

УДК 531.36:534.1

© 2001 г. М. Паскаль, А. Джеббли, Л. Эль Баккали

НОВАЯ СХЕМА РАЗВЕРТЫВАНИЯ И СВЕРТЫВАНИЯ СПУТНИКОВОЙ ТРОСОВОЙ СИСТЕМЫ, ПРОМЕЖУТОЧНАЯ МЕЖДУ ОБЫЧНОЙ СХЕМОЙ И СХЕМОЙ ПОЛЗУНА

Исследуется динамика спутниковой тросовой системы в процессе разворачивания и свертывания на орбите. Система состоит из космической станции и соединенного с ней тросом второго тела (зонда). Станция и зонд рассматриваются как материальные точки и предполагается, что их центр масс движется по невозмущенной кеплеровой орбите. Определяются схемы разворачивания и свертывания, при которых линейные обыкновенные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами, описывающие малые пространственные колебания системы, допускают аналитическое решение. Получена имеющая определенные преимущества промежуточная схема, обобщающая предложенные ранее [1] обычную схему и схему ползуна.

Использование спутниковых тросовых систем предлагалось для решения большого числа задач космической динамики – таких, как обеспечение возврата космонавтов при работе в открытом космосе, формирование длинных антен, проведение экспериментов в верхней атмосфере и пр. [2]. В настоящей работе основное внимание уделяется исследованию колебаний системы, состоящей из космической станции и соединенного с ней тросом второго тела (зонда), в процессе разворачивания и свертывания. В такой системе могут развиваться большие колебания, приводящие к неустойчивости всей системы [3, 4]. Кроме рассматривавшихся ранее линейного и экспоненциального законов изменения длины троса были предложены [1] новые законы изменения длины троса, проведено сравнение характера возбуждающихся при этих законах колебаний, и в дополнение к обычной схеме была предложена также схема ползуна, в которой зонд ползет по тросу, предварительно развернутому на полную длину.

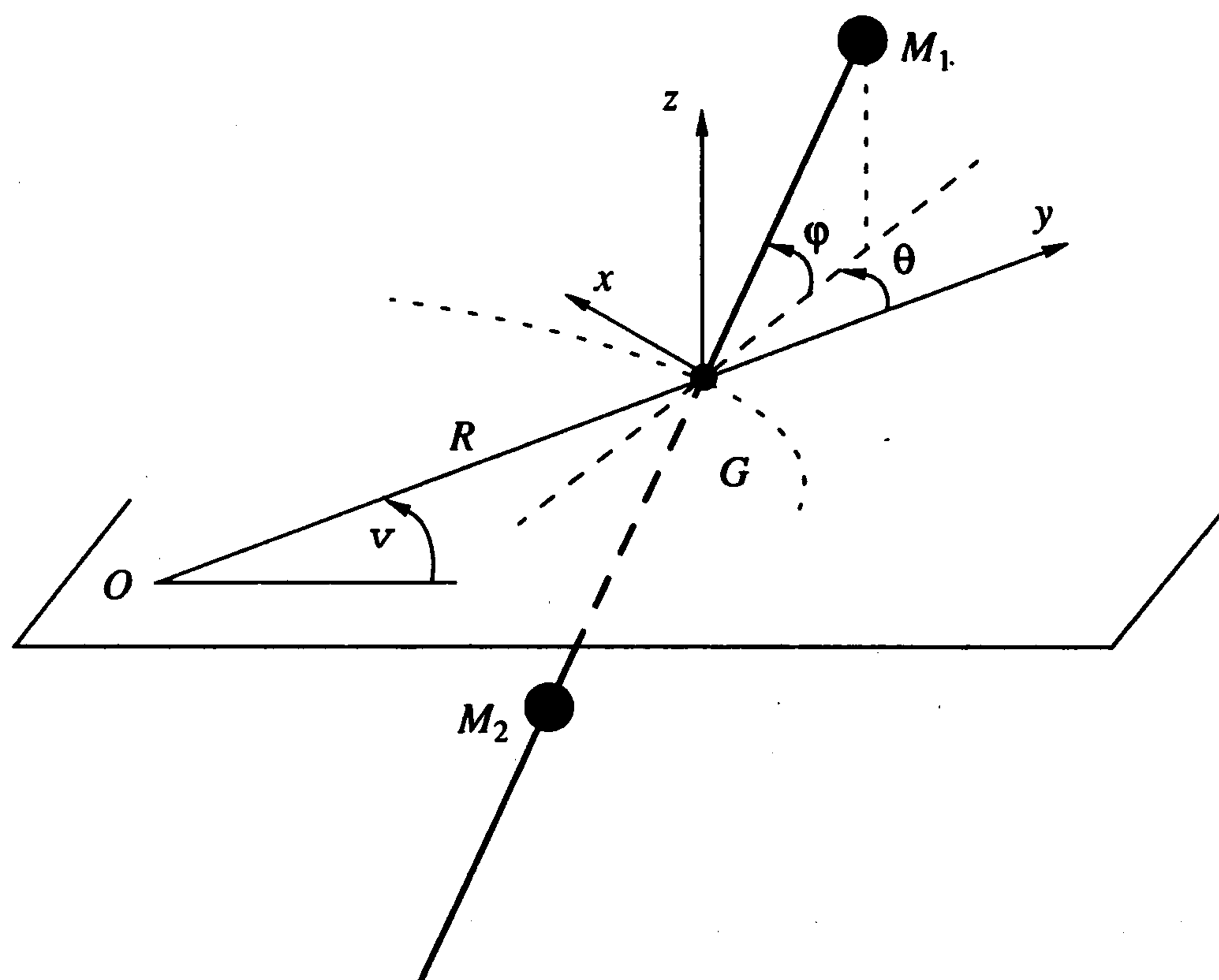
Цель настоящей работы – исследование поведения системы с промежуточной схемой разворачивания и свертывания, обобщающей обычную схему и схему ползуна.

