

УДК 539.3:534.1

ТОРМОЖЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПРОВОДЯЩИХ ОБОЛОЧЕК ГЕОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

ЯНШИН А. М.

Момент от вихревых токов является наиболее мощным диссипативным фактором, рассеивающим вращательную энергию проводящего тела при его движении относительно центра масс в геомагнитном поле [1-3]. В [2-10] проводились оценки влияния момента от вихревых токов на динамику вращательного движения конкретных аппаратов, близких по форме к сфере или цилиндру. Теория рассматриваемого явления построена в [11], фактически только для сферических оболочек, причем для случая медленного вращения. Как указано в [12, 13], в предельных случаях быстрых и очень медленных вращений эта теория требует уточнения.

В публикуемой работе исследуется динамика демпфирования сферической оболочки во всем диапазоне частот. При этом используется выражение для момента сил, действующего на оболочку, без ограничения на частоту вращения из [14]. Часть полученных результатов распространяется на более общий случай осесимметричных оболочек.

1. Быстрое вращение сферы. В соответствии с [14] момент сил от вихревых токов, действующий на ферромагнитную оболочку произвольной толщины d_1 равен

$$\begin{aligned} M &= 3\pi H a (\alpha a \Phi_1 / \Phi_2 - 1) / \mu_0 \alpha^2 \\ \Phi_1 &= (4f^4 + 18f^2 + 9) \operatorname{sh} 2\tau + 6f(2f^2 + 3) \operatorname{ch} 2\tau + \\ &+ (4f^4 - 18f^2 + 9) \sin 2\tau - 6f(2f^2 - 3) \cos 2\tau \\ \Phi_2 &= 6f(2f^2 + 3) \operatorname{sh} 2\tau + (4f^4 + 18f^2 + 9) \operatorname{ch} 2\tau - \\ &- (4f^4 - 18f^2 + 9) \cos 2\tau - 6f(2f^2 - 3) \sin 2\tau \\ f &= a - d, \quad \tau = \alpha d, \quad \alpha = [\omega \mu_0 / (2R)]^{1/2} = \delta^{-1} \end{aligned}$$

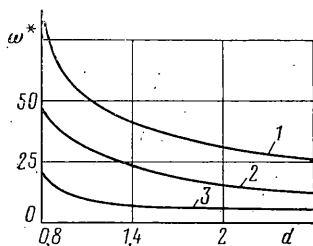
где H — напряженность магнитного поля, a — наружный радиус оболочки, μ_0 — магнитная постоянная, R — удельное объемное электрическое сопротивление материала оболочки, δ — глубина проникновения электромагнитного поля в проводник (глубина скин-слоя), ω — частота вращения. Если f устремить к нулю, получим случай сплошного шара [15].

Рассмотрим случай тонкой сферической оболочки, соответствующий условию $\tau = \alpha d \ll 1$ ($d \ll \delta$), когда глубина скин-слоя значительно больше толщины оболочки. Раскладывая Φ_1 и Φ_2 в ряд по τ с точностью до членов третьего порядка малости, получим

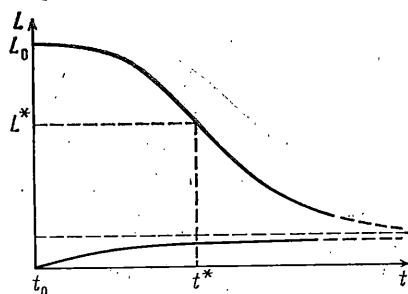
$$\begin{aligned} \Phi_1 &= 36s + 16s^4\tau - 16s^3\tau^2 \\ \Phi_2 &= 36s^2 + 16s^4\tau^2 - 32s^3\tau^3 \\ M &= 6\pi H^2 \omega a^4 d (\beta - 1) R^{-1} (9 + 4s^2\tau^2)^{-1} \\ \beta &= 2d/a - 2(d/a)^2, \quad s = \alpha a \end{aligned}$$

Для тонкой оболочки величина d/a мала, поэтому пренебрегая величиной β , получим известную формулу [16]:

$$M = -\frac{2}{3}\pi H^2 \omega a^4 d R^{-1} [1 + (\frac{1}{3}\mu_0 a \omega d / R)^2]^{-1} \quad (1.1)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Максимальное значение M достигает при $\omega^* = 3R/(\mu_0 ad)$; до точки перегиба $\omega = \sqrt{3}\omega^*$ функция $M = f(\omega)$ выпуклая. Если $\omega \ll \omega^*$, то $f(\omega)$ асимптотически стремится к функции $M \sim \omega$; при $\omega \gg \omega^*$ — к функции $M \sim \omega^{-1/2}$.

