

2.1. Фрагментация МКТ при «косом» падении

Рассматривается движение МКТ со скоростью V под углом α к горизонту. Траектория движения и горизонт, в соответствии с вышеизложенными допущениями, считаются прямолинейными (рис. 2.2). При этом плотность атмосферы меняется по закону

$$\rho_a = \rho_0 \exp(-x), \quad (2.1)$$

где ρ_0 – ее плотность на поверхности планеты, $x = z/H$ – относительная высота над планетой, z – абсолютная высота над планетой, H – толщина стандартной изотермической атмосферы.

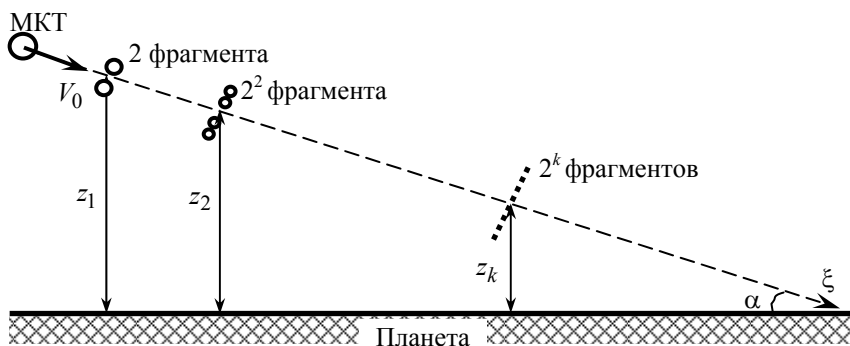


Рис. 2.2. Схема фрагментации МКТ, движущегося под углом α к горизонту

Дифференциальное уравнение движения тела в атмосфере имеет вид: $MdV/dt = -0,5C_\xi \rho_a S_M V^2$, где M – масса тела, C_ξ – коэффициент АДС в направлении движения, S_M – площадь миделевого сечения (миделя) тела. Для сферы (базовый размер D) или параллелепипеда (L) $M = \pi \rho_b D^3 / 6$ или $\rho_b L^3$, где ρ_b – плотность тела, $C_\xi = 1$ или $1,5$, $S_M = \pi D^2 / 4$ или $2^{1/3} L^2$ (в положении на рис. 1.2). Площадь миделя и объем сферического тела относятся как $1,5/D$,

у параллелепипеда, расположенного как показано на рис. 1.2, – как $2^{1/3}/L$, а при двух других его положениях – как $1/L$ и $1/(2^{1/3}L)$.

Учитывая возможное вращение МКТ, следует принять среднее значение этого отношения $\approx 1,02/L$. Таким образом, вышеупомянутое дифференциальное уравнение движения тела в атмосфере, с учетом (1.12) и (2.1), можно представить в общем виде

$$\frac{dV}{dt} = -\beta C_{\xi} \frac{\rho_0}{\rho_b} \frac{V^2}{\lambda} \exp(-x), \quad (2.2)$$

где для сферы или параллелепипеда $\beta = 0,75$ [1–3] или $0,51$ [4] – коэффициент формы тела; $\lambda = D$ или L – его обобщенный базовый размер. Поскольку по мере внедрения МКТ в атмосферу высота уменьшается, то $dz < 0$ (а именно $dz = -V dt \sin \alpha$), поэтому

$$dt = -\frac{H}{V \sin \alpha} dx, \quad (2.3)$$

и (2.2) с учетом (2.3) приводится к виду

$$\frac{dV}{dx} = \beta C_{\xi} \frac{\rho_0}{\rho_b} \frac{HV}{\lambda \sin \alpha} \exp(-x), \quad (2.4)$$

Решение уравнения (2.4) при начальном условии $V = V_0$, $\lambda = \lambda_0$ имеет вид

$$V = V_0 \exp[-A_1 \exp(-x)], \quad (2.5)$$

где

$$A_1 = \frac{\beta C_{\xi} \rho_0 H}{\sin \alpha \rho_b \lambda_0}. \quad (2.6)$$

Фаза А (фрагментация под действием АД нагрузки). Поскольку принято, что разрушение МКТ и его фрагментов происходит каждый раз путем разделения на две равные части, геометрически подобные родительскому телу, то фрагменты сферического МКТ, хоть и разделяются по большому кругу, но тоже считаются сферическими. Из условия сохранения объема следует, что после

многократной фрагментации диаметр k -го фрагмента составит $D_k = 2^{-k/3} D_0$ ($1 \leq k \leq n$, n – номер последнего акта фрагментации). Параллелепипед и его фрагменты разделяются по минимальному поперечному сечению, площадь которого (при указанном соотношении ребер) составляет $2^{-1/3} L_0^2$ и $2^{-1/3} L_k^2$, где $L_k = 2^{-k/3} L_0$ – базовый размер k -го фрагмента. Такая ориентация для разрушения благоприятнее, так как поверхность трещины минимальна, и устойчивее, так как центр массы тела максимально приближен к лобовой, «опорной», поверхности (на которую воздействует АД напор), что согласуется с принципом минимума энергетических затрат. Поскольку после акта фрагментации соотношение ребер сохраняется, условие подобия фрагментов выполняется «автоматически».