1. Постановка задачи. Рассматривается спутниковая тросовая система, состоящая из космической станции и второго тела (зонда), перемещающегося вдоль прямолинейного троса переменной длины $L(t)$. Космическая станция и зонд рассматриваются как материальные точки M_1 и M_2 с массами m_1 и m_2 , $S(t) \leq L(t)$ – расстояние между точками M_1 и M_2 . Предполагая, что трос разворачивается с космической станции, будем считать массу m_2 зонда постоянной, а массы m_1 и m_3 космической станции и троса – зависящими от времени. Это приводит к соотношениям

$$\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 = 1, \quad \dot{\mu}_1 + \dot{\mu}_3 = 0, \quad \dot{\mu}_3 = \mu_3 \dot{L} / L \quad (1.1)$$

$$m_3 = \rho L, \quad \mu_i = m_i / m, \quad i = 1, 2, 3$$

где ρ – плотность троса и m – общая масса (постоянная) системы. Предположим, что центр масс G системы движется в экваториальной плоскости Земли. В плоскости



Фиг. 1

орбиты введены полярные координаты v и R ($R = OG$, O – центр Земли). Два угла θ и ϕ определяют угловое положение троса в орбитальной системе координат $Gxyz$ (y – локальная вертикаль, x – нормаль к плоскости орбиты (фиг. 1)). Кинетическая энергия системы равна

$$T = \frac{m}{2} \{ R^2 + S^2 A [(\dot{\theta} + \dot{v})^2 \cos^2 \phi + \dot{\phi}^2] + B \dot{S}^2 + \mu_3 [(1 - \mu_3) \dot{L} - 2\mu_2 \dot{S}] \} \quad (1.2)$$

где

$$A = \mu_1 \mu_2 + \frac{\mu_3}{4} \left(\mu_1 + \mu_2 + \frac{1}{3} \right) \left(\frac{L}{S} \right)^2 - \mu_2 \mu_3 \left(\frac{L}{S} - 1 \right), \quad B = \mu_2 (\mu_1 + \mu_3) \quad (1.3)$$

Потенциальная энергия гравитационных сил в спутниковом приближении равна (f – постоянная тяготения)

$$V = -\frac{fm}{R} \left[1 + \frac{S^2 A}{2R^2} (3 \cos^2 \theta \cos^2 \phi - 1) \right] \quad (1.4)$$

Видно, что кинетическую и потенциальную энергии [1] систем с обычной схемой развертывания и свертывания и схемой ползуна можно получить из формул (1.2)–(1.4) при значениях $L(t) = S(t)$ для обычной схемы и $L = \text{const}$ для схемы ползуна.

Уравнения движения системы с промежуточной схемой запишем в форме уравнений Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{dT}{dq_i} - \frac{\partial(T-V)}{\partial q_i} = Q_i, \quad q_i = (R, v, S, L, \theta, \phi)^T \quad (1.5)$$

Здесь Q_i – непотенциальные обобщенные силы (силы управления ориентацией, сопротивления воздуха и пр.).