Нелинейность этой зависимости является следствием скин-эффекта [15]. Для конкретных аппаратов обычно $\omega^*/\omega \gg 1$ или $\mu_0 ad\omega/(3R) \ll 1$. Формула (1.1) при этом принимает вид

$$M = -\frac{2}{3\pi} H^2 \omega a^2 d / R \quad (1.2)$$

и в этой форме используется для динамических исследований [14]. В [12], однако, отмечено, что в отдельных случаях (при стабилизации вращением или при использовании вращения для создания искусственной силы тяжести) частоты вращения аппаратов могут быть сравнимы или даже превосходить значения ω^* . Это видно на фиг. 1, где изображена зависимость $\omega^* = f(d) = 3R/(\mu_0 ad)$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ГН/м, $R = 2,8 \cdot 10^{-8}$ ом·м (ω^* — в с^{-1} , d — в мм) для некоторых значений a . Кривые 1–3 соответствуют значениям $a = 1$; 2 и 5 и фактически определяют область существования скин-эффекта. Поскольку ω^* не зависит от H , проявление скин-эффекта возможно при сколь угодно малых полях.

Так как составляющая поля H , параллельная вектору ω вихревых токов, не индуцирует при произвольной ориентации векторов H и ω , выражение (1.2) имеет вид $M = k_a H^2 \omega \sin \lambda e_H$, где $k_a = 2/3\pi a^2 d/R$, λ — угол между H и ω , e_H — орт в направлении проекции ω , перпендикулярной вектору H [11].

Рассмотрим случай больших частот ($\omega \gg \omega^*$). Тогда момент от токов Фуко примет вид

$$M_1 = -k_a^0 H^2 \omega^{-1/2} \sin \lambda e_H = (k_a^0/k_a) \omega^{-1/2} M \quad (1.3)$$

где k_a^0 — коэффициент диссипации сферы при больших ω . Для момента M система уравнений, описывающих эволюцию вектора кинетического момента сферы L в абсолютной системе координат, получена в [11] и развита в [8] на случай модели геомагнитного поля в виде наклонного диполя. Выполняя аналогичные выкладки, можно получить такую же систему с учетом преобразования (1.3), т.е. для случая больших частот ω . Для модуля вектора кинетического момента L и угла нутации ϑ эти уравнения, осредненные по углу прецессии ψ , примут вид

$$dL/dt = -\beta_0 H^2 \sin^2 \lambda L^{-1/2}$$

$$\frac{d}{dt} (\cos \vartheta) = \frac{k_a^0}{2} \left(\frac{1}{A} - \frac{1}{C} \right) \cos \vartheta \sin^2 \vartheta \times \\ \times \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{C^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{A^2} \right)^{-1/2} H^2 (1 - \cos^2 \lambda)$$

$$\beta_0 = k_a^0 \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{C} + \frac{\sin^2 \vartheta}{A} \right) \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{C^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{A^2} \right)^{-1/2}$$

где A , B , C — главные центральные моменты инерции тела ($A = B$).

Интегрируя первое уравнение, получим

$$\frac{2}{3} (L^2 - L_0^2) = - \int_0^t \beta_0 H^2 \sin^2 \lambda dt \quad (1.4)$$

Качественное поведение $L(t)$ в соответствии с (1.4) представлено на фиг. 2. Следует отметить, что такое изменение справедливо лишь до некоторого значения L^* , соответствующего точке максимума ω^* в (1.1), т.е. до тех пор, пока проявляется скин-эффект. Далее затухание L происходит по экспоненте в соответствии с линейной зависимостью момента от частоты.

