УДК 513.37;538.31.

Козорез В.В. докт.физ.мат.наук

Рашкован В.М. докт.физ.мат.наук

Дашков А.В. аспирант

Березовский В.В. аспирант

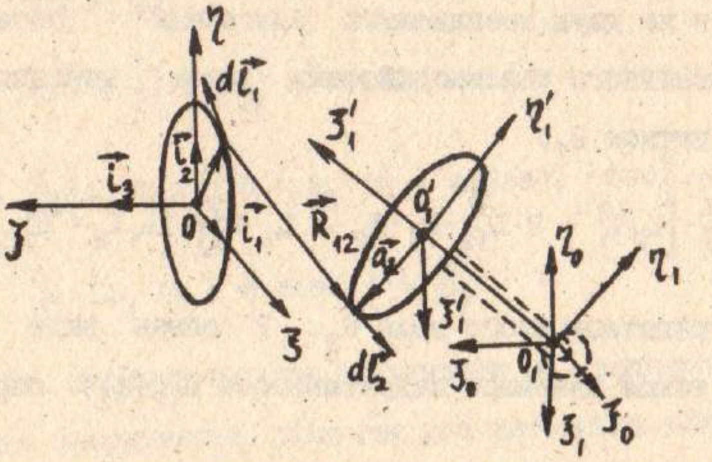
СИСТЕМА МАГНИТНОЙ СТЫКОВКИ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Одной из наиболее актуальных проблем орбитальных полетов космических аппаратов является их сближение и стыковка [I]. Известные способы включают сложную аппаратуру взаимного обнаружения, автономные системы управления сближением, способные определять и прогнозировать параметры движения одного аппарата отностительно другого, а также осуществлять необходимую ориентацию и стабилизацию. Все это усложняет и снижает надежность системы автоматической стыковки космических объектов. При этом весьма принципиальными являются вопросы экономного расходования бортовых энергетических ресурсов.

В настоящем докладе предлагается новый способ автоматической стыковки космических объектов, реализация которого осуществляется за счет магнитных сил сверхпроводящих элементов, расположенных на борту каждого космического аппарата. Основными преимуществами предлагаемого способа стыковки являются отсутствие системы ориентации и взаимного обнаружения, отсутствие конструктивных элементов и энергетических затрат на гашение относительной скорости объектов.

I.Динамика магнитно взаимодействующих систем и их устойчивость.

Рассмотрим движение двух космических аппаратов в гравитационном поле при непрерывном действии сил магнитного взаимодействия между ними. Магнитное взаимодействие летательных аппаратов моделируется взаимодействием сверхпроводящих короткозамкнутых контуров, произвольным образом ориетированных в пространстве. Задача сводится к рассмотрению динамической системы, включающей неподвижное (или совершающее заданное движение относительно инерциальной системы отсчета) идеально электропроводящее токовое кольцо и свободный динамически симметричный физический маятник с закрепленным на нем идеальным токовым кольцом в поле постоянной силы тяжести. (рис. I)



Уравнение движения рассмативаемой системы можно получить на основании уравнения Лагранжа для консервативной системы:

$$\frac{dt}{dt}\left[\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right] - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad i=\overline{1,n} \qquad (1)$$

где вывод обобщенных координат q_i в значительной степени является произвольным. Так как свободное тело имеет шесть степеней свободы - три поступательных и три вращательных, будем пользоватся двумя наборами обобщенных координат

где ρ,α,ζ - цилиндрические координаты центра масс; θ,ϕ,φ - углы Эйлера, определяющие ориентацию свободного тела по отношению к системе $O\xi\eta\zeta$, связанной с неподвижным кольцом, и $q_i = \xi,\eta,\xi,\alpha,\beta,\gamma$, содержащие декартовы координаты центра масс маятника ξ,η,ζ и углы Эйлера - Крылова α,β,γ. На основании теоремы Кенига кинетическая энергия системы T состоит из энергии поступательного T_1 и вращательного T_2 движений:

$$T = \frac{M}{2}\cdot\left[\dot\rho^2 + \rho^2\cdot\dot\alpha^2 + \dot\zeta^2\right] + \frac{A}{2}\cdot\left[\dot\psi^2\cdot\sin^2\theta + \dot\theta^2\right]\ \frac{C}{2}\cdot\left[\dot\varphi + \dot\psi\cdot\cos\theta\right]^2 \tag{2}$$