Предположим, что центр масс системы движется по эллиптической орбите

$$R = \frac{h^2}{f(1 + e \cos v)}, \quad R^2 \dot{v} = h \quad (h, e = \text{const}, e < 1) \quad (1.6)$$

и введем обозначения (здесь и далее штрих означает производную по v)

$$\sigma = 1 + e \cos v, \quad \tilde{G} = \frac{\tilde{p}'}{\tilde{p}}, \quad \tilde{p} = \frac{\tilde{S}}{\tilde{S}(0)}, \quad \tilde{S}(v) = S\sigma\sqrt{A} \quad (1.7)$$

$$\tilde{Q}_\theta = \frac{Q_\theta}{mS^2 A \dot{v}^2}, \quad \tilde{Q}_\varphi = \frac{Q_\varphi}{mS^2 A \dot{v}^2}$$

Тогда пространственные угловые колебания троса будут определяться уравнениями

$$\theta'' \cos^2 \varphi + 2\tilde{G}(\theta' + 1) \cos^2 \varphi - \varphi'(\theta' + 1) \sin(2\varphi) + \frac{3}{2\sigma} \cos^2 \varphi \sin(2\theta) = \tilde{Q}_\theta \quad (1.8)$$

$$\varphi'' + 2\tilde{G}\varphi' + \frac{(\theta' + 1)^2}{2} \sin(2\varphi) + \frac{3}{2\sigma} \cos^2 \theta \sin(2\varphi) = \tilde{Q}_\varphi$$

2. Частные законы развертывания и свертывания на круговой орбите. Предполагая, что центр масс G движется по круговой орбите ($e = 0$) с постоянной угловой скоростью ω ($v = \omega t$), линеаризованные уравнения малых колебаний троса в окрестности локальной вертикали получим из уравнений (1.8) при $\theta \ll 1$ и $\varphi \ll 1$

$$\theta'' + 2\tilde{G}(\theta' + 1) + 3\theta = \tilde{Q}_\theta, \quad \varphi'' + 2\tilde{G}\varphi' + 4\varphi = \tilde{Q}_\varphi \quad (2.1)$$

В случае промежуточной схемы развертывания и свертывания, как и в случае обычной схемы и схемы ползуна [1], можно выбрать специальные законы изменения длины троса $L(t)$ и перемещения $S(t)$ зонда вдоль троса, чтобы получить аналитическое решение системы (2.1).

Предположим, что \tilde{G} – решение дифференциального уравнения ($\delta < 3$ – произвольная постоянная)

$$\tilde{G}' + \tilde{G}^2 = \delta \quad (2.2)$$

Тогда малые пространственные колебания троса определяются формулами

$$\theta = -\frac{2}{3}\tilde{G} + \frac{1}{\tilde{p}} \left[C \sin(\delta_\theta v + \varphi_1) + \frac{1}{\delta_\theta} \int_0^v \sin(\delta_\theta(v - \tau)) \hat{Q}_\theta(\tau) d\tau \right]$$

$$\varphi = \frac{1}{\tilde{p}} \left[D \sin(\delta_\varphi v + \varphi_2) + \frac{1}{\delta_\varphi} \int_0^v \sin(\delta_\varphi(v - \tau)) \hat{Q}_\varphi(\tau) d\tau \right] \quad (2.3)$$

$$\delta_\theta = \sqrt{3 - \delta}, \quad \delta_\varphi = \sqrt{4 - \delta}, \quad \hat{Q}_\theta = \tilde{p}\tilde{Q}_\theta, \quad \hat{Q}_\varphi = \tilde{p}\tilde{Q}_\varphi$$

где $C, D, \varphi_1, \varphi_2$ – произвольные постоянные. Из уравнения (2.2) получается следующее дифференциальное уравнение для $\tilde{p}(v)$:

$$\tilde{p}'' - \delta\tilde{p} = 0, \quad \tilde{p}(0) = 1 \quad (2.4)$$

Как и в случаях обычной схемы и схемы ползуна, выведем некоторые частные

зависимости $\tilde{p}(v)$ в соответствии со знаком δ (гиперболический, экспоненциальный, линейный и синусоидальный законы)