Из уравнений для угла нутации θ видно, что знак правой части уравнения определен лишь соотношениями между главными центральными моментами инерции A и C . Можно показать, что так же, как и в случае медленных вращений [11], $\theta \rightarrow 0$ при $A < C$ и $\theta \rightarrow \pi/2$ при $A > C$. Анализ полной системы уравнений также показывает, что углы ρ и σ , определяющие ориентацию вектора L в абсолютной системе координат, стремятся к тем же пределам, что и в случае [11], изменятся только их скорости $d\rho/dt$ и $d\sigma/dt$.

Таким образом, учет скин-эффекта в динамике вращательного движения проводящей сферы проявляется только в качественном изменении ее демпфирования. Поведение угловых переменных остается прежним.

2. Область медленных вращений. Наиболее детально структура момента M для проводника произвольной формы исследована в [17]. В линейном по ω приближении момент имеет вид

$$M = H \times K \cdot (H \times \omega + \dot{H}) \quad (2.1)$$

где K — симметричный тензор второго ранга, $\dot{H}$ — субстанциональная производная, характеризующая временное изменение H в отсутствие вращения проводника. Если угловая скорость вращения тела значительно больше его орбитальной частоты, то вклад члена $\dot{H}$ несущественный и им можно пренебречь.

В системе координат x, y, z , связанной с главными центральными осями инерции тела, где ось динамической симметрии z по предположению совпадает с осью геометрической симметрии проводящей оболочки, компоненты тензора диагонализуются, причем два диагональных члена вырождаются, так что $k_{11} = k_{22} \neq k_{33}$. Явный вид этих коэффициентов для цилиндрической оболочки приведен в [18]. Пренебрегая членом $\dot{H}$, представим (2.1) в виде $M_p = H_m H_s \omega_i K_{ij} e_{pmj} e_{str}$, где e_{pmj} , e_{str} — символы Леви-Чивита. Запишем это выражение в компонентах по осям x, y, z :

$$\begin{aligned} M_x &= -H^2 [\omega_x (\beta'^2 k_{33} + \beta''^2 k_{11}) - \beta \beta' k_{33} \omega_y - \beta \beta'' k_{11} \omega_z] \\ M_y &= -H^2 [-\beta \beta' k_{33} \omega_x + (\beta''^2 k_{11} + \beta'^2 k_{33}) \omega_y - \beta \beta'' k_{11} \omega_z] \\ M_z &= -H^2 k_{11} [-\beta \beta'' \omega_x - \beta' \beta'' \omega_y + (1 - \beta''^2) \omega_z] \end{aligned} \quad (2.2)$$

где β , β' , β'' — направляющие косинусы осей x, y, z относительно вектора H .

Введем абсолютную систему координат $CXYZ$ с началом координат C в центре Земли, осями Y и Z , направленными соответственно по оси Земли и в точку весеннего равноденствия. Введем также оскулирующие элементы орбиты: P — фокальный параметр, e — эксцентриситет, i — наклонение, Ω — восходящий узел орбиты от точки Весны, ω_π — угловое расстояние от перигея орбиты до линии узлов, v — истинная аномалия, $u = \omega_\pi + v$. Используя соотношения

$$\begin{aligned} \omega_x \alpha_2 - \omega_y \alpha_1 &= -L \sin \theta (\cos \psi \cos \rho \sin \sigma + \sin \psi \cos \sigma) / A \\ \omega_x \beta_2 - \omega_y \beta_1 &= L \sin \theta \cos \psi \sin \rho / A \\ \omega_x \gamma_2 - \omega_y \gamma_1 &= L \sin \theta (\sin \psi \sin \sigma - \cos \psi \cos \rho \cos \sigma) / A \end{aligned}$$