где A,C - центральные моменты инерции тела относительно осей ξ,η и оси ζ соответственно. Потенциальная энергия системы складывается из двух независимых слагаемых - потенциальной энергии магнитного взаимодействия токов неподвижного и свободного витков U_1:

$$U_1 = \frac{1}{2}\cdot\left[L_2\Phi_1^2 - 2\cdot L_{12}\cdot\Phi_1\cdot\Phi_2 + L_1\cdot\Phi_2^2\right]\cdot\left[L_1L_2 - L_{12}^2\right]^{-1} \tag{3}$$

и энергии гравитационного поля U_2. В общем виде для двух контуров с током взаимная индуктивность $L_{12}(q_i)$ определяется формулой

$$L_{12}(q_i) = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\oint\oint dl_1 dl_2 |R_{12}|^{-1} \tag{4}$$

и является функцией независимых конфигурационнных переменных - магнитных Φ_1 и Φ_2 и механических $q_1 \ldots, q_n$.

Знание потенциальной и кинетической энергии системы определяет функцию Лагранжа L=T-U, а следовательно, и уравнение движения системы с магнитной связью. Рассмотрим частный случай устойчивого квазисоосного движения системы, решение которого можно представить в виде:

$$\rho = 0;\ \alpha=\psi=\varphi=0;\ z=f(z_0,t);\ t>0 \tag{5}$$

Запишем функцию Лагранжа в принятой системе координат, в качестве которых кроме цилиндрических и Эйлера выбираем заряды в кольцах q_1 и q_2 и, соответсвенно, обобщенные скорости (токи) I_1 и I_2. Произведя дифференцирование в соответствии с уравнением Лагранжа, получим уравнения движения витка в виде:

$$M\ddot{\rho} = M\cdot\rho\cdot\dot{\alpha}^2 + \frac{\partial U}{\partial\rho};$$

$$\frac{d}{dt}\left[M\cdot\rho^2\cdot\dot{\alpha}^2\right] = \frac{\partial U}{\partial\alpha}; \qquad (6)$$

$$M\cdot\ddot{\zeta} = \frac{\partial U}{\partial\alpha};$$

$$A_1\ddot{\theta} = \frac{1}{2}\left[A_1 - A_3\right]\cdot\varphi^2\cdot\sin 2\theta - A_3\cdot\dot{\psi}\cdot\varphi\cdot\sin\theta + \frac{\partial U}{\partial\theta};$$

$$\frac{d}{dt}\left[A_1\cdot\varphi\cdot\sin^2\theta + A_3\cdot(\dot{\psi} + \dot{\varphi}\cdot\cos\theta)\cdot\cos\theta\right] = \frac{\partial U}{\partial\varphi};$$

$$\frac{d}{dt}\cdot\left[A_3\cdot(\dot{\psi} + \dot{\varphi}\cdot\cos\theta)\right] = \frac{\partial U}{\partial\psi};$$

Кроме того, дифференцируем Лагранжиан по электромеханическим обобщенным координатам, получим два интеграла движения:

$$I_1L_1 + L_{12}I_2 = \psi_1;\quad I_2L_2 + L_{12}I_1 = \psi_2. \qquad (7)$$

которые отражают условие "замороженности" магнитных потокосцеплений для контуров I и 2. Рассматривая производную от величины U по какой-либо из обобщенных координат (с учетом 7), видим, что

$$\frac{\partial U}{\partial q} = F\left\{\frac{\partial L_{12}}{\partial q}, L_1, L_2, \psi_1, \psi_2, L_{12}\right\}. \qquad (8)$$

