

## ФРАГМЕНТАЦИЯ МАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА В АТМОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ ПРИ ПРОЛЕТЕ МИМО НЕЕ

А. Г. Иванов, В. А. Рыжанский

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Рассмотрено взаимодействие малого космического тела с атмосферой планеты, мимо которой оно пролетает. Получены уравнения аэродинамического торможения тела и условия его фрагментации. Показано, что фрагментация является многоэтапным процессом с разделением ее актов в пространстве и времени. Разработанная модель позволяет оценить количество актов фрагментации тела, а также количество фрагментов, их размеры, параметры движения, координаты и энерговыделение в атмосферу. Использование модели проиллюстрировано примерами взаимодействия малого космического тела и кометы Шумейкеров — Леви 9 с атмосферами Земли и Юпитера соответственно.

В настоящее время мировое научное сообщество уделяет значительное внимание космической безопасности Земли. Об актуальности этой проблемы свидетельствует недавнее (июль 1994 г.) грандиозное событие — падение кометы Шумейкеров — Леви 9 (SL9) на Юпитер. Для Земли такое явление, несомненно, было бы подлинной катастрофой, так как кинетическая энергия кометы оценивается тротиловым эквивалентом (ТЭ), равным энергии взрыва от  $4 \cdot 10^{11} \div 2 \cdot 10^{15}$  т тротила<sup>1)</sup> ( $\approx 2 \cdot 10^7 \div 10^{11}$  бомб Хиросимы<sup>2)</sup>).

Особый интерес вызвало то, что SL9 по каким-то причинам распалась на  $20 \div 25$  частей. В [1] приведена фотография этих фрагментов, цепочкой приближающихся к Юпитеру. Подобные явления распада комет или метеороидов при их прохождении через атмосферу Земли многократно наблюдались и ранее [2]. По-видимому, примером такого события является распад кометы Белого, «разделившейся на две части на глазах у наблюдателей в 1845 г. и давшей начало метеорному потоку» [3, с. 69].

По данным Г. Мэлоша и П. Шенка, приведенным в [4], обнаруженные станцией «Voyager-1» в январе 1979 г. многочисленные цепочки кратеров на спутниках Юпитера Каллисто и Ганимеде образовались вследствие падения фрагментов ранее распавшихся комет. В [5] был рассмотрен возможный механизм образования цепочки фрагментов малого (отно-

сительно толщины атмосферы) космического тела (МКТ) под влиянием гравитации. При этом, как показали численные расчеты по одной из моделей, если ядро SL9 представить в виде груды малоплотных камней, связанных только гравитационными силами, то при сближении с Юпитером оно распадется. Затем под действием гравитации фрагменты ядра объединятся в более крупные образования. В процессе расчетов удалось воспроизвести цепочку фрагментов SL9 для случая, когда «родительское» тело имело диаметр 1,5 км при плотности  $0,5 \text{ г/см}^3$ , а число камней равнялось нескольким тысячам [2].

Попытка описания распада SL9 под действием аэродинамического сопротивления сделана нами в [6]. Оценки показали, что комета в зависимости от материала для распада на  $\approx 20$  частей должна была пройти в 1992 г. через верхние слои атмосферы Юпитера на высоте  $450 \div 650$  км (за нулевой уровень отсчета принята высота, где начинается конденсация атмосферных газов [7]). Независимо такое же предположение было высказано в [8]. Однако, как показано в [9], для адекватного описания фрагментации необходимо перейти к энергетической концепции современной механики разрушения.

### ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЯ

Рассмотрим процесс разрушения МКТ в атмосфере планеты, мимо которой оно пролетает (рис. 1). Действием гравитации в сравнении с аэродинамическим сопротивлением пренебрегаем. Основываясь на оценках [10], унос вещества МКТ в результате абляции также не учи-

<sup>1)</sup> Энерговыделение 1 кг тротила составляет  $\approx 4,2 \cdot 10^6$  Дж.

<sup>2)</sup> Мощность бомбы, сброшенной на Хиросиму, оценивается в  $2 \cdot 10^4$  т тротила.

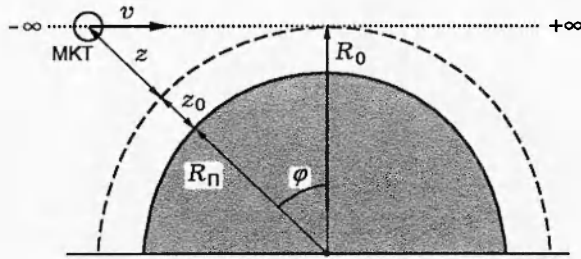


Рис. 1. Расчетная схема прохождения МКТ мимо планеты

тываем. Материал МКТ считается однородным с плотностью  $\rho_T$  и, как всякое реальное тело, с достаточным количеством дефектов структуры. Как и в большинстве аналогичных работ, примем МКТ в форме шара с начальным диаметром  $D_0$ , движущимся издалека со скоростью  $v_{-\infty}$ . Через  $z_0$  обозначим минимальное расстояние между поверхностью планеты радиусом  $R_{\text{п}}$  и пролетающим МКТ. Зависимость плотности изотермической атмосферы ( $\rho_a$ ) от высоты над поверхностью планеты примем в виде

