

УМЕНЬШЕНИЕ ОШИБОК СТАБИЛИЗАЦИИ СООСНЫХ ТЕЛ  
ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ

© 2002 В. С. Асланов<sup>1</sup>, А. В. Дорошин<sup>1</sup>, Г. Е. Круглов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет

<sup>2</sup> Государственный научно-производственный  
ракетно-космический центр “ЦСКБ-Прогресс”

Рассматривается пространственное движение спускаемого аппарата (СА) с двойным вращением на активном участке траектории спуска. При построении динамических уравнений движения СА рассматривается как механическая система соосных тел переменной массы с малыми относительными смещениями центра масс. Находятся приближенные решения для углов пространственной ориентации СА и скорости движения его центра масс на непродолжительном активном участке траектории спуска и условие уменьшения (неувеличения) амплитуды нутационных колебаний, позволяющие проводить оценку эффективности стабилизации частичной закруткой и вычислять ошибки в величине и направлении вектора тормозной тяги, обеспечивающей сход СА с орбиты.

**1. Постановка задачи.** Для схода СА с орбиты при осуществлении спуска в определенном направлении выдается тормозной импульс, который формируется тормозной двигательной установкой (ТДУ). Направление вектора тормозной тяги, как правило, гироскопически стабилизируется закруткой аппарата относительно собственной продольной оси. При этом для СА с двойным вращением применима частичная закрутка [1], когда во вращение приводится какой-либо стабилизирующий блок, например, тормозная двигательная установка, сам же СА (или СК-спускаемая капсула) во вращение не приводится. Описание движения СА с двойным вращением можно проводить на основе механической системы соосных тел. При выгорании топлива происходит изменение инер-

ционно-массовых параметров аппарата. Пространственное движение СА вокруг собственного центра масс является одной из наиболее важных причин отклонения вектора тормозной тяги от необходимого направления. Это связано, прежде всего, с нутационно-прецессионным движением оси СА, вдоль которой сориентирован вектор тяги. Отклонения вектора тормозной тяги в свою очередь приводят к увеличению области рассеивания точек посадки аппарата (рис. 1). Ставится задача построения математической модели движения соосных тел переменной массы и определения ограничений, накладываемых на инерционно-массовые параметры, обеспечивающих наименьшие амплитуды нутационных колебаний и наименьшие величины ошибок стабилизации.

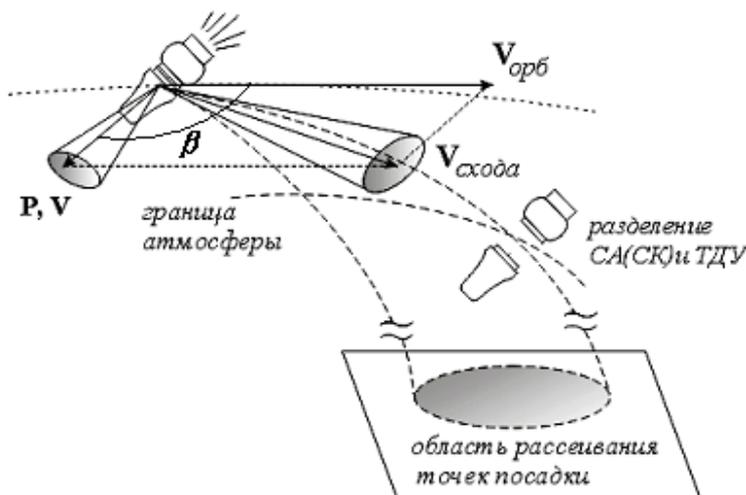


Рис. 1. Отклонения вектора тормозной тяги и область рассеивания точек посадки

**2. Уравнения движения соосных тел переменной массы.** При описании движения систем переменного состава (массы) примем гипотезу контактного взаимодействия отбрасываемых частиц и тела, так называемую гипотезу «близкодействия» [2], согласно которой частицы, получившие относительную скорость при отделении от тела, уже не принадлежат телу и никак на него не действуют.

Для вывода уравнений движения системы соосных тел с переменной массой воспользуемся теоремой об изменении кинетического момента [2]. Следует учесть тот факт, что в процессе выгорания топлива центр масс будет перемещаться внутри СА. Поэтому целесообразно записывать уравнения движения в системе координат, жестко связанной с телами и имеющей начало в точке  $O$  одного из тел, совпадающей с начальным положением центра масс.

Введем следующие системы координат (рис. 2):  $M\xi\eta\zeta$  - неподвижная в абсолютном пространстве система координат;  $OXYZ$  - подвижная система координат с началом в точке системы  $O$ , оси которой остаются коллинеарными осям неподвижной системы все время движения;  $Oxyz$  и  $Ox'y'z'$  - системы

координат, жестко связанные соответственно с телами 2 и 1, вращающиеся относительно системы  $OXYZ$ .