Выражение для L_{12} в принятой системе координат имеет вид

$$L_{12} = \frac{\mu_0 r_1 r_2}{4\pi}\cdot\iint_0^{2\pi}\left\{[\sin(2\varphi_1)\cdot\sin(\varphi_2-\varphi)+\cos(\varphi_2-\varphi)\cdot\cos 2\varphi_2\cdot\cos\theta]\right.$$

$$d\varphi_1 \cdot d\varphi_2 \Big\} \cdot a^{-1/2} ; \qquad (9)$$

$$a = r_1^2 + r_2^2 + \zeta^2 - 2 \cdot r_1 r_2 \Big[\cos(2\varphi_1) \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi) + \sin 2\varphi_1 \cdot \sin(\varphi_2 + \varphi) \cdot \cos\vartheta\Big] + 2 \cdot r_1 \rho \cdot \Big[\cos(2\varphi_1) \cdot \cos(\varphi - \alpha) - \sin(2\varphi_1) \cdot \sin(\varphi - \alpha) \cdot \cos\vartheta\Big] - 2 \cdot r_2 \cdot \rho \cdot \cos(\varphi_2 - \alpha) + 2 \cdot r_1 \cdot \zeta \cdot \sin(2\varphi_1) \cdot \sin\vartheta \qquad (10)$$

Из полученных выражений видно, что обобщенные координаты ψ, q_1 и q_2 являются циклическими. Исходя из того, что для квазисоосного движения $\partial U/\partial\psi = 0$, получим еще один интеграл движения:

$$A_3 \cdot (\dot\psi + \dot\varphi \cdot \cos\vartheta) = C_1 \qquad (11)$$

Вводя функцию Рауса для исключения циклических координат

$$R = L - \sum_{i=1}^{3} \dot q_i \cdot C_1, \qquad (12)$$

запишем ее в следующем виде

$$R = \frac{M}{2} \cdot (\dot\rho^2 + \rho^2 \cdot \dot\alpha^2 + \dot\zeta^2) + \frac{A}{2} \cdot (\dot\varphi^2 \cdot \sin^2\vartheta + \dot\vartheta^2) - U - C_1^2 + C_1 \dot\varphi \cdot \cos\vartheta. \qquad (13)$$

Используя теперь известную формулу для гамильтониана системы

$$H = \sum_{j=1}^{k} \frac{\partial R}{\partial \dot q_j} \cdot \dot q_j - R = \text{const} , \qquad (14)$$

представим его в том виде, который не включает в себя циклические координтаты:

$$H = \frac{M}{2} \cdot (\dot\rho^2 + \rho^2 \cdot \dot\alpha^2 + \dot\zeta^2) + \frac{A_1}{2} \cdot (\dot\varphi^2 \cdot \sin^2\vartheta + \dot\vartheta^2) + U \qquad (15)$$

Исследуем частное решение (5) на устойчивость по отношению к малым возмущениям, обозначив все переменные, которым придаются малые возмущения, через вектор $\bar{x} = [\rho, \alpha, \vartheta, \varphi, \dot\rho, \dot\alpha, \dot\vartheta, \dot\varphi]$. Переменные, по которым исследуется устойчивость, через

$y=[\rho,\varphi,\vartheta]^*$. Для доказательства устойчивости по теореме В.Румянцева необходимо найти функцию вида $V(\bar{x},\bar{x}_0)$, которая удовлетворяла бы свойствам:

$$V(\bar{x},\bar{x}_0) = 0, \text{ при } \bar{x}= 0, \quad \frac{dV(\bar{x},\bar{x}_0)}{dt} \le 0 \qquad (16)$$

