

УДК 629.07.54

## О погрешности курсоуказания ракет-носителей

В. В. Карачун, Е. Р. Потапова, В. Н. Мельник, А. Б. Астапова

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 08.07.99*

Аналізується механізм пружної взаємодії акустичного випромінювання рушійних установок РН з приладом курсу на базі триступеневого астатичного гіроскопа.

Для построения ориентирных направлений на ракетах-носителях, в частности при решении вопросов курсоуказания, широкое применение находят трехстепенные свободные гироскопы на базе астатических приборов. В совокупности с другими измерителями механических величин эти устройства являются также комплектующими элементами командно-измерительных комплексов РН. Для управления полетом баллистических ракет используют сочетание двух свободных гироскопов и гироскопического интегратора продольных ускорений ракеты. Один из них, так называемый вертикант, контролирует углы поворота ракеты вокруг двух ортогональных осей (продольной и поперечной, в плоскости шпангоута). Другой свободный гироскоп — горизонт — обеспечивает программное изменение угла тангажа. У первого ось наружной рамки устанавливается в плоскости траектории движения ракеты, у второго — перпендикулярно к плоскости траектории, а ось фигуры располагается горизонтально. Собственный уход их не превышает 5...7 угловых минут в минуту времени.

Как показали натурные испытания носителей типа «Энергия», курсовой прибор на базе трехстепенного свободного гироскопа в условиях высоких уровней акустического излучения (160 дБ и выше), наблюдающихся, в частности, при старте носителей, имеет систематический дрейф оси фигуры в азимуте, достигающий по истечении определенного времени таких значений, когда происходит удар подвижной части об упоры, теряется одна степень

свободы гироскопа и, по сути дела, прибор выходит из строя [1].

Механизм упругого взаимодействия волны акустического давления с гироскопом объясняется с помощью приводимой ниже схемы (рис. 1, 2).

Проанализируем вначале влияние звукового излучения на наружную рамку (рис. 1). Пусть равнодействующая сил избыточного давления на ее вертикальные плоскости равна  $F$  и, кроме того, на противоположных сторонах они находятся в противофазе (наиболее неблагоприятный случай). Представив эти силы в виде составляющих, обнаруживаем, что силы  $F_1$ ,  $F_2$  параллельны оси внутренней рамки и не создают момента-помехи, а система сил  $F_2$ ,  $F_2$  составляет пару с моментом  $M_2$ , вектор которого направлен вдоль оси наружной рамки. В соответствии с теоремой Резаля в этом случае ось фигуры будет прецессировать относительно оси внутренней рамки вверх. Имеющаяся межрамочная, либо маятниковая, коррекция должна нивелировать данное движение и исключать его вредное влияние.

Воздействие акустической волны на горизонтальные плоскости наружной рамки гироагрегата (ГА) не приводит к возникновению момента относительно внутренней оси подвеса, так как подшипники наружной оси жестко соединены с корпусом носителя и такой поворот невозможен. Это воздействие может привести лишь к появлению дополнительного давления на ось и к увеличению сил сухого трения.

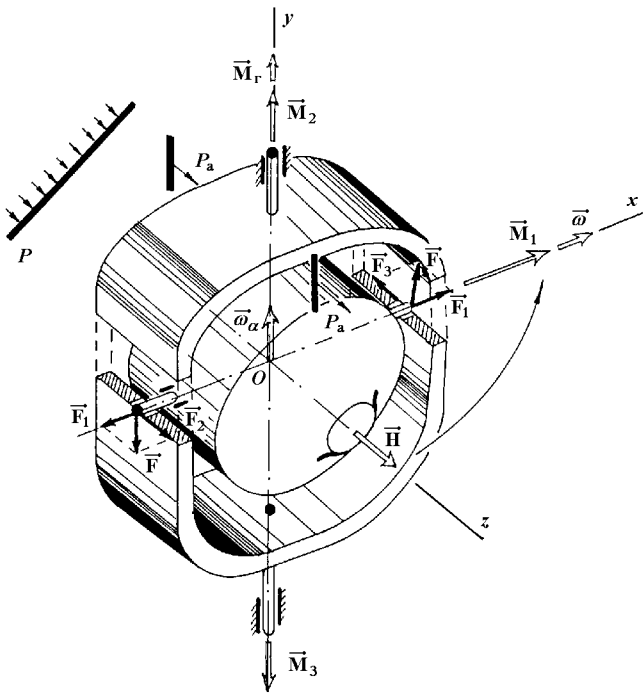


Рис. 1. Механизм взаимодействия акустической волны с гироскопом направления

Механизм влияния звуковой волны на кожух (внутреннюю рамку) гироскопа гораздо сложнее, и для его пояснения требуется несколько иной подход. Если представить звуковое давление как сумму антисимметричной  $P_a$  и симметричной  $P_c$  составляющих, то становится очевидным, что именно первая представляет наибольшую опасность, так как стремится повернуть кожух относительно внутренней оси подвеса, создавая при этом момент  $M_1$  (рис. 1). Вследствие этого ось фигуры будет прецессировать влево до совмещения векторов кинетического момента  $\mathbf{H}$  и  $M_1$ , что приведет к появлению акустической девиации.

