4 Г.П.Аншаков, Ю Г.Антонов, А.И.Мантуров, Ю М Усталов Синтез организующей системы бортового комплекса управления перспективных КА наблюдения Сборник научно-технических статей по ракетно-космической тематике. г Самара, 2001 г, стр.45-51.

5. В С Шебшаевич, П.П. Дмитриев и др. Сетевые спутниковые радионавигационные системы М Радио и связь 1993 г, 272 с.

6. Б.Е.Ландау, В.Д.Аксененко и др. Электростатический гироскоп со сплошным ротором и бескарданная система ориентации космического аппарата на его основе. Гироскопия и навигация №1, 2001 г, стр.3-14

7 В Н Бранец, Н Н Севастьянов. Система управления спутника связи «Ямал-100». VII Санкт-Петербургская международная конференция по интегрированным навигационным системам Санкт-Петербург, 2000 г, стр.7-13.

УДК 629.78.015

Асланов В.С., Дорошин А.В.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА С ЧАСТИЧНОЙ ЗАКРУТКОЙ КАК СИСТЕМЫ СООСНЫХ ТЕЛ С ПЕРЕМЕННОЙ МАССОЙ

При осуществлении неуправляемого спуска малого спускаемого аппарата (СА) необходимо выдавать направленный тормозной импульс, обеспечивающий сход с орбиты. Для стабилизации направления выдачи тормозного импульса может использоваться частичная закрутка СА, когда во вращение приводится только часть аппарата В работе [1] рассмотрено движения СА с постоянной массой и малой динамической асимметрией в случае частичной закрутки. Вследствие выгорания топлива в тормозной двигательной установке на активном участке траектории спуска система характеризуется переменностью массы. Поставим задачу исследования движения механической системы соосных тел с переменной массой, центр масс которой движется в инерциальном пространстве.

Пусть в системе переменностью массы характеризуется одно из соосных тел, соответствующее двигательной установке, тела являются динамически симметричными, и в процессе изменения массы динамическая симметрия тел не нарушается. Для описания движения системы с переменный массой 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. Следует учесть тот факт, что центр масс движется относительно тел системы вследствие изменения ее массы, 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. Предположим, что отброс точек при выработке топлива происходит строго в направлении продольной оси без линейных и угловых эксцентриситетов тяги, при этом моменты от реактивных сил относительно точки O будут отсутствовать.

Введем следующие системы координат (рис.1): $OXYZ$ – кенигова система координат с началом в точке системы O; $Oxyz$ и $Ox'y'z'$ – системы координат, жестко связанные с телами 2 и 1 соответственно, вращающиеся относительно системы $OXYZ$. Пусть относительное смещение центра масс в процессе изменения массы мало, а изменяющиеся моменты инерции тела переменной массы (тело 1) являются линейными функциями времени. Для построения уравнений движения соосных тел с переменной массой воспользуемся теоремой об изменении кинетического момента относительно поступательно движущихся осей $OXYZ$ [2].

Как показано в [2] уравнения движения динамически симметричного тела переменной массы относительно центра масс записываются аналогично классическим динамическим уравнениям Эйлера для движения тела постоянной массы вокруг неподвижной точки, однако при этом моменты инерции являются функциями времени. В нашем случае за движущийся в инерциальном пространстве полюс принята точка, совпадающая с начальным положением центра масс системы, поэтому в общем случае динамические уравнения будут содержать члены, зависящие от ускорения центра масс и его положения относительно полюса O в каждый момент времени. Можно показать, что при принятых предположениях этими членами можно пренебречь. Опуская вывод, окончательно запишем динамические уравнения движения системы соосных тел переменной массы при отсутствии внешних и внутренних моментов:

$$
\begin{gathered}
(A-at)\dot{p}-(A-at-C_2)qr+q(C_1-ct)(r+\sigma)=0,\\
(A-at)\dot{q}-(C_2-A+at)pr-p(C_1-ct)(r+\sigma)=0,\\
\dot{r}=0, \qquad \dot{\sigma}=0,
\end{gathered}
\tag{1}
$$

где $A=A_1+A_2$, $a=\dfrac{A_1-A_{1k}}{T}$, $c=\dfrac{C_1-C_{1k}}{T}$; A_i, C_i - величины экваториальных и продольных моментов инерции тела i ($i=1$, 2), соответствующие началу работы тормозной двигательной установки; A_{1k}, C_{1k} - величины, соответствующие завершению процесса выгорания топлива; T – длительность процесса изменения массы; p, q, r - проекции угловой скорости тела 2 на связанные с ним оси; σ - угловая скорость относительной закрутки.

