 \exp[-A(H/D_0) \exp(-x_1)]; \quad (10)$$

$$x_1 + 2A(H/D_0) \exp(-x_1) + 0,5 \ln(B/V_0^4) = 0, \quad (11)$$

где $x_1 = z_1/H$; $A = (3C_x/4 \sin \alpha)(\rho_0/\rho_T)$; $B = 3K_{IC}^2/\rho_0^2 D_0$. Используя x_1 и V_1 в качестве начальных условий при интегрировании уравнения (3), получаем параметры 2-го этапа:

$$V_2 = V_1 \exp\{A(H/D_0)2^{1/3}[\exp(-x_1) - \exp(-x_2)]\}; \quad (12)$$

$$x_2 + 2A(H/D_0)2^{1/3} \exp(-x_2) + 0,5 \ln(2^{1/3}B/V_1^4) = 0. \quad (13)$$

Аналогично для k -го этапа

$$V_k = V_{k-1} \exp\{A(H/D_0)2^{(k-1)/3}[\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)]\}; \quad (14)$$

$$x_k + 2A(H/D_0)2^{(k-1)/3} \exp(-x_k) + 0,5 \ln[2^{(k-1)/3}B/V_{k-1}^4] = 0. \quad (15)$$

Таблица 1

Результаты расчетов

Серия	C_x	α , град	K_{IC}^2 , Па ² ·м	z_1 , км	n	z_n , км	m , кг	D_n , м	δU_n , %	z_{\max} , км	u_y , %
Лед ($\rho_T = 900$ кг/м ³ , $D_0 = 112$ м)											
Л1	1	17	$1,6 \cdot 10^7$	97,3	35	59,7	$3,4 \cdot 10^{10}$	0,034	31,8	57,6	~ 0
Л2	1	30	$1,6 \cdot 10^7$	97,3	36	60,8	$6,9 \cdot 10^{10}$	0,027	19,7	55,2	~ 0
Л3	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
Л4	1	30	$1,6 \cdot 10^9$	78,9	30	44,7	$1,1 \cdot 10^9$	0,11	39,0	43,9	~ 0
Песчаник ($\rho_T = 2200$ кг/м ³ , $D_0 = 83,1$ м)											
П1	1	30	10^{11}	61,2	25	34,1	$3,4 \cdot 10^7$	0,26	24,4	29,9	~ 0
П2	1	30	10^{13}	42,8	18	23,0	$2,6 \cdot 10^5$	1,30	18,6	17,0	0,03
П3*	1	30	10^{11}	74,3	28	43,9	$2,7 \cdot 10^8$	0,066	28,4	40,9	~ 0
Гранит ($\rho_T = 2700$ кг/м ³ , $D_0 = 77,6$ м)											
Г1	1	30	$9 \cdot 10^{11}$	51,9	22	27,9	$4,2 \cdot 10^6$	0,48	22,9	23,4	~ 0
Г2	1	30	$9 \cdot 10^{13}$	33,5	15	17,3	$3,3 \cdot 10^4$	2,43	16,4	10,4	3,3
Железо ($\rho_T = 7800$ кг/м ³ , $D_0 = 54,5$ м)											
Ж1	1	30	10^{15}	21,7	13	7,9	$8,2 \cdot 10^3$	2,70	16,7	1,1	40,7
Ж2	1	30	10^{17}	3,6	3	1,1	8	27,25	5,4	-17,5	93,3

* Рассчитано для $V_0 = 30$ км/с (соответственно $D_0 = 42,6$ м).

В качестве примера обратимся к Тунгусскому феномену. Примем исходную кинетическую энергию метеорита $U_0 = 4 \cdot 10^{16}$ Дж, установленную в ряде исследований по вывалу леса в эпицентре взрыва. Наиболее вероятной скоростью метеорита примем близкую ко второй космической $V_0 = 11000$ м/с. По указанным значениям U_0 и V_0 нетрудно оценить массу метеорита ($\sim 6,6 \cdot 10^8$ кг), что при заданном ρ_T позволяет найти D_0 . Оценки в [3, 4] угла входа метеорита в атмосферу составляют 17 и 40°. В данных расчетах принято: $\alpha = 17$ и 30°, $\rho_0 = 1$ кг/м³, $C_x = 1$ и 1,5, $H = 8000$ м, а также $K_{IC}^2 = 1,6 \cdot 10^7$ Па²·м (лед [9]), 10^{11} и $9 \cdot 10^{11}$ Па²·м (песчаник и гранит [6]), 10^{15} Па²·м (мягкая сталь [6]).

