КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Т. 30 1992 Вып. 5

УДК 533.6

 В. С. Асланов

# НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ НЕУПРАВЛЯЕМОМ СПУСКЕ В АТМОСФЕРЕ АСИММЕТРИЧНЫХ КА

В нелинейной постановке рассматривается неуправляемое движение вокруг центра масс КА с малой динамической и аэродинамической асимметрией при спуске в атмосфере. Движение КА разделено на быстрое и медленное, выделены две быстрые переменные — фаза пространственного угла атаки и угол собственного вращения. Для общего случая предложена схема приведения уравнений движения КА к стандартной двухчастотной системе. Установлены общие условия резонанса, когда линейная целочисленная комбинация частоты колебания пространственного угла атаки и средней частоты собственного вращения оказывается близкой к нулю. Выявлены новые виды нелинейных резонансов. Выписаны усредненные уравнения движения, найдены необходимые и достаточные условия «застревания» в резонансе. Приведена схема выбора проектно-баллистических характеристик неуправляемого КА из условия отсутствия на траектории спуска застревания в резонансе.

V. S. Aslanov. **Nonlinear resonance motion of a slightly asymmetric re-entry vehicle.** A free flight motion around of the mass centre of a re-entry body with small asimmetries in mass and cofiguration is nonlinear formulation. The spatial motion is divided to quick and slow motions. Two fast varibles are selected: the phase angle of attack and roll angle relative to wind. A scheme for reducing the equations of motions to standart two-frequencies system is presented for general case. General condions of resonance are stated, when linear integer-valued combination of oscillation frequency of the angle attack and average frequency of the roll angle relative to wind turn out to be zero approximatily. New nonlinear resonances are exposed. Avereraged equations of motion, nessary and sufficient conditions of sezure near resonance are obtained. Scheme of selecting ballistic characteristics of re-entry vehicle is proposed, when the seizure of resonances does not take place.

1. Космические аппараты, предназначенные для неуправляемого спуска в атмосфере, как правило, относятся к классу осесимметричных тел. Однако из-за конструктивных особенностей, неточности изготовления и обгара теплозащитного покрытия возникает малая динамическая и аэродинамическая асимметрия. Вращение асимметричного КА в атмосфере является нестационарным и двухчастотным, причем существенное влияние на движение оказывают резонансы. В [1] приведены результаты исследования движения КА в околорезонансной области при допущении, что собственное вращение аппарата близко к равномерному. В настоящей работе эти результаты существенно дополнены и распространены на общий случай движения асимметричного КА около центра масс при спуске в атмосфере.

Воспользуемся уравнениями, приведенными в [1], которые с точностью до величин порядка квадратов малой асимметрии описывают вращательное движение КА при спуске в атмосфере, и представим их в виде:

$$\ddot{\alpha} + F(\alpha, z) = \varepsilon\Phi_\alpha(\alpha, \varphi, z),$$

$$\dot{\varphi} = R/\overline{I}_x - (G - R\cos\alpha)\cos\alpha/\sin^2\alpha = \Phi_\varphi(\alpha, z),$$

$$\dot\psi = (G - R\cos\alpha)/\sin^2\alpha \equiv \Phi_\psi(\alpha, z),\ \dot R = \varepsilon\Phi_R(\alpha, \varphi, z),\ \dot G = \varepsilon\Phi_G(\alpha, \varphi, z), \tag{1}$$

где

$$F(\alpha, z) = (G - R\cos\alpha)(R - G\cos\alpha)/\sin^3\alpha - M_\alpha(\alpha, z),$$

$$\varepsilon\Phi_\nu = D_0^\nu(\alpha, z) + D_1^\nu(\alpha, z)\sin\varphi + D_2^\nu(\alpha, z)\cos\varphi + D_3^\nu(\alpha, z)\sin 2\varphi +$$
$$+ D_4^\nu(\alpha, z)\cos 2\varphi,\ \ \nu = \alpha, R, G;$$

$$D_0^\alpha = (m_z^{\omega_z}L^2/I_y - G_{ya}^\alpha/m)qS\alpha/V + \Delta_i(hR + M_\alpha)/2,$$

$$D_1^\alpha = \bar z_T\tau L/I_y + \Delta m_y qSL/I_y +$$
$$+ \bar I_{xy}h\dot\alpha_a + \bar I_{xz}(h^2 - \omega_x^2),$$