$$\begin{aligned} \delta > 0, \quad \tilde{p}_{hy} &= \frac{\text{sh}(v_f \sqrt{\delta}(1-\tau)) + \tilde{p}_f \text{sh}(v_f \sqrt{\delta}\tau)}{\text{sh}(v_f \sqrt{\delta})} \\ \delta &= \tilde{G}^2(0), \quad \tilde{p}_{exp} = \tilde{p}_f^\tau \\ \delta = 0, \quad \tilde{p}_{lin} &= 1 + (\tilde{p}_f - 1)\tau \\ \delta < 0, \quad \tilde{p}_{sin} &= \frac{\sin(v_f \sqrt{-\delta}(1-\tau)) + \tilde{p}_f \sin(v_f \sqrt{-\delta}\tau)}{\sin(v_f \sqrt{-\delta})} \\ \tilde{p}_f &= X p_f, \quad p_f = S_f / S_0, \quad X = \sqrt{A_f / A_0} \\ \tau &= v / v_f, \quad v_f = \omega t_f \end{aligned} \tag{2.5}$$

где t_f – общее время развертывания или свертывания от начального состояния S_0, L_0 до конечного состояния S_f, L_f ; A_0 и A_f вычисляются по формуле (1.3) при значениях S_0, L_0 и S_f, L_f соответственно.

Из соотношений (2.5) получим начальные значения величины \tilde{G}

$$\tilde{G}_0 = \begin{cases} \sqrt{\delta} \frac{\tilde{p}_f - \text{ch}(v_f \sqrt{\delta})}{\text{sh}(v_f \sqrt{\delta})}, & \delta > 0 \\ \frac{\tilde{p}_f - 1}{v_f}, & \delta = 0 \\ \sqrt{-\delta} \frac{\tilde{p}_f - \cos(v_f \sqrt{-\delta})}{\sin(v_f \sqrt{-\delta})}, & \delta < 0 \end{cases} \tag{2.6}$$

Отсюда следует, что при фиксированном значении v_f величина \tilde{G}_0 пропорциональна конечному значению \tilde{p}_f величины \tilde{p} .

Как и ранее [1], для монотонности изменения \tilde{p} постоянная δ должна выбираться из интервала $[\delta_1^+, \delta_2^+]$ для развертывания ($\tilde{p}_f > 1$) и из интервала $[\delta_1^-, \delta_2^-]$ для свертывания ($\tilde{p}_f < 1$), где

$$\delta_1^\pm = -\left[\frac{1}{v_f} \arccos \tilde{p}_f^{\mp 1} \right]^2, \quad \delta_2^\pm = \left[\frac{1}{v_f} \text{Ar ch } \tilde{p}_f^{\pm 1} \right]^2 \tag{2.7}$$

Из формул (2.5) для \tilde{p} можно вывести соответствующие формулы изменения длины троса $q(t) = L(t)/L_0$ и перемещения $p(t) = S(t)/S_0$ зонда, используя уравнение

$$A p^2 - A_0 \tilde{p}^2 = 0 \tag{2.8}$$

Вводя обозначения

$$K = \frac{S_0}{L_0}, \quad \mu_3^0 = \frac{\rho L_0}{m}$$

$$\alpha = \mu_2(1 - \mu_2), \quad \beta(q) = K \mu_2 \mu_3^0 q^2, \quad \gamma(q) = K^2 \mu_3^0 q^3 \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{4} \mu_3^0 q \right)$$

величины A и A_0 представим в виде

$$A = \alpha - \frac{\beta(q)}{p} + \frac{\gamma(q)}{p^2}, \quad A_0 = A|_{p=q=1} \quad (2.9)$$

Полагая закон изменения длины троса $q(t)$ известным, перемещение $p(t)$ зонда по тросу определим из уравнения

$$\alpha p^2 - \beta p + \gamma - A_0 \tilde{p}^2 = 0 \quad (2.10)$$

При $v = 0$, $q = 1$ один из корней уравнения (2.10) равен $p = 1$, при $v = v_f$, $q = q_f$ один из корней равен $p = p_f$. Отсюда для значений Δ_0 и Δ_f дискриминанта Δ уравнения (2.10) в начальный и конечный моменты времени вытекают соотношения

$$\Delta_0 = [2\mu_2(1 - \mu_2) - K\mu_2\mu_3^0]^2 \quad (2.11)$$

$$\Delta_f = [2\mu_2(1 - \mu_2)p_f - K\mu_2\mu_3^0 q_f^2]^2$$

Чтобы получить допустимое решение уравнения (2.10), нужно проверить несколько дополнительных условий. Для того чтобы решение было действительным, дискриминант должен быть положительным при $0 \leq v \leq v_f$. Кроме этого, решение должно удовлетворять неравенству

$$0 < p < Kq \quad (2.12)$$

и, наконец, подходят только монотонные законы изменения p . В следующем разделе исследуются схемы развертывания и свертывания, для которых все эти условия выполняются.