В соответствии с теоремой об изменении кинетического момента в форме Резаля имеем

$$\omega_a \times \mathbf{H} = M_1, \quad (1)$$

где  $\omega_a$  — угловая скорость прецессии гироскопа относительно оси наружной рамки. Отсюда величина дрейфа оси гироскопа направления равна

$$\omega_a = \frac{M_1}{I\Omega \sin(\omega_a, \mathbf{H})}, \quad (2)$$

где  $I$  — момент инерции гироскопа относительно главной оси;  $\Omega$  — угловая скорость вращения ротора.

Остается раскрыть содержание момента-помехи  $M_1$ . Можно предположить отсутствие иных вредных моментов на оси  $Ox$ , кроме  $M_1$ , поскольку кожух проходит тщательную статическую и динамическую балансировку при сборке прибора.

Пусть внутри приборного отсека распространяется волна давления с потенциалом скорости

$$\Phi = \Phi(\xi) = \exp(i(\omega t - k\xi \cos\theta)), \quad (3)$$

фронт которой в момент времени  $t = 0$  соприкасается с поверхностью исходно неподвижного кожуха гироскопа. Функцию  $\Phi(\xi)$  будем предполагать стремящейся к некоторому пределу при  $\xi \rightarrow \infty$ , что позволяет ввести допущение об ограниченной величине полного импульса давления:

$$\int_0^\infty P dt = -\rho \int_0^\infty \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt = \text{const.}$$

В формуле (3) через  $\omega$  обозначена круговая частота падающей волны,  $k$  — волновое число,  $\xi$  — направление распространения излучения,  $\theta$  — угол между нормалью к поверхности и перпендикуляром к фронту волны.

Антисимметричная составляющая акустического давления создает момент  $M_1$  относительно оси внутренней рамки, однако гироскоп прецессирует относительно оси наружной рамки. Кроме того, будет возникать и момент  $M_3$ , значение которого раскроем ниже (рис. 1). Величина момента  $M_1$  определяется соотношением

$$\begin{aligned} M_1 &= M_x = \\ &= \rho \int_S y \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_z, \hat{\xi}) dS - \rho \int_S y \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_z, \hat{\xi}) dS - \\ &- \rho \int_S z \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) dS - \rho \int_S z \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) dS, \end{aligned} \quad (4)$$

а момента  $M_3$  — формулой

$$\begin{aligned} M_3 &= M_z = \\ &= \rho \int_S x \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) dS + \rho \int_S x \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) dS - \\ &- \rho \int_S y \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_x, \hat{\xi}) dS - \rho \int_S y \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_x, \hat{\xi}) dS. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $x, y, z$  — координаты точки приложения равнодействующей сил акустического давления в полуподвижной системе координат,  $\rho$  — плотность воздуха,  $n_j$  — проекции нормали к поверхности  $S$  кожуха на соответствующую ось. Потенциал  $\varphi$  подчиняется трехмерному волновому уравнению Лапласа

$$\Delta\varphi - c^{-2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

и начальным условиям

$$\varphi|_{t=0} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t}|_{t=0} = 0.$$

При  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \rightarrow \infty$  функция  $\varphi \rightarrow 0$ , а на поверхности кожуха имеет место условие [2]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = - \frac{\partial \Phi}{\partial n} + \frac{\partial U(t)}{\partial t} \cos(\hat{n}_j, j),$$

где  $U(t)$  — скорость точки поверхности.

Для конкретности падающую монохроматическую волну давления можно задать в виде

$$P = P_{10}(\xi) = \exp i(\omega t - k\xi \cos\theta),$$

а потенциалы скоростей падающей и дифракционной волн — соотношениями

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{\rho} \int_0^t P dt = \frac{1}{i\omega\rho} P_{10} \exp i(\omega t - k\xi \cos\theta) = \\ &= \Phi_0 \exp i(\omega t - k\xi \cos\theta), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\varphi = \varphi_0 \exp i(\omega t - k\xi \cos\theta'),$$

где

$$\theta' = \arcsin \left( \frac{C_2}{C_1} \sin\theta \right)$$

— угол преломления, определяемый из закона Снеллиуса (равенство фазовых скоростей распространения волн вдоль границы воздух—поверхность кожуха ГА),  $\Phi_0 = \varphi_0 = P_{10}/(i\omega\rho)$ ,  $P_{10}$  — давление в падающей волне. Тогда формулу (2) можно раскрыть более полно:

$$\begin{aligned} \omega_a &= \frac{\rho}{I\Omega \sin(\omega_a \hat{\mathbf{H}})} \times \\ &\times \int_S \left[ y \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(\hat{n}_z, \xi) + y \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(\hat{n}_z, \xi) - \right. \\ &\left. - z \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(\hat{n}_y, \xi) - z \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(\hat{n}_y, \xi) \right] dS, \end{aligned} \quad (7)$$