$$D_2^\alpha = -\bar y_T\tau L/I_y + \Delta m_z aSL/I_y + \bar I_{xy}(\omega_x^2 - h^2) + \bar I_{xz}h\dot\alpha_a,$$

$$D_3^\alpha = \Delta_i R\dot\alpha\,(1/2 - 1/\bar I_x),$$

$$D_4^\alpha = \Delta_i\,[Rh(1/2 - 1/I_x) + M_\alpha/2],\ \ D_0^R = (m_x^{\omega_x}R/I_x - m_x^{\omega_y}h/I_y)qSL^2/V +$$
$$+ \Delta m_x qSL/I_y,$$

$$D_1^R = \bar y_T NL/I_y + \bar I_{xy}(M_\alpha - Rh) - \bar I_{xz}\dot\alpha_a R,$$

$$D_2^R = \bar z_T NL/I_y + \bar I_{xz}(M_\alpha - Rh) - \bar I_{xy}\dot\alpha_a R,$$

$$D_3^R = \Delta_i(h^2 - \dot\alpha_a^2),\ \ D_4^R = \Delta_i\dot\alpha_a h,\ \ D_0^G = [\,(m_x^{\omega_x}\cos\alpha - m_y^{\omega_x}\sin\alpha)\,R/I_x -$$
$$- (m_x^{\omega_y}\cos\alpha - m_y^{\omega_y}\sin\alpha)h/I_y\,]\,qSL^2/V + \Delta m_x\cos\alpha\,(qSL/I_y),$$

$$D_1^G = -\bar y_T(\tau\sin\alpha - N\cos\alpha)\,L/I_y + \Delta m_z qSL\sin\alpha/I_y + [\bar I_{xy}(M_\alpha - Rh) -$$
$$- \bar I_{xz}\dot\alpha_a R\,]\cos\alpha + [\bar I_{xy}(\omega_x^2 - \dot\alpha\dot\alpha_a) - \bar I_{xz}\dot\alpha_a h\,]\sin\alpha,$$

$$D_2^G = -\bar z_T(\tau\sin\alpha - N\cos\alpha)\,L/I_y - \Delta m_y qSL\sin\alpha/I_y +$$
$$+ [-\bar I_{xy}\dot\alpha_a R + \bar I_{xz}(M_\alpha - Rh)\,]\cos\alpha + [\bar I_{xy}\dot\alpha_a h + \bar I_{xz}(\omega_x^2 - \dot\alpha\dot\alpha_a)\,]\sin\alpha,$$

$$D_3^G = \Delta_i\,[(h^2 + \dot\alpha^2)\cos\alpha - (M_\alpha + 2h\omega_x)\sin\alpha\,]/2,$$

$$D_4^G = \Delta_i(\alpha_a\omega_x\sin\alpha + \alpha_a h\cos\alpha).$$

Здесь $\alpha, \varphi, \psi$ — углы Эйлера: угол нутации (пространственный угол атаки), угол собственного вращения, угол прецессии; $R = I_x\omega_x/I_y$, $G = R\cos\alpha + (-\omega_y\cos\varphi + \omega_z\sin\varphi)\sin\alpha$ — с точностью до множителя проекции вектора кинетического момента соответственно на продольную ось аппарата и на направление скорости V, $\omega_x$, $\omega_y$, $\omega_z$ — проекции угловой скорости на связанные оси, $z = (R, G, \dots)$ — вектор медленно меняющихся функций; $M_\alpha$ — с точностью до множителя восстанавливающий аэродинамический момент; $N$, $\tau$ — нормальная и тангенциальная составляющие аэродинамической силы, $m_x^{\omega_x}$, $m_x^{\omega_y}$, $m_y^{\omega_x}$, $m_y^{\omega_y}$, $m_z^{\omega_z}$ — коэффициенты демпфирующих моментов и моментов от сил вязкого взаимодействия, $I_x$, $I_y$, $I_z$, $I_{xy}$, $I_{xz}$ — центральные и центробежные моменты инерции; $\bar I_x = I_x/I_y$, $\Delta_i = (I_z - I_y)/I_y$, $\bar I_{xy} = I_{xy}/I_y$, $\bar I_{xz} = I_{xz}/I_y$; $C_{ya}^\alpha$ — производная коэффициента подъемной аэродинамической силы по углу атаки, $\Delta m_x$, $\Delta m_y$, $\Delta m_z$ — коэффициенты малого возмущающего аэродинамического момента, $m$ — масса аппарата, $L$, $S$ — характерный размер и площадь миделевого·сечения; $q$ — скоростной напор; $\bar{y}_T = y_T/L$, $\bar{z}_T = z_T/L$ — безразмерные смещения центра масс с оси симметрии формы,

