конструкцию системы и уменьшает долю полезного груза. Возникает также проблема отвода больших количеств тепла. Поэтому ограничимся рассмотрением случая диссипации только за счет подъема оболочки.

Система дифференциальных уравнений движения системы на первом этапе имеет вид:

$$\left(m+m_{\text{о}}^{(1)}\right)\ddot{r}=mr\dot{\varphi}^2+m_{\text{о}}^{(1)}r\dot{\psi}^2-\left(m+m_{\text{о}}^{(1)}\right)\frac{qR^2}{r^2};$$
$$\frac{d}{dt}\left(mr^2\dot{\varphi}\right)=0;\quad \frac{d}{dt}\left(m_{\text{о}}^{(1)}r^2\dot{\psi}\right)=0. \tag{2.17}$$

Начальные условия на первом этапе соответствуют конечным на нулевом: запишем первые производные координат движения в точке x_1:

$$\dot{r}_1=0;\quad \dot{\varphi}_1=\frac{\omega_0}{x_1^2};\quad \dot{\psi}_1=\frac{\omega_з}{x_1^2}, \tag{2.18}$$

где $\dot{\varphi}_1$ и $\dot{\psi}_1$ аналогичны (2.4).

Законы сохранения кинетических моментов ротора и оболочки с учетом (2.18) имеют вид:

$$\dot{\varphi}=\dot{\varphi}_1\frac{r_1^2}{r^2}=\frac{\omega_0}{x^2};\quad \dot{\psi}=\dot{\psi}_1\frac{r_1^2}{r^2}=\frac{\omega_з}{x^2},$$

т. е. имеют форму (2.4), что и на нулевом этапе. Исключая $\dot{\varphi}$ и $\dot{\psi}$ и переходя к безразмерным (кроме времени) величинам, получаем первое уравнение (2.17) в виде:

$$\ddot{x}=\frac{q}{x^2}\left(\frac{\beta_1}{x}-1\right),\quad x_1\le x\le x_2, \tag{2.19}$$

в котором параметр β заменен на β_1:

$$\beta_1=\frac{\beta+\mu_1\beta_e}{1+\mu_1};\quad \mu_1=\frac{m_{\text{о}}^{(1)}}{m}, \tag{2.20}$$

а q, β, β_e определяются формулами (2.6).

Интегрируя (2.19), получим выражение скорости $\dot{x}$ радиального движения системы на первом этапе:

$$\dot{x}^2=\frac{q}{xx_1}\left(x-x_1\right)\left(\beta_1\frac{x_1+x}{x_1x}-2\right),\quad x_1\le x\le x_2.$$

Отсюда следует, что радиальная скорость $\dot{x}$ равна нулю в начале и конце первого этапа вследствие обращения в нуль множителей в круглых скобках. Приравнивая нулю выражение во второй скобке и учитывая (2.20), получим:

$$\mu_1=\frac{\beta\left(x_1+x_2\right)-2x_1x_2}{2x_1x_2-\beta_e\left(x_1+x_2\right)}. \tag{2.21}$$

Отсюда находим массу $m_{\text{о}}^{(1)}$ оставшейся части оболочки и массу $\Delta m_{\text{о}}$ сбрасываемых частей в начале первого этапа:

$$m_1=\mu_1 m;\quad \Delta m_{\text{о}}=m_0-m_{\text{о}}^{(1)}=(\mu_0-\mu_1)m.$$

Подставляя (2.21) в формулу (2.20), найдем:

$$\beta_1=\frac{2x_1x_2}{x_1+x_2}.$$

Изменения радиального ускорения системы на первом этапе имеют следующие закономерности.

1. После сброса массы $\Delta m_{\text{о}}$ оболочки в положении x_1 ускорение приобретает скачком положительное значение:

$$\ddot{x}\left(x_1\right)=q\frac{x_2-x_1}{x_1^2\left(x_1+x_2\right)}. \tag{2.22}$$

2. Ускорение затем уменьшается и обращается в нуль в точке $x=x_1'=\beta_1$, что следует непосредственно из (2.19).

3. В конце первого этапа в точке $x=x_2$ ускорение отрицательно:

$$\ddot{x}\left(x_2\right)=-q\frac{x_2-x_1}{x_2^2\left(x_1+x_2\right)}. \tag{2.23}$$