3. Новые схемы развертывания и свертывания. Исследуются схема развертывания S^+/L^- , соответствующая $p_f > 1$, $q_f < 1$ (расстояние между космической станцией и зондом увеличивается при одновременном свертывании троса), и схема свертывания S^-/L^+ , соответствующая $p_f < 1$, $q_f > 1$ (расстояние между космической станцией и зондом сокращается при одновременном развертывании троса).

В обеих схемах предполагается монотонность законов изменения \tilde{p} , p и q с одинаковым знаком приращения \tilde{p} и p . Отсюда следуют условия

$$S^+/L^- : \tilde{p}' > 0, \quad p' > 0, \quad q' < 0 \quad (3.1)$$

$$S^-/L^+ : \tilde{p}' < 0, \quad p' < 0, \quad q' > 0$$

Принимая во внимание соотношение

$$\mu_3^0 q - 1 + \mu_2 = \mu_3 - 1 + \mu_2 = -\mu_1$$

для производной дискриминанта уравнения (2.10) получим

$$\Delta' = -4K^2\mu_2\mu_3^0 q^2 q' \mu_1 + 8\mu_2(1 - \mu_2)A_0 \tilde{p} \tilde{p}'$$

Отсюда следует, что

$$S^+/L^- : \Delta' > 0, \quad S^-/L^+ : \Delta' < 0$$

и в соответствии с соотношениями (2.11) получим

$$S^+/L^- : 0 < \Delta_0 \leq \Delta \leq \Delta_f$$

$$S^-/L^+ : 0 < \Delta_f \leq \Delta \leq \Delta_0$$

Два решения уравнения (2.10) определяются формулами

$$p_{\pm} = \frac{\beta \pm \sqrt{\Delta}}{2\alpha} \quad (3.2)$$

Решение p_- не подходит, так как из соотношения

$$p'_- = \frac{\beta'}{2\alpha} - \frac{\Delta'}{4\alpha\sqrt{\Delta}}, \quad \beta' = 2K\mu_2\mu_3^0qq' \quad (3.3)$$

следует, что

$$S^+ / L^- : \tilde{p}' > 0, \quad q' < 0, \quad \Delta' > 0 \Rightarrow p'_- < 0$$

$$S^- / L^+ : \tilde{p}' < 0, \quad q' > 0, \quad \Delta' < 0 \Rightarrow p'_- > 0$$

Остается только решение p_+ . Монотонность изменения p_+ можно доказать в случае большой массы космической станции. При $\mu_2 \ll 1, \mu_3 \ll 1$ приближенное значение величины p_+ равно

$$p_+ = [\tilde{p}^2(1+b) - bq^3]^{1/2}, \quad b = K^2 \frac{\mu_3^0}{3\mu_2} \quad (3.4)$$

Для обеих схем S^+/L^- и S^-/L^+ функция p_2 монотонна с тем же знаком приращения, что и \tilde{p} .

Принимая $S_0 < L_0$ и $S_f < L_f$ получим

$$S^+/L^-: S_0 < S < S_f < L_f < L$$

$$S^-/L^+: S_f < S < S_0 < L_0 < L$$

и в обоих случаях $S(v) \leq L(v)$ при $0 \leq v \leq v_f$

4. Сравнение характера колебаний систем при разных процедурах развертывания и свертывания. Для круговой орбиты пространственное движение троса будем определять уравнениями (1.8), в которых положим $\sigma = 1$, пренебрежем величинами \tilde{Q}_θ и \tilde{Q}_φ , а также положим $\tilde{G} = \tilde{S}' / \tilde{S}$, $\tilde{S} = S\sqrt{A}$. Здесь A принимает различные значения в соответствии с выбранными формулами для переменных, определяющих процессы развертывания и свертывания:

для обычной схемы

$$A \equiv A_L = \mu_2(1 - \mu_2) + \mu_3 \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{4}\mu_3 \right) - \mu_3\mu_2, \quad \mu_3 = \rho \frac{S(t)}{m} \quad (4.1)$$

для схемы ползуна ($L = \text{const}, S(t) \leq L$)

$$A \equiv A_S = \mu_2(1 - \mu_2) + \mu_3 \frac{L^2}{S^2} \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{4}\mu_3 \right) - \mu_3\mu_2 \frac{L}{S}, \quad \mu_3 = \rho \frac{L}{m} \quad (4.2)$$

для промежуточной схемы величина A определяется первым выражением из (2.9)

$$A \equiv A_{LS}$$

Качественное сравнение поведения системы с этими схемами развертывания и свертывания можно провести, выбирая в качестве критерия отношение $X = \tilde{p}_f / p_f$ [1].

