



РАСКРУТКА РОТОРОВ В УСТРОЙСТВАХ С НЕКОНТАКТНЫМ ПОДВЕСОМ

*В.Н. Комаров **

В работе рассматривается один из способов раскрутки роторов в устройствах с неконтактным подвесом, отличающийся тем, что для создания вращения применен фазоимпульсный способ управления полями катушек статора. Методом аппроксимации предельных циклов рядами Фурье проведено теоретическое исследование возможности осуществления предлагаемого способа раскрутки в устройствах с неконтактным подвесом. Найден алгоритм управления полями катушек и получены условия, налагаемые на параметры действующих моментов, которые позволяют получить максимальную угловую скорость ротора при минимальных энергозатратах. Исследование проведено для одной, двух и нескольких пар управляющих катушек.

*К 85-летию
профессора Ю.И. Неймарка*

В гироскопах нового поколения – свободных гироскопах с неконтактным подвесом сферического ротора [1], последний обладает большой угловой свободой, что позволяет осуществить его движение практически с любым углом нутации, а не только близким к нулю, как это делается в обычных механических гироскопах. В свое время группа сотрудников возглавляемого Ю.И. Неймарком отдела НИИ прикладной математики (НИИПМК, Нижний Новгород) показала теоретически и доказала экспериментально [2], что при движении ротора с углом нутации, близким к прямому, происходит существенное ослабление действия на ротор гироскопа консервативных моментов, большая часть которых преобразуется в знакопеременные функции времени, что существенно уменьшает уходы гироскопа и повышает

* Будучи студентом, я не слушал лекций Юрия Исааковича, не сдавал ему зачеты и экзамены, так как учился на другом факультете. Однако многолетняя работа в возглавляемом им отделе НИИ прикладной математики и кибернетики, общение с ним на различных семинарах и конференциях, в том числе и неформальное, а в последние годы и общение как коллег преподавателей не могли пройти бесследно, накладывая определенный отпечаток и на мою научную работу и на мироощущение в целом. Думаю, это дает мне право называть Юрия Исааковича Неймарка своим Учителем, так как Учитель не тот, кто учит, а тот, у кого учатся. Учатся ремеслу, понимаю людей, отношению к человеку и обществу.

его точность. При этом ось динамической симметрии ротора движется по сильно развернутому конусу при сохранении обычного вращения ротора вокруг этой оси. Учитывая эти особенности движения, авторы, предложившие осуществление такого движения в гироскопах с целью повышения их точности, назвали его двойным вращением.

Вне зависимости от типа и конструкции свободного гироскопа для получения его малых уходов прежде всего следует добиваться малости паразитных или уводящих моментов. Применительно к гироскопу с магнитным подвесом это условие требует, в частности, уменьшения влияния гистерезиса и вихревых токов, что ведет к необходимости использовать для ротора плохо проводящие ферромагнитные материалы. Такой ротор можно неконтактно вывесить в поле подвеса, однако трудно привести во вращение вращающимся магнитным полем, как это делается в гироскопах с электростатическим подвесом.

Преодоление этой трудности требует либо применения весьма сложных устройств, либо использования проводящих материалов для изготовления некоторых частей ротора. Обычно это пояс, охватывающий экваториальное сечение ротора [3].

Еще большие трудности встают при осуществлении двойного вращения ротора в гироскопах с магнитным подвесом. Если при обычном вращении ротора его металлический пояс, служащий для разгона вращающимся магнитным полем, всегда близок к поперечной плоскости симметрии подвеса Z_1OZ_2 , где и расположен статор вращения, то при двойном вращении ни один из «экваторов» на поверхности шарового по форме ротора не сохраняет своей близости ни к одной из плоскостей подвеса.

Можно, однако, заметить, что от плоскости Z_1OZ_2 мало отклоняется ось динамической симметрии ротора OX_3 , движущейся по образующей сильно развернутого

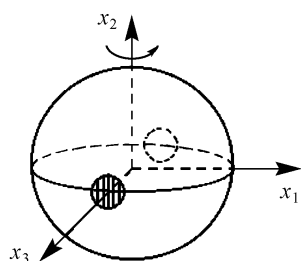


Рис. 1.