Для построения уравнений движения, прежде всего, необходимо вычислить кинетический момент системы с переменной массой [2]. Запишем кинетический момент соосных тел в неподвижной системе координат как сумму кинетических моментов всех точек, составляющих эти тела. Из рис. 2 видно, что

$$\vec{r}_v = \vec{r}_0 + \vec{\rho}_v. \quad (1)$$

Точки, входящие в состав системы, отличаются своей принадлежностью к телу 1 или к телу 2. При выводе уравнений будем различать принадлежность точек телам 1 и 2 индексами  $v_1$  и  $v_2$ . Дифференцируя выражение (1) по времени, для скоростей точек получим

$$\vec{v}_{v_i} = \vec{v}_0 + \vec{\omega}_i \times \vec{\rho}_{v_i}, \quad (i = 1, 2), \quad (2)$$

где  $\vec{\omega}_1$  и  $\vec{\omega}_2$  - угловые скорости движения связанных с телами 1 и 2 систем координат  $Ox'y'z'$  и  $Oxyz$  соответственно. Кинетический момент системы можно представить в виде

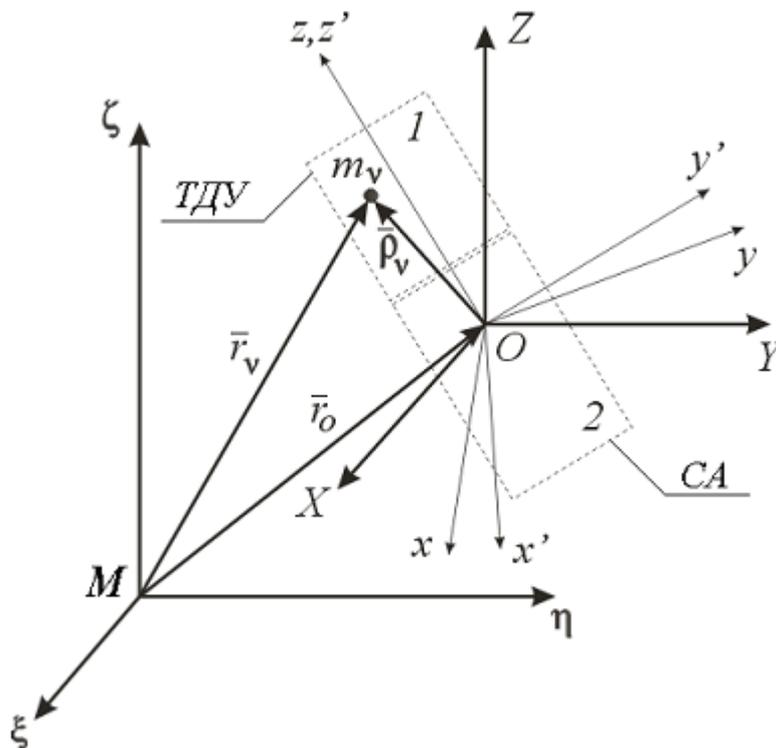


Рис. 2. Используемые системы координат

$$\vec{K} = \sum_{i=1}^2 \left( \vec{K}_{i,O} + \vec{r}_O \times m_i \vec{v}_{C_i}^{(e)} + \vec{\rho}_{C_i} \times m_i \vec{v}_O \right), \quad (3)$$

где  $\vec{K}_{i,O} = \sum_{v_i} m_{v_i} \vec{\rho}_{v_i} \times \vec{\omega}_i \times \vec{\rho}_{v_i}$  - кинетический момент тела  $i$  относительно точки  $O$ , вычисленный в системе координат  $OXYZ$ ;

$\vec{v}_{C_i}^{(e)} = \vec{v}_O + \vec{\omega}_i \times \vec{\rho}_{C_i}$  - так называемая переносная скорость центра масс тела  $i$ .

Запишем выражение теоремы об изменении кинетического момента системы переменной массы [2]:

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{M}^e + \vec{M}^R + \sum_v \vec{r}_v \times \frac{dm_v}{dt} \vec{v}_v, \quad (4)$$

где  $\vec{M}^e$  - главный момент внешних сил;

$\vec{M}^R$  - главный момент реактивных сил;

$\sum_v \vec{r}_v \times \frac{dm_v}{dt} \vec{v}_v$  - сумма моментов количеств

движений частиц, отброшенных в единицу времени в их переносном движении относительно неподвижной системы координат. Следуя [2], выражение (4) можно преобразовать к виду, определяющему теорему об изменении кинетического момента относительно поступательно движущейся системы осей  $OXYZ$ :

$$\sum_{i=1}^2 \frac{d\vec{K}_{i,O}}{dt} = \sum_{i=1}^2 \sum_{v_i} \vec{\rho}_{v_i} \times \frac{dm_{v_i}}{dt} (\vec{\omega}_i \times \vec{\rho}_{v_i}) + \vec{M}_O^e + \vec{M}_O^R - \vec{\rho}_C \times m \vec{w}_O, \quad (5)$$