$$h = (G - R\cos\alpha)/\sin\alpha, \quad \dot{\alpha}_a = \dot{\alpha} + G_{ya}qS/(mV).$$

Следует отметить, что центробежный момент $I_{yz}$ не входит в уравнения движения (1). Этот момент обращается в нуль при повороте связанной системы координат относительно продольной оси $X$ на угол $0{,}5\operatorname{arctg}[I_{yz}/(I_y - I_z)]$.

Малую асимметрию образует совокупность следующих безразмерных параметров:

$$\Delta\xi = (\Delta_i, \bar{I}_{xy}, \bar{I}_{xz}, \bar{y}_T, \bar{z}_T, \Delta m_x, \Delta m_y, \Delta m_z). \quad (2)$$

Правые части уравнений (1) являются периодическими функциями двух быстрых переменных — угла атаки и угла собственного вращения. Третья быстрая переменная — угол прецессии — может быть найдена в квадратурах как функция времени, если известно решение всех остальных уравнений системы (1), поэтому в дальнейшем уравнение для угла прецессии рассматривать не будем.

Воспользуемся процедурой, предложенной в [3], и произведем эквивалентную замену первого уравнения системы (1) на два уравнения первого порядка для амплитуды $x$ и фазы $y$, после чего дополним исходную систему дифференциальным уравнением для скоростного напора $g$. В результате получим:

$$\dot{y} = \omega(z) + \varepsilon Y(y, \varphi, z), \quad \dot{\varphi} = \Phi_\varphi(y, z), \quad (3)$$

$$\dot{z} = D_0^z + D_1^z \sin\varphi + D_2^z\cos\varphi + D_3^z \sin 2\varphi + D_4^z \cos 2\varphi = \varepsilon\Phi_z(y, \varphi, z),$$

где $z = (x, R, G, q)$. Функции $\Phi_\varphi$, $D_i^R$ и $D_i^G$ определены в исходной системе (1), а $D_i^x$ и $D_i^q$ описываются следующими формулами:

$$D_i = (\dot{\alpha}D_i^\alpha + W^R D_i^R + W^G D_i^G + W^q D_i^q)/F(x), \quad i = 0, 4;$$

$$D_0^q = dq/dt, \quad D_j^q = 0, \quad j = \widehat{1, 4};$$

где

$$W_\beta = \partial W(\alpha)/\partial\beta - \partial W(x)/\partial\beta, \quad \beta = R, G, q;$$

$$W = \int F(\alpha)\, d\alpha = (R^2 + G^2 - 2RG\cos\alpha)/(2\sin^2\alpha) - \int M_\alpha(\alpha)\, d\alpha.$$

В силу исходных уравнений (1) и выбора множителя $\omega$ функции $\Phi$ являются $2\pi$-периодическими функциями быстрых переменных $y$ и $\varphi$.

2. В двухчастотной возмущенной системе (3) быстрая переменная $\varphi$ отличается от стандартной фазы, так как в явном виде не известна ее частота как функция медленных переменных. При этом система (3) совпадает со стандартной только в случае, когда собственное вращение КА близко к равномерному (см. [1, 3]). Рассмотрим схему приведения системы уравнений движения (3) к стандартной системе для общего случая пространственного движения аппарата вокруг центра масс.