конуса с углом раскрытия $2\vartheta \approx \pi$. Следовательно, если поместить на оси ротора проводящий материал, например, проводящие диамагнитные «пяточки», служащие одновременно для создания вытянутого эллипсоида инерции (рис. 1), то быстрое вращение ротора по углу ψ вокруг одной из его экваториальных осей можно создать вращающимся в плоскости Z_1OZ_2 магнитным полем.

Однако такой метод раскрутки ротора не оптимален с энергетической точки зрения, так как с ротором взаимодействуют лишь катушки, мимо которых в данный момент движутся проводящие части ротора, другие же катушки статора, не внося вклада во вращающий момент, потребляют энергию и приводят к излишнему выделению тепла в рабочей камере гироскопа.

При экспериментальной проверке предложенного метода автокомпенсации консервативных моментов использовался другой, фазоимпульсный, способ осуществления необходимого движения ротора, протекающий в два этапа: на первом – ротору придавалось быстрое вращение вокруг одной из экваториальных осей, на втором – путем раскачки колебаний ротора вокруг оси симметрии он переводился в режим

медленного вращения вокруг этой оси. В настоящей работе, первой из предполагаемого цикла, рассматривается лишь придание ротору гироскопа быстрого вращения.

Не останавливаясь на технических деталях решаемой задачи, укажем лишь, что проводящие участки ротора взаимодействовали с катушками статора лишь в течение коротких промежутков времени, когда на них подавалось напряжение, причем моменты включения и выключения напряжения определялись угловым положением оси симметрии ротора относительно подвеса.

Для этого в экваториальной плоскости подвеса устанавливаются эквидистантно N -пар катушек. Легко понять, что напряжение на каждую пару катушек должно подаваться дважды за период вращения ротора, когда проводящие области будут находиться против данной пары катушек (рис. 2). Длительность импульсов управления – не более четверти периода вращения ротора. Для исключения сил притяжения или отталкивания, действующих со стороны поля катушек на ротор, их следует использовать парами, при этом взаимодействие ротора с полем будет носить моментный характер, а силовое взаимодействие будет малым и обусловленным лишь неравенством действия катушек на ротор.

Всегда имеющееся трение, тормозящие моменты токов Фуко ограничивают снизу величину поля катушек, так как создаваемый ими средний момент вращения должен быть больше (при раскрутке) или равен (при стационарном вращении) некоторому критическому, равному по величине суммарному тормозящему моменту.

Задача заключается в получении налагаемых на параметры системы условий, при которых возможен перевод ротора из состояния покоя в режим стационарного вращения и определение характеристик этого режима.

Рассмотрим процесс придания ротору быстрого вращения, опираясь на динамические уравнения Эйлера, получаемые проецированием на связанные с ротором оси OX_i основного уравнения гироскопии [4]

$$\dot{\mathbf{K}} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{K}] = \mathbf{M}, \quad (1)$$

где \mathbf{K} – кинетический момент ротора, вращающегося с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ под действием момента \mathbf{M} .

Зададим взаимную ориентацию систем координат OX_i (ротор) и OZ_k (подвес) углами Эйлера φ , ψ , ϑ (рис. 3) [4] и при этом будем считать, что центр масс

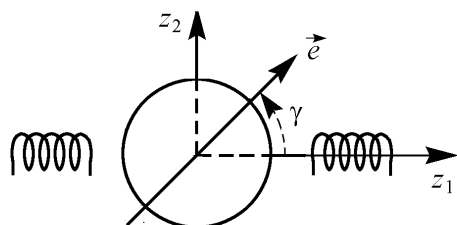


Рис. 2.