где  $\vec{w}_O$  - абсолютное ускорение полюса  $O$ , для которого в рассматриваемом случае можно получить

$$\vec{w}_O = \left( \vec{\Phi}^R - \vec{\varepsilon}_2 \times m \vec{\rho}_C - m \vec{\omega}_2 \times \vec{\omega}_2 \times \vec{\rho}_C \right) / m.$$

Переменным по массе примем лишь тело 1, соответствующее тормозной двигательной установке. Пусть тела 1 и 2 являются динамически симметричными, причем в

процессе изменения массы тела 1 его динамическая симметрия не нарушается. Центр масс системы двух тел смещается с некоторой скоростью  $q_c$  строго по направлению продольной оси в сторону центра масс тела 2. В качестве движущегося полюса  $O$  выберем точку, принадлежащую телу 2, совпадающую с начальным положением центра масс системы (рис. 3). Пусть происходит симметричное выгорание топлива, а отброс точек происходит строго в направлении продольной оси без линейных и угловых эксцентриситетов тяги. Тогда моменты от реактивных сил относительно точки  $O$  будут отсутствовать. Рассмотрим свободное движение системы соосных тел переменной массы при отсутствии внешних сил и моментов. Запишем угловые скорости и кинетические моменты тел в проекциях на оси своих связанных систем координат:

$$\vec{\omega}_1 = p' \vec{i}' + q' \vec{j}' + r' \vec{k}'; \quad \vec{\omega}_2 = p \vec{i} + q \vec{j} + r \vec{k};$$

$$\vec{K}_{1,O} = A_1(t) p' \vec{i}' + A_1(t) q' \vec{j}' + C_1(t) r' \vec{k}';$$

$$\vec{K}_{2,O} = A_2 p \vec{i} + A_2 q \vec{j} + C_2 r \vec{k},$$

где  $A_i$  и  $C_i$  - экваториальный и продольный моменты инерции тела  $i$ , вычисленные в связанной с телом системе координат (для тела 2 -  $Oxyz$ , для тела 1 -  $Ox'y'z'$ );  $\{\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\}$   $\{\vec{i}', \vec{j}', \vec{k}'\}$  - орты указанных систем. Тела системы могут вращаться относительно друг друга лишь в направлении общей продольной оси, совпадающей с  $Oz$  (а также с  $Oz'$ ). При этом угол и скорость закручивания тела 1 относительно тела 2 в направлении продольной оси  $Oz$  обозначим, соответственно, как  $\delta$  и  $\sigma$ , причем  $\sigma = \dot{\delta}$ . Параметры пространственной ориентации соосных тел как спускаемого аппарата с двойным вращением указаны на рис. 3.

На основе теоремы (5) в рассматриваемом случае можно записать следующие динамические уравнения движения соосных тел переменной массы:

$$\begin{aligned} (A(t) - m\rho_C^2(t))\dot{p} + B(t)qr + C_1(t)q\sigma &= 0, \\ (A(t) - m\rho_C^2(t))\dot{q} - B(t)pr - C_1(t)p\sigma &= 0, \\ C_2\dot{r} + C_1(t)(\dot{r} + \dot{\sigma}) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $B(t) = C(t) - A(t)$ ,  $C(t) = C_2 + C_1(t)$ ,  $A(t) = A_2 + A_1(t)$ .

При описании движения СА с малыми относительными смещениями центра масс  $\rho_C = \rho_C(t)$  величины  $m\rho_C^2(t)$  можно исключить из рассмотрения. Например, в системах дистанционного зондирования земной поверхности используются малые СА со следующими диапазонами изменения инерционно-массовых параметров в процессе выработки топлива:  $m \sim 65 \div 50$  кг,  $A_1 \sim 3 \div 1$  кг·м<sup>2</sup>,  $A_2 \sim 3$  кг·м<sup>2</sup>,  $C_1 \sim 0,4 \div 0,2$  кг·м<sup>2</sup>,  $C_2 \sim 0,3$  кг·м<sup>2</sup>. Для таких СА величина  $\rho_C$  во все время движения не становится больше 0,03 м, причем  $m\rho_C^2(t)/(A_2 + A_1(t)) \ll 1$ .

С учетом последнего замечания уравнения движения соосных тел с переменной массой (6) в случае небольших относительных смещений центра масс отличаются от урав-

нений движения соосных тел постоянной массы [1] лишь тем, что моменты инерции переменны во времени.

Механическая система соосных тел имеет четыре степени свободы, поэтому необходимо еще одно динамическое уравнение, соответствующее координате относительно закручивания  $d$ , которое можно получить с помощью уравнения Лагранжа второго рода:

$$C_1(t)(\dot{r} + \dot{\sigma}) = M_\delta, \quad (7)$$

где  $M_\delta$  - момент внутреннего взаимодействия тел.