Результаты расчетов по формулам (10)–(15) для тел из льда, горных пород и железа приведены в табл. 1 по состоянию на последнем этапе дробления и при ударе о грунт. Кроме известных обозначений, δU_n – потеря кинетической энергии на n -м этапе, а $u_y = U_y/U_0$, где U_y – энергия осколков при ударе о грунт ($z = 0$), получено с помощью формулы

$$u_V = (V_V/V_0)^2 \exp\{2A(H/D_0)2^{n/3}[\exp(-x_n) - 1]\}, \quad (16)$$

где

$$V_V = V_n \exp\{A(H/D_0)2^{n/3}[\exp(-x_n) - 1]\} \quad (17)$$

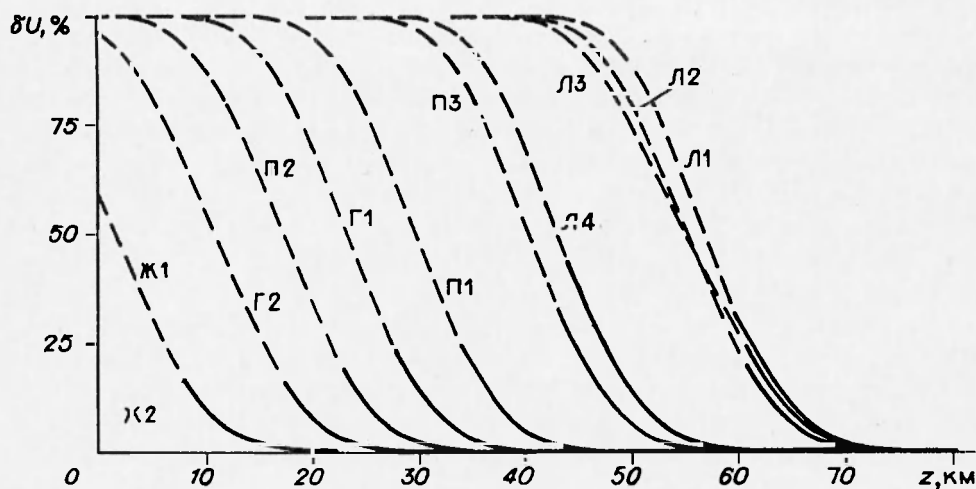
— скорость осколков при ударе о грунт. Уравнения (11), (13), (15) решались комбинированным методом с точностью до 10^{-16} . Поскольку при интегральном подходе в механике разрушения [7] и для учета неравномерности нагружения осколков метеорита в данной задаче необходимо использовать существенно большие значения K_{IC}^2 , 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. Кинетику дробления можно проследить на примере метеорита из песчаника (серия П1) по данным табл. 2, где $l_k = (z_{k-1} - z_k)/\sin \alpha$ и $\tau_k = (l_k/V_k)/(D_k/C_T)$ — участки траектории между этапами дробления и соответствующие безразмерные интервалы времени. Для оценки влияния начальной скорости на кинетику дробления тела в одном случае принято $V_0 = 30$ км/с (серия П3). Перекачка энергии метеорита в ударную волну иллюстрируется зависимостями $\delta U(z)$ на рисунке.

