1. Wyznaczanie kursu za pomocą żyrokompasu

Postęp techniki umożliwia stosowanie na statkach coraz nowocześniejszych urządzeń nawigacyjnych, takich jak: autopiloty, radary, ARPA oraz układy nawigacji zintegrowanej. Do prawidłowej pracy tych urządzeń niezbędne jest dostarczenie informacji między innymi o kursie i prędkości statku.

Kolejne udoskonalenia metod wyznaczania kierunku ruchu statku zaowocowały stworzeniem żyrokompasu. Podczas ubiegłego stulecia nastąpiła znaczna ewolucja tego typu urządzeń, od najprostszych żyrokompasów wahadłowych poprzez żyrokompasy ze sterowaniem elektromagnetycznym, aż do wykorzystujących najnowsze zdobycze techniki żyrokompasów optycznych.

Zasada działania żyrokompasów polega na wykorzystaniu własności żyroskopu, odpowiednim ich przekształceniu oraz przeniesieniu ich wskazań do różnych miejsc i urządzeń. Istnieją różne rodzaje kompasów żyroskopowych. Biorąc pod uwagę ich budowę możemy wyróżnić: kompasy jedno- i dwużyroskopowe lub kulowe (mokre) i suche. Wymienione typy żyrokompasów mogą być sterowane wewnętrzne, jak i zewnętrzne. Ponadto, możemy dokonać podziału na żyrokompasy posiadające element czuły i żyrokompasy, w których on nie występuje.

W rozdziale tym przedstawiono teoretyczne podstawy wyznaczania kursu statku w kompasach żyroskopowych, w tym także optycznych oraz dokonano analizy ich błędów. Znajomość ich jest niezbędna do prowadzenia bezpiecznej żeglugi. Przedstawiono również wybrane problemy konstrukcji i eksploatacji żyrokompasów.

1.1. Ogólne wiadomości o żyroskopach

Podstawę konstrukcji wielu urządzeń nawigacyjnych stanowią żyroskopy. Możemy je opisać za pomocą [2, 3] następującej definicji: żyroskop to ciało sztywne o symetrycznym kształcie, wirujące z dużą prędkością względem swojej osi obrotu. Symbolicznie żyroskop oznacza się w sposób przedstawiony na rys. 1.1.

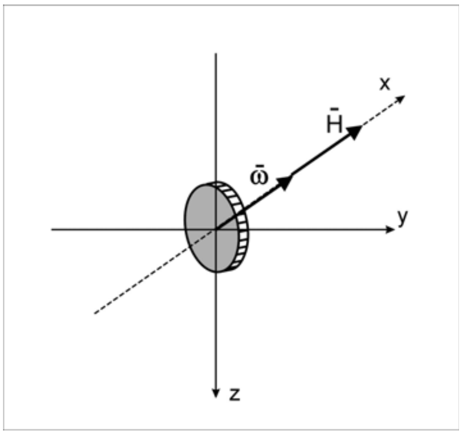
Oś, względem której wiruje żyroskop nazywamy jego główną osią.

Żyroskop charakteryzują takie wielkości wektorowe jak: prędkość kątowa $\overline{\omega}$, moment kinetyczny (w konstrukcji urządzeń nawigacyjnych nazywany krętem) $\overline{\mathrm{H}}$. Wielkością skalarną charakteryzującą żyroskop jest moment bezwładności I względem osi głównej.

Wszystkie wielkości charakteryzujące żyroskop łączy następująca zależność:

$$\overline{\mathrm{H}} = I \cdot \overline{\omega} \tag{1.1}$$

W konstrukcji żyrokompasów wykorzystuje się żyroskopy o trzech stopniach swobody.