а также явный вид направляющих косинусов $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$, ($i=1, 2, 3$) между осями x, y, z и X, Y, Z , запишем выражения (2.2) в проекциях на оси абсолютной системы координат $CXYZ$. После двукратного осреднения по быстрым переменным: прецессии ψ и истинной аномалии ν за периоды их изменения, получим

$$M_x = -\alpha\beta[(J_{yy}+J_{zz})L_x - J_{xy}L_y - J_{xz}L_z]$$

$$M_y = -\alpha\beta[(J_{xx}+J_{zz})L_y - J_{xy}L_x - J_{yz}L_z]$$

$$M_z = -\alpha\beta[(J_{yy}+J_{xx})L_z - J_{xz}L_x - J_{yz}L_y]$$

$$\alpha = \mu_1^2 \mu_0^2 P^{-3/2} \mu^{-1/2}$$

$$\beta = k_{11} \cos^2 \theta / C + 1/2 (k_{11} + k_{33}) \sin^2 \theta / A$$

где μ_1 — величина магнитного момента земного диполя, μ — гравитационный параметр Земли, J_{sk} ($s, k=X, Y, Z$) — безразмерные коэффициенты [8]. Если $k_{11}=k_{33}=k_d$ (для сферы), то β , а следовательно, и выражение для M автоматически переходят в известные [11].

Уравнение векового движения вектора кинетического момента имеет вид $dL/dt=M$. Поскольку в M в качестве переменной входит θ , то к этой системе необходимо добавить уравнение для θ . В переменных L, ρ, σ, θ система уравнений, описывающая эволюцию вращательного движения осесимметричного проводника в геомагнитном поле, принимает вид

$$\begin{aligned} dL/d\nu = & -\alpha\beta L[(J_{yy}+J_{zz})\sin^2 \rho \sin^2 \sigma + (J_{xx}+J_{zz})\cos^2 \rho + \\ & + (J_{yy}+J_{xx})\sin^2 \rho \cos^2 \sigma - J_{xy} \sin 2\rho \sin \sigma - J_{yz} \sin^2 \rho \sin 2\sigma - \\ & - J_{yz} \sin 2\rho \cos \sigma] \\ d\rho/d\nu = & -\alpha\beta[\cos \rho \sin \rho (J_{yy} - J_{xx} \sin^2 \sigma - J_{zz} \cos^2 \sigma - \\ & - J_{xz} \sin 2\sigma) + (1-2\cos^2 \rho)(J_{xy} \sin \sigma + J_{yz} \cos \sigma)] \\ d\sigma/d\nu = & -\alpha\beta[\sin \sigma \cos \sigma (J_{zz} - J_{xx}) + J_{xy} \operatorname{ctg} \rho \cos \sigma - \\ & - J_{xz} \cos 2\sigma + J_{yz} \cos \rho \sin \sigma \cos \sigma] \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} d(\cos \theta)/d\nu = & 1/2 \alpha \cos \theta \sin^2 \theta \{[(k_{11}+k_{33})/A - 2k_{11}/C][J_{xx}(1-\sin^2 \rho \sin^2 \sigma) + \\ & + J_{yy} \sin^2 \rho + J_{zz}(1-\sin^2 \rho \cos^2 \sigma) - J_{xy} \sin 2\rho \sin \sigma - J_{xz} \sin^2 \rho \sin 2\sigma - \\ & - J_{yz} \sin 2\rho \cos \sigma] - k_{11}(A^{-1} - C^{-1})[J_{xx}(1-3\sin^2 \rho \sin^2 \sigma) + J_{yy}(1-3\cos^2 \rho) + \\ & + J_{zz}(1-3\sin^2 \rho \cos^2 \sigma) - 3J_{xy} \sin 2\rho \sin \sigma - 3J_{xz} \sin^2 \rho \sin 2\sigma - \\ & - 3J_{yz} \sin 2\rho \cos \sigma]\} \end{aligned}$$

Из системы (2.3) видно, что модуль вектора кинетического момента L затухает экспоненциально. Однако общую картину эволюции вращения существенно усложняет поведение угла нутации θ . Качественный анализ системы (2.3) показывает, что она не имеет предельного цикла, что связано с инфинитезимальной неустойчивостью системы в асимптотике [1]. Однако, как показано дальше, предельные циклы эволюционных уравнений в этом случае определяются членом $\mathbf{H}$, в системе (2.3) не учтенном. Следует отметить, что в [19] получена система эволюционных уравнений, аналогичная (2.3) для случая $A \neq B \neq C$, $k_{11}=k_{33}$.