Заметим, что правая часть уравнения для угла собственного вращения зависит только от одной быстрой переменной — фазы $y$. Представим правую часть дифференциального уравнения для угла собственного вращения в виде тригонометрического ряда по переменной $y$

$$\Phi_\varphi = a_0/2 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos ky + b_k \sin ky), \quad (4)$$

где $a_k = \dfrac{1}{\pi} \int\limits_{-\pi}^{\pi} \Phi_\varphi \cos ky\, dy, \quad b_k = \dfrac{1}{\pi} \int\limits_{-\pi}^{\pi} \Phi_\varphi \sin ky\, dy \quad (k = 1, 2, \ldots).$

Очевидно, что первое слагаемое в формуле (4) равно средней частоте собственного вращения

$$\lambda(z) = a_0/2 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \Phi_\varphi (y, z)\, dy, \tag{5}$$

а второй член в выражении определяет отклонение скорости собственного вращения от среднего значения

$$f(y, z) = \sum_{k=1}^{\infty} (a_k(z) \cos ky + b_k(z) \sin ky). \tag{6}$$

Имея в виду соотношения (4)—(6), заменим возмущенную систему (3) на систему с тремя быстрыми переменными

$$\dot y = \omega(z) + \varepsilon Y(y, \theta + \chi, z), \quad \dot\theta = \lambda(z), \quad \dot\chi = f(y, z), \quad \dot z = \varepsilon \Phi_z (y, \theta + \chi, z). \tag{7}$$

Из (4) и (7) следует, что новые переменные $\theta$ и $\chi$ связаны с углом собственного вращения следующей формулой:

$$\varphi = \theta + \chi.$$

Произведем замену переменных $y = \int\limits_0^t \omega\, dt$ в уравнении для $\chi$ системы (7), в результате получим

$$d\chi/dy = f/\omega - \varepsilon f Y/\omega^2 + \varepsilon^2 \ldots .$$

Опуская члены порядка малости $\varepsilon$ и выше, найдем квадратуру

$$\chi(y, z) - \chi_0 = \frac{1}{\omega(z)} \int\limits_{y_0}^{y} f(\gamma, z)\, d\gamma, \tag{8}$$

исключив тем самым одно уравнение из системы (7).

В силу выбора новых быстрых переменных $\theta$ и $\chi$ имеет место произвол в задании начальных значений этих переменных. Пусть $\theta_0 = \varphi_0, \chi_0 = 0$. Окончательно система (3) с учетом формул (4)—(8) может быть представлена в виде стандартной двухчастотной возмущенной системы, записанной в интегродифференциальной форме:

$$\begin{gathered} \dot y = \omega(z) + \varepsilon Y\left(y, \theta + \frac{1}{\omega} \int\limits_{y_0}^{y} f(\gamma, z)\, d\gamma, z\right), \\ \dot\theta = \lambda(z), \quad \dot z = \varepsilon \Phi_z \left(y, \theta + \frac{1}{\omega} \int\limits_{y_0}^{y} f(\gamma, z)\, d\gamma, z\right). \end{gathered} \tag{9}$$

Полученная система содержит две быстрые фазы — $y$ и $\theta$, причем частота новой фазы $\theta$ равна средней скорости собственного вращения (5).

Представляет интерес рассмотрение случая, когда имеют место общие интегралы уравнений невозмущенного движения ($\varepsilon = 0$), поскольку тогда квадратура (8) может быть сведена к известным функциям. Пусть восстанавливающий аэродинамический момент пропорционален синусу пространственного угла атаки $M_\alpha \sim \sin\alpha$. В этом случае исходная система уравнений (1) для невозмущенного движения приобретает вид:

$$\ddot{\alpha} + (G - R\cos\alpha)(R - G\cos\alpha)/\sin^3\alpha + g\sin\alpha = 0,$$
$$\dot{\varphi} = R/\overline{I}_x - (G - R\cos\alpha)\cos\alpha/\sin^2\alpha, \tag{10}$$

где $R$, $G$, $g$ — постоянные.

Решение этой системы найдено в эллиптических функциях Якоби в работе [4]

$$\cos\alpha = A\,\mathrm{cn}^2[\beta(t - t_0) + K, k] + x,$$
$$\varphi - \varphi_0 = R(t - t_0)(I_y - I_x)/I_x +$$
$$+ \{n_1[\Pi(\psi, n_1, k)] - \Pi(n_1, k)](R - G) -$$
$$- n_2[\Pi(\psi, n_2, k) - \Pi(n_2, k)](R + G)\}/(2A\beta), \tag{11}$$

где $n_1 = A/(1 - A - x)$, $n_2 = -A/(1 + A + x)$, $k = \sqrt{A/2\eta}$,

$$\psi = \mathrm{am}[(t - t_0) + K, k],\ x = \cos\alpha_{\max},\ \beta = \sqrt{g\eta},$$
$$\eta = \sqrt{1 - 2(ax - b)/(1 - x^2) + [(a - bx)/(1 - x^2)^2]},$$
$$A = \eta - x - (a - bx)/(1 - x^2),\ a = (R + G)/4g,\ b = RG/2g.$$

Здесь $K(k)$ — полный эллиптический интеграл I рода, $\Pi(n, k)$, $\Pi(\psi, n, k)$ — полный и неполный эллиптические интегралы III рода.