Уравнения (6) и (7) представляют собой динамические уравнения свободного движения системы соосных тел переменного состава с учетом внутреннего взаимодействия. Для замыкания системы добавим кинематические уравнения, записанные для углов, представленных на рис. 3:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= p \sin\varphi + q \cos\varphi, \quad \dot{\psi} = \frac{1}{\cos\gamma}(p \cos\varphi - q \sin\varphi), \\ \dot{\phi} &= r - \frac{\sin\gamma}{\cos\gamma}(p \cos\varphi - q \sin\varphi), \quad \dot{\delta} = \sigma. \end{aligned} \quad (8)$$

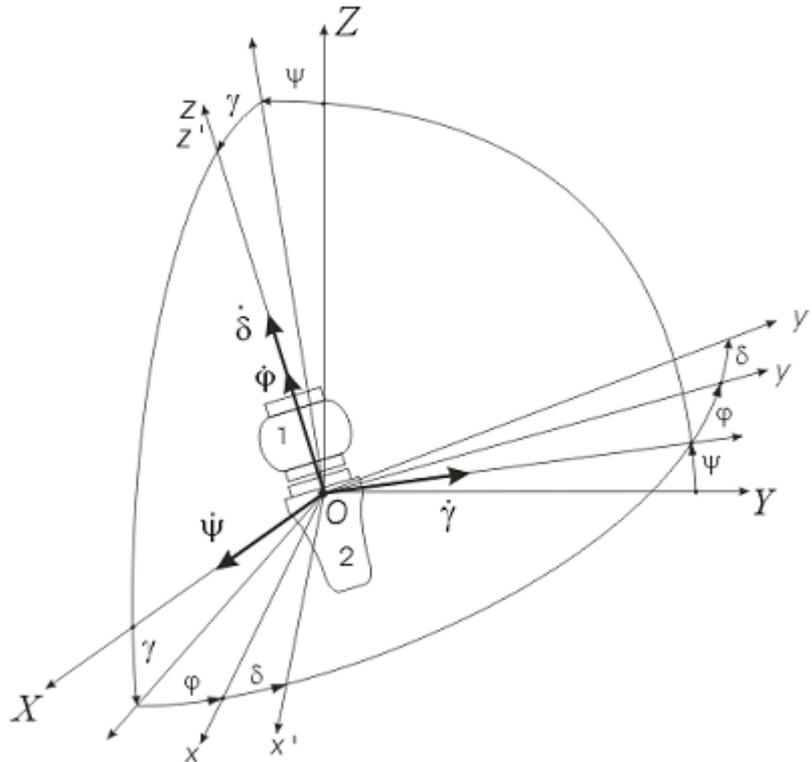


Рис. 3. Параметры пространственной ориентации СА с двойным вращением

**3. Решения для углов пространственной ориентации.** Тормозные двигательные установки малых СА могут представлять собой ракетные двигатели твердого топлива (РДТТ). При проведении весьма приближенного анализа движения можно считать массу, продольные и поперечные моменты инерции ТДУ убывающими по линейному закону, что с достаточно большой точностью выполняется для РДТТ с топливными зарядами звездообразного профильного сечения и пакетно-шашечными зарядами в силу равномерности их выгорания. Примем следующие линейные законы изменения моментов инерции:

$$\begin{aligned} A_1(t) &= A_1 - \frac{A_1 - A_{1,k}}{T} t, \quad A_2 = const, \\ C_1(t) &= C_1 - \frac{C_1 - C_{1,k}}{T} t, \quad C_2 = const, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $A_i, C_i, A_{1,k}, C_{1,k}$  - величины экваториальных и продольных моментов инерции тел, соответствующие началу и концу работы тормозной двигательной установки;  $T$  - время работы ТДУ.

Перейдем к переменным  $\{G, F\}$  типа "амплитуда-фаза" с помощью следующей замены:

$$p(t) = G(t) \sin F(t), \quad q(t) = G(t) \cos F(t). \quad (10)$$

Пусть между соосными телами момент внутреннего взаимодействия отсутствует, тогда первые два уравнения (6) в новых переменных можно записать в виде

$$(A - at)\dot{G} = 0, \quad (A - at)\dot{F} = k - nt, \quad (11)$$

где  $A = A_1 + A_2, a = \frac{A_1 - A_{1,k}}{T},$

$$c = \frac{C_1 - C_{1,k}}{T},$$

$$k = r_0(A - C_1 - C_2) - C_1\sigma_0,$$

$$n = ar_0 - c[r_0 + \sigma_0].$$

Из последнего уравнения системы (6) и уравнения (7) следует, что  $r = r_0, \sigma = \sigma_0.$

Система (11) имеет следующее решение:

$$\begin{aligned} G &= L_0, \\ F(t) &= s_0 + \frac{n}{a}t - \left(\frac{k}{a} - \frac{A \cdot n}{a^2}\right) \ln\left(1 - \frac{a}{A}t\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $L_0 = const, s_0 = const$  - начальные значения амплитуды и фазы.