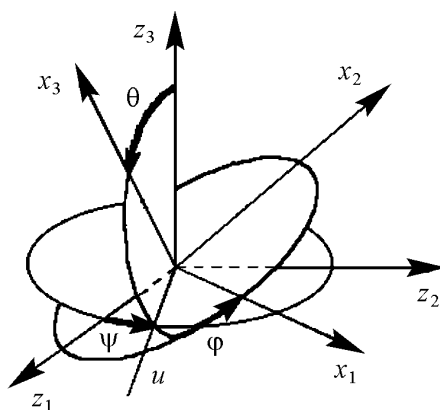


Рис. 3.

ротора неподвижен относительно подвеса, а сам ротор идеально сбалансирован и в динамическом смысле осесимметричен ($I_1 = I_2 = I_{\perp} \neq I_3 = I_{\parallel}$). При этих предположениях в проекциях на оси OX_i получим

$$\begin{aligned} I_{\perp} \left[\ddot{\psi} \sin \vartheta + \dot{\psi} \dot{\vartheta} \cos \vartheta - \dot{\varphi} \dot{\vartheta} - \eta (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \vartheta) \right] &= M_{x2} \sin \varphi - M_{x1} \cos \varphi, \\ I_{\perp} \left[\ddot{\vartheta} + \dot{\varphi} \dot{\psi} \sin \vartheta + \eta (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \vartheta) \right] &= M_{x2} \cos \varphi + M_{x1} \sin \vartheta, \\ I_{\parallel} \left(\ddot{\varphi} + \ddot{\psi} \cos \vartheta - \dot{\psi} \dot{\vartheta} \sin \vartheta \right) &= M_{x3}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\eta = (I_{\parallel}/I_{\perp} - 1)$.

Для роторов с вытянутым эллипсоидом инерции ($\eta < 0$) при начальных условиях $\Theta(0) = \cos \vartheta(0) \approx 0$, $\omega(0) = \dot{\varphi}(0) \approx 0$ в течение всего последующего процесса раскрутки ротора по углу ψ (быстрое вращение), при и после перевода ротора в двойное вращение величины Θ , $\dot{\Theta}$ и ω будут малы, что позволяет оставить в уравнениях (2) лишь линейные по этим переменным члены.

Действующий на ротор результирующий момент складывается из подкручивающих моментов N пар катушек статора и моментов трения. Если рассматривать взаимодействие «пятак» с полем катушек как взаимодействие «точечных магнитных зарядов» [5], то момент n -й пары катушек (они все считаются одинаковыми) можно представить выражением

$$\mathbf{M}_n = M_0 \left[(1 - aC_n)^{-3/2} (1 + aC_n)^{-3/2} \right] \cdot [\mathbf{l}_n \times \mathbf{e}], \quad (3)$$

где \mathbf{l}_n, \mathbf{e} – орты осей n -й пары катушек и проводящих кружков; $C_n = (\mathbf{l}_n \cdot \mathbf{e}) = \cos \gamma_n$; $a = 2rl/(r^2 + l^2)$; r – расстояние от центра ротора до «магнитного заряда»; l – расстояние от центра подвеса (ротора) до полюса катушки.

Из приведенного выражения для момента видно, что $\mathbf{M}_n = 0$, когда $[\mathbf{l}_n \times \mathbf{e}] = 0$ или $C_n = 0$, то есть в тех положениях, когда угол γ_n между осями симметрии ротора и катушек равен $k\pi/2$, что позволяет представить его величину выражением $M_n = m_0 IF(\gamma_n) \sin 2\gamma_n$, где $F(\gamma_n)$ – четная неотрицательная функция угла γ_n (точнее $F(\gamma_n) = \bar{F}(\cos \gamma_n)$).

Так как под действием приложенного момента (3), создаваемого катушками, по которым течет переменный ток, ротор будет совершать какое-то движение, при котором будет меняться магнитный поток поля катушек через проводящие области на роторе, то, следовательно, со стороны того же самого поля будет действовать и тормозящий момент, обусловленный токами Фуко

$$\mathbf{M}_{n\Omega} = \chi I m_0 \mathbf{l}_n \times [\mathbf{l}_n \times \Omega]. \quad (4)$$

Учтем, кроме того, что рассеяние кинетической энергии ротора может происходить и под действием других тормозящих моментов, например, за счет остаточного газа в рабочей камере гироскопа. Действие этих моментов будем моделировать моментом вязкого трения.