Уравнения (1.8) допускают частное решение

$$\theta = \theta_0, \quad \theta' = \varphi = \varphi' = 0$$

Постоянная θ_0 определяется соотношением

$$\sin 2\theta_0 = -\frac{4}{3}\tilde{G} = -\frac{4}{3}\frac{\tilde{S}'}{\tilde{S}} = -\frac{4}{3}\frac{\tilde{p}'}{\tilde{p}} \quad (4.3)$$

Для движения с постоянным углом отклонения разворачивающегося троса [5] из соотношения (4.3) получим

$$\ln \tilde{p}_f = -\frac{3}{4}v_f \sin 2\theta_0 \quad (4.4)$$

Предполагая, что для трех схем (обычной схемы, схемы ползуна и промежуточной схемы) величины p_f и v_f имеют одни и те же значения, можно для сравнения результирующих отклонений троса от локальной вертикали использовать полученные значения θ_0 :

$$S^+ / L^- : p_f > 1, \tilde{p}_f = Xp_f > 1, |\sin 2\theta_0| = \frac{4}{3} \frac{\ln(Xp_f)}{v_f}$$

$$S^- / L^+ : p_f < 1, \tilde{p}_f = Xp_f < 1, 0 < \sin 2\theta_0 = -\frac{4}{3} \frac{\ln(Xp_f)}{v_f}$$

Отсюда следует, что для уменьшения амплитуды колебаний θ_0 при разворачивании нужно уменьшать величину X , а при свертывании, наоборот, – увеличивать.

Оценка [5] влияния массы троса на поведение системы показывает, что это влияние очень мало.

Ниже будет проведена оценка динамических характеристик системы при разворачивании и свертывании путем сравнения величины X для промежуточной схемы и схемы ползуна с обычной схемой с безмассовым тросом ($X = 1$). В предположении, что масса m_1 космической станции велика по сравнению с массой m_2 зонда, величины $X = \tilde{p}_f / p_f$ для схемы ползуна и промежуточной схемы определяются формулами

$$X \equiv X_S = \frac{3\mu_2 S_0^2 p_f^2 + \mu_3 L^2}{p_f^2 (3\mu_2 S_0^2 + \mu_3 L^2)}, \quad X \equiv X_{LS} = \frac{3\mu_2 p_f^2 + \mu_3^0 K^2 q_f^3}{p_f^2 (3\mu_2 + \mu_3^0 K^2)} \quad (4.5)$$

или

$$X_S - 1 = \frac{\mu_3 L^2 (1 - p_f^2)}{p_f^2 (3\mu_2 S_0^2 + \mu_3 L^2)}, \quad X_{LS} - 1 = \frac{\mu_3^0 K^2 (q_f^3 - p_f^2)}{p_f^2 (3\mu_2 + \mu_3^0 K^2)} \quad (4.6)$$

Отсюда для процедуры разворачивания (S^+ / L^- , $p_f > 1$) получим $X_S < 1$, а для процедуры свертывания (S^- / L^+ , $p_f < 1$) получим $X_S > 1$. Значит, поведение системы со схемой ползуна в обоих случаях лучше, чем с обычной схемой и безмассовым тросом. Для промежуточной схемы при разворачивании (S^+ / L^- , $p_f > 1$, $q_f < 1$) выполняется условие $X_{LS} < 1$, а при свертывании (S^- / L^+ , $p_f < 1$, $q_f > 1$) – условие $X_{LS} > 1$, т.е. поведение системы с промежуточной схемой при свертывании и при разворачивании лучше, чем для обычной схемы.

