речную скорость, которую можно определить путем проведения численных расчетов и необходимо добавить к ранее достигнутой скорости, а суммарную скорость учитывать в расчетах распада следующего акта фрагментации и т. д. до ее конца.

3.2. Рассеяние МКТ при «транзите»

3.2.1. Первая фаза рассеяния МКТ

При «транзите», в отличие от «косого» падения МКТ, плотность атмосферы определяется по формуле (2.26). Как следует из рис. 2.3, после k-й фрагментации в первой фазе рассеяния, т. е. при $t \geq 0$, текущее траекторное перемещение фрагмента от точки фрагментации $\xi = \sqrt{R_k^2 - R_0^2} - \sqrt{R^2 - R_0^2}$, где $R = R_0 + z$, поэтому

$$z = R_0 \left\{ \sqrt{1 + \left[\sqrt{\left(R_k / R_0\right)^2 - 1} - \xi / R_0 \right]^2} - 1 \right\}, \tag{3.58}$$

где $R_k = R_0 + z_k$, или

$$z = R_0 \left(\mathrm{ch}\theta - 1 \right), \tag{3.59}$$

где

$$\theta = \theta(\xi) = \mathrm{arsh}\left[\sqrt{\left(R_k / R_0\right)^2 - 1} - \xi / R_0 \right]. \tag{3.60}$$

С учетом (3.59) формула (2.26) приводится к виду

$$\rho_a = \rho_0 \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right) \exp\left[\frac{R_0}{H} \left(1 - \mathrm{ch}\theta\right) \right]. \tag{3.61}$$

С учетом (3.5), (3.6), (3.8) и (3.61) формула (3.4) для фрагмента сферического или прямоугольного МКТ принимает вид

$$F_{k-1} = 2b_1 \frac{M_k}{r_k} \frac{\rho_0}{\rho_b} (1 + \sin\varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2$$

или (3.62)

$$F_{k-1} = 2b_2 \frac{M_k}{r_k} \frac{\rho_0}{\rho_b} \sin(\varphi_0 + \varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2,$$

где с учетом (3.15)

$$b_1 = \frac{3\sqrt{73}}{64} C_\xi \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right) = a_1 \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right) \approx 0,4 \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right)$$

и (3.63)

$$b_2 = 2^{-5/3} \left(1 + 2^{-2/3} \right) C_\xi \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right) = a_2 \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right) \approx 0,77 \exp\left(-\frac{z_0}{H} \right).$$

Система уравнений (3.1)–(3.3) с учетом (3.7), (3.9), (3.11) и (3.59)–(3.62) принимает вид, состоящий из общего уравнения (3.16) и подсистем, во многом аналогичных подсистемам (3.17)–(3.20):

$$\ddot{\xi} = \frac{b_1}{r_k} \frac{\rho_0}{\rho_b} (1 + \sin\varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2, \tag{3.64}$$

$$\left[6,4 \frac{I_{Ck}}{M_k r_k^2} + \cos 2(\varphi_0 + \varphi) \right] \ddot{\varphi} - \dot{\varphi}^2 \sin 2(\varphi_0 + \varphi) =$$

$$= \frac{2b_1}{r_k^2} \frac{\rho_0}{\rho_b} (1 + \sin\varphi) \sin(\varphi_0 + \varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2 \tag{3.65}$$

или

$$\ddot{\xi} = \frac{b_2}{r_k} \frac{\rho_0}{\rho_b} \sin(\varphi_0 + \varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2, \tag{3.66}$$

$$\left[5 \frac{I_{Ck}}{M_k r_k^2} + \cos 2(\varphi_0 + \varphi) \right] \ddot{\varphi} - \dot{\varphi}^2 \sin 2(\varphi_0 + \varphi) =$$

$$= \frac{2b_2}{r_k^2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_b} \right) \sin^2(\varphi_0 + \varphi) \exp\left[\frac{R_0}{H} (1 - \mathrm{ch}\theta) \right] \dot{\xi}^2, \tag{3.67}$$

при тех же начальных условиях (3.21).