Пользуясь произвольностью выбора осей OZ_1 и OZ_2 , направим их так, чтобы ось OZ_1 совпадала с осью n -й пары катушек, создающей моменты (3) и (4).

Подставляя соответствующие проекции учитываемых моментов в правые части линейризованных по Θ , $\dot{\Theta}$ и ω уравнений (2), получим, что при действии лишь одной, n -й, пары катушек движение ротора будет подчиняться уравнениям

$$\begin{aligned} \ddot{\psi} + (\lambda_{\parallel} h_{\perp} + \chi m_0) \dot{\psi} &= m_0 F \sin 2\psi, \\ \ddot{\Theta} + (\lambda_{\perp} h_{\perp} + \chi m_0 \cos^2 \psi) \dot{\Theta} - 2\Theta m_0 \cos^2 \psi &= M_{\Theta}(\psi, \dot{\psi}, \omega), \\ (1 + \eta) \dot{\omega} + (\lambda_{\perp} h_{\parallel} + \chi m_0 \sin^2 \psi) \omega &= M_{\omega}(\psi, \dot{\psi}, \dot{\psi}, \Theta, \dot{\Theta}). \end{aligned} \quad (5)$$

В этих уравнениях учтено, что момент трения зависит от того, вращается ли ротор вокруг оси симметрии подвеса (λ_{\parallel}) или перпендикулярно к ней (λ_{\perp}). Кроме того, момент зависит и от того, вращается ли ротор вокруг оси динамической симметрии (h_{\parallel}) или же вокруг одной из экваториальных осей (h_{\perp}).

Первое уравнение в (5) описывает движение ротора по углу ψ , а два других – по углам ϑ и φ , причем первое уравнение может рассматриваться независимо от остальных.

При произвольной ориентации оси катушек в плоскости $Z_1 O Z_2$, например, под углом α_n к оси $O Z_1$, в правой части уравнений необходимо совершить замену $\psi \rightarrow \psi - \alpha_n$. Если же действует не одна, а несколько пар катушек, необходимо их действие просуммировать. Таким образом, окончательное уравнение, описывающее движение ротора по углу ψ , принимает вид

$$\ddot{\psi} + \left[\lambda_{\parallel} h_{\perp} + \chi \sum_{n=1}^N m_{0n}(\psi) \right] \dot{\psi} = \sum_{n=1}^N m_{0n}(\psi) F_n(\psi - \alpha_n) \sin 2(\psi - \alpha_n). \quad (6)$$

Рассмотрим прежде всего движение ротора под действием лишь одной пары управляющих катушек, когда

$$\ddot{\psi} + [h + \chi m_0(\psi)] \dot{\psi} = m_0(\psi) F(\psi) \sin 2\psi = M(\psi), \quad (7)$$

где $h = \lambda_{\parallel} h_{\perp}$.

Нетрудно видеть, что при постоянно включенных катушках нет никакого вращения по углу ψ и все траектории стягиваются к устойчивым состояниям равновесия $\psi_f = (2k + 1)\pi/2$, зоны притяжения которых разделяются сепаратрисами седел с координатами $\psi_s = k\pi$. Необходимым условием существования вращения является неравенство нулю интеграла

$$\langle M(\psi) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} m_0(\psi) F(\psi) \sin 2\psi d\psi \neq 0.$$

Если изменять величину $m_0(\psi)$ релейно по закону

$$m_0(\psi) = \begin{cases} m_1 & 0 \leq \psi \leq \gamma, \\ m_2 & \gamma \leq \psi \leq \pi, \end{cases} \quad (8)$$

