

пик которой, создающий эффект «взрыва» МКТ, достигается на высоте, определяемой формулой (2.19) при  $k = n$ .

Использование данной модели фрагментации МКТ было показано на примерах природных явлений, таких, как Тунгусское [1, 2] и Сихотэ-Алинское [3, 4]. Постановка и результаты расчетов приведены в гл. 4.

## 2.2. Фрагментация МКТ при «транзите»

По-прежнему рассматривается взаимодействие сферического или прямоугольного МКТ с атмосферой планеты, но при его движении мимо нее. Поэтому данная задача существенно отличается от предыдущей (см. п. 2.1) двумя аспектами:

1. Двигаясь мимо планеты, МКТ сначала сближается с ней до минимальной высоты  $z_0$ , а затем удаляется в космическое пространство (рис. 2.3). Поэтому на этапе сближения с планетой МКТ взаимодействует с постепенно уплотняющейся атмосферой, а на этапе удаления – напротив, с редееющей.

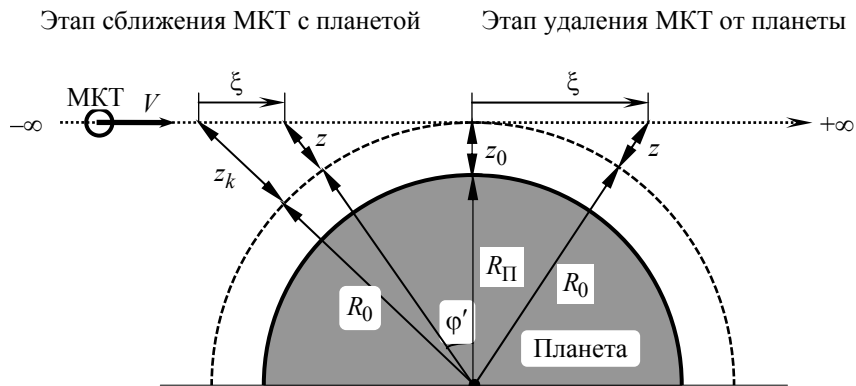


Рис. 2.3. Схема пролета МКТ мимо планеты («транзит»)

2. Нельзя пренебрегать кривизной горизонта. В противном случае достаточно было бы использовать предыдущую модель,

формально положив в одном из основных уравнений модели – уравнении движения МКТ (2.4) – угол наклона траектории к горизонту  $\alpha = 0$ . Однако при этом (2.4), очевидно, теряет смысл.

С учетом этих аспектов данная модель и, соответственно, схема, изображенная на рис. 2.3, разработаны авторами впервые (по крайней мере, подобные задачи им неизвестны).

Итак, согласно принятой схеме, высота положения МКТ над планетой составляет  $z_0 + z$ , где  $z_0$  – минимальная высота,  $z$  – переменная часть высоты, отсчитываемая от  $R_0 = R_{\text{П}} + z_0$  ( $R_{\text{П}}$  – радиус планеты), поэтому при сближении МКТ с планетой  $\infty > z \geq 0$ , а при удалении от нее  $0 < z < \infty$ . Таким образом, зависимость плотности атмосферы от высоты над планетой (2.1) принимает вид

$$\rho_a = \rho_0 \exp(-z_0/H) \exp(-z/H). \quad (2.26)$$

Следует отметить, что при  $\rho_0 = 1,29 \text{ кг/м}^3$  и  $H \approx 8 \text{ км}$  формула (2.26) описывает плотность атмосферы Земли. Для других планет значения  $H$  могут отличаться. Например, для Юпитера при отсчете высоты от уровня, где  $p = 1 \text{ бар}$ , принимают  $H = 21,86 \text{ км}$ .

Уравнение движения МКТ в атмосфере (2.2) с учетом (2.26) принимает вид

$$\frac{dV}{dt} = -\beta C_{\xi} \frac{\rho_0}{\rho_b} \frac{V^2}{\lambda} \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right) \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (2.27)$$

и, по существу, является аналогом уравнения (2.2). Как следует из рис. 2.3, текущий угол между вертикалью  $R_{\text{П}} + z_0$  и прямой  $R_0 + z$  есть  $\varphi'$ , поэтому

$$z = R_0 (\sec \varphi' - 1) \quad (2.28)$$

и при сближении МКТ с планетой  $dz < 0$ , а именно

$$dz = -V \sin \varphi' dt. \quad (2.29)$$

Ограничиваясь высотами  $z \ll R_0$ , на которых АДС существенно, находим из (2.28) и (2.29) в первом приближении

$$dt = -\sqrt{\frac{R_0}{2z}} \frac{dz}{V}. \quad (2.30)$$

Интегрируя (2.27), с учетом (2.30) и при начальном условии  $V \rightarrow V_{-\infty}$  при  $z \rightarrow \infty$ , получаем формулу для определения скорости МКТ в атмосфере планеты при сближении с ней

$$V = V_{-\infty} \exp\left\{A_2 \sqrt{\pi} [\operatorname{erf}(\chi) - 1]\right\}, \quad (2.31)$$