3. Асимптотическое вращение проводника. Рассмотрим момент M в виде (2.1). Из этого выражения очевидно, что при отсутствии вращения проводника на него будет действовать возмущающий момент, пропорциональный переносной угловой скорости вращения вектора $\mathbf{H}$ относительно тела при его орбитальном движении. По существу это является следствием независимости закона Фарадея от причины изменения магнитного потока. Очевидно также, что этот момент будет стремиться раскрутить невращающийся проводник. На возможность такого эффекта указано в [4], однако количественные оценки его проведены не были.

Как и в п. 2, рассмотрим проводник, у которого оси динамической и геометрической симметрий z совпадают. В этом случае тензор $\mathbf{K}$ имеет вид

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} k_{11} & 0 & 0 \\ 0 & k_{11} & 0 \\ 0 & 0 & k_{33} \end{pmatrix} = k_{11}\mathbf{E} + (k_{33} - k_{11}) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

где k_{11} и k_{33} — коэффициенты диссипации тела соответственно при его «кувыркании» и симметричном вращении, $\mathbf{E}$ — единичная матрица. Модель геомагнитного поля примем в виде [8] $\mathbf{H} = \mu_0 \mu_1 [\mathbf{k}_r - 3(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{e}_r)\mathbf{e}_r]/r^3$, где единичные векторы радиуса-вектора тела $\mathbf{e}_r$ и направления оси магнитного диполя $\mathbf{k}_r$ в системе координат XYZ имеют вид (модель наклонного диполя):

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_r &= (\sin u \cos i \cos \Omega + \cos u \sin \Omega) \mathbf{e}_x + \\ &+ \sin u \sin i \mathbf{e}_y + (\cos u \cos \Omega - \sin u \cos i \sin \Omega) \mathbf{e}_z \\ \mathbf{k}_r &= -\cos \xi \sin \eta \mathbf{e}_x + \cos \eta \mathbf{e}_y + \sin \xi \sin \eta \mathbf{e}_z \\ \xi &= \xi_0 + \omega_s t \end{aligned}$$

Здесь $\eta = 11,4^\circ$ — угол наклона магнитного диполя к оси Земли, ω_s — угловая скорость вращения Земли.

В системе координат XYZ тензор диссипации $\mathbf{K}$ примет вид $\mathbf{T}^{-1}\mathbf{K}\mathbf{T}$, где $\mathbf{T}$ — матрица перехода от системы $oxyz$ к системе $CXYZ$ [11]. Переходя в уравнении $d\mathbf{L}/dt = \mathbf{M}$ от переменной t к переменной v с помощью уравнения движения центра масс тела $dv/dt = \omega_0 = (\mu P)^{1/2} r^{-2} = \mu^{1/2} P^{-1/2} (1 + e \cos v)^2$, после некоторых преобразований и двойного осреднения по ψ и v для компонент вектора кинетического момента тела $\mathbf{L}$ и угла нутации θ получим неоднократную систему четырех нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} dL_x/dv &= -\alpha\beta[(J_{yy} + J_{zz})L_x - J_{xy}L_y - J_{xz}L_z] + \\ &+ m\alpha_1 L^{-2}(1 - 3/2 \sin^2 \theta)(L_z N_y - L_y N_z) + \\ &+ \alpha_1(k_{11} + 1/2 m \sin^2 \theta)(J_y^z - J_z^y) \\ dL_y/dv &= -\alpha\beta[(J_{xx} + J_{zz})L_y - J_{xy}L_x - J_{yz}L_z] + \\ &+ m\alpha_1 L^{-2}(1 - 3/2 \sin^2 \theta)(L_x N_z - L_z N_x) + \\ &+ \alpha_1(k_{11} + 1/2 m \sin^2 \theta)(J_z^x - J_x^z) \\ dL_z/dv &= -\alpha\beta[(J_{xx} + J_{yy})L_z - J_{xz}L_x - J_{yz}L_y] + \\ &+ m\alpha_1 L^{-2}(1 - 3/2 \sin^2 \theta)(L_y N_x - N_y L_x) + \\ &+ \alpha_1(k_{11} + 1/2 m \sin^2 \theta)(J_x^y - J_y^x) \quad (3.1) \\ d(\cos \theta)/dv &= 1/2 \cos \theta \sin^2 \theta \{ 2\alpha(1/2(k_{11} + k_{33})/A - k_{11}/C)[J_{xx}(1 - \\ &- L_x^2 L^{-2}) + J_{yy}(1 - L_y^2 L^{-2}) + J_{zz}(1 - L_z^2 L^{-2}) - 2J_{xy}L_x L_y L^{-2} - \\ &- 2J_{xz}L_x L_z L^{-2} - 2J_{yz}L_y L_z L^{-2}] - \\ &- \alpha(k_{11}/A - k_{11}/C)[J_{xx}(1 - 3L_x^2 L^{-2}) + J_{yy}(1 - 3L_y^2 L^{-2}) + \\ &+ J_{zz}(1 - 3L_z^2 L^{-2}) - 6J_{xy}L_x L_y L^{-2} - 6J_{xz}L_x L_z L^{-2} - 6J_{yz}L_y L_z L^{-2}] - \\ &- \alpha_1 m L^{-2}[L_x(J_y^z - J_z^y) + L_y(J_z^x - J_x^z) + L_z(J_x^y - J_y^x)] \} \end{aligned}$$