Сравним теперь промежуточную схему со схемой ползуна

$$X_{LS} - X_S = \frac{1+a}{1+b} - \frac{1+a_1}{1+b_1} \quad (4.7)$$

$$a = \frac{\mu_3^0 K^2 q_f^3}{3\mu_2 p_f^2}, \quad a_1 = \frac{\mu_3 L^2}{3\mu_2 S_0^2 p_f^2}, \quad b = \frac{\mu_3^0 K^2}{3\mu_2}, \quad b_1 = \frac{\mu_3 L^2}{3\mu_2 S_0^2}$$

Для процедуры разворачивания (S^+/L^- , $p_f > 1$, $q_f < 1$) предположим, что конечная длина троса L_f в промежуточной схеме такая же, как постоянная длина L троса в схеме ползуна, и что начальные положения S_0 зонда одинаковые, тогда $a = a_1$, $b > b_1$.

Следовательно, для процедуры разворачивания выполняется соотношение $X_{LS} < X_S$.

Для процедуры свертывания (S^-/L^+ , $p_f < 1$, $q_f > 1$) предположим, что начальная длина L_0 троса в промежуточной схеме такая же, как длина L троса в схеме с ползуном, и что значения S_0 одинаковые, тогда $b = b_1$, $a > a_1$.

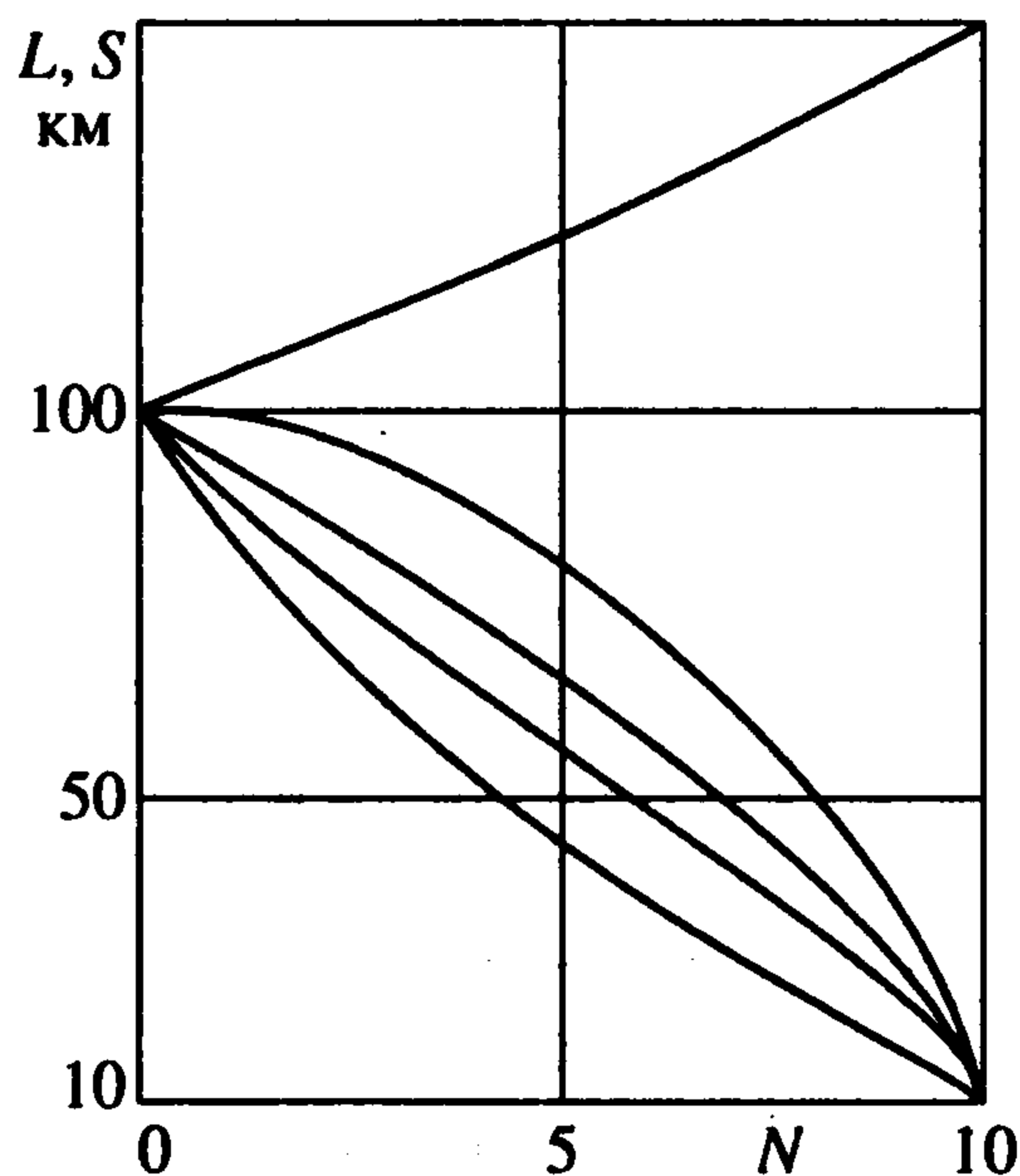
Следовательно, для процедуры свертывания выполняется соотношение $X_{LS} > X_S$.