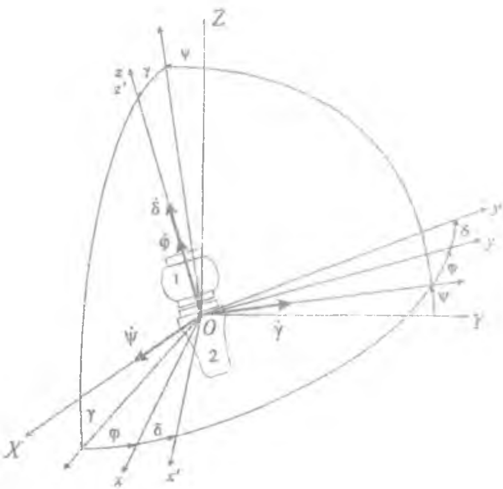


Рис.1. *Используемые системы координат и параметры ориентации*

Добавим к системе динамических уравнений (1) кинематические уравнения для указанных на рис.1 параметров ориентации:

$$
\begin{gathered}
\dot{\gamma}=p\sin\varphi+q\cos\varphi, \qquad \dot{\psi}=(p\cos\varphi-q\sin\varphi)/\cos\gamma,\\
\dot{\varphi}=r-tg\gamma\cdot(p\cos\varphi-q\sin\varphi), \qquad \dot{\delta}=\sigma.
\end{gathered}
\tag{2}
$$

Отбрасывая из рассмотрения малые величины, пропорциональные a^2T^2/A^2, для угловых скоростей можно получить:

$$
\begin{gathered}
p(t)=L_0\sin(s_0+[\omega+\mu\cdot t]\cdot t), \qquad r=r_0,\\
q(t)=L_0\cos(s_0+[\omega+\mu\cdot t]\cdot t), \qquad \sigma=\sigma_0,
\end{gathered}
\tag{3}
$$

где $k = r_0(C_1 + C_2 - A) + C_1\sigma_0$; $\omega = \dfrac{k}{A}$ - частота колебаний продольных компонент угловой скорости, соответствующая системе с постоянной массой; $\mu = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{a \cdot k}{A^2} + \dfrac{1}{A}[ar_0 - c(r_0 + \sigma_0)]\right)$ - величина, определяющая линейно зависящую от времени поправку к частоте ω, возникающую вследствие изменения массы системы; L_0 и s_0 – постоянные величины.

Решения (3) показывают, что в случае переменности массы частота изменения продольных компонент угловой скорости будет изменяться с течением времени, причем для движения будут характерны два режима, определяемые совпадением или различием знаков величин ω и μ

$$\omega > 0,\quad \mu > 0; \qquad\qquad \omega > 0,\quad \mu < 0. \tag{4}$$

Не ограничивая общности, для определенности взято положительное значение частоты.

Рассматривая движение с малыми углами нутации при реализации частичной закрутки и приближенно считая, что $r=0$, $\varphi=0$, зависимости параметров угловой ориентации γ и ψ от времени можно выразить через интегралы Френеля.

Дадим оценку величины угла нутации, являющейся одним из определяющих факторов рассеивания тормозного импульса СА. В рассматриваемой практической задаче имеет место малость параметра μ. Введем медленную частоту $\tau = \mu \cdot t$ и тогда линеаризованные кинематические уравнения запишутся:

$$\begin{aligned} \dot\gamma &= L_0 \sin([\omega + \tau] \cdot t + s_0), \\ \dot\psi &= L_0 \cos([\omega + \tau] \cdot t + s_0). \end{aligned} \tag{5}$$

Следуя [3], самое грубое представление о движении системы можно получить, если принять τ в качестве параметра. Тогда, решая уравнения (5), для углов ориентации можно получить следующие приближенные решения:

$$\gamma(t) \approx -\frac{L_0}{\omega + \tau}\left[\cos([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \cos s_0\right] + \gamma_0; \quad \psi(t) \approx \frac{L_0}{\omega + \tau}\left[\sin([\omega + \tau] \cdot t + s_0) - \sin s_0\right] + \psi_0.$$

