$$\sum_{j\in J_{ni}} c_{nij}x_{ni} - \sum_{j\in J_{ni}}\sum_{m=1}^{N_u} c_{nijm}\,y_{nijm} \ge c_{ni}^D; \quad \forall i,n; \tag{8г}$$

$$\sum_{n=1}^{N_U} x_{ni} = 1; \quad \sum_{m=1}^{N_U} y_{ijm} = 1; \quad i=\overline{1,N_Z},\ j\in J_{jn}, \tag{8д}$$

где c_{ni}^D – величина дохода, покрывающего издержки и обеспечивающего прибыль актору, проводящему аутсорсинг; x_{ni}, y_{ijm} – булевы переменные, определенные в (4) и (7); $c_{ni}, c_{nij}, c_{nijm}$ – стоимости соответствующих проектных заданий.

Для решения задачи P2P аутсорсинга предлагается использовать модель итерационного аукциона [5], что позволяет обеспечить достижение целевой функции (8а).

Литература

1. Lednev A. Mobile P2P taxi service // MSc Dissertation, University of Surrey, 2010. – 75 p.
2. Иващенко А.В. Управление согласованным взаимодействием пользователей интегрированной информационной среды предприятия. Самара: Самарский научный центр РАН, 2011. – 100 с.
3. Орлов С.П., Леднев А.М., Иващенко А.В. Применение модели P2P аутсорсинга в задачах управления проектами на предприятии нефтегазовой отрасли // Вестник Волжского университета им. Татищева.- № 2(21).- 2013.– С.34-41
4. Орлов С.П. Оптимизационно-имитационное моделирование при структурном синтезе управляющих вычислительных систем// Вестник СамГТУ. Сер. Технические науки, №1,1994. - С. 56-65.
5. Ivaschenko A., Lednev, A. Auction model in the problem of active programmers management interacting in P2P networks // ICAART 2013, 5th International Conference on Agents and Artificial Intelligence. Barcelona: SCITEPRESS. – 2013. - Vol. 1. - Pp. 431-434.

В.В. Любимов, А.А. Осипов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВТОРИЧНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ АСИММЕТРИЧНОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА

(Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет))

Введение

Вторичные резонансные эффекты, связанные с явлением внешней устойчивостью резонансов, имеют место в задачах возмущенного вращательного движения космических аппаратов (КА). Данные задачи, относящиеся к классу задач пассивной стабилизации движения, включают в себя оценку точности и устойчивости подобных режимов движения КА. Исследуемые эффекты проявляются в высших приближениях метода усреднения и приводят к эволюции медленных переменных на нерезонансных участках движения. На практике эти эффекты могут привести к сильной раскрутке КА и способствовать эволюции медленных переменных системы, переходящей в длительный резонанс.

Постановка задачи

Научная проблема, рассматриваемая в данной работе, характеризуется отсутствием результатов исследования внешней устойчивости резонансов в динамике твердого тела при входе в атмосферу с немалыми асимметриями. Исходя из данной проблемы, формулируется следующая задача: используя одну из известных математических моделей вращательного движения КА с малой асимметрией, рассматриваемых в работах [1-3], смоделировать вращательное движение КА для немалых асимметрий на этапе его входа в атмосферу.

Решение задачи.

Для решения данной задачи применяется система уравнений движения асимметричного твердого тела в атмосфере, описанная в работах [1, 2]:

$$\bar{\mathrm{I}}_{\mathrm{x}} \frac{d\omega_{\mathrm{x}}}{dt} = -\varepsilon m_x^A \sin(\theta + \theta_2) + \varepsilon m^\Delta \omega_{1,2}^2 tg^2\alpha \cos(2\theta + 2\theta_3) +$$

$$+ \varepsilon m_{x0}^{\phi} \mathrm{qSL/I} + \varepsilon m_x^{\bar{\omega}_x} \bar{\omega}_x qSL / I, \tag{1}$$

$$\frac{F_a}{4\omega_a^2} \frac{d\alpha}{dt} = -\Psi \frac{\omega^2 tg\alpha}{4\omega_{\mathrm{a}}^2 \pi} - \varepsilon \frac{m_{x0}^{\Phi} qSLtg\alpha\omega_{1,2}}{4\omega_{\mathrm{a}}^2 I} \mp \varepsilon \frac{m^A}{2\omega_a} \cos(\theta + \theta_1) -$$