$$\rho_a = \rho_0 \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right) \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность на нулевой высоте,  $z$  — переменная часть высоты, отсчитываемая от высоты  $R_0 = R_{\text{п}} + z_0$  (так что на стадии сближения МКТ с планетой  $\infty > z \geq 0$ , а на стадии удаления от нее  $0 \leq z < \infty$ ),  $H$  — стандартная толщина невозмущенной атмосферы. Отметим, что при  $\rho_0 = 1,29 \text{ кг/м}^3$  и  $H \approx 8 \text{ км}$  формула (1) описывает атмосферу Земли. Формула для плотности атмосферы Юпитера [7] состоит из двух частей: одна — для давлений  $p \geq 1 \text{ бар}$ , другая для  $p \leq 1 \text{ бар}$ . Эти формулы «сшиваются» при  $p \approx 1 \text{ бар}$ , что соответствует высоте  $z_0 + z = 350 \text{ км}$  (за нулевой уровень принята высота, на которой начинается конденсация атмосферных газов:  $p = 256 \text{ бар}$ ,  $T = 837 \text{ К}$ ,  $\rho = 8,5 \text{ кг/м}^3$ ). Для  $z_0 + z > 350 \text{ км}$  используется вторая часть формулы, которая приводится к (1) при  $\rho_0 = 1,5 \cdot 10^{-4} \exp(350/H) \approx 1,35 \cdot 10^3 \text{ г/см}^3$  (для Юпитера  $H = 21,86 \text{ км}$ ).

Уравнение движения МКТ в атмосфере имеет вид

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3}{4} C_x \frac{\rho_a}{\rho_T} \frac{v^2}{D_0}, \quad (2)$$

где  $v$  — скорость движения МКТ,  $t$  — время,  $C_x$  — коэффициент аэродинамического сопротивления. Как следует из рис. 1,  $\varphi$  — это угол

между вертикалью  $R_0$  и прямой  $R_0 + z$ , поэтому

$$z = R_0(\sec \varphi - 1), \quad (3)$$

и на стадии сближения МКТ с планетой  $dz < 0$ , а именно

$$dz = -v \sin \varphi dt. \quad (4)$$

Ограничиваясь высотами  $z \ll R_0$ , на которых аэродинамическое сопротивление существенно, из (3) и (4) находим в первом приближении:

$$dt = -\sqrt{\frac{R_0}{2z}} \frac{dz}{v}. \quad (5)$$

Интегрируя (2), с учетом (1), (5) при начальном условии  $v \rightarrow v_{-\infty}$  при  $z \rightarrow \infty$  получаем формулу для определения скорости МКТ в атмосфере планеты на стадии сближения с ней:

$$v = v_{-\infty} \exp[A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi - 1)], \quad (6)$$

где

$$A = \frac{3}{4} C_x \frac{\rho_0}{\rho_T D_0} \sqrt{\frac{R_0 H}{2}} \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right),$$

$\xi = \sqrt{z/H}$  — относительная координата МКТ ( $\infty > \xi \geq 0$ ) и

$$\text{erf } \xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi \exp(-\xi^2) d\xi.$$

На стадии удаления МКТ от планеты ( $0 \leq \xi < \infty$ ) знак в (4) меняется на противоположный и, поскольку  $v = v_{-\infty} \exp(-A\sqrt{\pi})$  при  $\xi = 0$ , из (2) следует

$$v = v_{-\infty} \exp[-A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi + 1)]. \quad (7)$$

Если МКТ в атмосфере не разрушается, то на достаточном удалении от планеты (практически уже при  $\xi > 3$ )  $\text{erf } \xi = 1$  и скорость МКТ равна  $v_{+\infty} = v_{-\infty} \exp(-2A\sqrt{\pi})$ , а относительная доля кинетической энергии МКТ, выделившейся в атмосфере, —

$$\delta U = 1 - \left(\frac{v_{+\infty}}{v_{-\infty}}\right)^2 = 1 - \exp(-4A\sqrt{\pi}). \quad (8)$$

Рассмотрим процесс фрагментации МКТ в атмосфере планеты. При определении условия разрушения будем иметь в виду, что использование традиционных критериев прочности, принятых в сопротивлении материалов, не приводит к адекватному описанию фрагментации

твердого тела [9]. Поэтому, как и в [6, 11], воспользуемся интегральным подходом [12], основанным на энергетической концепции современной механики разрушения. Примем, что МКТ, как всякое реальное тело, находящееся под постепенно возрастающей нагрузкой, разрушается на две примерно равные части, каждая из которых, в свою очередь, тоже распадается надвое, и т. д. С целью упрощения задачи будем считать, что фрагменты сферические. Поскольку температура материала МКТ низкая и при взаимодействии с атмосферой существенно не повышается из-за непрерывной абляции наружных слоев [10] и незначительной теплопередачи [7], а размеры МКТ достаточно большие и скорости нагружения относительно высокие, разрушение МКТ следует считать хрупким. Напряжение в МКТ оценим как  $\sigma = \rho_a v^2 / 2$ , поэтому общий запас энергии упругой деформации будет  $U = (\rho_a v^2 / 2)^2 (\pi D_0^3 / 12E)$ , где  $E$  — модуль Юнга материала МКТ. Согласно принятой концепции хрупкого разрушения, эта энергия затрачивается на работу  $W$  по продвижению трещины. При разделении тела на две равные части  $W = 2\gamma\pi D_0^2 / 4$ , где  $2\gamma = K_{Ic}^2 / E$  — работа по продвижению трещины на единицу площади разрушения,  $K_{Ic}$  — критическое значение коэффициента концентрации напряжений в устье трещины. Баланс  $U$  и  $W$  есть необходимое условие разрушения, которое с учетом вышеизложенного принимает вид

$$\rho_a^2 v^4 = \frac{12K_{Ic}^2}{D_0} \quad (9)$$

Если  $\rho_a^2 v^4 < 12K_{Ic}^2 / D_0$ , то в соответствии с данной концепцией разрушения и в рамках принятых допущений разрушение МКТ невозможно. На стадии сближения МКТ с планетой скорость МКТ падает, а плотность атмосферы возрастает. Поэтому левая часть (9) имеет максимум при  $\xi_m$ , определяемом с учетом (1) и (6) из уравнения  $\xi_m - 2A \exp(-\xi_m^2) = 0$ . Очевидно, что, во-первых, значение  $\xi_m$  не зависит от скорости МКТ и, во-вторых, уж если при достижении значения  $\xi_m$ , т. е. высоты  $z_m = H \xi_m^2$ , разрушение МКТ не произошло, то оно не состоится и в дальнейшем. При удалении от планеты, когда скорость МКТ и плотность атмосферы падают, разрушение МКТ тем более невозможно.

