Рассмотрим электромагнитные силы, которые могут возникать в остатках ТЛС при относительном движении ротора и частей оболочки. Полагаем, что эти силы взаимодействия линейно зависят от разности скоростей

$$F_{\text{эм}} = \sigma r\left(\dot{\varphi} - \dot{\psi}\right), \tag{2.39}$$

замедляют скорость элемента ротора и увеличивают скорость элемента оболочки. Согласно теореме об изменении кинетического момента, для элементов ротора и оболочки запишем уравнения

$$\frac{d}{dt}\left(mr^2\dot{\varphi}\right) = -\sigma r^2\left(\dot{\varphi} - \dot{\psi}\right); \quad \frac{d}{dt}\left(m_{\text{о}}^{(n)} r^2\dot{\psi}\right) = \sigma r^2\left(\dot{\varphi} - \dot{\psi}\right). \tag{2.40}$$

Начальные условия движения на этом этапе определяются согласно (2.36).

Уравнения вида (2.40) приводят к интегралу, представляющему собой закон сохранения кинетического момента системы. С учетом (2.36) после некоторых упрощений найдем:

$$\dot{\varphi} + \mu_n\dot{\psi} = \frac{r_n^2}{r^2}\left(\dot{\varphi}_n + \mu_n\dot{\psi}_n\right). \tag{2.41}$$

Разделив уравнение (2.40), записанное для элемента ротора, на $m$, и аналогичное уравнение, записанное для элемента оболочки, на $m_{\text{о}}^{(n)}$, вычтя из первого, получим уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{d}{dt}\left[\left(\dot{\varphi} - \dot{\psi}\right)r^2\right] = -\delta\left(\dot{\varphi} - \dot{\psi}\right)r^2,$$

где $\delta = \sigma\left(\dfrac{1}{m} + \dfrac{1}{m_{\text{о}}^{(n)}}\right)$. Решение его имеет вид:

$$\dot{\varphi} - \dot{\psi} = \frac{r_n^2}{r_k^2}\,\frac{\dot{\varphi}_n + \mu_n\dot{\psi}_n}{1 + \mu_n}. \tag{2.42}$$

Отсюда следует, что равные значения угловых скоростей достигаются за бесконечный промежуток времени, что характерно при линейной зависимости сил взаимодействия типа (2.39). Однако процесс выхода на постоянную орбиту осуществим за конечный интервал времени, когда скорости ротора и частей оболочки мало отличаются и можно включить тормозные устройства другого типа, например, механические.





Из соотношения (2.41) получим:

$$\dot{\varphi}_k = \dot{\psi}_k = \frac{r_n^2}{r^2}\,\frac{\dot{\varphi}_n + \mu_n\dot{\psi}_n}{1 + \mu_n}, \tag{2.43}$$

где индексом $k$ обозначены конечные значения переменных величин.

С другой стороны, из условия равенства на конечной орбите центробежной и гравитационной сил находим:

$$\dot{\varphi}_k = \dot{\psi}_k = \frac{R}{r_k}\left(\frac{g}{r_k}\right)^{1/2}. \tag{2.44}$$

Решая уравнения (2.43) и (2.44), используя при этом обозначения (2.6) и соотношения (2.28), (2.36), определим окончательно параметры системы при ее движении на постоянной орбите:

$$r_k = \frac{\left(V_0 + \mu_n V_e\right)^2}{V_1^2\left(1 + \mu_n\right)^2} R = \left(\frac{\beta^{1/2} + \mu_n\beta_e^{1/2}}{1 + \mu_n}\right)^2 R; \tag{2.45}$$

$$\dot{\varphi}_k = \dot{\psi}_k = gV_1^2\left(\frac{1 + \mu_n}{V_0 + \mu_n V_e}\right)^3 = \frac{g}{V_1}\left(\frac{1 + \mu_n}{\beta^{1/2} + \mu_n\beta_e^{1/2}}\right)^3; \tag{2.46}$$

$$V_k = \dot{\varphi}_k r_k = \frac{gV_1^2}{V_1}\,\frac{1 + \mu_n}{\beta^{1/2} + \mu_n\beta_e^{1/2}} = V_1\,\frac{1 + \mu_n}{\beta^{1/2} + \mu_n\beta_e^{1/2}}, \tag{2.47}$$

где $\beta = \dfrac{V_0^2}{V_1^2}\left(1 + \mu_n\right)x_n - \mu_n\beta_e$; $\beta_e = \dfrac{V_e^2}{V_1^2}$; $V_1^2 = gR$.

Пренебрегая малой величиной $\beta_e$, получим приближенные значения:

$$r_k = \frac{x_n R}{1 + \mu_n}; \tag{2.48}$$

$$\dot{\varphi}_k = \dot{\psi}_k = \frac{g}{V_1}\left(\frac{1 + \mu_n}{x_n}\right)^{3/2} = \sqrt{g}R\left(\frac{1 + \mu_n}{r_n}\right)^{3/2}; \tag{2.49}$$