

УДК 629.78:531.36

ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ НА УГЛОВОЕ ДВИЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА АКТИВНОМ УЧАСТКЕ СПУСКА

© 2008 г. В. С. Асланов, А. В. Дорошин

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королева

Поступила в редакцию 21.03.2006 г.

Рассматривается движение космического аппарата (КА) с переменной массой на активном участке траектории спуска. Получены приближенные аналитические решения для углов пространственной ориентации КА, которые позволяют выполнить анализ нутационного движения и выработать рекомендации по массовой компоновке КА, обеспечивающие наименьшие отклонения продольной оси и вектора тяги от заданного направления. Проведены расчеты ошибок стабилизации продольной оси КА с помощью численного интегрирования полных моделей и с помощью полученных аналитических решений, результаты которых показали хорошее соответствие.

PACS: 45.40.Gj

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для придания вектору тормозной тяги заданного направления при осуществлении спуска КА в атмосферу аппарат стабилизируют в пространстве посредством закрутки вокруг продольной оси. Длительность работы тормозной двигательной установки (ТДУ) составляет порядка 20 секунд, в течение которых из-за выгорания топлива происходит изменение инерционно-массовых характеристик КА. Начальные угловые возмущения приводят к появлению на активном участке нутационных колебаний продольной оси аппарата с изменяемой амплитудой. Отклонения продольной оси, а, следовательно, и вектора тяги служат причиной к переходу на орбиту спуска, отличающуюся от расчетной и, следовательно, к увеличению области рассеивания точек посадки.

Ставится задача получения простых приближенных аналитических решений для углов пространственной ориентации КА, позволяющих выполнять анализ движения и выработать рекомендации по массовой компоновке аппарата, обеспечивающие наименьшие отклонения продольной оси от заданного направления, а, следовательно, наименьшее рассеивание точек посадки. Пространственное движение аппарата вокруг центра масс определяет, в том числе, и движение его продольной оси, а, следовательно, направление вектора тормозной тяги. Эффективность гироскопической стабилизации определяется величиной отклонения конечной скорости центра масс КА на активном участке от номинального значения. Как правило, в задачах спуска тормозной импульс считается мгновенным и его направление считается неизменным [1]. Однако в реальных условиях во время работы ТДУ направление

вектора тормозной тяги изменяется вследствие нутационно-прецессионного движения.

Следует отметить, что указанная задача рассматривалась ранее в ряде работ, например, в монографии [2]. Однако в указанных работах в явном виде не представлены решения для кинематических параметров пространственного и траекторного движения КА на активном участке спуска. В настоящей же статье проводится интегрирование в квадратурах соответствующих динамических уравнений, и находятся аналитические решения для указанных кинематических параметров.

В работе [3] указано, что после окончания работы ТДУ отношение модуля поперечной скорости к модулю полной скорости не должно превышать некоторого заданного значения:

$$П = \sqrt{V_{\xi k}^2 + V_{\eta k}^2} / |\mathbf{V}_k| \leq П_*, \quad (1.1)$$

где $|\mathbf{V}_k| = \sqrt{V_{\xi k}^2 + V_{\eta k}^2 + V_{\zeta k}^2}$ – величина конечной скорости центра масс КА после работы ТДУ, ось ζ совпадает с заданным направлением тормозного импульса, $П_*$ – предельно допустимое значение критерия $П$.

Критерий $П$, характеризующий угловую ошибку в выдаче тормозного импульса, может быть получен путем численного интегрирования соответствующих уравнений движения центра масс, например [3], совместно с уравнениями движения относительно центра масс или с использованием аналитических решений.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

При описании движения тела переменного состава воспользуемся гипотезой “близкодействия”

[4, 5], согласно которой отбрасывание частиц происходит только с некоторой части поверхности тела переменной массы, причем частицы, не имеющие относительной скорости по отношению к системе координат, связанной с телом, считаются принадлежащими телу. Частицы, имеющие относительную скорость, телу уже не принадлежат и влияния на его движение не оказывают. Уравнения движения будем записывать в системе координат $Oxyz$, жестко связанной с КА и имеющей начало в точке O , совпадающей с начальным положением центра масс. Отметим, что в процессе выгорания топлива в ТДУ положение центра масс относительно КА изменяется. Введем следующие системы координат: $OXYZ$ – подвижная и в общем случае неинерциальная система координат, оси которой остаются коллинеарными осям некоторой инерциальной системы; $Oxyz$ – система координат, связанная с КА, ось Oz направлена вдоль продольной оси аппарата, в направлении которой выдается тормозная тяга P . Будем считать, что аппарат обладает осевой динамической симметрией, которая не нарушается в процессе изменения массы, и центр масс тела перемещается вдоль оси симметрии Oz .