Предположим, однако, что при сложившихся обстоятельствах фрагментация МКТ возможна. Подставив (1) и (6) в (9), получаем

уравнение для относительной координаты первого акта разрушения МКТ  $\xi_1$  (абсолютная координата  $z_1 = H \xi_1^2$ ) и формулу для скорости  $v_1$ , при которой это разрушение произойдет:

$$\xi_1^2 - 2A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi_1 - 1) + 0,5 \ln(Bv_{-\infty}^{-4}) = 0, \quad (10)$$

$$v_1 = v_{-\infty} \exp[A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi_1 - 1)], \quad (11)$$

где

$$B = \frac{12K_{Ic}^2 \exp(2z_0/H)}{\rho_0^2 D_0}$$

Образовавшиеся фрагменты будут иметь диаметр  $D_1 = 2^{-1/3} D_0$  и, как следует из (2) при начальных параметрах  $\xi_1, v_1$  и  $D_1$ , их скорость в дальнейшем составит

$$v = v_1 \exp[2^{1/3} A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi - \text{erf } \xi_1)]. \quad (12)$$

В соответствии с условием (9) фрагменты МКТ будут существенно прочнее «родителя»<sup>3)</sup> Поскольку, согласно (12), их скорость падает, для дальнейшего разрушения фрагментов требуется значительное повышение аэродинамической нагрузки, поэтому они должны погрузиться в более плотные слои атмосферы. Фрагменты после 2-го акта разрушения будут прочнее предыдущих и т. д. до окончания фрагментации. Подставив (1) и (12) в (9), получим формулы для 2-го акта разрушения и т. д.; для  $k$ -го акта ( $k = 2, 3, \dots, n$ ;  $n$  — последний акт разрушения)  $D_k = 2^{(1-k)/3} D_0$  и параметры фрагментации определяются по рекуррентным формулам

$$\xi_k^2 - 2A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi_k - \text{erf } \xi_{k-1}) + 0,5 \ln(2^{(k-1)/3} Bv_{k-1}^{-4}) = 0, \quad (13)$$

$$v_k = v_{k-1} \times$$

$$\times \exp[2^{(k-1)/3} A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi_k - \text{erf } \xi_{k-1})]. \quad (14)$$

Таким образом, в данном случае, как и в [6, 11], фрагментация МКТ является многоэтапным процессом с разделением ее актов в пространстве и времени. По окончании фрагментации  $D_n = 2^{-n/3} D_0$  и скорость сближения фрагментов с планетой следует зависимости

$$v = v_n \exp[2^{n/3} A\sqrt{\pi}(\text{erf } \xi - \text{erf } \xi_n)]. \quad (15)$$

При этом доля выделившейся энергии составит

<sup>3)</sup> Это проявление так называемого сильного масштабного эффекта (энергетической природы) при разрушении геометрически подобных объектов.

$$\delta U = 1 - \left(\frac{v_n}{v_{-\infty}}\right)^2 \times \exp[2^{1+n/3} A \sqrt{\pi} (\operatorname{erf} \xi - \operatorname{erf} \xi_n)], \quad (16)$$

а интенсивность энерговыделения  $\delta U' = d(\delta U)/d\xi$  ( $d\xi < 0$ ) растет согласно зависимости

$$\delta U' = \left(\frac{v_n}{v_{-\infty}}\right)^2 2^{2+n/3} A \times \exp[2^{1+n/3} A \sqrt{\pi} (\operatorname{erf} \xi - \operatorname{erf} \xi_n) - \xi^2] \quad (17)$$

и достигает максимума на высоте  $z_{\max} = H \xi_{\max}^2$ , где  $\xi_{\max}$  определяется из уравнения

$$2^{1+n/3} A \exp(-\xi_{\max}^2) - \xi_{\max} = 0. \quad (18)$$

Скорость удаления фрагментов от планеты в пределах атмосферы продолжает уменьшаться:

$$v = v_n \exp[-2^{n/3} A \sqrt{\pi} (\operatorname{erf} \xi + \operatorname{erf} \xi_n)], \quad (19)$$

доля выделившейся энергии — возрастать:

$$\delta U = 1 - \left(\frac{v_n}{v_{-\infty}}\right)^2 \times \exp[-2^{1+n/3} A \sqrt{\pi} (\operatorname{erf} \xi + \operatorname{erf} \xi_n)], \quad (20)$$

но интенсивность энерговыделения убывает:

$$\delta U' = \left(\frac{v_n}{v_{-\infty}}\right)^2 2^{2+n/3} A \times \exp[-2^{1+n/3} A \sqrt{\pi} (\operatorname{erf} \xi + \operatorname{erf} \xi_n) - \xi^2]. \quad (21)$$

За пределами атмосферы фрагменты удаляются от планеты со скоростью:

$$v_{+\infty} = v_n \exp[-2^{n/3} A \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf} \xi_n)]. \quad (22)$$

Общая относительная доля кинетической энергии МКТ и его фрагментов, выделившейся в атмосфере, составит

$$\delta U_a = 1 - \left(\frac{v_n}{v_{-\infty}}\right)^2 \times \exp[-2^{1+n/3} A \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf} \xi_n)]. \quad (23)$$

Из (8) и (23) следует, что  $\delta U_a > \delta U$ , и эта разница существенно возрастает с увеличением  $n$ .

Полученная модель хрупкой фрагментации МКТ при его пролете сквозь атмосферу планеты позволяет оценить последствия такого события. Рассмотрим два примера.