Rys. 1.1. Symboliczne oznaczenie żyroskopu

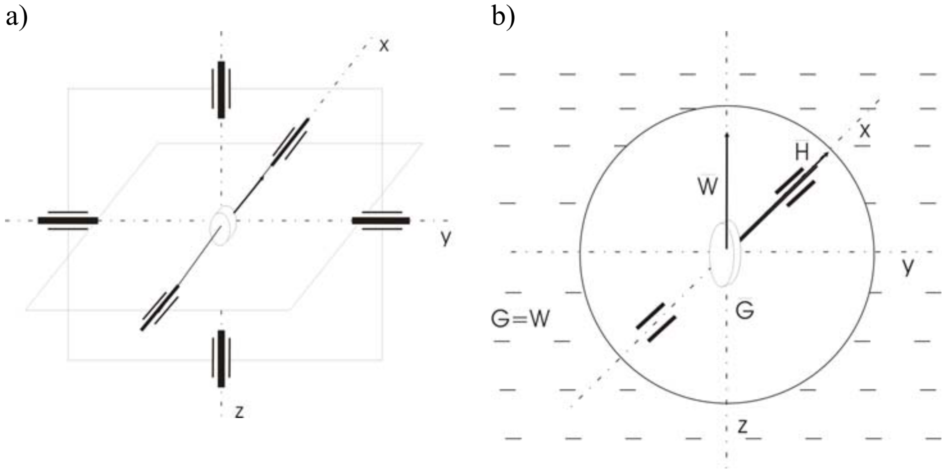
Żyroskopem swobodnym nazywamy żyroskop, który ma możliwość obrotu względem trzech osi prostokątnego przestrzennego układu współrzędnych Oxyz.

W konstrukcji żyrokompasów stosuje się głównie dwa rozwiązania zapewniające żyroskopom trzy stopnie swobody:

- żyroskop w zawieszeniu kardanowym przedstawiono na rys. 1.2 a. Zawieszenie to składa się z dwóch ramek: wewnętrznej i zewnętrznej. Ramka wewnętrzna może obracać się względem poziomej osi y dzięki odpowiednim łożyskom. Natomiast obie ramki mogą obracać się względem osi z. Środek ciężkości żyroskopu pokrywa się ze środkiem geometrycznym zawieszenia kardanowego. Rozwiązanie takie stosuje między innymi firma Sperry;
- żyroskop w pływającej kuli przedstawiono na rys. 1.2 b. W rozwiązaniu tym żyroskop umieszczony wewnątrz hermetycznie zamkniętej kuli. Kula umieszczona jest w płynie nośnym w taki sposób, aby siła wyporu równoważyła jej ciężar. W takim rozwiązaniu kula, a tym samym żyroskop posiada trzy stopnie swobody.

Obecnie wykorzystywane są oba rozwiązania. Do zalet rozwiązania z pływającą kulą należy prostota budowy oraz dobre tłumienie drgań, natomiast wady to brak możliwości przeprowadzenia napraw elementów umieszczonych wewnątrz kuli. Należy jednak podkreślić, że rozwiązanie z kulą żyroskopową ma obecnie szersze zastosowanie. Nawet w rozwiązaniu kardanowym stosuje się kulę, w której umieszczona jest ramka wewnętrzna wraz z żyroskopem, dzięki temu zmniejszono nacisk na łożyska osi y, a tym samym siły tarcia.

Oś główna żyroskopu swobodnego może zajmować dowolne położenie kątowe względem Ziemi. W żyrokompasach dąży się do tego, aby oś żyroskopu zajmowała położenie w płaszczyźnie południka, wówczas możliwe będzie wyznaczanie kursu.



Rys. 1.2. Żyroskopy swobodne:
a) żyroskop w zawieszeniu kardanowym, b) żyroskop wewnątrz kuli

1.2. Ruch żyroskopu pod działaniem zewnętrznego momentu siły

Jednym z podstawowych twierdzeń mechaniki jest twierdzenie o kinetycznym momencie żyroskopu. Twierdzenie to możemy sformułować następująco:

pochodna momentu kinematycznego jest równa wypadkowemu momentowi wszystkich sił zewnętrznych działających na ten żyroskop [1, 2, 3].

Twierdzenie to wyrażamy za pomocą równania:

$$\frac{d\overline{\mathrm{H}}}{dt} = \overline{\mathrm{M}} \tag{1.2}$$

Biorąc pod uwagę, że w interpretacji geometrycznej pochodna wektora jest równa wektorowi prędkości jego końca, wówczas twierdzenie to brzmi następująco:

wektor prędkości końca momentu kinematycznego żyroskopu jest równy wypadkowemu momentowi sił zewnętrznych działających na ten żyroskop.