Раскладывая логарифм в решении (12) в степенной ряд с учетом того, что

$$0 \leq \frac{a}{A}t \leq \frac{a}{A}T < 1, \text{ отбрасывая из рассмотрения величины, пропорциональные } a^2T^2/A^2,$$

как члены более высокого порядка малости, получим

$$F(t) \approx s_0 + \omega \cdot t + \mu \cdot t^2, \quad (13)$$

$$\text{где } \omega = \frac{k}{A}, \quad \mu = \frac{1}{2} \left( \frac{a \cdot k}{A^2} - \frac{n}{A} \right).$$

Окончательно для экваториальных угловых скоростей можно записать:

$$\begin{aligned} p(t) &= L_0 \sin(s_0 + [\omega + \mu \cdot t] \cdot t), \\ q(t) &= L_0 \cos(s_0 + [\omega + \mu \cdot t] \cdot t). \end{aligned} \quad (14)$$

Из (14) видно, что в связи с изменением массы системы экваториальные угловые скорости имеют постоянную амплитуду и изменяющуюся во времени частоту, убывание или возрастание которой будет определяться знаком величины  $m$ , а в случае постоянства массы ( $m = 0$ ) решения для экваториальных угловых скоростей будут совпадать с зависимостями, полученными ранее [1].

Рассмотрим случай движения системы при частичной закрутке, при которой в быстрое вращение вокруг продольной оси приведен стабилизирующий блок (тело 1), а тело 2 вдоль продольной оси не закручено, т. е.  $r_0 = 0$ . Частичная закрутка СА предполагает малость экваториальных составляющих угловой скорости системы  $p$  и  $q$ , что, в свою очередь, обеспечивается малостью амплитуды  $L_0$ . Более того, рассмотрим случай движения с ма-

лыми величинами углов  $\gamma$  и  $\psi$ . Малость углов  $\gamma$  и  $\psi$  соответствует движению с малыми углами нутации  $\theta$  (углами между осями  $OZ$  и  $Oz$ ), для которых выполняется следующее соотношение сферической геометрии:

$$\cos \theta = \cos \gamma \cdot \cos \psi \Rightarrow \theta^2 \cong \gamma^2 + \psi^2. \quad (15)$$

В случае частичной закрутки при введенных выше предположениях на достаточно малом временном промежутке, соответствующем выгоранию топлива ( $T \approx 15-25$  с), справедливы уравнения

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &\cong L_0 \sin(s_0 + \omega \cdot t + \mu \cdot t^2), \\ \dot{\psi} &\cong L_0 \cos(s_0 + \omega \cdot t + \mu \cdot t^2), \dot{\phi} \cong 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Решение для системы (16) записывается в интегралах Френеля.

**4. Минимизация амплитуды нутационных колебаний.** Проведем оценку величины угла нутации, являющейся одним из определяющих факторов рассеивания тормозного импульса СА. В рассматриваемой практической задаче имеет место малость параметра  $m$ . Введем медленную поправку к частоте  $\tau = \mu t$ . Следуя [3], самое первое и весьма приближенное представление о движении системы можно получить, если принять  $\tau$  в качестве параметра, взяв, например, его среднее значение:  $\tau = \bar{\tau} = \mu T/2$ . В этом случае для углов ориентации можно приближенно записать:

$$\begin{aligned} \gamma(t) &\approx -\frac{L_0}{\omega + \tau} [\cos([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \cos s_0] + \gamma_0, \\ \psi(t) &\approx \frac{L_0}{\omega + \tau} [\sin([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \sin s_0] + \psi_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Из выражений (15) и (17) следует приближенная зависимость угла нутации от времени:

$$\begin{aligned} \theta^2(t) &\approx \frac{2L_0^2}{(\omega + \tau)^2} \left[ 1 - \cos([\omega + \tau] \cdot t) \right] + \\ &+ \frac{2L_0}{\omega + \tau} \left\{ \psi_0 (\sin([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \sin s_0) - \right. \\ &\left. - \gamma_0 (\sin([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \sin s_0) \right\} + \theta_0^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Из анализа величины знаменателя у амплитуды нутационных колебаний в (18) следует, что для уменьшения амплитуды колебаний по углу нутации необходимо и достаточно того, чтобы величины  $\mu$  и  $\omega$  имели одинаковые знаки. Чем большие значения по величине принимает параметр  $\mu$ , тем более быстро происходит затухание нутационных колебаний. Таким образом, оптимальной точкой в пространстве проектных параметров будет точка, для которой обеспечивается наибольшее и наиболее быстрое затухание колебаний, что будет выполняться при следующем условии:

$$\begin{cases} \operatorname{sgn} \mu = \operatorname{sgn} \omega, \\ |\mu| \rightarrow \sup. \end{cases} \quad (19)$$