1. Фрагментация МКТ в атмосфере Земли. В печати периодически появляются сообщения о возможности соударения астероида с

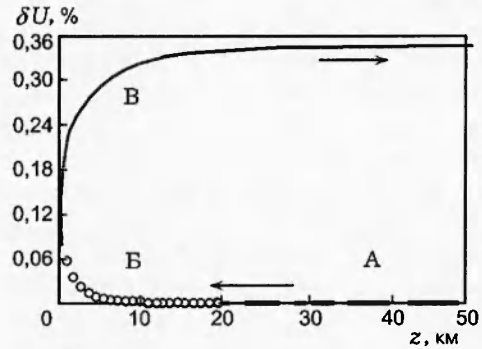


Рис. 2. Зависимость  $\delta U(z)$  при взаимодействии МКТ с атмосферой Земли:

стрелками показано направление движения МКТ относительно  $z_0 = 70$  км; стадии: А — вход в атмосферу до фрагментации, Б — фрагментация (точки соответствуют актам фрагментации), В — после фрагментации до выхода из атмосферы

Землей. Одной из таких публикаций явилась статья академика РАН В. Полеванова «Икар возвращается... и может «нокаутировать» Землю» (газета «Труд-7» от 23.01.1998).

Примем, что МКТ, подобное астероиду Икар, состоит из горной породы с  $\rho_T = 3500$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_T = 5900$  м/с (объемная скорость звука) и  $K_{Ic}^2 = 10^{12}$  Па<sup>2</sup>·м (статическое значение) имеет форму сферы диаметром  $D_0 = 1500$  м и входит в атмосферу Земли со скоростью  $v_{-\infty} = 7 \cdot 10^4$  м/с. Такое значение  $v_{-\infty}$  возможно при лобовом столкновении МКТ с Землей, если его собственная скорость 40 км/с. Кинетическая энергия МКТ относительно Земли  $U_0 \approx 1,5 \cdot 10^{22}$  Дж ( $TЭ \approx 3,6 \cdot 10^{12}$  т).

Результаты расчетов для частного случая  $z_0 = 70$  км приведены в табл. 1, где  $z_{вх}$  — высота «входа» МКТ в атмосферу<sup>4)</sup>,  $l_k$  — участок траектории между  $(k-1)$ -м и  $k$ -м актами фрагментации ( $i_1$  исчисляется от момента «входа» в атмосферу),  $\tau_k \approx (l_k/v_k)/(D_k/C_T)$  — относительное время нагружения фрагмента на участке  $l_k$  (в единицах времени прохождения звука через фрагмент). Уравнения (10) и (13) решались комбинированным методом с точностью до  $10^{-6}$ , причем значения  $\operatorname{erf} \xi$  рассчитывались по разложению в степенной ряд [13, с. 70] с точностью до  $10^{-7}$ . На рис. 2 приведена зависимость  $\delta U(z)$ , показывающая, что по дан-

<sup>4)</sup> Это условный параметр, так как граница «космос — атмосфера» размыта. Значение  $z_{вх}$  определялось численно по формуле (6) до уменьшения  $v_{-\infty}$  на  $10^{-7}$  м/с.

Таблица 1

## Распад МКТ в атмосфере Земли

(горная порода,  $K_{1c}^2 = 10^{12} \text{ Па}^2 \cdot \text{м}$ ,  $v_{-\infty} = 70 \text{ км/с}$ ,  $z_0 = 70 \text{ км}$ ,  $z_{\text{вх}} = 96,88 \text{ км}$ )

$k$	$z_k, \text{ км}$	$v_k, \text{ м/с}$	$D_k, \text{ м}$	$l_k, \text{ км}$	$\tau_k$	$\delta U_k, \%$
1	19,3	69999,984	1190,6	622,3	44,1	0,00005
2	18,4	69999,984	944,9	12,1	1,1	0,00005
3	17,5	69999,977	750,0	12,4	1,4	0,00007
4	16,6	69999,969	595,3	12,7	1,8	0,00009
5	15,6	69999,961	472,5	13,1	2,3	0,00011
6	14,7	69999,945	375,0	13,5	3,0	0,00016
7	13,8	69999,930	297,6	13,9	3,9	0,00020
8	12,9	69999,898	236,2	14,4	5,1	0,00029
9	11,9	69999,859	187,5	14,9	6,7	0,00040
10	11,0	69999,797	148,8	15,5	8,8	0,00058
11	10,1	69999,711	118,1	16,2	11,5	0,00083
12	9,2	69999,578	93,8	16,9	15,2	0,00121
13	8,2	69999,383	74,4	17,8	20,2	0,00177
14	7,3	69999,086	59,1	18,8	26,9	0,00261
15	6,4	69998,641	46,9	20,1	36,1	0,00388
16	5,5	69997,969	37,2	21,6	48,9	0,00580
17	4,5	69996,930	29,5	23,5	67,1	0,00877
18	3,6	69995,305	23,4	26,1	93,7	0,01341
19	2,7	69992,680	18,6	29,7	134,4	0,02091
20	1,8	69988,250	14,8	35,4	202,1	0,03357
21	0,8	69979,945	11,7	46,9	337,3	0,05729

Примечание. Распад МКТ завершен при  $n = 21$  за время  $\approx 14,5$  с (после входа в атмосферу); скорость удаления МКТ от Земли за пределами атмосферы  $v_{+\infty} = 69879,29 \text{ м/с}$ ; доля энергии МКТ, выделившейся в атмосфере,  $\delta U \approx 0,34 \%$  ( $TЭ \approx 1,22 \cdot 10^{10} \text{ т}$ ).