Именно теперь для решения задачи о фрагментации МКТ применяется ИП, теория которого изложена в гл. 1, где на основе энергетического критерия разрушения получено условие разрушения сферического или прямоугольного МКТ (см. п. 1.3) в виде (1.13) или (1.14), а для k -го фрагмента, соответственно,

$$\rho_{ak}^2 V_k^4 = 12 K_{IC}^2 2^{(k-1)/3} / D_0 \quad (2.7)$$

или

$$\rho_{ak}^2 V_k^4 = 2^{8/3} K_{IC}^2 2^{(k-1)/3} / L_0, \quad (2.8)$$

где ρ_{ak} определяется по формуле (3.13) в главе 3.

Поскольку, согласно (1.7), σ_{cr} резко возрастает с уменьшением размера тела, фрагменты становятся значительно прочнее родительского тела, и фрагментация МКТ представляет собой серию последовательных разделенных в пространстве и времени актов дробления на все более мелкие части по мере нарастания АДС. При первом акте фрагментации ($k = 1$) из (2.7) и (2.8) с учетом (2.1) и (2.5) следует

$$x_1 + 2A_1 \exp(-x_1) + 0,5 \ln(B_1/V_0^4) = 0, \quad (2.9)$$

$$V_1 = V_0 \exp[-A_1 \exp(-x_1)], \quad (2.10)$$

где для сферы или параллелепипеда

$$B_1 = 12K_{IC}^2 / \rho_0^2 D_0 \quad \text{или} \quad B_1 = 2^{8/3} K_{IC}^2 / \rho_0^2 L_0. \quad (2.11)$$

Эти первые фрагменты продолжают движение с падающей скоростью

$$V = V_1 \exp\left\{A_1 \left[\exp(-x_1) - \exp(-x)\right]\right\} \quad (2.12)$$

и, имея меньшие размеры ($D_1 = 2^{-1/3} D_0$ или $L_1 = 2^{-1/3} L_0$), будут, как указывалось выше, существенно прочнее «родителя». Поэтому для их разрушения в дальнейшем потребуется значительное повышение АД нагрузки, что на фоне падения скорости возможно только в более плотных слоях атмосферы, т. е. на меньшей высоте. Фрагменты после 2-го акта разрушения будут прочнее предыдущих и т. д. до окончания фрагментации. Подставив (2.1) и (2.12) в (2.7) или (2.8) и используя x_1 и V_1 как исходные данные, получим формулы для 2-го акта разрушения и т. д. Для k -го акта ($k = 2, 3, \dots, n$) параметры фрагментации определяются по рекуррентным формулам:

$$x_k + 2A_1 2^{(k-1)/3} \left[\exp(-x_k) - \exp(-x_{k-1}) \right] + 0,5 \ln \left[2^{(k-1)/3} B_1 / V_{k-1}^4 \right] = 0, \quad (2.13)$$

$$V_k = V_{k-1} \exp\left\{2^{(k-1)/3} A_1 \left[\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)\right]\right\}, \quad (2.14)$$

причем до следующего $(k+1)$ -го акта фрагментации k -е фрагменты продолжают движение со скоростью

$$V_k = V_k \exp\left\{2^{k/3} A_1 \left[\exp(-x_k) - \exp(-x)\right]\right\}, \quad (2.15)$$

Итак, в данном случае фрагментация МКТ является дискретным процессом с разделением ее актов в пространстве и времени. Учитывая (1.13) или (1.14), затрату энергии на фрагментацию МКТ сферической или прямоугольной формы можно оценить как

$$W = \sum_{k=1}^n W_k = \frac{\pi D_0^2 K_{IC}^2}{4E} \sum_{k=1}^n 2^{(k-1)/3} \quad \text{или} \quad W = \frac{2^{-1/3} L_0^2 K_{IC}^2}{E} \sum_{k=1}^n 2^{(k-1)/3}. \quad (2.16)$$

При этом относительная затрата кинетической энергии МКТ на фрагментацию оценивается величиной

$$\delta U_{fr} \approx 1 - W/U_0, \quad (2.17)$$

(здесь U_0 – начальная кинетическая энергия МКТ), а потери энергии при торможении (т. е. на «перекачку» ее в атмосферу) – величиной

$$\delta U_n \approx 1 - (V_n/V_0)^2, \quad (2.18)$$

где потери энергии на фрагментацию учтены, так как значения V_k ($1 \leq k \leq n$) определяются из условия разрушения (2.7) или (2.8).