В общем случае решение уравнений (3.64)–(3.67) в квадратурах невозможно (как и рассмотренных выше аналогичных уравнений при «косом» падении МКТ). Поэтому следует использовать какой-либо из общеизвестных численных методов, либо предложенный авторами метод на основе разностных схем типа (3.22) и (3.23) или (3.23) и (3.24), но модифицированный применительно к условиям «транзита» (см. п. 3.2.1.1), а также в аналитическом приближении типа (3.41), тоже соответственно модифицированном (п. 3.2.1.2).

3.2.1.1. Численное решение. Поскольку для «транзита» характерно достаточно слабое падение траекторной скорости МКТ, целесообразно при численном решении подсистем (3.64)–(3.67) использовать разностную схему, основанную на разности $\delta\xi_s$ (3.24), в комплексе с (3.23). В результате (3.64)–(3.67) приводятся к уравнениям в конечных разностях, аналогичным (3.25)–(3.28):

$$\ddot{\xi}_s = \frac{b_1}{r_k}\frac{\rho_0}{\rho_b}\left(1+\sin\varphi_s\right)\exp\left[\frac{R_0}{H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_s\right)\right]\dot{\xi}_s^2, \tag{3.68}$$

$$\left[6,4\frac{I_{Ck}}{M_k r_k^2}+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\right]\ddot{\varphi}_s-\dot{\varphi}_s^2\sin 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)=$$
$$=\frac{2b_1}{r_k^2}\frac{\rho_0}{\rho_b}\left(1+\sin\varphi_s\right)\sin\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\exp\left[\frac{R_0}{H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_s\right)\right]\dot{\xi}_s^2 \tag{3.69}$$

или

$$\ddot{\xi}_s = \frac{b_2}{r_k}\frac{\rho_0}{\rho_b}\sin\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\exp\left[\frac{R_0}{H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_s\right)\right]\dot{\xi}_s^2, \tag{3.70}$$

$$\left[5\frac{I_{Ck}}{M_k r_k^2}+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\right]\ddot{\varphi}-\dot{\varphi}_s^2\sin 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)=$$
$$=\frac{2b_2}{r_k^2}\left(\frac{\rho_0}{\rho_b}\right)\sin^2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\exp\left[\frac{R_0}{H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_s\right)\right]\dot{\xi}_s^2, \tag{3.71}$$

где, согласно (3.60) и (3.24),

$$\theta_s = \operatorname{arsh}\left[\sqrt{\left(R_k/R_0\right)^2-1}-\xi_s/R_0\right]=$$
$$=\operatorname{arsh}\left[\sqrt{\left(R_k/R_0\right)^2-1}-\left(\xi_{s-1}+\delta\xi_s\right)/R_0\right]. \tag{3.72}$$

В результате использования комплексов формул (3.23) и (3.24) пара уравнений (3.68) и (3.69) или (3.70) и (3.71) приводится к системе двух трансцендентных уравнений в конечных разностях типа (3.32):

$$\delta t_s = F_3^T\left(1-\sqrt{1-\frac{2\delta\xi_s}{\dot\xi_{s-1}F_3^T}}\right),$$
$$\delta t_s = \frac{F_5^T}{F_4^T}\left(1-\sqrt{1-\frac{2F_4^T F_6^T}{\left(F_5^T\right)^2}}\right), \tag{3.73}$$

где

$$F_3^T = \left(1+2\beta_s^T\delta\xi_s\right)\Big/\left(\dot\xi_{s-1}\beta_s^T\right),$$

$$F_4^T = 2\left[\frac{\beta_s^T}{r_k}\dot\xi_{s-1}^2+\dot\varphi_{s-1}\cos\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\right]\sin\left(\varphi_0+\varphi_s\right),$$

$$F_5^T = 4\frac{\beta_s^T}{r_k}\dot\xi_{s-1}\delta\xi_s\sin\left(\varphi_0+\varphi_s\right)+2\dot\varphi_{s-1}\delta\varphi_s\sin 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)-$$
$$-\dot\varphi_{s-1}\left[c_G+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\right], \tag{3.74}$$

$$F_6^T = 4\frac{\beta_s^T}{r_k}\delta\xi_s^2\sin\left(\varphi_0+\varphi_s\right)+2\delta\varphi_s^2\sin 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)-$$
$$-\delta\varphi_s\left[c_G+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi_s\right)\right],$$

$$\beta_s^T = \frac{b_G}{r_k}\frac{\rho_0}{\rho_b}\left(1+\sin\varphi_s\right)\exp\left[\frac{R_0}{H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_s\right)\right],$$

$$b_G = b_1 \text{ или } b_2 \text{ (3.63) и } c_G = \frac{6,4}{4,4} \text{ или } \frac{5}{3},$$