В случае, когда реализуется стабилизация продольной оси СА с помощью частичной закрутки, т. е. когда  $r_0 = 0$ , для  $\mu$  и  $\omega$  выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{-\sigma_0}{2T(A_1 + A_2)^2} \left[ \Delta_A \cdot C_1 - \Delta_C \cdot (A_1 + A_2) \right], \\ \omega &= \frac{-C_1 \sigma_0}{A_1 + A_2}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $\Delta_A = A_1 - A_{1,k}$ ,  $\Delta_C = C_1 - C_{1,k}$  - конечные изменения величин моментов инерции.

Величины  $\{\Delta_A, \Delta_C\}$  образуют в рассматриваемой задаче пространство проектных параметров. Возможное увеличение величины  $\sigma_0$  (а следовательно, и частоты  $\omega$ ) считается очевидным и не является предметом оптимизации, длительность работы двигательной установки  $T$  также не варьируется. С учетом выражений (20), принимая во внимание то, что управляющие величины  $\Delta_A, \Delta_C$  в рассматриваемой задаче положительны, условие (19) можно равносильно преобразовать к виду следующего неравенства:

$$\frac{\Delta_A}{A_1 + A_2} > \frac{\Delta_C}{C_1}. \quad (21)$$

Оптимальными величинами  $\Delta_A^*$ ,  $\Delta_C^*$  будут являться такие величины из “оптимального” подмножества проектных параметров (рис. 4), при которых

$$\Delta_A / (A_1 + A_2) - \Delta_C / C_1 \rightarrow \sup_{\{\Delta_A, \Delta_C\}} .$$

“Оптимальное” подмножество проектных параметров, для которых амплитуда нутационных колебаний не увеличивается, представлено для некоторой гипотетической области возможных проектных параметров (рис. 4) в пространстве  $\{\Delta_A, \Delta_C\}$ , располагающихся выше прямой, определяющей границу “оптимального” подмножества

$$\Delta_A = k \cdot \Delta_C, \quad k = (A_1 + A_2) / C_1 . \quad (22)$$

Оптимальными величинами  $\Delta_A^*$ ,  $\Delta_C^*$  будут являться величины, соответствующие точке с наибольшим удалением от прямой (22) по оси  $\Delta_A$ . На рис. 4 приведен набор точек, которые пронумерованы в соответствии с уменьшением указанного удаления.

Например, точка 1 имеет наибольшее положительное удаление (точка выше границы), а точка 7 – наименьшее отрицательное (точка ниже границы) удаление. Таким образом, точка 1 определяет оптимальные величины, а точка 7 соответствует наихудшему сочетанию величин, для которого имеет место наибольшая величина амплитуды нутационных колебаний.

Выбор оптимальных величин определяется конфигурацией множества возможных проектных параметров. Невыполнение условия (21) приводит к росту амплитуды колебаний по углу нутации и, следовательно, к увеличению рассеивания точек посадки.

**5. Оценка эффективности стабилизации.** В практической деятельности используются следующие две оценки эффективности стабилизации:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{\sqrt{V_{Xk}^2 + V_{Yk}^2}}{|\vec{V}_k|} \leq \bar{\Pi}_1, \\ \Pi_2 &= \frac{|\vec{V}_n - \vec{V}_k|}{|\vec{V}_n|} \cdot 100\% \leq \bar{\Pi}_2, \end{aligned} \quad (23)$$