Поскольку в процессе снижения МКТ (или его фрагментов) скорость падает, а плотность атмосферы растет, АДС может достичь максимума на некоторой высоте $z = z_{\max}$. Исследование (1.12) на экстремум с учетом (2.1) и (2.5) или (2.15) показывает, что после k -го акта фрагментации $dp/dz = 0$ при

$$(z_{\max})_k = H \ln \left(2^{1+k/3} A_1 \right) = H \ln \left(2\beta \frac{C_\xi \rho_0 H}{\sin \alpha \rho_b \lambda_k} \right) \quad (2.19)$$

(здесь $\lambda_k = 2^{-k/3} \lambda_0$), откуда вытекает условие отсутствия $(z_{\max})_k$

$$2^{1+k/3} \beta C_\xi \rho_0 H \leq \rho_b \lambda_0 \sin \alpha. \quad (2.20)$$

При $k = 0$ или $k = n$ из (2.20) вытекают выражения, соответствующие случаям отсутствия фрагментации или после нее. Интересно отметить, что, согласно (2.19) при $k = 0$, $(z_{\max})_k$ не зависит от V .

Если при $z = z_{\max}$ МКТ сохранит свой размер, то, как вытекает из (2.5) с учетом (2.19), его кинетическая энергия уменьшится в e раз, и фрагментация вообще не состоится, так как при $z < z_{\max}$ АД напор (1.12) резко падает. Поэтому если на пути до $z = z_{\max}$ условие разрушения (2.7) или (2.8) не будет выполнено, то и при дальнейшем движении разрушения МКТ не произойдет. Если же усло-

вие разрушения выполняется и происходит фрагментация, то согласно (2.19) $(z_{\max})_k$ возрастает вследствие уменьшения λ до $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. Этот процесс сопровождается сближением величин z_k и $(z_{\max})_k$ вплоть до прекращения фрагментации (при $k = n$). О динамике нагружения МКТ (или его фрагмента) можно судить по безразмерному интервалу времени

$$\tau_k \approx [2\xi_k / (V_{k-1} + V_k)] / (\lambda_{k-1} / C_b), \quad (2.21)$$

где $\xi_k = (z_{k-1} - z_k) / \sin \alpha$ и $2\xi_k / (V_{k-1} + V_k)$ – отрезок траектории и время движения между актами фрагментации, λ_{k-1} / C_b – время циркуляции звуковой волны в теле (C_b – объемная скорость звука в теле). Чем сильнее неравенство $\tau_k > 1$, тем нагружение ближе к квазистатическому.

Фаза Б (торможение образовавшихся фрагментов). По окончании фрагментации МКТ количество фрагментов составляет $m = 2^n$, их размер – $D_n = 2^{-n/3} D_0$ или $L_n = 2^{-n/3} L_0$, происходит их дальнейшее АД торможение при снижении со скоростью

$$V = V_n \exp \left\{ 2^{n/3} A_1 [\exp(-x_n) - \exp(-x)] \right\} \quad (2.22)$$

до удара о грунт ($x, z = 0$) при скорости

$$V_{imp} = V_n \exp \left\{ 2^{n/3} A_1 [\exp(-x_n) - 1] \right\}. \quad (2.23)$$

На данной стадии продолжается «перекачка» энергии фрагментов в атмосферу

$$\delta U_B = \delta U_n - (V_n / V_0)^2 \exp \left\{ 2^{1+n/3} A_1 [\exp(-x_n) - \exp(-x)] \right\} \quad (2.24)$$

с интенсивностью

$$\begin{aligned} \delta U'_B &= |d(\delta U_B) / dx| = \\ &= (V_n / V_0)^2 2^{1+n/3} A_1 \exp \left\{ 2^{1+n/3} A_1 [\exp(-x_n) - \exp(-x)] \right\} \exp(-x), \end{aligned} \quad (2.25)$$

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.

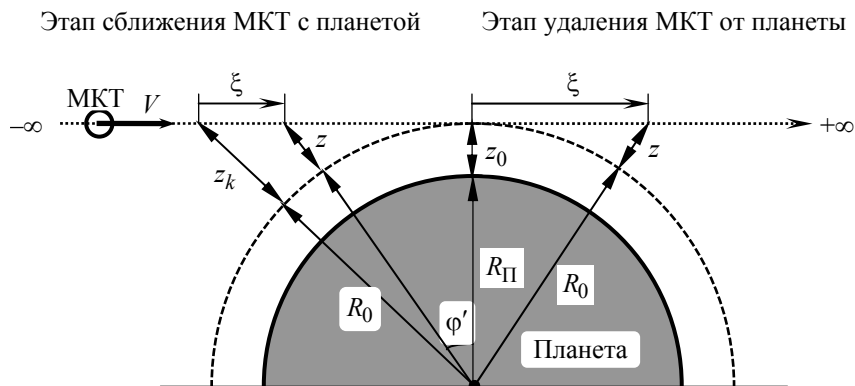


Рис. 2.3. Схема пролета МКТ мимо планеты («транзит»)

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