Из табл. 1 и рисунка следует, что взаимодействие с атмосферой прочного метеорита характеризуется стадией А — интенсивного (в среднем $l_k \sim 2-3$ км) дробления при $z \geq z_n$ и следующей за этим (при $z < z_n$) стадией Б — интенсивного торможения роя образовавшихся осколков. Именно на этой стадии Б происходит перекачка большей части энергии метеорита в ударную волну и, следовательно, может реализоваться эффект его «взрыва». Условная граница между стадиями зависит от физико-механических свойств мате-

Таблица 2
 Параметры кинетики дробления метеорита из песчаника
 ($C_x = 1, \alpha = 30^\circ,$
 $K_{IC}^2 = 10^{11}$ Па²·м)

k	z_k , км	l_k , км	τ_k
1	61,2	—	—
2	60,0	2,4	12
3	59,1	1,8	11
4	58,2	1,8	15
5	57,4	1,6	16
6	56,5	1,8	23
7	55,7	1,6	26
8	54,4	2,6	53
9	53,5	1,8	46
10	52,7	1,6	51
11	51,8	1,8	73
12	50,9	1,8	92
13	50,1	1,6	102
14	48,8	2,6	210
15	47,9	1,8	182
16	47,0	1,8	231
17	46,2	1,6	258
18	45,3	1,9	365
19	43,9	2,8	722
20	43,0	1,8	584
21	42,0	2,0	822
22	40,6	2,8	1452
23	39,0	3,2	2134
24	37,3	3,4	2889
25	34,1	6,4	7465

риализоваться эффект его «взрыва». Условная граница между стадиями зависит от физико-механических свойств мате-



Потеря энергии метеорита при торможении в атмосфере Земли. Обозначения кривых соответствуют табл. 1. Сплошная линия — стадия А, пунктирная — Б.

риала метеорита и размеров осколков. Для достаточно прочного тяжелого метеорита стадия Б может и не наступить или быть неполной, как, например, для метеорита из железа (см. серию в табл. 1 и кривую Ж2 на рисунке, где $z_n > 0$, а $z_{\max} < 0$). 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 меньших z (ср. серии и кривые Л2 и Л4, П1 и П2, Г1 и Г2, Ж1 и Ж2) или больших z (П1 и П3) соответственно, так как в этих случаях разрушение возможно при сравнительно большей или меньшей нагрузке (4). При этом в первом случае значения z_k , n и z_{\max} уменьшаются, а во втором — возрастают. О динамичности нагрузки можно судить по уровню τ_k . Для всех рассмотренных материалов $\tau_k \gg 1$ (см., например, табл. 2), следовательно, нагружение метеоритов можно считать квазистатическим.

Из табл. 1 и рисунка следует, что, поскольку в сериях Л, П1, П3 и Г1 значения $u_y \approx 0$ ($\delta U \approx 100\%$), вероятной причиной Тунгусского феномена было вторжение в атмосферу Земли небесного тела из льда или (при номинальных K_{Ic}^2) из породы типа песчаника или гранита. В этих случаях при $V_0 = 11$ км/с, по мере торможения тела атмосферой и вхождения в ее более плотные слои, на высоте ~ 80 – 100 км (лед), 60 – 70 км (песчаник) и 50 км (гранит) начинается стадия А. Дробление тела из этих материалов протекает соответственно в 30 – 36 , 25 – 28 и 22 этапа при снижении до высот ~ 45 – 60 , 23 – 34 и 22 км, где потеря кинетической энергии метеорита составляет ~ 20 – 40 , 24 – 28 и 23% . На стадии Б, на высотах ~ 44 – 58 , 30 – 41 и 23 км, реализуется максимальное аэродинамическое сопротивление осколкам. «Перекачка» основного количества энергии метеорита (до $\sim 90\%$) в ударную волну происходит при снижении высот до ~ 35 – 50 , 20 – 30 и 15 км, где и может реализоваться эффект «взрыва».

Из какого же все-таки материала состоял метеорит? Ведь во всей обширной зоне эпицентра взрыва не найдено не только каких-либо осколков, но и кратеров. По нашему мнению, в рамках принятых допущений, наиболее вероятным мог быть метеорит из льда. Его относительно низкая температура плавления и малые размеры осколков обуславливают интен-

сивную абеляцию, поэтому вероятность достижения ими поверхности Земли представляется очень малой. Но даже если бы это и произошло, энергия удара была бы недостаточной для образования заметного следа, да еще в лесисто-болотистой местности. Правда, минимальная высота «взрыва» по нашим данным ($\sim 30\text{--}35$ км) расходится с фактической, оцененной по свидетельствам очевидцев, высотой ~ 10 км. Но, если принять во внимание субъективный характер оценки и вполне возможное влияние на нее оптических эффектов в атмосфере (как известно, они могут быть достаточно сильными), то указанное расхождение можно считать допустимым.