Wobec tego twierdzenie (1.2) możemy zapisać jako:

$$\frac{d\overline{\mathrm{H}}}{dt} = \overline{\mathrm{U}} \tag{1.3}$$

gdie:

$\overline{U}$ − wektor prędkość końca.

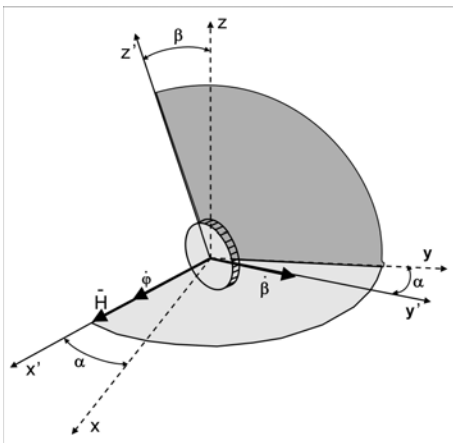
Uwzględniając wyrażenia (1.2) i (1.3) otrzymamy matematyczną postać twierdzenia:

$$\overline{U} = \overline{M} \tag{1.4}$$

W dalszej analizie ruchu żyroskopu będziemy korzystać z trzech prawoskrętnych układów współrzędnych:

- układ współrzędnych Oxyz związany jest z żyroskopem, oś x pokrywa się z główną osią żyroskopu, a osie y, z leżą w płaszczyźnie jego obrotu. Środek ciężkości pokrywa się ze środkiem układu współrzędnych;
- układ współrzędnych O $x_1y_1z_1$ związany jest z żyroskopem, podobnie jak układ x,y,z z tą różnicą, że jego osie x_1y_1 obracają się razem z żyroskopem;
- nieruchomy układ współrzędnych O $x_0y_0z_0$.

Do określania położenia układu współrzędnych związanego z żyroskopem będziemy wykorzystywać współrzędne Eulera α, β, φ. Otrzymujemy je w wyniku odpowiednich obrotów ruchomego układu współrzędnych względem nieruchomego. Sposób wyznaczania tych współrzędnych ilustruje rys. 1.3. Współrzędne α, β [1,3] jednoznacznie określają położenie osi żyroskopu w przestrzeni, natomiast jego obrót względem osi głównej często nazywany jest obrotem własnym (powoduje on zmianę kąta φ).



Rys. 1.3. Układ współrzędnych Eulera położenia żyroskopu

W przypadku ruchu złożonego, gdy układ współrzędnych $Ox_1y_1z_1$ porusza się z prędkością kątową ω względem nieruchomego układu $Ox_0y_0z_0$ wówczas pochodna wektora krętu będzie równa [1]:

$$\frac{d\overline{\mathrm{H}}}{dt} = \frac{d\overline{\mathrm{H}}_1}{dt} + \varpi \times \overline{\mathrm{H}} \tag{1.5}$$

gdzie:

$\frac{d\overline{\mathrm{H}}}{dt}$ − pochodna wektora krętu w nieruchomym układzie współrzędnych,

$\frac{d\overline{\mathrm{H}}_1}{dt}$ − względna (lokalna) pochodna charakteryzująca zmianę wektora krętu w ruchomym układzie współrzędnych,

ϖ − prędkość kątowa obrotu współrzędnych $0x_1y_1z_1$,

$\varpi \times \overline{\mathrm{H}}$ − składowa równania uwzględniająca obrót układu współrzędnych.

Uwzględniając wyrażenie (1.2) otrzymamy:

$$\frac{d\overline{\mathrm{H}}_1}{dt} + \varpi \times \overline{\mathrm{H}} = \overline{\mathrm{M}} \tag{1.6}$$

Bardzo często, w analizie ruchu żyroskopu, wygodniej jest posługiwać się układem współrzędnych Oxyz, który związany jest z żyroskopem, ale nie obraca się razem z nim. W takim przypadku równanie (1.5) przyjmie postać:

$$\frac{d\overline{\mathrm{H}}_1}{dt} + \varpi_1 \times \overline{\mathrm{H}} = \overline{\mathrm{M}}$$

gdzie:

ϖ_1 − prędkość kątowa układu współrzędnych Oxyz.