Итак, в обоих случаях поведение системы с промежуточной схемой лучше, чем со схемой ползуна.

5. Численные результаты. Численное исследование системы с промежуточной схемой разворачивания и свертывания было проведено при следующих значениях параметров: общая масса системы $m = 5 \cdot 10^3$ кг, масса зонда $m_2 = 850$ кг, линейная плотность троса $\rho = 7.5 \cdot 10^{-4}$ кг/м, разворачиванию соответствует $p_f = 10$ и свертыванию — $p_f = 0.1$. Для обеих процедур S^-/L^+ и S^+/L^- принимается экспоненциальный закон изменения длины троса q

$$q = \exp(K_f v), \quad K_f = v_f^{-1} \ln q_f$$

Вид зависимостей L и S при свертывании S^-/L^+ от числа оборотов N центра масс спутника по орбите показан на фиг. 2. Верхняя кривая соответствует зависимости $L(t)$, и далее сверху вниз идут $S_{\sin}(t)$, $S_{\text{lin}}(t)$, $S_{\text{exp}}(t)$ и $S_{\text{hyp}}(t)$. При разворачивании S^+/L^- функции L и S получаются заменой времени t на $t_f - t$.



Фиг. 2

Для сравнения характера поведения систем с обычной схемой разворачивания и свертывания, схемой ползуна и промежуточной схемой предположим, что при разворачивании троса выбирается одна и та же конечная длина троса во всех трех схемах, а при свертывании выбирается одинаковая начальная длина троса (таблица).

Численное интегрирование уравнений (1.8) проводилось на интервале времени, соответствующем двадцати оборотам спутника по орбите, и показало качественное совпадение характера колебаний при всех трех схемах разворачивания и свертывания.

	S_0 , км	S_f , км	L_0 , км	L_f , км	p_f	\bar{p}_f
Развертывание системы						
Обычная схема	10	100			10	10
Схема ползуна	10	100	100	100	10	4.850
Промежуточная схема S^+/L^-	10	100	150	100	10	2.869
Свертывание системы						
Обычная схема	100	10			0.1	0.1
Схема ползуна	100	10	100	100	0.1	0.2062
Промежуточная схема S^-/L^+	100	10	100	150	0.1	0.3485

Относительно амплитуды возбуждаемых колебаний можно отметить следующее.

При развертывании системы амплитуда колебаний в плоскости орбиты системы с промежуточной схемой в несколько раз меньше, чем для систем с обычной схемой и со схемой ползуна. В то же время амплитуда колебаний, перпендикулярных плоскости орбиты, имеет одинаковый порядок для всех трех схем.

При свертывании системы амплитуда финальных колебаний как в плоскости орбиты, так и перпендикулярно плоскости орбиты для промежуточной схемы существенно меньше, чем для двух других схем.

Авторы благодарят С.Я. Степанова за перевод статьи и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Djebli A., Pascal M., El Bakkali L. Laws of deployment / retrieval in tether connected satellites systems // Acta Astronaut. 1999. V. 45. № 2. P. 61–73.
2. Beletsky V.V., Levine E.M. Dynamics of space tether systems // Advances in the Astronautical Sciences. San Diego, CA.: AAS Publ Univlet Inc., 1993. V. 83. 449 p.
3. Bainum P.M., Kumar V.K. Optimal control of the shuttle-tethered subsatellite system // Acta Astronaut. 1980. V. 7. № 12. P. 1333–1348.
4. Modi V.J., Misra A.K. Deployment dynamics and control of tethered satellite systems // AIAA / AAS Astrodynamics Conf. Palo Alto, USA, 1978. 11 p.
5. Glickman R.E., Ryback S.C. Gravity gradient enhancement during tethered payload retrieval // J. Astronaut. Sci. 1987. V. 35. № 1. P. 57–74.

Париж

Поступила в редакцию
5.XII.2000