Динамические уравнения движения динамически симметричного тела переменного состава можно получить из динамических уравнений движения системы двух соосных тел [3, 7], положив моменты инерции одного тела равными нулю:

$$\begin{aligned} (A - m\rho_C^2)\dot{p} + (C - A)qr &= M_x, \\ (A - m\rho_C^2)\dot{q} - (C - A)pr &= M_y, \\ C\dot{r} &= M_z, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $A = A(t)$, $C = C(t)$ – экваториальный и продольный моменты инерции тела, вычисленные в связанной системе координат $Oxyz$; $\rho_C = \rho_C(t)$ – расстояние между центром масс тела и началом координат системы $Oxyz$; M_x, M_y, M_z – проекции главного момента внешних сил на связанные оси. Уравнения (2.1) совпадают с известными уравнениями движения твердого тела переменной массы [4–6] при неизменном положении центра масс тела $\rho_C = 0$.

Ввиду малого размера КА по сравнению с радиусом орбиты момент от гравитационной силы можно не учитывать. Будем рассматривать процесс симметричного выгорания топлива в ТДУ, когда отброс точек происходит строго в направлении продольной оси, а центр масс незначительно перемещается от своего начального положения: $\rho_C^2 \ll A/m$. Момент реактивной силы относительно центра масс в этом случае будет отсутствовать. В силу сделанных допущений, перепишем динамические уравнения (2.1) следующим образом:

$$\dot{p} + b(t)qr = 0, \quad \dot{q} - b(t)pr = 0, \quad \dot{r} = 0, \quad (2.2)$$

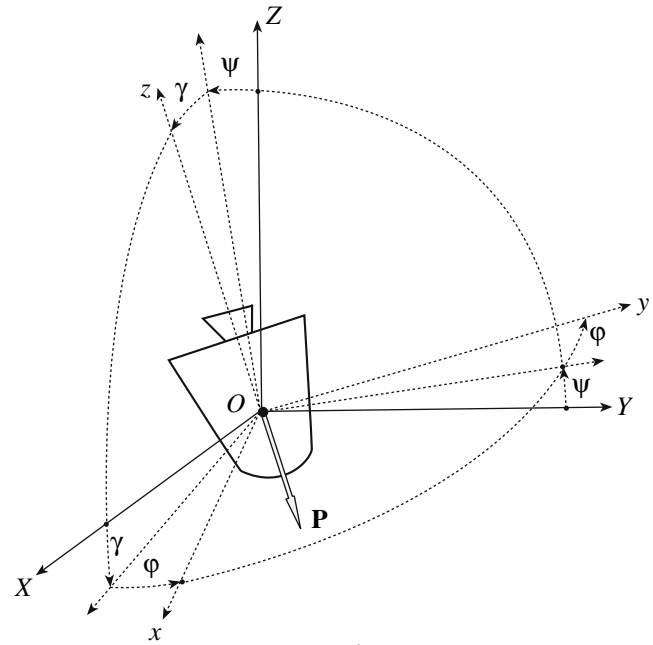


Рис. 1

где

$$b(t) = C(t)/A(t). \quad (2.3)$$

В качестве углов, определяющих положение связанной системы координат $Oxyz$ относительно системы $OXYZ$, будем использовать углы эйлера типа: $\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \phi$ (рис. 1). Последний поворот на угол ϕ происходит вокруг оси динамической симметрии аппарата Oz . Такой выбор в дальнейшем позволит получить искомые приближенные решения, в том числе для угла нутации.