в зависимости от геометрии фрагмента (сфера или параллелепипед). Решение системы (3.73) с учетом формул (3.23) и (3.24) дает параметры δt_s и $\delta\varphi_s$, а затем, путем обратного пересчета по этим же формулам – и прочие параметры. При этом, как и при «косом» падении МКТ, расчеты следует проводить до выполнения условия (3.34), означающего прекращение контакта между фрагментами.

3.2.1.2. Решение в аналитическом приближении. Для решения данной задачи в аналитическом приближении требуется разделение переменных в уравнениях (3.64)–(3.67), поэтому применяется та же методика, что в п. 3.1.1.2, т. е. из них исключаются переменные θ и $\dot{\xi}$, связанные с ξ. С этой целью вводится полуэмпирическая функция типа (3.41)

$$\dot{\xi} = \psi_2\left(\varphi\right)V_k \exp\left[-\frac{R_0}{2H}\left(1-\mathrm{ch}\theta\right)\right], \tag{3.75}$$

где $\psi_2(\varphi)$ – численно определяемая эмпирическая функция, свойственная задаче о «транзитном» движении МКТ. В частности, при $\psi_2(\varphi) = 1$ аналитическое решение уравнения (3.65) или (3.67) существенно облегчается, так как теперь для аппроксимации зависимости (3.75) используется формула

$$\dot{\xi} = V_k \exp\left[-\frac{R_0}{2H}\left(1-\mathrm{ch}\theta\right)\right], \tag{3.76}$$

В данном приближении первый интеграл уравнения (3.65) или (3.67) и большинство последующих основных формул, определяющих параметры первой фазы распада фрагментов МКТ при «транзите», будут иметь вид, аналогичный соответствующим формулам при «косом» падении (п. 3.1.1.2), а именно формулам (3.43)–(3.52), где следует просто заменить a_1, a_2 и ρ_{ak} на b_1, b_2 и ρ_0, соответственно. Лишь параметры траекторного перемещения фрагментов в первой фазе рассеяния при «транзите» будут определяться по формулам, отличающимся от соответствующих формул при «косом» падении МКТ, а именно от (3.53) и (3.54), потому что последние вытекают из формулы (3.42), отличающейся от (3.76).

Итак, формулы для параметров первой фазы распада фрагментов МКТ при «транзите» таковы:

– угловая скорость

$$\dot{\varphi}_k(\varphi) = \sqrt{b_1}\,\frac{V_k}{r_k}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{\left(4+2\varphi-\sin 2\varphi-4\cos\varphi\right)\cos\varphi_0+2\left(1+\sin\varphi\right)\sin\varphi_0\sin\varphi}{6{,}4\,I_{Ck}\big/M_k r_k^2+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi\right)}} \qquad (3.77)$$

или

$$\dot{\varphi}_k(\varphi) = \sqrt{b_2}\,\frac{V_k}{r_k}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{2\left(\varphi_0+\varphi\right)-\sin 2\left(\varphi_0+\varphi\right)-\left(2\varphi_0-\sin 2\varphi_0\right)}{5\,I_{Ck}\big/M_k r_k^2+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi\right)}}\,; \qquad (3.78)$$

– угловое ускорение

$$\ddot{\varphi}_k(\varphi) = \frac{\dot{\varphi}_k^2\sin 2\left(\varphi_0+\varphi\right)+b_1\left(V_k/r_k\right)^2\left(\rho_0/\rho_b\right)\left(1+\sin\varphi\right)\sin\left(\varphi_0+\varphi\right)}{6{,}4\,I_{Ck}\big/M_k r_k^2+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi\right)} \qquad (3.79)$$

или

$$\ddot{\varphi}_k(\varphi) = \frac{\dot{\varphi}_k^2\sin 2\left(\varphi_0+\varphi\right)+b_2\left(V_k/r_k\right)^2\left(\rho_0/\rho_b\right)\left[1-\cos 2\left(\varphi_0+\varphi\right)\right]}{5\,I_{Ck}\big/M_k r_k^2+\cos 2\left(\varphi_0+\varphi\right)}\,. \qquad (3.80)$$