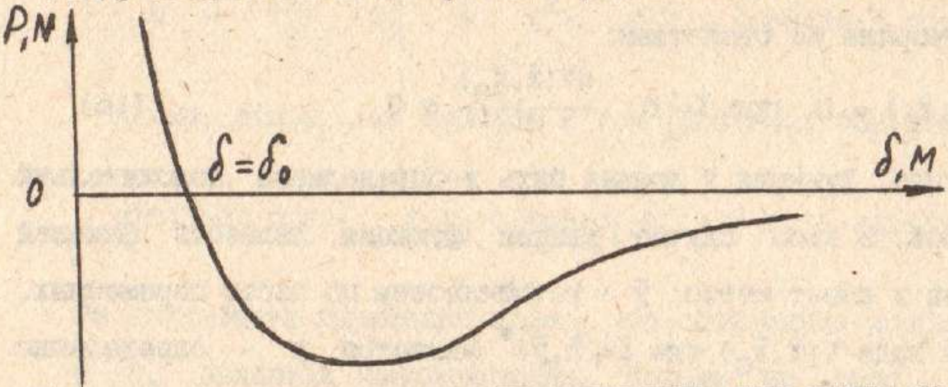
Кроме того, функция V должна быть y-определенно положительной величиной. В этом случае данная функция являестя фнкцией Ляпунова и имеет место $\bar{y}$ - устойчивость по части переменных. Функция вида $V(\bar{x},\bar{x}_0)$ где $\bar{x}=[\bar{z},\bar{y}]^*$ является y - определенно положительной, если имеется такая определенно-положительная функция вида $W(\bar{y})$, для которой выполняется условие $V(\bar{x},\bar{x}_0)>W(\bar{y})$. построим функцию Ляпунова, используя гамильтониан системы (I5) в виде $V=H-H_0$, H_0- гамильтониан при $\bar{x}=0$, запишем ее в развернутом виде

$$V = \frac{M}{2}\cdot(\dot{\rho}^2+ \rho^2\cdot\dot{\alpha}^2+ \dot{\zeta}^2) + \frac{A_1}{2}\cdot(\dot{\varphi}^2\cdot\sin^2\vartheta+\dot{\vartheta}^2) + U - U_0. \qquad (17)$$

из данной формулы следует, что в качесвте функции $W(\bar{y})$ можно выбрать величину $W(\bar{y})=U-U_0$. Для доказательства устойчивости по переменным $\bar{y}$ достаточно доказать знакоположительность величины $W(\bar{y})=U-U_0$, что эквивалентно доказательству с помощью критерия Сильвестра знакоопределенности квадратичной формы разложения функции $W(\bar{y})$ в ряд Тейлора по переменным $\bar{y}$ в окрестности точки $\bar{y}=0$. Исследования критериев устойчивости динамической системы с магнитным взаимодействием показали, что зона устойчивости наиболее широкая для случаев взаимодействия сверпроводящих колец с почти равными геометрическими параметрами.

Обсуждение результатов численного анализа

Зависимость силы магнитного взаимодействия от расстояния между космическими аппаратами представлена на фиг. 2.



По мере сближения космических аппаратов, как видно из графика, имеет место притяжение. В этом случае скорость сближения будет возрастать до тех пор, пока зазор между космическими объектами не станет равным δ≅ δо. За счет магнитного притяжения космические объекты приобретут кинетическую энергию, равную работе сил притяжения. В положении δ = δо космические объекты за счет магнитного взаимодействия будут сориентированы в направлении стыковки и в направлении, перепендикулярном направлению стыковки. При сближении космических аппаратов на расстояние δ < δо между ними возникает сила отталкивания, которые уменьшают скорость относительного сближения. Работа сил отталкивания равна уменьшению кинетической энергии, приобретенной за счет магнитного притяжения. Когда по мере сближения косимческих объектов работа сил отталкивания станет равной всей кинетической энергии, то при нулевом начальном импульсе сближения относительная скорость сближения космических объектов будет равна нулю. В этом положении космические аппараты могут быть соединены известными приемами.

Расчеты показывают, что максимальное рассояние между объектами в начале стыковки может достигать 10^3–10^4 при уровне запасенной энергии в сверхпроводящих магнитных элементах

50-I00 мДж. После стыковки запасенная энергия сверхпроводящих элементов может быть использована на борту косимческих аппаратов.

Литература

[1]. Кубасов В.Н., Данков Г.Ю., Яболнько Ю.П. Методы сближения на орбите. - М.: машиностроение, I985. - I84 с.

[2]. Козорез В.В. Динамические системы магнитно взаимодействующих свободных тел. - Киев: Наук.,думка, I98I - I40 с.

[3]. Михалевич В.С.,козорез В.В., Рашкован В.М. и др. "Магнитная потенциальная яма" - эффект стабилизации сверхпроводящих динамических систем. - Кмев: Наук. думка, I99I. - 336 с.