$$- \varepsilon \frac{\omega_{1,2} tg\alpha}{4\omega_a^2} \left[\left(10 + \bar{\mathrm{I}}_{\mathrm{x}}\right)\omega_x \omega_{1,2} - 2\left(2 + \bar{\mathrm{I}}_{\mathrm{x}}\right)\omega_x^2 + \left(tg^2\alpha - 4\right)\omega_{1,2}^2 \right] m^\Delta \cos(2\theta + 2\theta_3) \mp$$

$$\mp \varepsilon \frac{qSL}{2\omega_a} \left(m_{yn}^{\bar{\omega}_{yn}} \bar{\omega}_{yn} + m_{yn}^{\bar{\omega}_x} \bar{\omega}_x \right) - \varepsilon \frac{\omega_{1,2} qSLtg\alpha}{4\omega_a^2 I} \left(m_x^{\bar{\omega}_x} \bar{\omega}_x + m_x^{\bar{\omega}_{yn}} \bar{\omega}_{yn} \right) -$$

$$- \varepsilon \frac{C_{yv} qS}{mv} \frac{(\bar{I}_x \omega_x - \omega_{1,2})(\bar{I}_x \omega_x - 2\omega_{1,2})}{4\omega_a^2}, \tag{2}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega_{\mathrm{x}} - \omega_{1,2}, \tag{3}$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \varepsilon \frac{\omega}{2q} \frac{dq}{dt}. \tag{4}$$

Здесь $\theta = \varphi_n - \pi / 2$; $\Psi = 2\pi \dot{\omega} / \omega^2 = O(\varepsilon)$, расчеты показывают, что для переменной ω на периоде изменения $T = 2\pi / \omega$ выполняется соотношение $T \dot{\omega} / \omega = O(\varepsilon)$, следовательно, данная переменная является медленной; уравнения (1) и (2) определяют изменение угловой скорости КА относительно продольной оси X и угла атаки; m_x^A, m^A, m^Δ, m_{x0}^{ϕ}, θ_1, θ_2, θ_3 - функции, характеризующие величину и взаимное расположение аэродинамической и массовой асимметрий КА, $m^A = \sqrt{(m_1^A)^2 + (m_2^A)^2}$,

$$m_1^A = -\frac{\left(1+\bar{I}_x\right)\omega_x - 3\omega_{1,2}}{2\omega_a}\frac{\omega^2}{m_{zn}}(m_y^{\phi} - C_x\overline{\Delta z})tg\alpha -$$

$$-\frac{\omega_{1,2}\omega^2 tg^2\alpha}{2\omega_a m_{zn}}\left(m_{xc}^{\phi} + C_{yn}\overline{\Delta z}\right) \mp \frac{\bar{I}_{xz}}{2\omega_a}\left[\omega_x\omega_{1,2}\left(\omega_x + \omega_{1,2}tg^2\alpha\right) - \omega_x^2\left(\omega_x \mp 2\omega_a\right)\right],$$

$$m_2^A = -\frac{\left(1+\bar{I}_x\right)\omega_x - 3\omega_{1,2}}{2\omega_a}\frac{\omega^2}{m_{zn}}(m_z^{\phi} + C_x\overline{\Delta y})tg\alpha +$$

$$+\frac{\omega_{1,2}\omega^2 tg^2\alpha}{2\omega_a m_{zn}}\left(m_{xs}^{\phi} + C_{yn}\overline{\Delta y}\right) \pm$$

$$\pm\frac{\bar{I}_{xy}}{2\omega_a}\left[\omega_x\omega_{1,2}\left(\omega_x + \omega_{1,2}tg^2\alpha\right) - \omega_x^2\left(\omega_x \mp 2\omega_a\right)\right],$$

$$\sin\theta_1 = m_1^A / m^A,\ \cos\theta_1 = -m_2^A / m^A,\ m_x^A = \sqrt{(m_{x1}^A)^2 + (m_{x2}^A)^2},$$

$$m_{x1}^A = -\frac{\omega^2}{m_{zn}}(m_{xs}^{\phi} + C_{yn}\overline{\Delta y})tg\alpha - \bar{I}_{xy}\omega_{1,2}^2 tg\alpha,$$

$$m_{x2}^A = -\frac{\omega^2}{m_{zn}}(m_{xc}^{\phi} + C_{yn}\overline{\Delta z})tg\alpha - \bar{I}_{xz}\omega_{1,2}^2 tg\alpha,$$

$$\sin\theta_2 = -m_{x1}^A / m_x^A, \cos\theta_2 = m_{x2}^A / m_x^A; \omega_a = \sqrt{\bar{I}_x^2\omega_x^2 / 4 + \omega^2};$$

$$m^{\Delta} = \sqrt{\bar{I}_{yz}^2 + \overline{\Delta I}^2},\ \sin 2\theta_3 = \overline{\Delta I} / m^{\Delta}, \cos 2\theta_3 = -\bar{I}_{yz} / m^{\Delta},$$

$$\bar{I}_{xy} = I_{xy} / I,\ \bar{I}_{xz} = I_{xz} / I,\ \bar{I}_{yz} = I_{yz} / I,\ \overline{\Delta I} = \Delta I / I,$$