Средняя частота собственного вращения (5) для рассматриваемого случая записывается в виде [1]

$$\lambda = R(I_y - I_x)/I_x + [n_1\Pi(n_1, k)(R - G) - n_2\Pi(n_2, k)(R + G)]/(2AK). \tag{12}$$

Используя формулы (11) и (12) и заменяя в (11) время $t$ на фазу $y$, запишем согласно предложенной процедуре стандартную двухчастотную систему для случая, когда $M_\alpha \sim \sin\alpha$

$$\dot{y} = \omega(z) + \varepsilon Y(y, \theta + \chi(y, z), z),\quad \dot{\theta} = \lambda(z),\quad \dot{z} = \varepsilon\Phi_z(y, \theta + \chi(y, z), z), \tag{13}$$

где

$$\chi = \Big\{[n_1\Pi(\psi, n_1, k)(R - G) - n_2\Pi(\psi, n_2, k)(R + G)] - [n_1\Pi(n_1, k)(R - G) -$$
$$- n_2\Pi(n_2, k)(R + G)](y/\pi + 1)\Big\}/(2A\beta),$$
$$\omega = \pi\beta/2K,\ \psi = \mathrm{am}[K(y/\pi + 1), k].$$

3. Рассмотрим возмущенное движение КА, описываемое двухчастотной системой уравнений (9) (или (13)) в окрестности резонанса, когда целочисленная комбинация частоты колебания пространственного угла атаки и средней скорости собственного вращения близки к нулю

$$m\omega - n\lambda = 0(\varepsilon), \tag{14}$$

где $m$, $n$ — целые взаимно простые числа.

Применим общеизвестную процедуру построения усредненных уравнений и основных соотношений в околорезонансной области (14), предложенную А. И. Нейштадтом [4] и модифицированную в [1]. Произведем замену переменных

$$\varkappa = my/n - \theta$$

в системе (9) и усредним уравнения этой системы по фазе $y$, в результате получим

$$\dot{\mathcal{H}} = \Delta(z) + \varepsilon Y^0(\mathcal{H}, z), \quad \dot{z} = \varepsilon \Phi_z^0(\mathcal{H}, z),$$

где $Y^0(\mathcal{H}, z) = \langle Y(y, my/n - \mathcal{H} + \chi(y, z), z)\rangle$,
$\Phi_z^0(\mathcal{H}, z) = \langle \Phi_z(y, my / n - \mathcal{H} + (y, z), z)\rangle$ - средние по $y$.

Продифференцируем по времени $t$ первое уравнение и опустим вблизи резонанса (14) члены порядка $\varepsilon^2$, затем вводя «медленное» время $\tau = \sqrt{\varepsilon t}$, приходим к системе маятникового типа с медленно меняющимся крутящим моментом

$$d^2\mathcal{H}/dt^2 + Q(\mathcal{H}, z) = 0, \tag{15}$$

$$dz/dt = \mu\Phi_z^0(\mathcal{H}, z), \quad (\mu = \sqrt{\varepsilon})$$

где

$$Q(\mathcal{H}, z) = -\left(\frac{m}{n}\frac{\partial\omega}{\partial z} - \frac{\partial\lambda}{\partial z}\right)\Phi_z^0. \tag{16}$$