Критическое значение $\varphi = \varphi^*$ определяется по-прежнему из уравнения (3.48) или (3.49), т. е. при «транзите», как и при «косом» падении МКТ, оно зависит только от формы фрагментов. Поэтому и значения φ^* остаются теми же, что и при «косом» падении МКТ: при всех актах фрагментации $\varphi^* = \text{const} \approx 0{,}79$ ($\approx 45°$) или $\approx 0{,}47$ ($\approx 27°$). Однако несмотря на различие как этих параметров, так и φ_0 ($\approx 0{,}36$ или $\approx 0{,}67$) у фрагментов разной геометрии, значения $\varphi_0 + \varphi^* = \text{const}$ весьма близки: $\approx 1{,}144$ ($\approx 66°$) или $\approx 1{,}14$ ($\approx 65°$). Остаются прежними и характеры изменения $Q_k(\varphi)/Q_k(0)$, $\dot{\varphi}_k(\varphi)/\dot{\varphi}_k^*$ и $\dot{\eta}_k(\varphi)/\dot{\eta}_k^*$ (т. е. те же, что на рис. 4.2), хотя их количественные выражения изменяются, по сравнениию с аналогами при «косом» падении МКТ, что обусловлено отличиями констант a_1 и b_1 или a_2 и b_2, а также параметров ρ_{ak} и ρ_0. При этом реакция $Q_k(\varphi)$ по-прежнему определяется по формуле (3.16), но с учетом (3.63) и (3.77),(3.79) или (3.78),(3.80), а ее начальное значение – по формуле, аналогичной (3.47):

$$Q_k(0) = \frac{b_1 M_k V_k^2}{r_k}\left(\frac{\rho_0}{\rho_b}\right)\frac{\sin\varphi_0 \cos\varphi_0 \exp(-z_0/H)}{6{,}4 I_{Ck}/M_k r_k^2 + \cos 2\varphi_0} \approx$$

$$\approx 0{,}103\rho_0 V_k^2 r_k^2 \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right)$$

или (3.81)

$$Q_k(0) = \frac{b_2 M_k V_k^2}{r_k}\left(\frac{\rho_0}{\rho_b}\right)\frac{2\sin^2\varphi_0 \cos\varphi_0 \exp(-z_0/H)}{5 I_{Ck}/M_k r_k^2 + \cos 2\varphi_0} \approx$$

$$\approx 0{,}947\rho_0 V_k^2 r_k^2 \exp\left(-\frac{z_0}{H}\right),$$

где, в отличие от (3.47), вместо ρ_{ak} используется $\rho_0 \exp(-z_0/H)$. Скорости $\dot{\varphi}_k(\varphi)$ и $\dot{\eta}_k(\varphi)$ определяются по формулам (3.77) или

(3.78) и (3.10), а их критические значения – по формулам, аналогичным (3.50) и (3.51), но с учетом (3.63):

$$\dot{\varphi}_k^* \approx 1{,}116\frac{V_k}{r_k}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\exp\left(-\frac{z_0}{2H}\right) \text{ или } \approx 0{,}936\frac{V_k}{r_k}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\exp\left(-\frac{z_0}{2H}\right) \quad (3.82)$$

и

$$\dot{\eta}_{Ck}^* \approx 0{,}462 V_k\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\exp\left(-\frac{z_0}{2H}\right) \text{ или } \approx 0{,}391 V_k\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_b}}\exp\left(-\frac{z_0}{2H}\right). \quad (3.83)$$

Очевидно, отличие (3.81)–(3.83) от (3.47), (3.50) и (3.51) состоит лишь в использовании $\rho_0\exp\left(-z_0/H\right)$ вместо ρ_{ak}.