Кинематические уравнения для введенных углов пространственной ориентации имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= p \sin \phi + q \cos \phi, \quad \dot{\psi} = (p \cos \phi - q \sin \phi) / \cos \gamma, \\ \dot{\phi} &= r - \operatorname{tg} \gamma (p \cos \phi - q \sin \phi). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Будем определять угол нутации θ как угол между осью OZ и осью динамической симметрии аппарата Oz , тогда из сферической геометрии следует, что

$$\cos \theta = \cos \psi \cos \gamma. \quad (2.5)$$

Отметим, что при малых величинах угла нутации (а следовательно и углов ψ, γ) формула (2.5) переписывается в виде:

$$\theta^2 \cong \psi^2 + \gamma^2. \quad (2.6)$$

3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ

Пусть масса, продольный и поперечные моменты инерции аппарата при работе тормозного двигателя изменяются по линейному закону, что с достаточно большой точностью выполняется для ракетных двигателей твердого топлива, исполь-

зuemых в качестве ТДУ, с топливными зарядами звездобразного профильного сечения и пакетно-шашечными зарядами при условии их равномерного выгорания:

$$A(t) = A_0 - at, \quad C(t) = C_0 - ct, \quad (3.1)$$

где A_0, C_0 – начальные значения соответствующих моментов инерции; $a, c > 0$.

Воспользуемся процедурой записи уравнений углового движения при малых углах нутации в комплексной форме, которая используется в целом ряде работ, например, в [6]. Введем следующую комплексную переменную:

$$\Theta = \psi + i\gamma, \quad (3.2)$$

действительная и мнимая части которой представляют собой первые два угла из последовательности поворотов (рис. 1), причем в силу (2.6) $|\Theta| = \theta$, т.е. модуль комплексной переменной характеризует величину угла нутации. При малых углах нутации действительная и мнимая части переменной Θ описывают движение проекции апекса продольной оси КА Oz по неподвижной координатной плоскости XOY . Опуская вспомогательные выкладки указанной процедуры, подробное описание которых можно найти в работе [6], не трудно привести первые два уравнения (2.2) к следующему комплексному уравнению:

$$\ddot{\Theta} = ir_0 b(t) \dot{\Theta}. \quad (3.3)$$

Из уравнения (3.3) можно получить зависимость для комплексной угловой скорости:

$$\dot{\Theta}(t) = \dot{\Theta}_0 \exp[iJ(t)], \quad (3.4)$$

где

$$J(t) = r_0 \int_0^t b(t) dt = \frac{A_0 cr_0}{a^2} at / A_0 - \ln \left(1 - \frac{at}{A_0} \right) \left[\frac{C_0 r_0}{a} - \frac{A_0 cr_0}{a^2} \right]. \quad (3.5)$$

Выделяя действительную и мнимую части решения (3.4), запишем выражения для угловых скоростей:

$$\begin{aligned} \dot{\psi} &= \dot{\psi}_0 \cos(J(t)) - \dot{\gamma}_0 \sin(J(t)) = \\ &= r_0 G \sin(F_0 - J(t)), \\ \dot{\gamma} &= \dot{\psi}_0 \sin(J(t)) - \dot{\gamma}_0 \cos(J(t)) = \\ &= r_0 G \cos(F_0 - J(t)), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $G = \frac{1}{r_0} \sqrt{\dot{\psi}_0^2 + \dot{\gamma}_0^2}$, $\sin F_0 = \dot{\psi}_0 / G$, $\cos F_0 = \dot{\gamma}_0 / G$.

Для упрощения дальнейших вычислений разложим логарифм в интеграле (3.5) в степенной ряд интервал сходимости которого $t \in [0, A_0/a]$:

$$\begin{aligned} &\frac{A_0 cr_0}{a^2} at / A_0 - \ln(1 + \xi) \left[\frac{C_0 r_0}{a} - \frac{A_0 cr_0}{a^2} \right] = \\ &= \frac{cr_0}{a} t - \left[\frac{C_0 r_0}{a} - \frac{A_0 cr_0}{a^2} \right] \left(\xi - \frac{1}{2} \xi^2 + \frac{1}{3} \xi^3 - \dots \right), \quad (3.7) \\ &\xi = -at / A_0. \end{aligned}$$

Для рассматриваемого класса КА величина ξ за время работы ТДУ не превышает значения 0.2. Поэтому, отбрасывая в разложении члены, содержащие ξ в третьей и выше степенях, а также полагая $F_0 = 0$, получим следующие приближенные уравнения для углов пространственной ориентации:

$$\dot{\gamma} = r_0 G \cos(\lambda t + \mu t^2), \quad \dot{\psi} = r_0 G \sin(\lambda t + \mu t^2), \quad (3.8)$$

где

$$\lambda = -r_0 \frac{C_0}{A_0}, \quad \mu = \frac{r_0}{2A_0} \left(c - \frac{aC_0}{A_0} \right). \quad (3.9)$$

Для комплексной угловой скорости справедливо следующее уравнение:

$$\dot{\Theta} = \dot{\psi} + i\dot{\gamma} = ir_0 G \overline{\exp[i(\lambda t + \mu t^2)]}, \quad (3.10)$$

из которого следует, что дальнейшее интегрирование в комплексной форме не представляется целесообразным, т.к. приводит к формализованному виду решения в специальных функциях комплексного переменного. Исходя из этого дальнейшие преобразования будем проводить на основе разделенных уравнений (3.8).