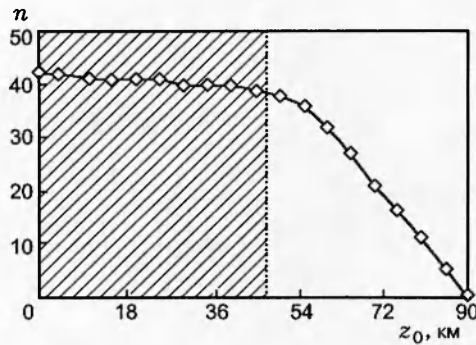


Рис. 3. Зависимость числа актов фрагментации МКТ от  $z_0$ :

заштрихована область «захвата» фрагментов МКТ Землей

ному параметру процесс взаимодействия МКТ с атмосферой делится на три этапа:

- А — торможение МКТ на стадии сближения с планетой перед фрагментацией с относительно малым энерговыделением;
- Б — фрагментация МКТ с заметным возрастанием энерговыделения;
- В — торможение МКТ после фрагментации с резким ростом энерговыделения до максимума и постепенной стабилизацией его по мере удаления от планеты.

Очевидно, наиболее интенсивная «перекачка» части кинетической энергии МКТ в ударную волну происходит в результате аэродинамического торможения фрагментов на этапе В.

Основные результаты расчетов для ряда значений  $z_0$  приведены в табл. 2, где  $t_{\text{ф}}$  — время фрагментации (от момента «входа» в атмосферу),  $t_{\text{эв}}$  — время энерговыделения в атмосфере. Оказалось, что минимальная высота пролета, при которой астероид не разрушается, составляет  $z_0 = 90$  км, при этом  $t_{\text{эв}} \approx 30$  с. Следует отметить, что высота начала фрагментации астероида равна  $z_0 + z_1 = 89,3$  км = const и не зависит от  $z_0$ . По мере уменьшения значения  $z_0$  количество актов фрагментации  $n$  возрастает до максимума при  $z_0 = 0$  (рис. 3), а высота ее окончания  $z_0 + z_n$  уменьшается (однако во всех случаях фрагментация оканчивается вблизи  $z_0$ ). Одновременно растут значения  $\delta U_n$ ,  $\delta U$  и  $t_{\text{эв}}$ , причем  $\delta U > \delta U_n$ . Расчеты по формулам (17), (18) и (21) показали, что во всех рассмотренных случаях при сближении астероида

с планетой и удалении от нее значения  $\delta U'(z)$  соответственно растут и убывают практически линейно, достигая максимума при  $z_{\text{max}} \approx 0$ .

Рассмотрим влияние прочности материала астероида (в нашей модели —  $K_{1c}$ ) или начальной скорости ( $v_{-\infty}$ ) на параметры его взаимодействия с атмосферой. Для определенности примем, например,  $z_0 = 70$  км при прочих равных условиях (см. строки 9–12 в табл. 2). Априори ясно, что при меньшей прочности разрушение МКТ должно начаться при меньшей аэродинамической нагрузке, что возможно в менее плотных слоях атмосферы, т. е. на большей высоте. При меньшей начальной скорости аэродинамическая нагрузка снижается, поэтому разрушение МКТ должно начаться в более плотных слоях атмосферы, т. е. на меньшей высоте.

По расчетам уменьшение  $K_{1c}^2$  на 1 и 2 порядка действительно привело к увеличению высоты начала фрагментации, но всего на  $\approx 10$  и  $\approx 20$  %, причем высота ее окончания практически не изменилась. Это говорит о слабом влиянии прочности на данные параметры. Вместе с тем резко возросла интенсивность фрагментации, так как количество актов разрушения увеличилось в  $\approx 1,5$  и  $\approx 2$  раза, а время практически не изменилось. Резко, на 1 и 2 порядка, повысилось энерговыделение как при фрагментации, так и во все время взаимодействия с атмосферой.

Уменьшение  $v_{-\infty}$  на  $\approx 20$  и  $\approx 40$  % привело к снижению высоты начала фрагментации на  $\approx 4$  и  $\approx 10$  % соответственно, а высота ее окончания практически не изменилась. Следовательно, и этот фактор (как и прочность) относительно слабо влияет на данные параметры. Сильнее он влияет на интенсивность фрагментации: она резко понизилась, так как количество актов уменьшилось на  $\approx 24$  и  $\approx 75$  %, а время возросло на  $\approx 28$  и  $\approx 80$  %. Существенно уменьшилось энерговыделение: в  $\approx 2,4$  и  $\approx 5,7$  раз при фрагментации и в  $\approx 2,5$  и  $\approx 8$  раз во все время взаимодействия с атмосферой.

При  $z_0 < 50$  км МКТ передает практически всю кинетическую энергию атмосфере за время  $t_{\text{эв}} \geq 85$  с. Эта энергия в  $\approx 4 \cdot 10^5$  раз превышает энерговыделение при отсутствии фрагментации (ср. с 1-й строкой табл. 2). Однако и при отсутствии фрагментации энерговыделение чрезвычайно велико, так как эквивалентно энергии взрыва  $\approx 500$  бомб Хиросимы. Вряд ли возможно представить себе масштабы бедствия для Земли от подобного «рандеву»!