Ввиду очевидной аналогии с формулами «косого» падения МКТ, соответствующие рассуждения о характере первой фазы распада фрагментов и о взаимосвязи ее параметров (см. п. 3.1.1) являются правомерными и для «транзита» МКТ. Однако несмотря на то, что конкретные выражения, определяющие параметры распада МКТ при «транзите», хоть и получаются теми же способами, что и аналогичные параметры при «косом» падении, они все же, естественно, отличаются. В самом деле, интегрируя (3.77) или (3.78) при $0 \le \varphi \le \varphi^*$ и (3.76) при $0 \le t \le t_k^*$, получаем по аналогии с получением формул (3.52)–(3.54) время поворота фрагмента на критический угол

$$t_k^* = \int_0^{\varphi^*}\frac{d\varphi}{\dot{\varphi}} \approx 0{,}65\frac{r_k}{V_k}\sqrt{\frac{\rho_b}{\rho_0}}\exp\left(z_0/2H\right)$$

$$\text{или } \approx 1{,}46\frac{r_k}{V_k}\sqrt{\frac{\rho_b}{\rho_0}}\exp\left(z_0/2H\right). \quad (3.84)$$

Из уравнения, выводимого из (3.76), с учетом (3.60), следует формула для соответствующего перемещения по траектории

$$\xi_k^* = \int_0^{t_k^*}\dot{\xi}_k dt, \text{ т. е. } R_0\exp\left(-\frac{R_0}{2H}\right)\int_{\theta_k^*}^{\theta_0}\exp\left(\frac{R_0}{2H}\operatorname{ch}\theta\right)\operatorname{ch}\theta d\theta = V_k t_k^*, \quad (3.85)$$

где θ_0 и θ_k^* определяются из (3.60) при $\xi = 0$ и ξ_k^*. Скорость в конце этого перемещения

$$\dot{\xi}_k = V_k \exp\left[-\frac{R_0}{2H}\left(1-\mathrm{ch}\theta_k^*\right)\right]. \tag{3.86}$$

Следует отметить, что в отличие от (3.53) при «косом» падении, интеграл в формуле (3.86), полученной для «транзита», в конечном виде не существует, но аналогия остальных формул – (3.84) и (3.52), (3.86) и (3.54) – очевидна. Таким образом, анализ первой фазы распада МКТ при «транзите» в аналитическом приближении показывает, что, во-первых, как и при «косом» падении, форма МКТ определяет и критический угол поворота его фрагментов, и время поворота на этот угол (3.84): у полусферического фрагмента оно в ≈ 2 раза меньше, чем у прямоугольного. Во-вторых, угловая скорость фрагмента $\dot{\varphi}_k^*$ (3.82) и поперечная $\dot{\eta}_{Ck}^*$ (3.83) прямо пропорциональны траекторной скорости V_k, но при этом, в отличие от «косого» падения, $\dot{\varphi}_k^*$ находится в сильной обратной зависимости не только от плотности тела (ρ_b) и его размера (r_k), а $\dot{\eta}_{Ck}^*$ – от плотности ρ_b, но и от минимальной высоты положения над планетой (z_0). Следовательно, как и при «косом» падении, при «транзите» в первой фазе распада фрагменты более плотных и крупных тел при прочих равных условиях будут получать меньшую угловую и поперечную скорости и, следовательно, будут разлетаться медленнее и на соответственно меньшее расстояние, но в отличие от «косого» падения, при «транзите» этот эффект усиливается дополнительным фактором – высотой z_0. По аналогии с «косым» падением, если в (3.75) $\psi_2(\varphi) \neq \mathrm{const}$, то и $\varphi_k^* \neq \mathrm{const}$. Наконец, остается правомерным и заключительное замечание п. 3.1.2 о необходимости контролировать в расчетах выполнение соотношения (3.57).

3.2.2. Вторая фаза рассеяния МКТ

Поскольку при «транзите» происходит сначала сближение МКТ с планетой, а затем удаление от нее, в гл. 2 (п. 2.2) показано, что фрагментация МКТ может произойти только на этапе сближения. Соответственно, и расчеты второй фазы рассеяния МКТ проводятся как после каждого акта его фрагментации до следующего акта, т. е. на пути $l_k = \xi_k - \xi_{k-1}$, так и по ее окончании, вплоть до прохода через точку z_0, и до выхода фрагментов из атмосферы. При расчетах на этапе сближения с планетой вполне уместна методика, разработанная для второй фазы рассеяния МКТ при его «косом» падении (п. 3.1.2). Разумеется, заключительная часть этой методики (оценка размеров кратерного поля) не рассматривается.