где $N_s = L_x J_s^x + L_y J_s^y + L_z J_s^z$ ($s = X, Y, Z$), $\alpha_1 = \mu_1^2 \mu_0^2 / P^6$, $m = k_{33} - k_{11}$. Безразмерные коэффициенты J_{sh} и J_s^h ($s, h = X, Y, Z$) определяются следующим образом:

$$J_{sh} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{H_s H_h}{\alpha_1 (1 + e \cos v)^2} dv, \quad J_s^h = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \alpha_1^{-1} H_s \frac{\partial H_h}{\partial v} dv$$

Значения этих коэффициентов в явном виде приведены в [8, 13]. Следует отметить, что учет члена H^2 оправдан лишь в том случае, если ψ имеет порядок v^2 . При этом независимое осреднение по этим переменным может приводить к погрешностям

[13]. Строгий анализ вращательного движения тела в этом случае необходимо проводить с учетом возможного резонанса между ψ' и ν' . Поскольку в данном случае рассматривается чисто диссипативный процесс, то система не может иметь устойчивых резонансов высших порядков [1]. Резонансный характер могут носить только установившиеся вращения тела. На фазовой диаграмме им соответствуют предельные циклы второго рода.

Рассмотрим систему (3.1), ограничившись лишь осреднением по ψ . Упростим ее для случая круговой полярной орбиты ($i=\pi/2$, $e=0$), сферического проводника ($k_{11}=k_{33}=k_d$), модели прямого диполя ($\eta=0$) и положим $\Omega=0$. Тогда

$$dL_x/d\nu = -\beta H^2 L_x / \omega_0 + k_{11} (H_Y H_Z' - H_Z H_Y')$$

$$dL_Y/d\nu = -\beta (H_Z^2 L_Y - H_Y H_Z L_Z) / \omega_0$$

$$dL_Z/d\nu = -\beta (H_Y^2 L_Z - H_Y H_Z L_Y) / \omega_0, \quad H_s' = dH_s/d\nu$$

При $\nu \rightarrow \infty$ $L_Y \rightarrow 0$ и $L_Z \rightarrow 0$. Можно показать, что L_x при этом стремится к Aq , где $q=3\omega_0(1+\sin^2 \nu)(1+3\sin^2 \nu)^{-1}$ — переносная угловая скорость вращения вектора $\mathbf{H}$ на рассматриваемой орбите. Среднее за период обращения тела значение этой скорости равно

$$\langle q \rangle = \left\langle \frac{L_x}{A} \right\rangle = \frac{1}{2\pi A} \int_0^{2\pi} L_x d\nu = 2\omega_0$$

т. е. на полярной орбите установившееся значение средней скорости вращения проводящей сферы равно удвоенной частоте ее обращения по орбите. Если в начальный момент времени угловая скорость вращения тела меньше $2\omega_0$, то геомагнитное поле будет раскручивать его до указанного предела (см. фиг. 2). Для проводника произвольной формы в поле наклонного диполя предельные циклы определяются свободными членами системы эволюционных уравнений и, как правило, отличны от нуля.