Таблица 2

## Распад МКТ в атмосфере Земли

(горная порода,  $D_0 = 1500$  м,  $\rho_T = 3500$  кг/м<sup>3</sup>,  $K_{Ic}^2 = 10^{12}$  Па<sup>2</sup>·м,  $v_{-\infty} = 70$  км/с)

$z_0$ , км	$z_{вх}$ , км	$n$	$z_1$ , км	$z_n$ , км	$v_1$ , м/с	$v_n$ , м/с	$v_{+\infty}$ , м/с	$D_n$ , м	$t_{ф}$ , с	$\delta U_n$ , %	$\delta U$ , %	ТЭ ( $\delta U$ ), т	$t_{эв}$ , с
90	77,71	0	—	—	—	—	69999,90	1500,0	—	—	$2,68 \cdot 10^{-4}$	$9,60 \cdot 10^6$	30,5
89	78,66	1	0,3	0,3	69999,961	69999,961	69999,88	1190,6	13,5	$10^{-4}$	$3,57 \cdot 10^{-4}$	$1,28 \cdot 10^7$	29,6
87	80,57	3	2,3	0,5	69999,969	69999,945	69999,77	750,0	13,5	$2 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$2,40 \cdot 10^7$	30,3
85	82,48	5	4,3	0,6	69999,977	69999,906	69999,54	472,5	13,5	$3 \cdot 10^{-4}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$4,80 \cdot 10^7$	30,9
80	87,27	11	9,3	0,1	69999,977	69999,110	69996,74	118,1	14,7	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$9,31 \cdot 10^{-3}$	$3,33 \cdot 10^8$	32,2
70	96,88	21	19,3	0,8	69999,984	69979,945	69879,29	11,7	14,5	0,057	0,34	$1,22 \cdot 10^{10}$	34,9
60	106,52	32	29,3	0,4	69999,984	68908,914	64949,98	0,9	15,8	3,09	13,91	$4,98 \cdot 10^{11}$	39,1
50	116,19	38	39,3	3,5	69999,984	63162,496	21355,07	0,2	14,6	18,6	90,69	$3,25 \cdot 10^{12}$	85,1
47	119,09	39	42,3	4,5	69999,984	59119,824	7520,24	0,2	14,5	28,67	98,85	$3,54 \cdot 10^{12}$	196,9
70 <sup>1)</sup>	96,88	31	28,5	0,8	69999,992	69791,086	68797,02	1,2	14,6	0,60	3,41	$1,22 \cdot 10^{11}$	36,7
70 <sup>2)</sup>	96,88	40	37,7	1,4	70000,000	68627,734	60631,29	0,1	14,1	3,88	24,98	$8,94 \cdot 10^{11}$	40,4
70 <sup>3)</sup>	95,02	17	15,5	0,7	54999,977	54993,316	54962,68	29,5	18,5	0,024	0,136	$3,01 \cdot 10^9$	44,3
70 <sup>4)</sup>	92,57	12	10,4	0,2	39999,965	39998,008	39991,73	93,8	26,1	0,010	0,041	$4,79 \cdot 10^8$	58,0

Примечание. <sup>1)</sup>  $K_{Ic}^2 = 10^{11}$  Па<sup>2</sup>·м, <sup>2)</sup>  $K_{Ic}^2 = 10^{10}$  Па<sup>2</sup>·м, <sup>3)</sup>  $v_{-\infty} = 55$  км/с, <sup>4)</sup>  $v_{-\infty} = 40$  км/с.

Напомним, что в рассматриваемой модели не учитывается действие гравитационного поля Земли. Если принять во внимание и этот фактор, то следует ожидать, что при  $z_0 < 50$  км окончательные размеры фрагментов в процессе торможения могут оказаться заметно меньше расчетных и эти фрагменты будут захвачены Землей. Так, по нашим оценкам, при  $z_0 = 47$  км (и менее) расчетная скорость выхода фрагментов из атмосферы составляет всего 7,5 км/с (и менее) и возможно, что они выпадут на Землю как тектиты. Это предположение обусловлено как большим числом образовавшихся фрагментов, так и их малыми размерами. Так, при  $n \approx 30$  число фрагментов будет более  $10^9$ , а при  $n \approx 40$  — более  $10^{12}$ . Интенсификация процессов абляции приведет к дальнейшему уменьшению их размеров и плавлению.

2. Фрагментация кометы SL9 в атмосфере Юпитера. Есть много свидетельств того, что это МКТ является кометой, хотя есть и другие точки зрения. Так, в [14] было высказано предположение, что SL9 — астероид. Поэтому имеет смысл провести расчеты не только для льда, но и для других плотных и прочных материалов. Как известно [1, 14], перед падением на Юпитер SL9 распалась на  $20 \div 25$  частей. Предполагая, что распад SL9 произошел в атмосфере Юпитера за один пролет мимо него при предыдущей встрече, на основе разработанной модели оценим высоту пролета этого МКТ  $z_0$ , при которой возможна такая фрагментация. Ранее в [6] такие оценки были сделаны для SL9 из ряда материалов при кинетической энергии  $U_0 = 4,2 \cdot 10^{23}$  Дж и  $v_{-\infty} = 60$  км/с (табл. 3).

При проведении расчетов примем во внимание, что по последним данным число фрагментов SL9, выпавших на Юпитер, составляло 25 [14]. Если бы фрагментация происходила за четыре или пять актов, то по нашей схеме образовалось бы 16 или 32 фрагмента. Поскольку фрагментов было 25, примем для расчетов, что распад произошел за четыре акта. В этом случае 25 фрагментов получатся, если, например, на первой стадии образовалось не две, а три части и также на три части распался один из фрагментов при последнем акте. Размеры фрагментов, приведенные в [14], позволяют оценить общий исходный объем SL9 и  $D_0 \approx 7,5$  км (в сферическом приближении). По-прежнему, примем  $v_{-\infty} = 60$  км/с. Таким образом, использование значения  $D_0$  в основе

расчетов отличает их постановку от [6], где в основе расчетов лежит значение  $U_0$ .