а угол дрейфа оси фигуры определить интегрированием выражения (7):

$$\begin{aligned} \alpha(t) &= \frac{\rho}{I\Omega} \int_0^t \frac{1}{\sin(\omega_a \hat{\mathbf{H}})} \times \\ &\times \int_S \left[ y \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(\hat{n}_z, \xi) + y \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(\hat{n}_z, \xi) - \right. \\ &\left. - z \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(\hat{n}_y, \xi) - z \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(\hat{n}_y, \xi) \right] dS dt, \end{aligned} \quad (8)$$

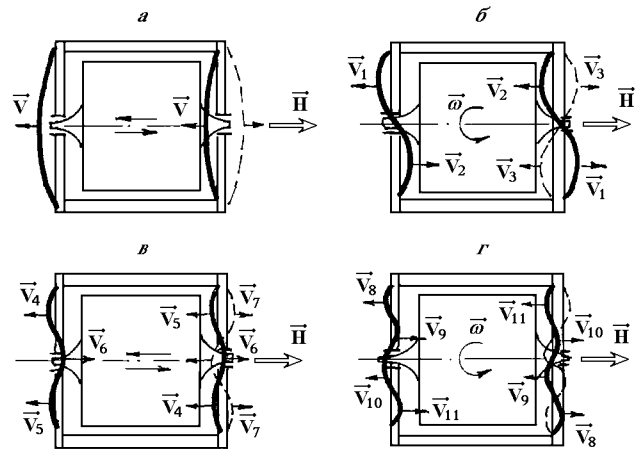


Рис. 2. Влияние прогибов крышек кожуха на акустическую девиацию

Очевидно, что величина акустической девиации гироагрегата увеличивается во времени и может достигать значительных величин при длительном воздействии звукового излучения высокого уровня.

С другой стороны, в условиях высокого акустического давления со стороны ракетных двигателей влияние на динамику гироскопа, будут оказывать влияние и другие элементы конструкции кожуха. В частности, торцевые пластины, в которых установлены подшипники главной оси. Механизм этого явления проясняется, если рассмотреть низкие формы изгибных колебаний торцов кожуха (рис. 2). Ограничимся для конкретности первыми четырьмя. При синфазном изгибном движении, первая форма, как следует из схемы, не может вызвать принудительного поворота кожуха относительно оси, перпендикулярной к главной (рис. 2, а — сплошная линия). Аналогично и при противофазном прогибе (штриховая линия). В этом случае возможны перемещения ротора вдоль главной оси, приводящие к нагрузке подшипников, но не к вынужденной прецессии оси фигуры.

Совершенно иная картина наблюдается на второй форме (рис. 2, б). При синфазном колебании крышек кожуха (сплошная линия) перемещения нижнего края правой и верхнего края левой пластины со скоростью  $V_1$  вызывают принудительное движение ротора со скоростью  $\omega$ . Скорости  $V_2$  точек поверхности торцов также стремятся повернуть ротор в ту же сторону и с той же угловой скоростью  $\omega$ . Наличие принудительной угловой скорости, как известно, приведет к появлению гироскопического момента

$$\mathbf{M}_r = \mathbf{H} \times \omega,$$

направленного вдоль оси наружной рамки и стремящегося установить ось фигуры гироскопа параллельно вектору  $\omega$  (рис. 1). Понятно, что прецессия вокруг оси наружной рамки есть дрейф прибора в азимуте и представляет собой акустическую девиацию. Аналогичная картина наблюдается на третьей и четвертой форме (рис. 2, в, г). Таким образом, нечетные формы акустической вибрации торцов кожуха приводят к принудительному поступательному перемещению ротора и не представляют опасности, а четные — к принудительному повороту ротора гироскопа вокруг оси, перпендикулярной к вектору кинетического момента  $\mathbf{H}$ . Последнее обстоятельство и служит причиной погрешности курсоказания гироскопа.

1. Карачун В. В., Лозовик В. Г. О влиянии акустического излучения на динамику чувствительных элементов ГСП // Космічна наука і технологія.—1996.—1, № 2-6.—С. 72—75.
2. Новожилов В. В. О перемещении абсолютно твердого тела под действием акустической волны давления // Прикл. матем. и мех.—1959.—23, вып. 4.—С. 794—797.

---

#### ON THE FAULT IN THE COURSE INDICATION OF CARRIER ROCKET

V. V. Karachun, E. R. Potapova, V. N. Mel'nik,  
and A. B. Astapova

We study the mechanism of resilient interaction of the acoustic radiation from carrier rocket engines with the course devices built around a three-degree astatic gyro.