где по аналогии с (2.6)

$$A_2 = \beta C_{\xi} \frac{\rho_0}{\rho_b \lambda_0} \sqrt{\frac{R_0 H}{2}} \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right), \quad (2.32)$$

$$\chi = \sqrt{z/H} \quad (\infty > \chi \geq 0) - \quad (2.33)$$

относительная координата МКТ над планетой и  $\operatorname{erf}(\chi) =$

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

При максимальном сближении с планетой, т.е. в точке  $z_0$  ( $\chi = 0$ ), скорость МКТ составит  $V = V_{-\infty} \exp(-A_2 \sqrt{\pi})$ . Используя это значение как начальное при удалении МКТ от планеты, а также изменив знак в (2.29) и (2.30) на противоположный, получим из (2.27) скорость на этом участке траектории

$$V = V_{-\infty} \exp\left\{-A_2 \sqrt{\pi} [\operatorname{erf}(\chi) + 1]\right\}. \quad (2.34)$$

Таким образом, если в пределах атмосферы МКТ не разрушается, то на достаточном удалении от планеты (практически при  $\chi > 3$ )  $\operatorname{erf}(\chi) = 1$ , и скорость МКТ будет равна  $V_{+\infty} = V_{-\infty} \exp(-2A_2 \sqrt{\pi})$ . При этом относительная доля кинетической энергии МКТ, выделившейся в атмосфере, составит

$$\delta U = 1 - (V_{+\infty}/V_{-\infty})^2 = 1 - \exp(-4A_2 \sqrt{\pi}). \quad (2.35)$$

**Фаза А (фрагментация под действием АД нагрузки).** Процесс фрагментации МКТ рассматривается в той же последовательности, что и в п. 2.1, т. е. на основе энергетической концепции хрупкого разрушения и, следовательно, при соблюдении условий разрушения МКТ в форме сферы (2.7) или параллелепипеда (2.8). Отсюда, с учетом (2.26) и (2.31), вытекают уравнение для определения относительной координаты положения МКТ при первом акте разрушения –  $\chi_1$  (абсолютная координата  $z_1 = H\chi_1^2$ ) и формула для соответствующей скорости движения  $V_1$ :

$$\chi_1^2 - 2A_2\sqrt{\pi}[\operatorname{erf}(\chi_1) - 1] + 0,5\ln(B_2/V_{-\infty}^4) = 0, \quad (2.36)$$

$$V_1 = V_{-\infty} \exp\left\{A_2\sqrt{\pi}[\operatorname{erf}(\chi_1) - 1]\right\}, \quad (2.37)$$

где

$$B_2 = 12K_{IC}^2 \exp(2z_0/H)/\rho_0^2 D_0 \quad \text{или} \\ B_2 = 2^{8/3} K_{IC}^2 \exp(2z_0/H)/\rho_0^2 L_0. \quad (2.38)$$

Из (2.27) при начальных параметрах  $\chi_1$ ,  $V_1$  и  $D_1$  или  $L_1$  вытекает формула для определения скорости образовавшихся фрагментов

$$V = V_1 \exp\left\{A_2\sqrt{\pi}2^{1/3}[\operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}(\chi_1)]\right\}. \quad (2.39)$$

По аналогии с процедурой, изложенной в п. 2.1, получается и система рекуррентных формул, описывающих дальнейшее дробление все упрочняющихся фрагментов МКТ. В частности, для 2-го акта фрагментации следует в (2.7) или (2.8) подставить (2.26) и (2.39). И так далее. В общем случае  $k$ -й акт фрагментации состоится при значениях  $\chi_k$  и  $V_k$ , определяемых из системы

$$\chi_k^2 - 2A_2\sqrt{\pi}2^{(k-1)/3}[\operatorname{erf}(\chi_k) - \operatorname{erf}(\chi_{k-1})] + 0,5\ln\left(B_2 2^{(k-1)/3} V_{k-1}^{-4}\right) = 0, \quad (2.40)$$

$$V_k = V_{k-1} \exp \left\{ A_2 \sqrt{\pi} 2^{(k-1)/3} \left[ \operatorname{erf}(\chi_k) - \operatorname{erf}(\chi_{k-1}) \right] \right\}, \quad (2.41)$$

после чего фрагменты продолжают движение со скоростью

$$V = V_k \exp \left\{ A_2 \sqrt{\pi} 2^{k/3} \left[ \operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}(\chi_k) \right] \right\}. \quad (2.42)$$

Таким образом, и в данном случае, как и в п. 2.1, фрагментация МКТ является дискретным процессом с разделением ее актов в пространстве и времени.