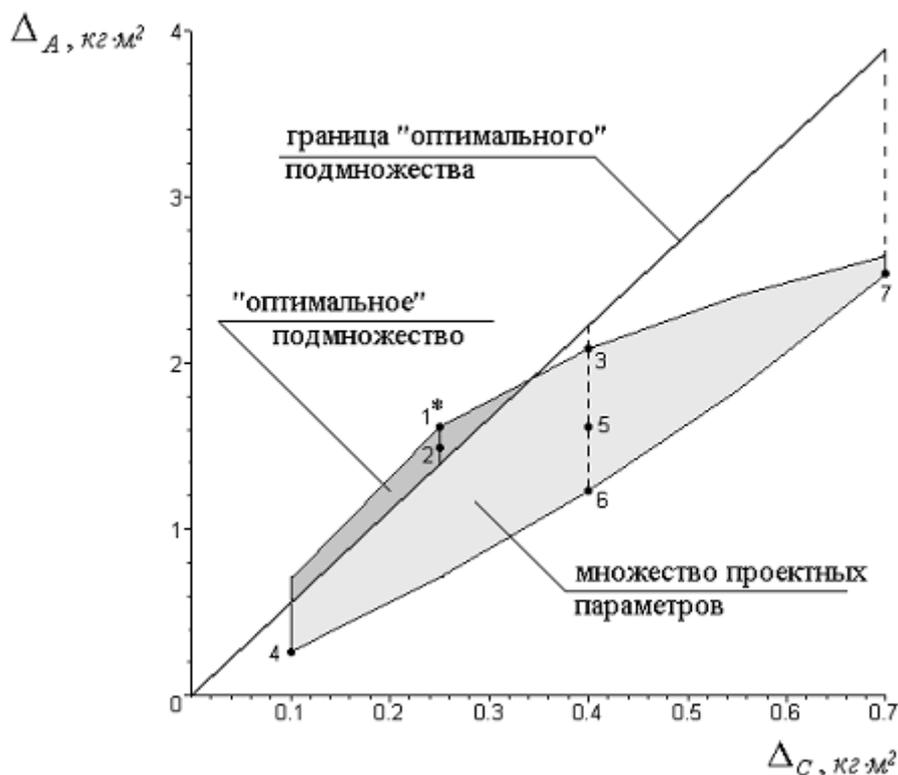


Рис. 4. Выбор оптимальных значений из множества проектных параметров, обеспечивающих наименьшую амплитуду нутационных колебаний

где  $|\vec{V}_k| = \sqrt{V_{xk}^2 + V_{yk}^2 + V_{zk}^2}$  - величина скорости центра масс СА в конце работы тормозной двигательной установки;  $|\vec{V}_n|$  - номинальное значение конечной скорости центра масс СА, вычисляемое при отсутствии нутационных колебаний. Первая оценка (23) характеризует угловую ошибку  $\Pi_1$  в выдаче тормозного импульса, а вторая – относительную ошибку  $\Pi_2$  по величине в приращении скорости центра масс, величины которых сравниваются с их допустимыми значениями  $\bar{\Pi}_1$  и  $\bar{\Pi}_2$ , определяемыми требованиями к величине рассеивания точек посадки СА и являющимися заданными.

Приведем результаты численных расчетов для точек 1-7 из гипотетической области проектных параметров (рис. 4). На рис. 5 представлены графики зависимостей угла нутации от времени, а на рис. 6 – графики зависимостей угловой ошибки  $\Pi_1$  от длительности работы ТДУ; цифрами обозначены зависимости, соответствующие точкам 1-7, а жирными линиями выделены зависимости, соответствующие оптимальным величинам  $\Delta_A^*$ ,  $\Delta_C^*$ . Расчеты проводились при следующих параметрах системы и начальных условиях движения:

$$A_1 = 2,5 \text{ кг} \cdot \text{м}^2, A_2 = 2,5 \text{ кг} \cdot \text{м}^2, \\ C_1 = 0,9 \text{ кг} \cdot \text{м}^2, C_2 = 0,3 \text{ кг} \cdot \text{м}^2, m_0 = 65 \text{ кг},$$

$$m_k = 50 \text{ кг}, m = 57 \text{ кг}, \Psi_0 = \gamma_0 = 0,1 \text{ рад}, \\ s_0 = 0 \text{ рад}, r_0 = 0 \text{ рад} / \text{с}, \sigma_0 = 20 \text{ рад} / \text{с}, \\ L_0 = 1,1 \text{ рад} / \text{с}, T = 25 \text{ с}.$$

Скорость центра масс СА вычислялась численным интегрированием уравнений его движения на непродолжительном орбитальном участке в плоском поле тяготения с учетом пространственной ориентации. При этом тяга ТДУ изначально направлена под углом  $\beta=135^\circ$  к направлению движения вдоль орбиты (рис. 1) и имеет величину  $P=1400 \text{ Н}$ .

Оптимальность точки  $\{\Delta_A^*, \Delta_C^*\}$  в данном случае заключается в том, что при прочих равных начальных условиях движения и инерционно-массовых параметрах СА наблюдается самая малая амплитуда нутационных колебаний (рис. 5) и, как следствие, самое малое значение угловой ошибки (рис. 6), при этом ошибка по величине всегда принимает свое наименьшее значение.

На основе полученных результатов можно заключить, что для уменьшения ошибок стабилизации твердотопливные заряды в ТДУ необходимо размещать так, чтобы относительное конечное изменение продольного момента инерции ТДУ было как можно меньше относительного конечного изменения экваториального момента инерции системы двух тел, например, располагать пакеты топливных шашек вдоль продольной оси.