то получим

$$\langle M(\psi) \rangle = \frac{4(m_1 - m_2)}{\pi a} \left[\frac{\sqrt{1+a} + \sqrt{1-a}}{\sqrt{1-a^2}} - \frac{\sqrt{1+a \cos \gamma} + \sqrt{1-a \cos \gamma}}{\sqrt{1-a^2 \cos^2 \gamma}} \right]. \quad (9)$$

Так как m_k пропорциональна квадрату амплитуды поля катушек, то есть величина неотрицательная, то постоянная составляющая $\langle M(\psi) \rangle$ будет максимальна при $m_1 = m$, $m_2 = 0$, $\gamma = \pi/2$, то есть катушки включаются дважды за период быстрого вращения, причем их включение производится в момент совпадения осей ротора и катушек, а выключение – когда эти оси взаимно перпендикулярны.

Подставляя в уравнение (7) зависимость $M(\psi)$ при переключениях (8) с параметрами (9), приходим к уравнению с разрывной правой частью, или к двум уравнениям

$$\begin{aligned} \ddot{\psi} + (h + \chi m(\psi)) \dot{\psi} &= m(\psi) F(\psi) \sin 2\psi, & k\pi \leq \psi \leq k\pi + \pi/2, \\ \ddot{\psi} + h\dot{\psi} &= 0, & k\pi + \pi/2 \leq \psi \leq (k+1)\pi, \end{aligned} \quad (7a)$$

описывающим движение ротора при переключениях управляющих катушек.

Соответствующие этим уравнениям фазовые портреты приведены на рис. 4, а, б, а полный портрет – на рис. 4, в.

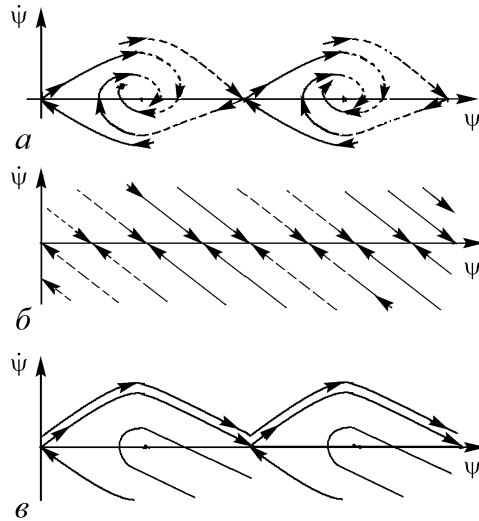


Рис. 4.

Не ставя цели исследовать все многообразие описываемых этим уравнением траекторий, ограничимся отысканием соотношения между бифуркационными значениями параметров, при которых на фазовой плоскости возникает образованная смыканием сепаратрис седла полуустойчивая траектория $\tilde{\omega}(\psi) = \tilde{\omega}(\psi + \pi)$, изображенная на рис. 4, в.

Так как нас интересуют условия, при которых может существовать этот предельный цикл, то необходимо составить некоторое математическое условие, обеспечивающее при наличии трения замыкание сепаратрис, из которого можно было бы получить зависимость $m^*(h)$ или $F(h, m^*) = 0$.

Для аналитического определения $F(h, m^*)$ воспользуемся предложенным в [6] методом аппроксимации предельных циклов. Рассматривая лишь интервал $[0, \pi]$ по углу ψ , можно считать, что при $0 \leq \psi \leq \pi$ сепаратрисный предельный цикл совпадает с нечетной функцией угла ψ и может быть представлен рядом

$$\tilde{\omega}(\psi) = \sum_{n=1}^N \omega_n \sin n\psi. \quad (12)$$

Эти рисунки соответствуют случаю малого трения, когда

$$\lambda_{\max}^2 = (h + \chi m)^2 < 36ma \quad (10)$$

и точки $\psi_f = (2k+1)\pi/2$ являются устойчивыми фокусами. Кроме того, рис. 4, в выполнен для бифуркационных значений параметров m^* и h^* , определяющих возможность существования быстрого вращения при $m > m^*$ и невозможность его при $m < m^*$.