Функция (16) в силу исходных уравнений движения (1) имеет вид

$$Q(\mathcal{H}, z) = Q_0(z) + Q_1(z)\sin\mathcal{H} + Q_2(z)\cos\mathcal{H} +$$

$$+ Q_3(z)\sin 2\mathcal{H} + Q_4(z)\cos 2\mathcal{H}. \tag{17}$$

Поскольку правые части исходных уравнений (1) являются линейными функциями составляющих вектора малой асимметрии (2), то, как следует из формулы (16), и множители $Q_i(i = \widehat{1, 4})$ в выражении (17) также являются линейными функциями малой асимметрии $\Delta\xi$

$$Q_i = A_i\Delta\xi, \ (i = \widehat{1,4}).$$

Одночастотная возмущенная система (15) при $\mu = 0$ сводится к уравнению вида

$$\frac{d^2\mathcal{H}}{d\tau^2} + Q(\mathcal{H}) = 0. \tag{18}$$

Очевидно, что периодические решения уравнения (18) в окрестности устойчивых стационарных точек соответствуют застреванию системы (15) в резонансе. В силу периодичности функции (16) по переменной $\mathcal{H}$ на отрезке $[0,2\pi]$ имеет место четное число корней уравнения

$$Q(\mathcal{H}^*) = 0.$$

Действительные корни этого уравнения существуют, если

$$\max_{\mathcal{H}} Q \min_{\mathcal{H}} Q \leq 0. \tag{19}$$

Условие (19) является необходимым условием застревания в резонансе. Достаточное условие соответствует попаданию системы в область, ограниченную сепаратрисой и включающую в себя устойчивую стационарную точку (см. [1]).

**4.** Одной из самых сложных в баллистическом проектировании является проблема выбора геометрических и инерционно-массовых характеристик КА, предназначенных для неуправляемого спуска в атмосфере планеты. Сложность решения этой проблемы обусловлена значительным влиянием на характер движения КА резонансов, которые приводят, как правило, к нарушению функциональных ограничений, накладываемых на параметры движения в процессе спуска

$$g_j(\xi_0, \Delta\xi, z_0) > 0 \quad (j = \widehat{1,k}), \tag{20}$$

где $\xi_0$ — вектор номинальных проектно-баллистических параметров КА, $\Delta\xi$ — вектор малой асимметрии (2), $z_0$ — вектор начальных условий, $k$ - число ограничений.

Под проектными переменными будем понимать совокупность начальных условий $z_0$ и номинальных параметров $\varepsilon_0$, на которые обычно накладываются геометрические ограничения

$$\xi_0 \in X,\ z_0 \in Z, \tag{21}$$

где $(X,\ Z)$ — пространство проектных переменных.

Сформулируем задачу следующим образом: определить область проектных переменных из пространства (21), в которой при заданной асимметрии выполняются ограничения (20), а также найти устойчивую точку в пространстве (21).

При спуске КА в атмосфере возможны три вида вращательного движения: безрезонансное, прохождение через резонанс и застревание в резонансе. При прохождении через резонанс условие (14) выполняется кратковременно и траектория не успевает существенно измениться. Напротив, при застревании в резонанс (т. е. при устойчивом резонансе) резонансное условие (14) соблюдается в течение длительного времени, что приводит к аномальным изменениям траектории и, как правило, к нарушению функциональных ограничений (20). Следовательно, выполнение условий (20) возможно только в случаях движения без застревания КА в резонансе. Из соотношения (19) следует, что необходимое и достаточное условие прохождения через резонанс имеет вид

$$\max_{\varkappa} Q \min_{\varkappa} Q > 0. \tag{22}$$

Поскольку первое слагаемое функции (17) не зависит от малой асимметрии (2), то условию (22) соответствует следующее неравенство:

$$|Q_0| > |\max_{\varkappa,\Delta\xi} Q - Q_0|$$

или

$$\left| \frac{Q_0}{\max\limits_{\varkappa,\Delta\xi} Q - Q_0} \right| > 1. \tag{23}$$

Неравенство (23) определяет область проектных переменных $(\xi_0,\ z_0)$, в которой реализуются только траектории без застревания в резонанс. Наиболее устойчивая точка в области (23) от возмущающего воздействия асимметрии соответствует максимуму левой части неравенства (23).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. *Асланов В. С.* Два вида нелинейного резонансного движения КА в атмосфере//Космич. исслед. 1988. Т. 26. № 2. С. 220.
2. *Асланов В. С.* Определение амплитуды пространственных колебаний баллистического аппарата с малой асимметрией при спуске в атмосфере//Космич. исслед. 1980. Т. 18. № 2. С. 178.
3. *Волосов В. М.* Некоторые виды расчетов в теории нелинейных колебаний, связанные с усреднением//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1963. Т. 3. № 1. С. 3.
4. *Арнольд В. И.* Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978.



Поступила в редакцию
13.III.1991