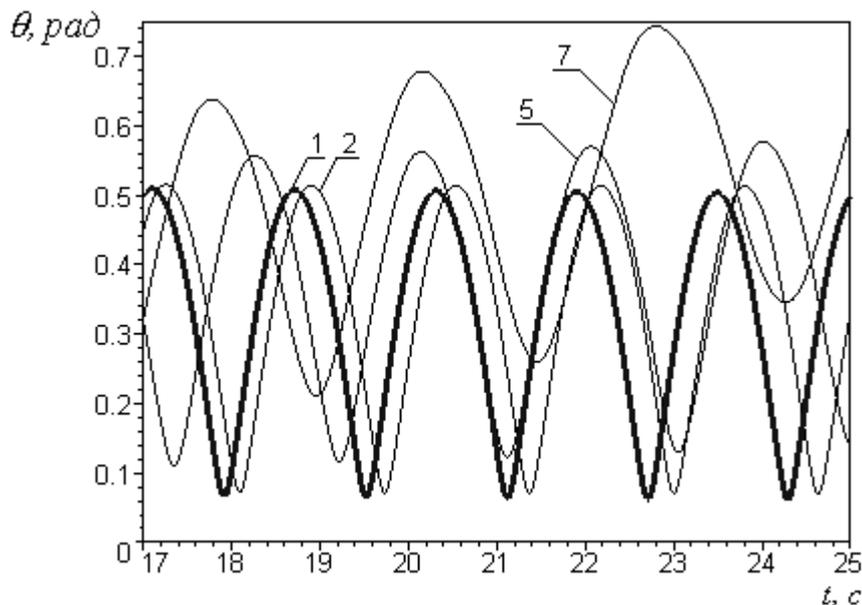


Рис. 5. Зависимости для угла нутации

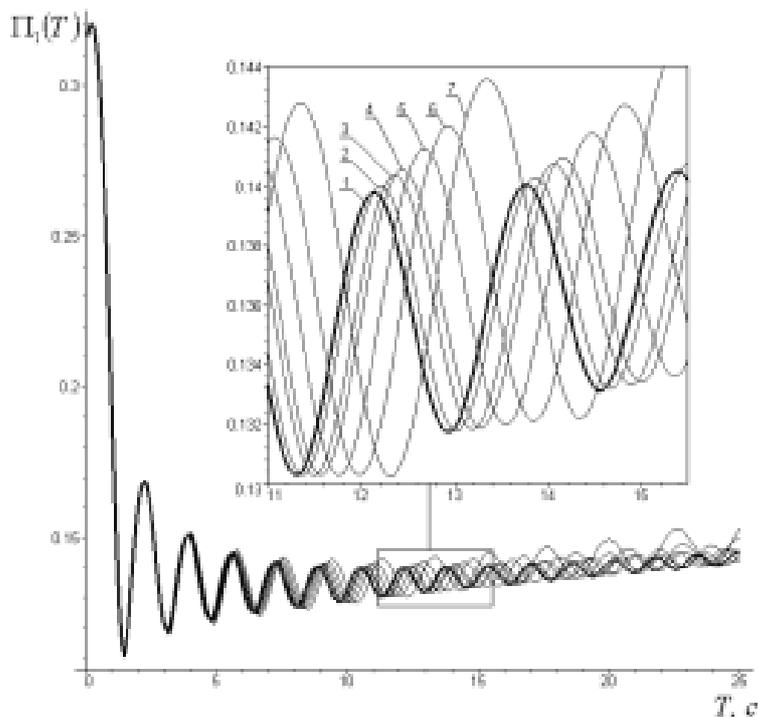


Рис. 6. Зависимости “угловых” ошибок от длительности работы ТДУ

### Список литературы

1. Асланов В. С., Дорошин А. В. Стабилизация спускаемого аппарата частичной закруткой при осуществлении неуправляемого спуска в атмосфере // *Космические исследования*. 2002. Т. 40. № 2. С. 193-200.

2. Космодемьянский А. А. Курс теоретической механики. Часть II. М.: Просвещение, 1966.

3. Аникеев Г. И. Нестационарные почти периодические колебания роторов. М.: Наука, 1979.

## ERRORS REDUCTIONS OF STABILIZATION COAXIAL BODIES WITH VARIABLE STRUCTURE AT REENTER IN THE ATMOSPHERE

© 2002 V. S. Aslanov<sup>1</sup>, A. V. Doroshin<sup>1</sup>, G. E. Kruglov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Samara State Aerospace University

<sup>2</sup> «TsSKB-PROGRESS» State Research-and-Production Space Rocket Center

The spatial motion of the reentry vehicle (RV) with double rotation on an active site of a descent trajectory is considered. At construction of the dynamic equations movement RV is considered as mechanical system coaxial bodies with variable weight with small relative displacement of the center weights. Decisions have been approached for corners of spatial orientation RV and speed of movement of his center weights on a short active site of a trajectory descent and condition of reduction of nutation amplitude allowing to carry out an estimation efficiency of stabilization partial spin-up and to calculate of a mistake in size and a direction of a vector of brake draft, ensuring leaving RV from an orbit.