В силу конструктивных особенностей КА параметры параметров μ и λ могут принимать как одинаковые, так и противоположные знаки, что, соответственно, зависит от выполнения или невыполнения следующего условия:

$$\Lambda = (cA_0 - aC_0) < 0. \quad (3.11)$$

В общем случае, когда возможно любое сочетание знаков параметров μ и λ , интегралы уравнений (3.8) с учетом выражений (3.9) записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \gamma(t) &= r_0 G \int \cos(|\lambda|t \pm |\mu|t^2) dt, \\ \psi(t) &= -|r_0| G \int \sin(|\lambda|t \pm |\mu|t^2) dt, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где верхний знак берется для случая выполнения условия (3.11), а нижний – наоборот, в случае его невыполнения.

После интегрирования (3.12) решения запи-

шутся в интегралах Френеля:

$$\begin{aligned} \gamma(t) &= r_0 G \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} \left[\cos\left(\frac{\lambda^2}{4\mu}\right) C\left(\sqrt{\frac{2}{\pi|\mu|}}\left(|\mu|t \pm \frac{|\lambda|}{2}\right)\right) + \right. \\ &\quad \left. + \sin\left(\frac{\lambda^2}{4\mu}\right) S\left(\sqrt{\frac{2}{\pi|\mu|}}\left(|\mu|t \pm \frac{|\lambda|}{2}\right)\right) \right] + \Gamma, \\ \psi(t) &= \\ &= \mp |r_0| G \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} \left[\cos\left(\frac{\lambda^2}{4\mu}\right) S\left(\sqrt{\frac{2}{\pi|\mu|}}\left(|\mu|t \pm \frac{|\lambda|}{2}\right)\right) - \right. \\ &\quad \left. - \sin\left(\frac{\lambda^2}{4\mu}\right) C\left(\sqrt{\frac{2}{\pi|\mu|}}\left(|\mu|t \pm \frac{|\lambda|}{2}\right)\right) \right] + \Psi, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где $C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}x^2\right) dx$, $S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2}x^2\right) dx$, – интегралы Френеля, а Γ и Ψ – константы интегрирования.

Воспользуемся следующим разложением интегралов Френеля в ряды [8]:

$$\begin{aligned} C(x) &= \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi x} \sin\left(\frac{\pi}{2}x^2\right) + O\left(\frac{1}{x^2}\right), \\ S(x) &= \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi x} \cos\left(\frac{\pi}{2}x^2\right) + O\left(\frac{1}{x^2}\right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Заменяя в решении (3.13) интегралы Френеля их представлениями (3.14), отбрасывая при этом величины порядка $O(\pi\mu(\mu t + \lambda/2)^{-2})$, запишем:

$$\begin{aligned} \gamma &= r_0 G \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} \times \\ &\times \left[\frac{1}{2} (\cos y_0 + \sin y_0) + \frac{1}{\pi x} \sin\left(\frac{\pi x^2}{2} - y_0\right) \right] + \Gamma, \\ \psi &= \mp |r_0| G \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} \times \\ &\times \left[\frac{1}{2} (\cos y_0 - \sin y_0) - \frac{1}{\pi x} \cos\left(\frac{\pi x^2}{2} - y_0\right) \right] + \Psi, \\ y_0 &= \left| \frac{\lambda^2}{4\mu} \right| = \left| \frac{r_0 C_0^2}{2(cA_0 - aC_0)} \right|, \\ x &= \sqrt{\frac{2}{\pi|\mu|}} \left(|\mu|t \pm \frac{|\lambda|}{2} \right). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Заметим, что в случае, когда $\Lambda = 0$ величина $\mu = 0$ и уравнениям (3.12) соответствуют точные решения:

$$\gamma = \frac{A_0}{C_0} r_0 \sin(\lambda t) + \Gamma, \quad \psi = \frac{A_0}{C_0} r_0 \cos(\lambda t) + \Psi,$$

для которых характерна постоянная амплитуда и частота колебаний.