Существенно меньше вероятность метеорита из породы типа песчаника (или менее прочной). В самом деле, в этих случаях значения высоты «взрыва» $\sim 15\text{--}20$ км (серии П1, П2) ближе к фактической, чем у льда. Правда, они соответствуют номинальным K_{Ic}^2 , в то время как ближе к реальным результаты при K_{Ic}^2 в ~ 100 раз большем (серия П2). Однако в этом случае должны были бы наблюдаться многочисленные кратеры диаметром $\sim 3\text{--}4$ м [10]. Но, как известно, во всей обширной зоне эпицентра взрыва кратеров не обнаружено.

Вероятность метеорита из гранита или железа следует исключить, так как в этих случаях размеры осколков составляли бы соответственно ~ 2 (гранит) и 30 м (железо). Удар каждого из них о грунт был бы эквивалентен взрыву от 0,5 кт до 1 Мт тротила с образованием кратеров диаметром от ~ 30 до ~ 800 м и возбуждением сейсмической волны соответствующей силы.

Таким образом, в рамках принятых допущений, детально проанализирован возможный механизм взаимодействия Тунгусского метеорита с атмосферой Земли, прослежен процесс его разрушения и определены характерные размеры осколков. При этом главный результат, полученный с помощью интегрального энергетического критерия разрушения, — растянутость, в отличие от [1], процесса дробления метеорита в пространстве и во 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.

С позиций вышеизложенного можно понять и причину распада кометы Шумейкеров — Леви на 20 частей, впоследствии вошедших в атмосферу Юпитера. В самом деле, предположим, что в предшествующий цикл обращения комета при $\alpha \approx 0$ проходила через верхние разреженные слои атмосферы Юпитера (ее стандартная толщина $H \approx 3,4$ км). При этом условия могли реализоваться только несколько этапов дробления кометы. Фактическая дисперсия физико-механических свойств материала ядра кометы может привести к его распаду на не строго равновеликие части. Поэтому их количество на некоторых этапах может оказаться более 2 и для образования 20 частей потребуется максимум 4 этапа, последний из которых 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 матери-

ала 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 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 близкую 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. Накануне последнего, 4-го этапа разрушения (т. е. при $k = 3$) средний размер осколков ядра, согласно (8), составлял $D_0/2$, поэтому из (7) для 4-го этапа следует $\rho_a = (6K_{fc}^2/D_0V^4)^{1/2}$. Приняв, согласно табл. 1, для льда, гранита и железа $K_{fc}^2 = 1,6 \cdot 10^9, 9 \cdot 10^{13}$ и 10^{17} Па²/м, получаем соответственно $\rho_a \approx 3 \cdot 10^{-7}, 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³ на высотах $z \approx 50, 30$ и 20 км.

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

Работа доложена на международной конференции «Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами» 27.09.94, Россия, г. Снежинск.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян С. С. К вопросу о природе Тунгусского метеорита // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231, № 1. С. 57-60.
2. Зоткин И. Т., Цыкулин М. А. Моделирование взрыва Тунгусского метеорита // Докл. АН СССР. 1966. Т. 167, № 1. С. 59-62.
3. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. О зоне наземных разрушений при воздушном взрыве крупного метеорита // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 3. С. 94-100.
4. Войцеховский Б. В. К проблеме Тунгусского метеорита // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 5-8.
5. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974.
6. Уикс У. Ф., Ассур А. Разрушение озерного и морского льда // Разрушение. Т. 7, ч. 1. М.: Мир, 1976. С. 513-623.
7. Иванов А. Г. Динамическое разрушение и масштабные эффекты (обзор) // ПМТФ. 1994. № 3. С. 116-131.
8. Иванов А. Г. Роль инерционных и упругих сил при динамическом разрушении в пластической области // Докл. АН СССР. 1991. Т. 321, № 1. С. 28-32.
9. Фадеев Ю. И. Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 2. С. 278-280.
10. Иванов Б. А. Успехи механики кратерообразования // Механика. Новое в зарубежной науке. Вып. 26: Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 204.

Поступила в редакцию 8/XII 1994 г.