Основные исходные данные и результаты расчетов приведены в табл. 3. Полученные значения  $z_0$  близки к приведенным в [6] и отвечают расстоянию от центра Юпитера  $\approx 7,3 \cdot 10^4$  км. В какой мере предложенная модель фрагментации может описать реальные события? Выше было обосновано возможное количество актов фрагментации  $n = 4$ . В этом случае отклонения от модели (образование на отдельных этапах не двух, а трех фрагментов) можно легко объяснить неоднородностью МКТ, которая, несомненно, имела место. На фотографиях, приведенных в [1, 14], видно, что перед падением на Юпитер фрагменты SL9 были расположены на орбите цугом длиной несколько миллионов километров, поэтому их внедрение в атмосферу Юпитера продолжалось в течение недели (16–22 июля 1994 г.). Следовательно, после распада SL9 скорости ее фрагментов были различными: если распад произошел при предыдущем сближении с Юпитером (июль 1992 г.), то за истекшие два года (точнее 104 недели) различие скоростей относительно центра масс SL9 составило всего  $\pm 0,5\%$ . Это различие нетрудно объяснить различием форм и размеров фрагментов (вследствие вышеупомянутой неоднородности родительского тела) и, как следствие, их различным аэродинамическим качеством.

Для реализации аэродинамического механизма фрагментации необходимо предположить, что в 1992 г. SL9 прошла через верхние слои атмосферы Юпитера, т. е. на расстоянии  $\approx 7,3 \cdot 10^4$  км от его центра. Если такое событие исключить нельзя, то предложенный механизм физически вполне оправдан и предпочтителен по сравнению с механизмом фрагментации под действием приливных сил. Изложим имеющуюся по этому вопросу информацию.

Согласно [5] (со ссылкой на неопубликованные данные Р. W. Chodas и D. K. Yeomans) SL9 была захвачена Юпитером и прошла на расстоянии  $\approx 9,4 \cdot 10^4$  км от его центра. По данным [1] это расстояние составляло  $\approx 10^5$  км, а в [14] (со ссылкой на работу J. M. Hahn и T. W. Rettig) оно оценивается уже как  $\approx 1,15 \cdot 10^5$  км и считается, что родительское тело «...было захвачено Юпитером несколько десятилетий назад, однако определить его происхождение и более раннюю орбиту, по-видимому, невозможно из-за хаотичности его орбиты». В [14] отмечается, что общепризнан-



Таблица 3

Исходные данные и результаты оценок  $z_0$  для МКТ SL9 ( $v_{-\infty} = 60$  км/с)

Материал МКТ	$\rho_T$ , кг/м <sup>3</sup>	$C_0$ , км/с	$K_{IC}^2$ , Па <sup>2</sup> ·м	$D_0$ , км		$U_0$ , Дж		$\tau_k$	$z_0$ , км	
				авторы	[6]	авторы	[6]		авторы	[6]
Лед	900	2,0	$1,6 \cdot 10^7$	7,5	7,97	$3,58 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$1,2 \leq \tau_k \leq 3,6$	$670,0 \pm 1,0$ (339,5)	—
			$1,6 \cdot 10^9$	7,5	7,97	$3,58 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$1,1 \leq \tau_k \leq 6,3$	$619,5 \pm 0,5$ (286,4)	640
Гранит	2700	5,4	$9 \cdot 10^{11}$	7,5	5,46	$10,74 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$3,2 \leq \tau_k \leq 8,8$	$550,0 \pm 1,0$ (213,3)	—
			$9 \cdot 10^{13}$	7,5	5,46	$10,74 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$3,3 \leq \tau_k \leq 9,5$	$500,0 \pm 1,0$ (160,7)	510
Железо	7800	5,9	$10^{15}$	7,5	3,83	$31,01 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$3,5 \leq \tau_k \leq 9,9$	$473,5 \pm 0,5$ (132,8)	—
			$10^{17}$	7,5	3,83	$31,01 \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$3,5 \leq \tau_k \leq 9,6$	$423,0 \pm 1,0$ (79,7)	440

Примечание. 1. Согласно [14] SL9 не мог относиться к никель-железным (железным) астероидам. Однако для более полной иллюстрации влияния плотности МКТ на результаты расчетов (и в целях преемственности с [6]), приведены результаты расчетов для гипотетического МКТ с плотностью материала 7800 кг/м<sup>3</sup>, соответствующей железу. 2. В графе  $z_0$  в скобках даны высоты, отсчитанные от уровня, где  $p = 1$  бар [14]. 3. В работе [18] на основе анализа световых кривых получены заметно меньшие, чем в [14], размеры фрагментов  $K$ ,  $N$ ,  $W$ . Их использование приведет к уменьшению размера родительского SL9 и соответственно величины  $z_0$ .

ной причиной распада SL9 были градиенты приливных сил при прохождении зоны Роша Юпитера, а в [1] эти силы характеризуются даже как гигантские. Покажем, что это не так.

Приливно́я сила есть градиент гравитационной силы, которая, в свою очередь, зависит от ускорения силы тяжести (при прочих равных условиях). Фактически ускорение силы тяжести на поверхности Юпитера всего в 2,3 раза больше земного, а на расстоянии в  $1,3 \div 1,6$  радиуса Юпитера, где предположительно произошел распад родительского тела, они практически одинаковы. Что же касается их градиентов, то у поверхности Земли они на порядок выше, чем на расстоянии  $1,3 \div 1,6$  радиуса Юпитера. Таким образом, приливные силы в зоне Роша Юпитера отнюдь не гигантские, а даже на порядок меньше, чем у Земли.

Конечно, вероятность прохождения SL9 через атмосферу Юпитера на несколько порядков меньше, чем через зону Роша, вследствие существенной разницы между их размерами. Но это не означает, что столь же мала и вероятность фрагментации SL9 под действием аэродинамических сил, и вот почему. Если SL9 есть «ком» из слабо скрепленных ледяных частей, то его фрагментация приливно́ми силами возможна только на начальном этапе и при размере родительского тела  $\approx 10$  км [14]. Но в [5] показано, что однородное хрупкое тело с очень низкой, но конечной прочностью не может быть разделено приливно́ми силами на наблюдаемое число фрагментов, если не принять его прочность неразумно малой. Там же путем компьютерного моделирования показано, что для узкой области объемных плотностей ( $0,3 \div 0,7$  г/см<sup>3</sup>) удастся воспроизвести фрагментацию, похожую на фрагментацию SL9. При этом цепочка из  $\approx 20$  фрагментов образуется после выполнения нескольких условий: 1) родительское тело состоит из нескольких тысяч сферических плотноупакованных гранул, 2) между гранулами отсутствуют прочностные связи и трение, 3) родительское тело не вращается, 4) его объемная плотность  $\approx 0,5$  г/см<sup>3</sup>, диаметр 1,5 км.