Для фазовых траекторий $\dot{\psi} = \omega(\psi)$, соответствующих уравнению (7) или уравнениям (7а), можно записать

$$\omega \frac{d\omega}{d\psi} + \lambda(\psi) \omega = M(\psi), \quad (11)$$

где $\lambda(\psi) = h + \chi m_0(\psi)$.

При таком представлении на краях рассматриваемого по ψ интервала $[0, \pi]$ устраняется разрыв производной ω'_ψ , что обеспечит быструю сходимость ряда (12) при конечном числе N его членов. Если этот ряд сходится равномерно, то его можно дифференцировать

$$\frac{d\tilde{\omega}}{d\psi} = \sum_{n=1}^N n\omega_n \cos n\psi. \quad (13)$$

Так как $\lambda(\psi) = h + \chi m_0(\psi)$, то на интервале $[0, \pi]$ $\lambda(\psi)$ может быть представлена четной периодической функцией ψ :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2} + \sum_n \lambda_n \cos n\psi. \quad (14)$$

Аналогичным образом можно записать и разложение в ряд Фурье правой части уравнения (11)

$$M(\psi) = \sum_n M_n \sin n\psi. \quad (15)$$

Коэффициенты всех приведенных выше разложений типа

$$F(\psi) = \frac{F_0}{2} + \sum_n (a_n \cos n\psi + b_n \sin n\psi)$$

находятся из соотношений

$$\begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi F(\psi) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} n\psi d\psi,$$

как это показано на рис. 5.

Подставляя эти разложения в уравнение (11), представим его в виде $\sum_n B_n \sin n\psi = 0$. Оставляя лишь члены по $n = N + 1$ включительно, получим N -е приближение для зависимости $m^* = m^*(h, \chi)$. Ввиду получающихся при этом весьма громоздких выражений ограничимся общей записью алгебраических уравнений для получения первого приближения

$$\begin{aligned} (\lambda_0 - \lambda_2) \omega_1 &= 2M_1, \\ \omega_1^2 + (\lambda_1 - \lambda_3) \omega_1 &= 2M_2. \end{aligned}$$

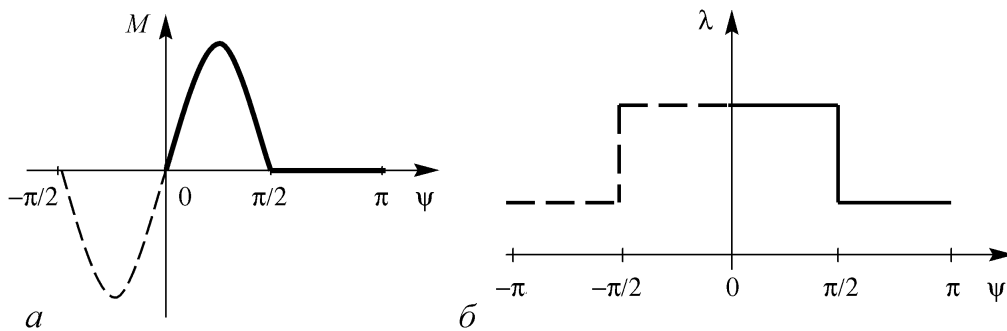


Рис. 5.

Выразив из первого уравнения ω_1 и подставив полученное выражение во второе уравнение, запишем следующее уравнение

$$M_2 (\lambda_0 - \lambda_2)^2 - M_1 (\lambda_1 - \lambda_3) (\lambda_0 - \lambda_2) = 2M_1^2, \quad (16)$$

из которого и получим искомую зависимость $m^* = m^*(h, \chi)$.

