

## ПОХИБКИ ГІРОСКОПА ВНАСЛІДОК НАЯВНОЇ ПЛАВУЧОСТІ

*Проводиться аналіз впливу плавучості рухомої частини двоступеневого поплавкового гіроскопа на додаткову похибку вимірювань в умовах проникаючого акустичного випромінювання. Одержані аналітичні вирази похибок вимірювань для випадку плоскої монохроматичної хвилі надлишкового тиску.*

**Постановка проблеми.** Оцінка параметрів польоту широкого класу космічних апаратів здійснюється вже безпосередньо на борту ракети-носія і тому питання точності побудови опорної системи координат, що пов'язана із літаком-носієм, набувають виключної ваги.

Поплавець разом із гіроагрегатом проходить ретельне статичне і динамічне балансування при виготовленні. Разом з тим, наявність ненульової вихідної плавучості призводить до порушення геометричної симетрії відносно осі підвісу приладу, що неминує створює умови для появи небажаних збуджуючих чинників.

Пояснення явища полягає в наступному. Геометрична асиметрія, тобто парусність, відносно вихідної осі призводить до того, що, набігаючи, звукова хвиля надлишкового тиску, точніше – її антисиметрична складова  $P_a$

$$P_a = 2^{-1}(P_{10} + P_{20} - P_{30}) \exp i(\omega t - \vec{k}_0 \vec{r}),$$

буде розгойдувати рухому частину гіроскопа і створювати додатковий збуджуючий момент. В той же час, симетрична складова  $P_c$

$$P_c = 2^{-1}(P_{10} + P_{20} + P_{30}) \exp i(\omega t - \vec{k}_0 \vec{r}),$$

між тим, серйозної небезпеки не становить. Тут зазначено:  $P_{10}$ ,  $P_{20}$  и  $P_{30}$  – відповідно тиск у падаючій, відбитій та пройдешній звукових хвилях;  $\vec{k}_0$  – хвильовий вектор;  $\vec{r}$  – радіус-вектор;  $\omega$  – кутова частота.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Пружна взаємодія акустичної хвилі з різного роду великими об'єктами, зокрема для умов підводного вибуху, аналізувалася, наприклад, в роботах [1–5]. Вплив проникаючого акустичного випромінювання на поліагрегатні конструкції навігаційного і бортового обладнання літальних апаратів розглядався лише в незначній кількості робіт [6, 7] і має ще великий простір для наукових і прикладних досліджень. Практично, аналіз закономірностей зміни динаміки приладів командно-вимірювальних комплексів ракет-носіїв в умовах акустичного навантаження тільки набуває розвитку [8–11].

**Виділення невирішених раніше частин загальної проблеми.** Наявний аналіз пружної взаємодії механічних систем приладів інерціальної навігації, зокрема гіроскопів, обмежується встановленням закономірностей виникнення акустичної вібрації елементної бази. Поза увагою дослідників залишається не менш важливе питання впливу геометричної асиметрії підвісу на ступінь негативної дії акустичного випромінювання з боку рушійних установок ракети. Згідно з логікою досліджень, перш за все, необхідно з'ясувати механізм явища та побудувати розрахункові моделі

**Метою** пропонованого дослідження є спроба аналітичного опису ролі парусності поплавця двоступеневого гіроскопа на появу додаткових похибок навігаційного обладнання за натурних умов. Результат надасть змогу вирішення питання вибору ефективних засобів боротьби із впливом акустичних полів – конструктивних, схемних чи автокомпенсаційних.

**Основний матеріал досліджень.** Визначимо природу появи додаткового збуджуючого моменту. Нехай усередині приладу розповсюджується акустична хвиля з потенціалом швидкості

$$E(\eta) = E_0 \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \varphi), \quad (1)$$

фронт якої в момент часу  $t = 0$  стикається з поверхнею початково нерухомого поплавця з гіроагрегатом. Функцію  $E(\eta)$  прийемо такою, що наближається до якоїсь границі за умови  $\eta \rightarrow +\infty$ . Це означає факт обмеження імпульсу тиску за величиною, тобто

$$\int_0^{\infty} E d\eta = \text{const}.$$

У виразі (1) прийняті такі позначення:  $\omega$  – кутова частота хвилі акустичного тиску;  $k_0$  – хвильове число;  $\eta$  – напрям розповсюдження випромінювання;  $\varphi$  – кут між нормаллю до поверхні поплавця і нормаллю до фронту хвилі.