Поскольку $\theta^2 \approx \gamma^2 + \psi^2$, что справедливо при малости углов γ и ψ, с учетом последних решений зависимость угла нутации от времени имеет вид:

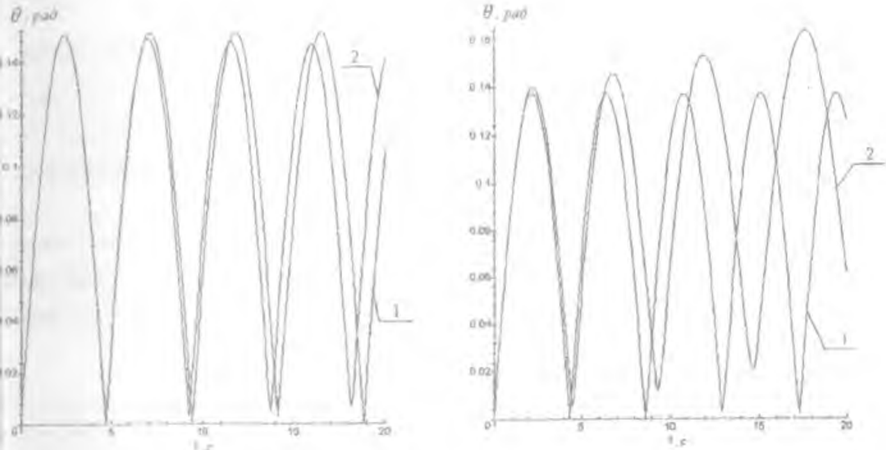
$$\theta^2(t) \approx \frac{2L_0^2}{(\omega+\tau)^2}\left[1-\cos([\omega+\tau]\cdot t)\right] + \frac{2L_0}{\omega+\tau}\left\{\psi_0\left(\sin([\omega+\tau]\,t+s_0)-\sin s_0\right)-\right.$$
$$\left.-\gamma_0\left(\sin([\omega+\tau]\cdot t+s_0)-\sin s_0\right)\right\}+\theta_0^2, \tag{6}$$

Из (6) видно, что когда величины ω и $\tau(\mu)$ имеют одинаковые знаки, то происходит уменьшение амплитуды нутационных колебаний, а при различии знаков – ее рост (рис.2). Последнее обстоятельство является особенно важным/, поскольку с увеличением раствора конуса нутации увеличивается отклонение от допустимого направления выдачи тормозного импульса, что, в свою очередь, приводит к рассеиванию точек посадки СА. Можно показать, что в случае, когда реализуется стабилизация продольной оси СА частичной закруткой, имеется следующее необходимое и достаточное условие уменьшения амплитуды нутационных колебаний:

$$\frac{\Delta_A}{A_1+A_2} > \frac{\Delta_C}{C_1}, \tag{7}$$

где $\Delta_A = A_1 - A_{1k}$, $\Delta_C = C_1 - C_{1k}$ - величины, характеризующие конечные изменения моментов инерции тела переменной массы. Из (7) следует, что для того, чтобы раствор конуса нутации не увеличивался, достаточно, чтобы относительное изменение экваториального момента инерции тела переменной массы было больше, чем относительное изменение продольного момента инерции. Справедливость последнего вывода согласуется с анализом устойчивости стационарного вращения твердого тела относительно оси наибольшего момента инерции, так как по мере его уменьшения стационарный режим становится все менее устойчивым.

Таким образом, получены приближенные аналитические зависимости параметров ориентации СА с двойным вращением на активном участке траектории спуска, выражаемые через интегралы Френеля, а также необходимое и достаточное условие как ограничение на инерционно-массовые параметры, обеспечивающее уменьшение амплитуды нутационных колебаний и рассеивание точек посадки СА.



1) $\omega = 1,333$ *рад/с*, $\mu = 0,003$ *рад/с*^{2} 2) $\omega = 1,455$ *рад/с*, $\mu = -0,012$ *рад/с*^{2}

Рис.2. *Изменение амплитуды нутационных колебаний вследствие переменности массы:*

1 – система с постоянной массой, 2 – система с переменной массой

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Дорошин А.В. Движение спускаемого аппарата с вращающимся стабилизирующим блоком (в данном сборнике).
2. Космодемьянский А.А. Курс теоретической механики, М.: Просвещение. ЧII, 1966г.
3. Аникеев Г.И. Нестационарные почти периодические колебания роторов. М.: Наука, 1979г.