Если воспользоваться приближением постоянного магнитного поля, когда момент (3) может быть представлен наиболее простой формулой $\mathbf{M}_n = M_0 (\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{e}) \times [\mathbf{I}_n \times \mathbf{e}]$, функции $M(\psi)$ и $\lambda(\psi)$ будут иметь изображенный на рис. 5 вид, а разложения (14) и (15) запишутся следующим образом:

$$\lambda(\psi) = \left(h + \chi \frac{\gamma m}{\pi} \right) + \chi \frac{2m}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sin k\gamma}{k} \right) \cos k\psi,$$

$$M(\psi) = \frac{m}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{\sin(k-2)\gamma}{k-2} - \frac{\sin(k+2)\gamma}{k+2} \right] \sin k\psi.$$

Тогда для малых χ

$$m^*(h, \chi, \gamma) = \frac{9\pi h^2 \left(\gamma - \frac{\sin 4\gamma}{4} \right)}{8 \sin^6 \gamma} \left[1 + \frac{9\chi}{16h \sin^6 \gamma} \left(4\gamma - 2 \sin 2\gamma - \frac{32}{9} \sin^6 \gamma \right) \right]. \quad (17)$$

Очевидно, что минимальное значение m^* принимает при $\gamma = \pi/2$:

$$m^* \left(h, \chi, \frac{\pi}{2} \right) = \left(\frac{3\pi h}{4} \right)^2 \left[1 + \frac{9\chi}{16h} \left(2\pi - \frac{32}{9} \right) \right]. \quad (18)$$

Физический смысл необходимости выполнения неравенства $m > m^*$ для осуществления вращения ротора очевиден – за время включения катушек ротор должен набрать угловую скорость, достаточную для того, чтобы при выключенных катушках подойти к следующему циклу включения с отличной от нуля скоростью.

Применяя известное соотношение Трикоми [7] для периодических решений уравнения типа (11), можно показать, что при использовании одной пары управляющих катушек возможен разгон ротора до угловой скорости

$$\langle \omega (N = 1) \rangle = \frac{2m}{\pi (2h + \chi m)}, \quad (19)$$

однако, как уже сказано выше, создаваемый катушками момент при этом должен быть больше некоторого критического значения m^* .

Так как в соответствии с выражением (3) эффективное взаимодействие ротора с полем катушек происходит лишь при малом угле между их осями, то при уменьшении длительности импульса тока в 2 раза ($\gamma = \pi/4$) теряется лишь около 10% максимально возможной скорости вращения, то есть работа короткими импульсами более экономична. Очевидно, что при этом уменьшается и тепловыделение Q в полость подвеса.

Если ввести «коэффициент оптимальности»

$$k = \frac{\omega(\gamma)}{Q(\gamma)} \cdot \frac{Q(\pi/2)}{\omega(\pi/2)},$$

то можно увидеть, что существует оптимальная длительность включения катушек (по углу γ), при которой этот коэффициент максимален.

Процесс разгона ротора облегчается, если использовать включаемые попеременно две пары катушек, оси которых взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости Z_1OZ_2 . Тогда даже при большом трении, когда не выполняется условие (10), на фазовой плоскости $\Pi(\psi, \omega)$ существует полуустойчивый сепаратрисный цикл, как это показано на рис. 6. Если же условие (10) выполняется и обе пары катушек включаются друг за другом на четверть периода вращения по углу ψ , режим вращения будет существовать обязательно.

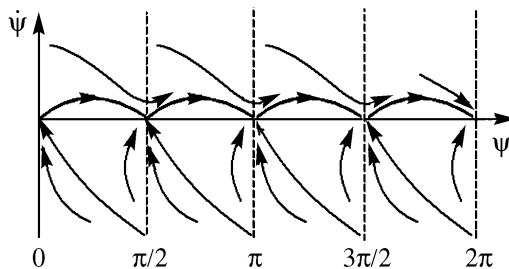


Рис. 6.