Далее, если фрагментация под действием приливных сил ранее никогда не наблюдалась [1], то именно действием аэродинамических сил можно объяснить происхождение тектитов и ряд других небесных явлений при взаимодействии МКТ с атмосферами планет. Так, в [15, с. 100] со ссылкой на канадского астро-

нома Ханта дана величественная картина прохождения цепочки Кириллид в верхних слоях атмосферы над североамериканским материком. Это явление наблюдалось 09.02.1913 г. в 9 ч 05 мин вечера. Другим фактом является, в частности, многоэтапность фрагментации Сихотэ-Алинского метеорита, рассчитанная в [11] и подтвержденная результатами морфологических исследований фрагментов. Новым (что, по мнению авторов, делает аэродинамическую модель фрагментации более универсальной) является учет квазистатического характера нагружения МКТ и использование энергетического подхода современной механики разрушения. Было бы полезно использовать его и при исследовании явлений, подобных описанным в [16–18], а также при изучении процесса формирования колец типа кольца Сатурна. Заметим, что использование приливного механизма фрагментации МКТ при описании процесса образования колец Сатурна, в частности тех из них, которые содержат обломки горных пород, не смогло бы справиться с этой задачей.

В заключение заметим, что используемое здесь (как и в [6, 11]) положение о квазистатическом характере нагружения МКТ и его фрагментов требует выполнения условия  $\tau_k \gg 1$ . При больших значениях  $D_0$  и  $v_\infty$  на первых этапах фрагментации, как оказалось в рассмотренных примерах, это условие строго не выполнялось (см. табл. 1). Формально это означает, что нагружение указанных объектов на этих этапах не было квазистатическим. Но следует ожидать, что учет гравитации в целях приближения к действительности (а это усложнило бы задачу) привел бы к искривлению траектории МКТ, соответствующему уменьшению на ней градиентов плотности атмосферы и, как следствие, к увеличению длительности нагружения и выполнению вышеуказанного условия [19].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Chapman Clarc R.** Comet on target for Jupiter // Nature. 1993. V. 363. P. 492–493.
2. **Астероидно-кометная опасность** / Ю. Д. Медведев, М. Л. Свешников, А. Г. Сокольский и др. / Под ред. А. Г. Сокольского. СПб: ИТА РАН, 1996.
3. **Куликовский П. Г.** Справочник астроном-любителя. М.: ГНТЛ, 1953. С. 432.
4. **Медведев Ю. Д., Свешников М. Л., Сокольский А. Г. и др.** Астероидно-кометная опасность. СПб: Ин-т теор. астрономии РАН, 1996.

5. Asphang E., Benz W. Density of comet Shoemaker — Levy 9 deduced by modeling break up of the parent «rubble pile» // Nature. 1994. V. 370. P. 120–123.
6. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Возможная природа взрыва Тунгусского метеорита и распада кометы Шумейкеров — Леви // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 3, № 6. С. 117–124. (Поправка: Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3).
7. Коробейников В. П., Власов В. И., Волков Д. Б. Моделирование разрушения космических тел при движении в атмосферах планет // Мат. моделирование. 1994. Т. 6, № 8. С. 61–75.
8. Григорян С. С. О столкновении кометы Шумейкеров — Леви 9 с Юпитером в июле 1994 г. // Докл. РАН. 1994. Т. 338, № 6. С. 752–754.
9. Иванов А. Г. Об адекватности описания процесса разрушения в расчетах на ЭВМ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1996. Вып. 4. С. 85–88.
10. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космические исследования. 1979. Т. 17, вып. 6. С. 875–893.
11. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Анализ процесса дробления Сихотэ-Алиньского метеорита с позиций механики разрушения // Астроном. вестн. 1998. Т. 32, № 2. С. 1164–1168.
12. Иванов А. Г. Динамическое разрушение и масштабные эффекты // ПМТФ. 1994. № 3. С. 116–131.
13. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы. М.: Наука, 1977.
14. Фортон В. Е., Гнедин Ю. Н., Иванов М. Ф. и др. Столкновение кометы Шумейкеров — Леви 9: что мы увидели // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 4. С. 391–422.
15. Воробьев Г. Г. Что вы знаете о тектитах? М.: Наука, 1966.
16. Григорян С. С., Ибодов Ф. С., Ибадов С. Об эволюции комет вблизи Солнца. Кометы семейства Крейца // Докл. РАН. 1997. Т. 354, № 2. С. 187–189.
17. Сокольский А. Г., Медведев Ю. Д., Козлов Е. А. Комета Хейла — Боппа: очень крупная комета или плотный рой осколков? // Докл. РАН. 1996. Т. 350, № 1. С. 42–44.
18. Шувало В. В., Артемьева М. А., Косарев И. Б. и др. Численное моделирование болидной стадии падения фрагментов Шумейкеров — Леви 9 на Юпитер // Астроном. вестн. 1997. Т. 31, № 5. С. 441–449.
19. Hills J. G., Goda M. P. Methods captured into Earth orbit by grazing atmospheric encounters // Planet Space Sci. 1997. V. 45, N 5. P. 595–602.

*Поступила в редакцию 21/X 1998 г.,  
в окончательном варианте — 15/III 1999 г.*