Подставляя решения в выражение для величины угла нутации (2.6) и проводя осреднение, запишем:

$$\langle \theta^2 \rangle - \text{const} = \frac{r_0^2 G^2}{2|\mu|\pi x^2} = \frac{r_0^2 G^2}{4\mu^2 (t \pm |\lambda/(2\mu)|)^2}. \quad (3.16)$$

Как видно из выражения (3.16), где верхний знак соответствует выполнению условия (3.11), а нижний – его невыполнению, среднее значение угла нутации будет монотонно уменьшаться, начиная с нулевого момента времени, в случае, когда монотонно увеличивается величина $(t \pm |\lambda/(2\mu)|)^2$. Таким образом, монотонное уменьшение средних значений угла нутации будет происходить в случае совпадения знаков величин μ и λ , когда условие (3.11) выполняется. В случае несовпадения знаков μ и λ средние величины угла нутации будут увеличиваться, начиная с нулевого момента времени до момента $T_* = |\lambda/(2\mu)|$, при котором, как показывают наши приближенные вычисления, реализуется неограниченный рост величины угла нутации.

Из решений (3.15) легко получить средние значения для углов ψ , γ и огибающие для угла нутации:

$$\begin{aligned} \langle \gamma \rangle &= \frac{r_0 G}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} (\cos y_0 + \sin y_0) + \Gamma, \\ \langle \psi \rangle &= \frac{\mp |r_0| G}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2|\mu|}} (\cos y_0 - \sin y_0) + \Psi, \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\theta_{\max/\min} = \langle \theta \rangle \pm A_\theta, \quad A_\theta = (\langle \gamma \rangle^2 + \langle \psi \rangle^2)^{1/2}.$$

На рис. 2 представлены результаты для угла нутации (2.5), полученные с помощью численного интегрирования соотношений (3.8), а также его осредненная (3.16) величина (кривые 1, 2) и огибающие $\theta_{\max/\min}$ (3.17). Кривая 1 (рис. 2) соответствует совпадению знаков величин λ и μ , кривая 2 – различию. Начальные данные и параметры системы для двух расчетов представлены в таблице.

Таким образом, величина угла нутации будет уменьшаться при выполнении условия (3.11), что соответствует такому нутационно-прецессионному движению КА, при котором происходит самопроизвольное увеличение точности тормозного импульса и, следовательно, уменьшение области разброса точек посадки. Рост угла нутации приводит к “распылению” тормозного импульса и увеличению ошибок перехода на расчетную орбиту спуска.

4. ДВИЖЕНИЕ ЦЕНТРА МАСС И ВЫЧИСЛЕНИЕ ОШИБОК ВЫДАЧИ ТОРМОЗНОГО ИМПУЛЬСА

Полученные выше решения для углов пространственной ориентации (3.13), (3.15) и (3.16) позволяют получить аналитические оценки эффективности гироскопической стабилизации продольной оси, выражающейся интегральным критерием (1.1).

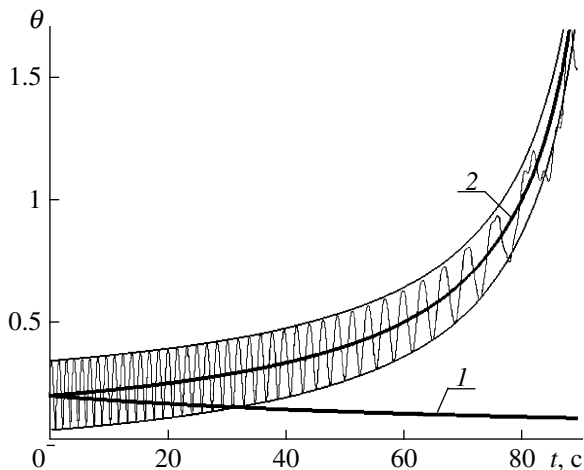


Рис. 2

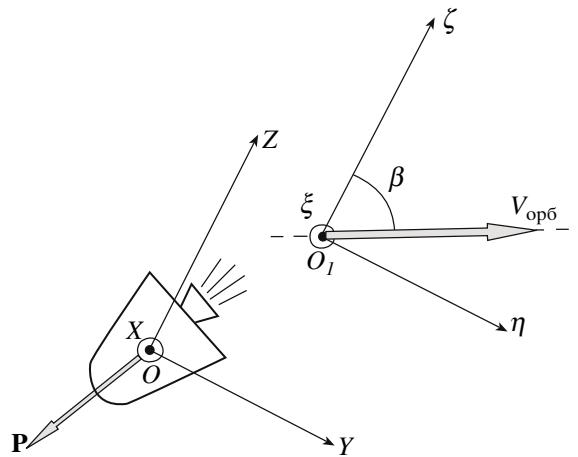


Рис. 3

Постоянной по величине силе реактивной тяги соответствует линейный закон изменения массы:

$$m(t) = m_0(1 - vt), \quad v = (m_0 - m_k)/(m_0 T). \quad (4.1)$$

Запишем уравнения движения центра масс КА в проекциях на оси системы $O_1\xi\eta\zeta$ (рис. 3) с учетом пространственного движения КА в системе $OXYZ$ при малых углах:

$$\begin{aligned} m(t)\dot{V}_\xi &= -P\gamma, & m(t)\dot{V}_\eta &= P\psi, \\ m(t)\dot{V}_\zeta &= -P, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где $V_\xi = \dot{\xi}$, $V_\eta = \dot{\eta}$, $V_\zeta = \dot{\zeta}$ – компоненты скорости центра масс. Отметим, что в уравнениях (4.2) мы пренебрегли так называемыми гравитационными потерями [10], которые при необходимости можно вычислить отдельным интегрированием и добавить как аддитивную величину [3]. Таким образом, уравнения (4.2) описывают движение центра масс КА на активном участке только под действием постоянной реактивной тяги P .

Для вычисления ошибок стабилизации $\Pi(t)$ (1.1) проводится численное интегрирование уравнений движения (4.2), (2.2) и (2.4) [3]. В качестве альтернативы численному интегрированию можно аналитически определить величину $\Pi(t)$, подставив в уравнения движения (4.2) осредненные зависимости для пространственных углов $\bar{\gamma}$, $\bar{\psi}$:

$$\bar{\gamma}(t) = \frac{1}{2}[\gamma_{\max}(t) + \gamma_{\min}(t)], \quad (4.3)$$

$$\bar{\psi}(t) = \frac{1}{2}[\psi_{\max}(t) + \psi_{\min}(t)],$$

которые следуют из решений (3.15) при выполнении условия (3.11). С учетом (4.3) решения уравнений (4.2) имеют вид:

$$V_i(t) = D_i \ln|1 - vt|, \quad (i = \bar{\xi}, \bar{\eta}, \bar{\zeta}) \quad (4.4)$$

$$D_{\xi, \eta} = \frac{PGr_0}{4m_0v\sqrt{|\mu|}} (\cos y_0 \pm \sin y_0) + \frac{P\Gamma}{m_0v},$$

где

$$D_\zeta = \frac{P}{m_0v}.$$

Тогда величина конечной ошибки стабилизации (1.1) определяется формулой:

$$\Pi = \frac{\sqrt{D_\xi^2 + D_\eta^2}}{\sqrt{D_\xi^2 + D_\eta^2 + D_\zeta^2}}. \quad (4.5)$$

Для сравнительного анализа и оценки эффективности полученных аналитических формул проведены расчеты ошибки $\Pi(t)$ тремя способами (рис. 4). Полуэллиптическая колебательная линия соответствует результатам, полученным с помощью совместного численного интегрирования диффе-

Таблица

Параметры КА и начальные условия движения	r_0 , рад/с	G , рад/с	C_0 , кг м ²	A_0 , кг м ²	c , кг м ² /с	a , кг м ² /с	γ_0 , рад	λ , рад/с	μ , рад/с ²	Λ , (кг м ²) ² /с
1. Знаки величин λ и μ совпадают	10	0.1	10	20	0.1	0.5	0.1	-5	-0.04	-3
2. Знаки величин λ и μ противоположны	10	0.1	10	20	0.4	0.6	0.1	-5	0.03	2

ренциальных уравнений (4.2), (2.2) и (2.4), тонкая колебательная линия – результатам, полученным путем численного интегрирования аналитических выражений (3.12) и (4.2), а горизонтальная линия соответствует конечной ошибке Π , вычисленной по формуле (4.5).

Расчеты проводились для параметров, указанных в таблице (строка совпадения знаков λ и μ – выполнение (3.11)), а начальные величины скорости центра масс имели нулевые значения, т.к. инерциальная с. к. $O_1\xi\eta\zeta$ сама движется с орбитальной скоростью на момент начала активного участка. Из рисунка видно, что все способы вычисления ошибки Π приводят к одному результату вблизи конечного момента времени работы ТДУ.