Итак, в процессе фрагментации МКТ при «транзите» можно использовать формулы «косого» падения, приведенные в первом абзаце п. 3.1.2, кроме формулы для скорости движения фрагментов после *k*-го акта фрагментации (3.55), вместо которой правомерна аналогичная формула, получаемая из (2.42), с учетом (3.35):

$$V(\chi) = \sqrt{\dot{\xi}_k^{*2} + V_{\eta k}^2} \exp\left\{ A_2 \sqrt{\pi} 2^{k/3} \left[\operatorname{erf}(\chi) - \operatorname{erf}\left(\chi_k^*\right) \right] \right\}, \qquad (3.87)$$

где с учетом (2.33) и (3.59) $\chi_k^* = \sqrt{R_0\left(\operatorname{ch}\theta_k^* - 1\right)/H}$, а θ_k^* находится из (3.60) при $\xi = \xi_k^*$. Время и радиус разлета фрагментов до нового акта фрагментации $t_{fk} \approx 2H \int\limits_{\chi_{k+1}}^{\chi_k^*} \frac{\chi d\chi}{V(\chi)}$ и $R_{\eta k} \approx R_{\eta k-1} + {}$ $+ r_k \sin\left(\varphi_0 + \varphi^*\right) + V_{\eta k-1} t_k^* + V_{\eta k} t_{fk}$.

По окончании фрагментации и поворота фрагментов на угол φ^* (при $t = t_n^*$) определяются высота над планетой $z_n^* = {}$ $= R_0\left(\operatorname{ch}\theta_n^* - 1\right)$, где θ_n^* определяется из (3.60) при $\xi = \xi_n^*$, радиус разлета $R^*_{\eta n} \approx R_{\eta n-1} + r_n \sin\left(\varphi_0 + \varphi^*\right) + V_{\eta n-1} t^*_n$ и скорость его $V^*_{\eta n} = = V_{\eta n} + \dot{\eta}^*_n$, а также финишный участок траектории до высоты z_0, равный $\xi_{fin} = R_0 \mathrm{sh}\theta^*_n$ (здесь $\chi^*_n \geq \chi \geq 0$, $\chi^*_n = \sqrt{z^*_n / H}$), текущая скорость траекторного движения $V_{fin}(\chi)$, определяемая из (3.87) после замены k на n:

$$V_{fin}(\chi) = \sqrt{\dot{\xi}^{*2}_n + V^2_{\eta n}} \exp\left\{A_2 \sqrt{\pi} 2^{n/3} \left[\mathrm{erf}(\chi) - \mathrm{erf}\left(\chi^*_n\right)\right]\right\}, \quad (3.88)$$

соответствующее время движения $t_{fin} \approx 2H \int\limits_0^{\chi^*_n} \frac{\chi d\chi}{V_{fin}(\chi)}$, скорость траекторного движения в точке z_0 $(\chi = 0)$

$$V_{fin}(0) = \sqrt{\dot{\xi}^{*2}_n + V^2_{\eta n}} \exp\left[-A_2 \sqrt{\pi} 2^{n/3} \mathrm{erf}\left(\chi^*_n\right)\right] \quad (3.89)$$

и радиус разлета при этом $R_{\eta fin} \approx R^*_{\eta n} + V^*_{\eta n} t_{fin}$.

На участке удаления от планеты ($0 < z < \infty$) в пределах атмосферы траекторная скорость фрагментов определяется как интеграл уравнения (2.27), с учетом (2.29) и (2.30), где знак следует изменить на противоположный, и (3.89) в качестве начальной скорости

$$V_{dist}(\chi) = \sqrt{\dot{\xi}^{*2}_n + V^2_{\eta n}} \exp\left\{-A_2 \sqrt{\pi} 2^{n/3} \left[\mathrm{erf}(\chi) - \mathrm{erf}\left(\chi^*_n\right)\right]\right\}. \quad (3.90)$$

При этом фрагменты разлетаются со скоростью $V^*_{\eta n}$ в пространстве усеченного конуса с осью на первоначальной траектории и круговым основанием, расширяющимся по мере их движения. До выхода из атмосферы (т. е. в интервале $0 \leq \chi \leq \chi_{exit}$, практически $\chi_{exit} > 3$) радиус разлета составит $V^*_{\eta n} t_{exit}$, где $t_{exit} = 2H \int\limits_0^{\chi_{exit}} \frac{\chi d\chi}{V_{dist}(\chi)}$ – время движения фрагментов.