Слід зазначити, що акустична хвиля, точніше її антисиметрична складова  $P_a$ , породжує момент  $M$  відносно вихідної осі за ненульової плавучості рухомої частини, або за наявності геометричної асиметрії циліндра відносно осі підвісу. Тобто йдеться про парусність. Обчислити величину збуджуючого моменту можна за формулою:

$$M^a = \rho \left[ \int_s y \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_z, \eta) ds + \int_s y \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_z, \eta) ds - \int_s z \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) ds - \int_s z \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_y, \eta) ds \right], \quad (2)$$

де  $\varepsilon$  – потенціал швидкості дифракційної хвилі.

Конкретизуємо зміст цієї формули стосовно геометрії поплавця у вигляді циліндричної оболонки довжиною  $h$  та двох колових пластин (торців) радіуса  $r$ . Тоді момент рівнодіючої сил акустичного тиску на циліндричну поверхню буде обчислюватись за формулою [6]:

$$M_{\text{ц}} = \rho \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} r \sin \psi \left[ \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) r d\psi dy + \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \times r d\psi dy - \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_z, \eta) r d\psi dy - y \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_z, \eta) r d\psi dy \right]. \quad (3)$$

Аналогічно для торця поплавця:

$$M_T = \rho l^2 \cos \psi d\psi dl \int_s \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) = \rho \int_0^r l^2 dl \left[ \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \cos \psi d\psi + \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \cos \psi d\psi \right]. \quad (4)$$

Сукупний збуджуючий момент  $M_a$  має бути таким:

$$M^a = M_{\text{ц}} + M_{\text{ц}} = \rho r \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} dy \left[ r \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \sin \psi d\psi + r \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \sin \psi d\psi - y \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_z, \eta) \sin \psi d\psi - y \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_z, \eta) \sin \psi d\psi \right] + 2\rho \int_0^r l^2 dl \left[ \int_0^{2\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \cos \psi d\psi + \int_0^{2\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(n_y, \eta) \cos \psi d\psi \right]. \quad (5)$$

Запишемо рівняння двостепеневого гіроскопа у вигляді [10]:

$$J\ddot{\beta} + b\dot{\beta} + c\beta = M + M^a, \quad (6)$$

де  $J$  – момент інерції рухомої частини;  $b$ ,  $c$  – відповідно коефіцієнти в'язкого опору та жорсткості пружини;  $\beta$  – кут повороту поплавця;  $M$  – інші моменти, що діють на осі.

Розв'язання рівняння (6) дає можливість обчислити кут  $\beta$ . Для інтегруючого гіроскопа слід прийняти  $c = 0$ .

Стале значення кута повороту  $\beta_{CT}$ , який відповідає “хибній” кутовій швидкості і зумовлений дією проникаючого акустичного випромінювання, визначається за формулами:

$$\beta_{CT} = c^{-1} M^a; \quad \beta_{CT} = b^{-1} \int_0^t M^a dt, \quad (7)$$

відповідно для диференційного та інтегруючого гіроскопів.

Потенціал  $\varepsilon$  підпорядковано тривимірному хвильовому рівнянню Лапласа

$$\Delta \varepsilon - c_0^{-2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = 0 \tag{8}$$

і початковим умовам

$$\varepsilon \Big|_{t=0} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0.$$

За  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \rightarrow \infty$  функція  $\varepsilon \rightarrow 0$  і на поверхні поплавця має місце умова

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial u} = - \frac{\partial E}{\partial n} + \frac{\partial U}{\partial t} \cos(\hat{n}_j, \hat{\eta}),$$

де  $U(t)$  – швидкість точки поверхні.