В заключение следует отметить, что условие (3.11) следует рассматривать как критерий для выбора “оптимальных” сочетаний инерционно-массовых параметров КА. Так условие (3.11) может быть записано в виде:

$$\frac{c}{C_0} < \frac{a}{A_0}, \quad (4.6)$$

где, согласно законам (3.1), величины a и c могут быть представлены следующим образом:

$$a = \frac{A_0 - A_k}{T} = \frac{\Delta_A}{T}, \quad c = \frac{C_0 - C_k}{T} = \frac{\Delta_C}{T}.$$

С учетом последних формул соотношение (4.6) приводится к виду:

$$\frac{\Delta_C}{C_0} < \frac{\Delta_A}{A_0}, \quad (4.7)$$

где величины Δ_A и Δ_C представляют собой конечные изменения поперечного и продольного моментов инерции КА, соответственно. Соотношение (4.7) показывает, что для уменьшения амплитуды нутационных колебаний и повышения эффективности стабилизации необходимо обеспечивать такую внутреннюю компоновку КА, при которой относительное изменение продольного момента инерции было меньше относительного изменения поперечного. Этого можно, например, достигнуть расположением твердотопливных зарядов как можно ближе (вдоль) к продольной оси КА. С точки зрения увеличения эффективности гироскопической стабилизации КА на активном участке размещение пакета твердотопливных зарядов в камере сгорания ТДУ в виде “стержня” более выгодно, чем расположение в виде “шайбы”. Возможны также и другие варианты внутренней компоновки ТДУ, обеспечивающие выполнение условия (4.7). Предложенные способы оцен-

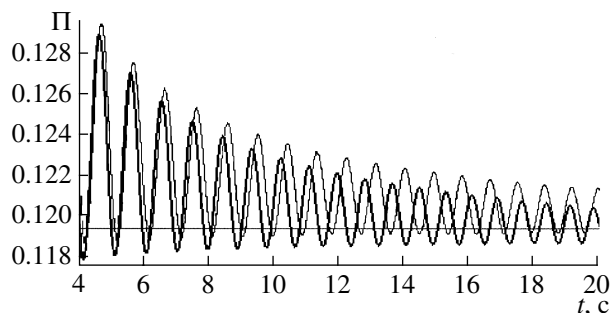


Рис. 4

ки эффективности гироскопической стабилизации вполне применимы как для анализа качества динамических процессов при движении КА на активном участке, так и для синтеза внутренней компоновки КА.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (06-01-00355; 06-08-00325) и Программы Президента Российской Федерации по поддержке молодых российских ученых и ведущих научных школ Российской Федерации (МК-4707.2006.8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Охоцимский Д.Е., Сихарулидзе Ю.Г.* Основы механики космического полета. М.: Наука, 1990.
2. *Гантмахер Ф.Р., Левин Л.М.* Теория полета неуправляемых ракет. М.: Физматлит, 1959.
3. *Асланов В.С., Дорошин А.В., Круглов Г.Е.* Движение соосных тел переменного состава на активном участке спуска // Космич. исслед. 2005. Т. 43. № 3. С. 224–232. (Cosmic Research. P. 213–221).
4. *Космодемьянский А.А.* Курс теоретической механики. Ч. II. М.: Просвещение, 1966.
5. *Мецкерский И.В.* Работы по механике тел переменной массы. Изд. 2. М.: Гостехиздат, 1952.
6. *Ярошевский В.А.* Лекции по теоретической механике. М.: МФТИ, 2001.
7. *Асланов В.С., Дорошин А.В.* Движение системы соосных тел переменной массы // Прикладная математика и механика. 2004. Т. 68. Вып. 6. С. 999–1009.
8. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984.
9. *Асланов В.С., Дорошин А.В.* Стабилизация спускаемого аппарата частичной закруткой при осуществлении неуправляемого спуска в атмосфере // Космич. исслед. 2002. Т. 40. № 2. С. 193–200. (Cosmic Research. P. 178–185).
10. *Сихарулидзе Ю.Г.* Баллистика летательных аппаратов. М.: Наука, 1982.

Influence of Disturbances on the Angular Motion of a Spacecraft in the Powered Section of Its Descent

V. S. Aslanov and A. V. Doroshin

Korolev Samara State Aerospace University, Moskovskoe sh. 34, Samara, Russia 443086