При сближении МКТ с планетой  $V$  падает, а  $\rho_a$  возрастает. Поэтому при «транзите», как и при косом падении (см. п. 2.1), АД напор (1.12) тоже может достичь максимума на некоторой высоте  $z_{\max} = H\chi_{\max}^2$ . Исследование (1.12) на экстремум с учетом (2.26) и (2.42) показывает, что после  $k$ -го акта фрагментации  $dp/dz = 0$  при

$$\left(\chi_{\max}\right)_k - 2^{1+k/3} A_2 \exp \left[ -\left(\chi_{\max}\right)_k^2 \right] = 0, \quad (2.43)$$

откуда при  $k$ , равном 0 или  $n$ , вытекают выражения, соответствующие отсутствию фрагментации или после нее. При «транзите», как и в п. 2.1, во-первых, значения  $\left(\chi_{\max}\right)_k$  не зависят от  $V$ , а во-вторых, уж если при достижении  $\chi_{\max}$  разрушение МКТ не произошло, то оно не состоится и в дальнейшем. В этих случаях при удалении от планеты ( $0 < \chi < \infty$ ), когда и  $V$ , и  $\rho_a$  падают, разрушение МКТ тем более невозможно.

**Фаза Б (торможение образовавшихся фрагментов).** По окончании фрагментации МКТ размер фрагментов составляет  $D_n = 2^{-n/3} D_0$  или  $L_n = 2^{-n/3} L_0$ . Происходит их дальнейшее АД торможение. При сближении с планетой скорость движения следует зависимости

$$V = V_n \exp \left\{ A_2 \sqrt{\pi} 2^{n/3} \left[ \operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}(\chi_n) \right] \right\}, \quad (2.44)$$

и АД напор (1.12) может достигнуть максимума на высоте  $(z_{\max})_n = H(\chi_{\max})_n^2$ , где  $(\chi_{\max})_n$  определяется из уравнения (2.43) при  $k = n$ . При этом доля выделившейся энергии составит

$$\delta U = 1 - (V_n/V_{-\infty})^2 \exp\left\{A_2 \sqrt{\pi} 2^{1+n/3} [\operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}(\chi_n)]\right\}, \quad (2.45)$$

а интенсивность энерговыведения  $\delta U' = d(\delta U)/dz$  (здесь  $dz < 0$ ) растет согласно зависимости

$$\delta U' = (V_n/V_{-\infty})^2 A_2 2^{2+n/3} \exp\left\{A_2 \sqrt{\pi} 2^{1+n/3} [\operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}(\chi_n)] - \chi^2\right\} \quad (2.46)$$

и тоже достигает максимума при  $z = (z_{\max})_n$ . Скорость удаления фрагментов от планеты (здесь  $dz > 0$ ) в пределах атмосферы продолжает убывать,

$$V = V_n \exp\left\{-A_2 \sqrt{\pi} 2^{n/3} [\operatorname{erf}(\chi) + 1]\right\}, \quad (2.47)$$

доля выделившейся энергии – возрастать,

$$\delta U = 1 - (V_n/V_{-\infty})^2 \exp\left\{-A_2 \sqrt{\pi} 2^{1+n/3} [\operatorname{erf}(\chi) + 1]\right\}, \quad (2.48)$$

но интенсивность энерговыведения убывает,

$$\delta U' = (V_n/V_{-\infty})^2 A_2 2^{2+n/3} \exp\left\{-A_2 \sqrt{\pi} 2^{1+n/3} [\operatorname{erf}(\chi) + 1] - \chi^2\right\}. \quad (2.49)$$

За пределами атмосферы фрагменты удаляются от планеты со скоростью

$$V_{+\infty} = V_n \exp\left(-2^{n/3} A_2 \sqrt{\pi}\right). \quad (2.50)$$

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

$$\delta U_a = 1 - (V_n/V_{-\infty})^2 \exp\left(-2^{1+n/3} A_2 \sqrt{\pi}\right). \quad (2.51)$$

Из сравнения (2.51) и (2.35) следует, что  $\delta U_a > \delta U$  без фрагментации, и эта разница существенно возрастает с увеличением  $n$ .

Использование данной модели фрагментации МКТ было показано на примерах взаимодействия МКТ: астероида типа Икара с атмосферой Земли и кометы Шумейкеров–Леви 9 с атмосферой Юпитера [5]. Постановка и результаты расчетов приведены в гл. 4.

## Литература

1. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Возможная природа взрыва Тунгусского метеорита и распада кометы Шумейкеров–Леви // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 117–124 (поправка: Физика горения и взрыва, 1996. Т. 32, № 3. С. 143).

2. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Фрагментация малого небесного тела при его взаимодействии с атмосферой планеты // Доклады АН СССР. 1997. Т. 353, № 3. С. 334–337.

3. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Анализ процесса дробления Сихотэ-Алинского метеорита с позиций механики разрушения // Астрономический вестник. 1998. Т. 32, № 2. С. 1164–1168.

4. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Влияние формы малого космического тела на процесс его фрагментации в атмосфере планеты // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 120–125.

5. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Фрагментация малого космического тела в атмосфере планеты при пролете мимо нее // Там же. 1999. Т. 35, № 5. С. 127–137.

6. Ранцини Ж. Космос (сверхновый атлас Вселенной). – М.: ЭКСМО. 2004.

7. Зоткин И. Т., Цветков В. И. О форме железных метеороидов // Астрономический вестник. 1983. Т. 17, № 1. С. 60–62.

8. Коробейников В. П., Власов В. И., Волков Д. Б. Моделирование разрушения космических тел при движении в атмосферах планет // Математическое моделирование. 1994. Т. 6, № 8. С. 61–75.