Припустимо, що на поплавець діє плоска монохроматична хвиля тиску

$$P = P_{10}(\eta) = \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta), \tag{9}$$

а потенціал швидкості падаючої та дифракційної хвиль визначається співвідношеннями:

$$\begin{aligned} E &= P_{10} (i\omega\rho)^{-1} \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta) = E_0 \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta); \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta), \end{aligned} \tag{10}$$

де  $\theta = \arcsin(c_2 c_1^{-1} \sin \theta)$  – кут заломлення, який обчислюється за законом Снеліуса при умові рівності фазових швидкостей розповсюдження хвиль вздовж межі середовищ (в даному випадку гідростатичного підвісу і поплавця);  $E_0 = \varepsilon_0 = P_{10} (i\omega\rho)^{-1}$ ;  $P_{10}$  – тиск у падаючій хвилі.

За цих умов сталі значення акустичної похибки диференціюючого гіроскопа становить:

$$\begin{aligned} \beta_{CT} &= P_{10} (i\omega\rho)^{-1} c^{-1} \omega \left\{ \rho r \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} dy \left[ 2r \int_0^{2\pi} \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta) \cos(\hat{n}_y, \hat{\eta}) \sin \psi d\psi - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 2y \int_0^{2\pi} \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta) \cos(\hat{n}_z, \hat{\eta}) \sin \psi d\psi \right] + \right. \\ &\quad \left. + 4 \int_0^r l^2 dl \int_0^{2\pi} \exp i(\omega t - k_0 \eta \cos \theta) \cos(\hat{n}_y, \hat{\eta}) \cos \psi d\psi \right\}. \end{aligned} \tag{11}$$

**Висновки.** Отже, з'ясовані закономірності виникнення додаткової похибки поплавкового гіроскопа під дією проникаючого акустичного випромінювання. Як видно, наявна плавучість рухомої частини приладу може слугувати причиною погіршення точнісних характеристик, причому, крім сталої, має місце і періодична складова.

Найпростішим способом боротьби із цим явищем є застосування різного роду екранів, що знизять рівень пройдешнього акустичного тиску.

**ЛІТЕРАТУРА:**

1. Григолюк Э.И., Горшков А.Г. Взаимодействие слабых ударных волн с упругими конструкциями. – М.: Изд-во Моск. ун-та механики, 1968. – 480 с.
2. Кубенко В.Д. Нестационарное взаимодействие элементов конструкции со средой. – К.: Наук. думка, 1979. – 134 с.
3. Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. – Л.: Судостроение, 1967. – 197 с.
4. Горшков А.Г., Григолюк Э.И. Действие плоской волны давления на упругие конструкции с жесткими элементами // Динамика упругих и твердых тел, взаимодействующих с жидкостью. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1972. – С. 62–72.
5. Новожилов В.В. О перемещении абсолютно твердого тела под действием акустической волны давления // Прикл. матем. и мех. – 1959. – XXIII. Вып. 4. – С. 794–797.
6. Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа / В.В. Карачун, В.Г. Лозовик, Е.Р. Потапова, В.Н. Мельник / Под ред. В.В. Карачуна. – К.: Корнійчук, 2000. – 128 с.

7. Карачун В.В., Кубрак Н.А. Дротяні елементи приладів в акустичному середовищі. – К.: Корнійчук, 2001. – 160 с.
8. Мельник В.Н., Карачун В.В. Некоторые аспекты гироскопической стабилизации в акустических полях // Прикл. механика. – 2002. – Т. 38. – № 1. – С. 95–101.
9. Мельник В.Н., Карачун В.В. О влиянии акустического излучения на чувствительные элементы гиросtabilизированной платформы // Прикл. механика. – 2004. – Т. 40. – № 10. – С. 122–130.
10. Melnik V.N., Karachu, V.V. Some Aspects of the gyroscopic stabilisation in acustic fields // Int. Appl. Mech. – 2002. – 38. – № 1. – Pp. 74–80.
11. Погрешности гироскопического интегратора линейных ускорений в натуральных условиях / В.В. Карачун, В.Н. Мельник, В.Г. Лозовик, А.А. Одинцов / Под ред. В.В. Карачуна. – К.: Корнійчук, 2001. – 144 с.

МЕЛЬНИК Вікторія Миколаївна – кандидат технічних наук, доцент кафедри біотехніки та інженерії Національного технічного університету України “КПІ”.

Наукові інтереси:

– динаміка боргової апаратури рухомих об’єктів.

Подано 17.06.2007