$\omega_{1,2} = \dfrac{\bar{I}_x\omega_x}{2} \pm \omega_a$ - частоты "прямой" и “обратной” прецессий;

$\omega_x - \omega_{1,2}$ - резонансная расстройка КА ;

$$F_a = -\frac{M_{zn}^{\alpha}}{I} + \frac{\omega_{1,2}^2}{\cos^2\alpha} + (\bar{I}_x\omega_x - \omega_{1,2})(\bar{I}_x\omega_x - 2\omega_{1,2}).$$

В системе (1)-(4) возможен главный резонанс вида $\dfrac{d\theta}{dt} = \omega_x - \omega_{1,2} = 0.$

Примем параметр инерционной асимметрии КА m^{Δ}=0. Предположим, что обобщенные параметры асимметрии m_x^A, m^A, m_{x0}^{ϕ} не являются малыми величинами. Движение тела будем рассматривать на этапе входа в атмосферу, когда квадрат частоты является малой величиной ω=o(ε). В этом случае, низкочастотные уравнения движения тела сохраняют вид (1)-(4).

Система уравнений (1)-(4) при немалых рассматриваемых параметрах асимметрии численно интегрируется, и по результатам интегрирования строятся графики зависимостей угловой скорости и угла нутации от времени. На рис. 1 и рис. 2 показываются вторичные резонансные эффекты, переходящие в длительный главный резонанс, реализующиеся при ортогональной асимметрии твердого тела.

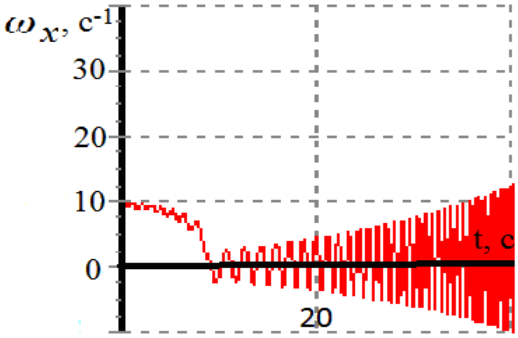

Рис. 1. Зависимость угловой скорости тела от времени

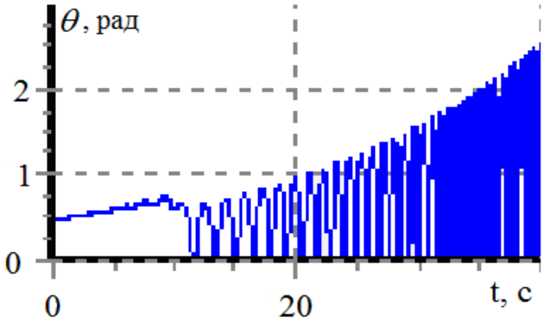

Рис. 2. Зависимость угла атаки от времени

Вывод

В заключение полученные результаты сравниваются с результатами, полученными в работах [1-3]. Делается вывод, что при входе в атмосферу твердого тела с немалыми параметрами асимметрии наблюдаются аналогичные вторичные резонансные эффекты, как и при движении в плотных слоях атмосферы тела с малой асимметрией. Однако, при входе в атмосферу твердого тела с немалыми параметрами асимметрии, эволюция угловой скорости, вызванная влиянием главного резонанса, более существенна по величине и реализуется на меньших интервалах времени.

Литература

1. Заболотнов, Ю.М. Вторичные резонансные эффекты при движении космических аппаратов в атмосфере с малыми углами атаки [Текст] / Ю.М. Заболотнов, В.В. Любимов // Вестник рос. академии космонавтики им. К.Э. Циолковского. Часть I. Управление движением и навигация летатель-ных аппаратов. Самара. – 2000. –С.38-86.

2. Заболотнов, Ю.М. Вторичный резонансный эффект при движении КА в атмосфере [Текст] / Ю.М. Заболотнов, В.В. Любимов // Космические исследования. 1998.- Т.36,№ 2.- С.206-214.

3. Ярошевский, В.А. Движение неуправляемого тела в атмосфере [Текст] / В.А. Ярошевский. – М.: Машиностроение, 1978. – 168с.