В общем случае момент, создающий быстрое вращение ротора по углу ψ , может формироваться N парами управляющих катушек, расположенных эквидистантным образом в поперечной плоскости симметрии подвеса под углами $\beta_n = \beta_0 + n\pi/N$ к оси OZ_1 ($n = 1 \div N$) и включаемыми по одному и тому же алгоритму

$$m_n = \begin{cases} m & n\pi \leq \psi - \beta_n \leq n\pi + \gamma, \\ 0 & n\pi + \gamma \leq \psi - \beta_n \leq (n+1)\pi. \end{cases} \quad (20)$$

Так как оси соседних катушек расположены под углом π/N друг к другу, то работа статора вращения может проходить в двух режимах: когда $\gamma < \pi/N$ и когда $\pi/N \leq \gamma \leq \pi/2$. В первом случае имеются промежутки времени, когда ни одна из пар катушек не включена и необходимо, чтобы ротор на выбеге смог повернуться на угол $\psi = \pi/N - \gamma$ до момента включения следующей пары, а из этого следует, что создаваемый катушками момент опять должен быть больше некоторого критического m^* . Во втором случае, при $N \geq 3$, в любой момент времени оказывается включенной хотя бы одна пара катушек и, следовательно, вращающий момент всегда отличен от нуля и раскрутка ротора возможна при любой амплитуде момента, определяющей величину стационарной угловой скорости вращения, которая может достигать максимального значения, определяемого выражением

$$\langle \omega(N) \rangle = \frac{2mN}{\pi(2h + \chi mN)}. \quad (21)$$

Заметим, что и в этом случае можно подобрать оптимальную длительность включения катушек с целью уменьшения тепловых потерь.

Увеличение числа пар катушек приводит еще и к уменьшению зависимости раскручивающего момента от угла поворота ротора и, как следствие, к большей равномерности стационарного вращения.

Библиографический список

1. Малеев П.И. Новые типы гироскопов. Л.: Судостроение, 1971. 160 с.
2. Денисов Г.Г., Комаров В.Н., Неймарк Ю.И. и др. Авт. св-во № 65469, 1970.
3. Одинцов А.А. Магнитный гироскоп и инерциальная система на его основе // Судостроительная промышленность, сер. «Навигация и гироскопия». 1991. Вып. 1. С. 51-57.
4. Ишлинский А.Ю. Ориентация, гироскопы и инерциальная навигация. М.: Наука, 1976. 672 с.
5. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
6. Капранов М.В. Метод аппроксимации предельных циклов. В кн. «Фазовая синхронизация» /Под ред. В.В. Шахгильдяна и Л.Н. Белюстиной. М.: Связь, 1975. С. 38-65.
7. Барбашин Е.А., Табуева В.А. Динамические системы с цилиндрическим фазовым пространством. М.: Наука, 1969. 300 с.

Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского

Поступила в редакцию 18.07.2005

SPINUP OF ROTORS IN DEVICES WITH NONCONTACT SUSPENSION

V.N. Komarov

In the paper one of ways of spinup of rotors in devices with noncontact suspension is considered. For the creation of rotation the pulse-position way of control the fields of stator's coils is applied.

The method of approximation of limiting cycles by the Fourier series is carried out for the theoretical investigation of an opportunity of realization of the suggested way. The algorithm of control the coils fields is found and the conditions imposed on the parameters of the working moments which allow to receive the maximal angular speed of the rotor at the minimal power inputs are received. Investigation is carried out for one, two and several pairs of control coils.



Комаров Валентин Николаевич – родился в Арзамасе (1943), окончил Горьковский государственный университет (1966). После окончания ГГУ работал в НИИ прикладной математики и кибернетики (Нижегород). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в ГГУ (1975) и доктора технических наук в МЭИ (1993) по специальности динамика, прочность, надежность машин, приборов, аппаратуры. Опубликовал около 100 научных работ в области динамики твердого тела и гироскопии. Действительный член Международной Академии навигации и управления движением, член редколлегии «Ученых записок Волго-Вятского отделения Международной Славянской Академии наук, образования, искусств и культуры», награжден Почетной медалью «За заслуги в деле возрождения науки и экономики России». В настоящее время заведует кафедрой прикладной математики на факультете ВМК Нижегородского госуниверситета. E-mail: kovn3@uic.nnov.ru