Таким образом, момент от вихревых токов способствует «захвату» тела в резонанс 2:1 и обеспечивает такому режиму вращения асимптотическую устойчивость [20].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Likins P. W., Columbus R. L.* Effects of eddy-current damping on satellite attitude stability // *AJAA Journal*. 1966. V. 4. № 6. P. 1123–1125.
2. *Williams V., Meadows A. J.* Eddy current torques, air torques, and the spin decay of cylindrical rocket bodies in orbit // *J. Planet and Space Sci.* 1978. V. 26. № 8. P. 721–726.
3. Янишин А. М., Заблуда С. М. Сравнительная оценка моментов сил аэродинамической и магнитной диссипации, действующих на ИСЗ // Наблюдения искусственных небесных тел. 1979. № 78. С. 51–60.
4. Зонов Ю. В. К вопросу о взаимодействии спутника с магнитным полем Земли // Искусственные спутники Земли. М.: Изд-во АН СССР. 1959. № 3. С. 118–124.
5. *Rosenstock H. B.* The Effect of the Earth's magnetic field on the spin of the satellite // *Astron. acta*. 1957. V. 3. № 3. P. 215–221.
6. *Warwick J. W.* Decay of spin in sputnik 1 // *J. Planet and Space Sci.* 1959. V. 1. № 1. P. 43–49.
7. Белецкий В. В., Григорьевский В. М., Колесник С. Я. Вращательное движение ИСЗ и определение плотности атмосферы: Препринт № 7. М.: Ин-т прикл. математики. 1975. 50 с.
8. Драновский В. И., Янишин А. М. Влияние диссипативных моментов от вихревых токов на ориентацию спутника, стабилизированного вращением // Космич. исследования. 1975. Т. 13. № 4. С. 487–493.
9. Драновский В. И., Янишин А. М. Уточнение оценки декремента затухания угловой скорости вращения ИСЗ SEO на основе анализа натурной информации спутника «Ариабата» // Космич. исследования. 1980. Т. 18. № 6. С. 935–937.
10. *Johnson K. R.* Effect of dissipative aerodynamic torque on satellite rotation // *J. Spacecraft and Rockets*, 1968. V. 5. № 4. P. 408–413.
11. Белецкий В. В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука. 1965. 416 с.
12. Янишин А. М. Экспериментальное определение моментов от вихревых токов // Космич. исследования. 1975. Т. 13. № 2. С. 153–157.
13. Янишин А. М., Заблуда С. М. Установившиеся собственные вращения ИСЗ в магнитном поле // Космич. исследования на Украине. 1977. Вып. 11. С. 17–22.
14. Максименко А. М., Мартыненко В. Г., Янишин А. М. Распределение токов в тол-

- стостенной двухслойной сферической оболочке // Некоторые актуальные вопросы современного естествознания. Днепропетровск: Изд-во Днепропетр. ун-та. 1971. С. 89–93.
15. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз. 1959. 532 с.
 16. *Смайт В.* Электростатика и электродинамика. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. 604 с.
 17. *Голубков В. В.* Момент сил в магнитном поле // Космич. исследования. 1972. Т. 10. № 1. С. 20–39.
 18. *Горский О. И., Никифоров В. А., Яншин А. М.* Моменты торможения от вихревых токов в толстостенном проводящем цилиндре // Некоторые актуальные вопросы современного естествознания. Днепропетровск: Изд-во Днепропетр. ун-та. 1971. С. 94–97.
 19. *Федорова Л. И.* Влияние вихревых токов на вращение и ориентацию несимметричного искусственного спутника Земли // Вестн. ЛГУ. 1972. № 13. С. 113–119.
 20. *Белецкий В. В., Хенгов А. А.* Магнитно-гравитационная стабилизация спутника // Изв. АН СССР. МТТ. 1973. № 4. С. 22–32.

Днепропетровск

Поступила в редакцию
26.VII.1985