Здесь, как и при «косом» падении, в процессе расчета распада после каждой фрагментации, например, k-й, важно контролировать выполнение соотношения (3.57), в противном случае очередной, $(k+1)$-й акт фрагментации произойдет при $\varphi \le \varphi_k^*$, т. е. при взаимном контакте фрагментов (при $\varphi < \varphi_k^*$) или в момент его исчезновения ($\varphi = \varphi_k^*$), но без свободного разлета фрагментов в обоих случаях. В такой ситуации вторая фаза распада, естественно, не реализуется, однако к моменту $(k+1)$-й фрагментации k-е фрагменты успевают получить некоторую поперечную скорость, которую можно определить путем проведения численных расчетов и необходимо добавить к ранее достигнутой скорости, а суммарную скорость учитывать в расчетах распада следующего акта фрагментации и т. д. до ее конца.

Однако если движение МКТ над планетой происходит достаточно высоко (например, для Земли – в стратосфере и выше), его взаимодействие с атмосферой бывает настолько слабым, что соотношение (3.57) не выполняется вплоть до максимального сближения с планетой (т. е. до точки $z = 0$). Это означает, что и на этапе удаления от планеты фрагменты продолжают движение во взаимном контакте. Здесь возможны три ситуации, в которых фрагменты, испытывая ослабевающее АДС:

1) могут так во взаимном контакте и уйти за пределы атмосферы, разлетаясь со скоростями, достигнутыми в ее пределах;

2) могут повернуться на критический угол (φ^*) задолго до выхода из атмосферы и начать разлет еще в ее пределах;

3) могут успеть повернуться на критический угол только на момент выхода из атмосферы и начать разлет уже за ее пределами.

Удобнее всего эти ситуации контролировать путем численных расчетов с использованием разностной схемы на основе $\delta\xi_s$. При этом могут быть использованы уравнения квазистатики (3.64)–(3.67), но модифицированные в соответствии с условиями движения фрагментов в атмосфере с падающей плотностью. Следует также учитывать, что в отличие от (3.58), при удалении фрагмента от планеты текущая высота его положения над ней определяется по формуле

$$z = R_0 \left[\sqrt{1 + \left(\xi / R_0 \right)^2} - 1 \right] = R_0 \left(\operatorname{ch} \theta_1 - 1 \right), \qquad (3.91)$$

где ξ – перемещение фрагмента по траектории от точки z_0 (рис. 2.3) и

$$\theta_1 = \theta_1(\xi) = \operatorname{arsh}\left(\xi / R_0 \right). \qquad (3.92)$$

С учетом (3.92) формулы (3.61),(3.62) и (3.64)–(3.67) следует использовать после замены в них θ на θ_1. Таким же образом могут быть использованы и формулы в конечных разностях (3.68)–(3.71),(3.73) и (3.74), где тоже следует заменить θ_s на $\theta_{1s} = \operatorname{arsh}\left[\left(\xi_{s-1} + \delta\xi_s \right) / \mathrm{R}_0 \right]$. В начальных условиях при расчетах следует использовать параметры МКТ в точке z_0, приняв, однако, $t = 0$. В остальном же методика расчетов остается прежней.

3.3. Обсуждение результатов

Рассматривая представленную модель рассеяния фрагментов МКТ, важно отметить, что в первой его фазе действующие силы вызывают поворот фрагментов вокруг своих центров масс и движение последних вперед относительно точки или линии контакта фрагментов. В первой фазе распада, когда этот контакт сохраняется, оба фрагмента, независимо от их геометрии, находятся за фронтом единой УВ, причем общая лобовая поверхность прямоугольных фрагментов (они касаются по линии), где среднее давление газа за фронтом воздушной УВ максимально, остается сплошной. Это препятствует фронтальному внедрению газа в клиновидный зазор между фрагментами – газ поступает только с боков и тыла, где среднее давление значительно ниже. У полусферических фрагментов, соприкасающихся в точке, внедрение газа, разумеется,