Składowe równania (1.6) w układzie współrzędnych Oxyz przyjmą postać:

$$\begin{aligned} \frac{dH_{x_1}}{dt} + \omega_{y_1} \cdot H_z - \omega_{z_1} \cdot H_y &= M_x \\ \frac{dH_{y_1}}{dt} + \omega_{z_1} \cdot H_x - \omega_{x_1} \cdot H_z &= M_y \\ \frac{dH_{y_1}}{dt} + \omega_{x_1} \cdot H_y - \omega_{y_1} \cdot H_x &= M_z \end{aligned} \tag{1.7}$$

Podczas obrotu żyroskopu względem nieruchomego układu współrzędnych $Ox_0y_0z_0$ zmianie ulegają współrzędne Eulera α, β, φ z prędkością kątową równą ich pochodnym $\dot{\alpha}, \dot{\beta}, \dot{\varphi}$ (składowe te przedstawiono na rys. 1.3) [1].

Składowe prędkości obrotu układu współrzędnych żyroskopu i związanego z nim układu współrzędnych $Ox_1y_1z_1$ w układzie współrzędnych Oxyz będą równe:

$$\begin{aligned} \omega_x &= \dot{\varphi} - \dot{\alpha} \cdot \sin\beta \\ \omega_y &= \dot{\beta} \\ \omega_z &= \dot{\alpha} \cdot \cos\beta \end{aligned} \tag{1.8}$$

gdzie:

$\dot{\varphi} = \dfrac{d\varphi}{dt}$ (notacja taka będzie stosowana do oznaczania pierwszych pochodnych po czasie)

Odpowiednio składowe prędkości unoszenia tego samego układu w układzie współrzędnych $Ox_1y_1z_1$ i będą równe:

$$\begin{aligned} \omega_{x1} &= -\dot{\alpha} \cdot \sin\beta \\ \omega_{y_1} &= \dot{\beta} \\ \omega_{z_1} &= \dot{\alpha} \cdot \cos\beta \end{aligned} \tag{1.9}$$

Przyjmując, że osie Oxyz są jednocześnie głównymi osiami bezwładności żyroskopu, to dla symetrycznego wirnika możemy przyjąć, że momenty bezwładności względem osi x,y będą sobie równe:

$$I_x = I_y = I$$

gdzie:

I_x, I_y − momenty bezwładności żyroskopu względem osi x,y;

Wobec tego składowe krętu są równe:

$$\begin{aligned} H_x &= J \cdot \omega_x \\ H_y &= I \cdot \omega_y \\ H_z &= I \cdot \omega_z \end{aligned} \tag{1.10}$$

gdzie:

J − moment bezwładności żyroskopu względem osi x.

Podstawiając wyrażenia (1.10) do układu równań (1.7) uwzględniając, że na podstawie zależności (1.8) i (1.9) $\omega_y = \omega_{y1}$, $\omega_z = \omega_{z1}$ otrzymamy następujący układ równań:

$$
\begin{aligned}
J\frac{d\omega_x}{dt} &= M_x \\
I\frac{d\omega_{y_1}}{dt} + \omega_{z_1}\cdot J\cdot\omega_x - \omega_{x_1}\cdot I\cdot\omega_{z_1} &= M_y \\
I\frac{d\omega_{z_1}}{dt} + \omega_{x_1}\cdot I\cdot\omega_y - \omega_{y_1}\cdot I\cdot\omega_x &= M_z
\end{aligned}
\qquad (1.11)
$$

Przy ruchu ustalonym żyroskopu moment obrotowy $M_x = 0$, tym samym pierwsze równanie układu równań (1.11) przyjmie postać:

$$J\frac{d\omega_x}{dt} = 0$$

co oznacza, że $\omega_x = \mathrm{const.}$

Składowa prędkości kątowej ω_x, na podstawie pierwszego równania układu równań (1.8), jest równa:

$$\omega_x = \dot{\varphi} - \dot{\alpha}\cdot\sin\beta$$

Dla żyroskopu obracającego się z dużą prędkością względem osi x $\dot{\varphi}\rangle\rangle\dot{\alpha}$ wobec tego możemy przyjąć $\dot{\alpha} \approx 0 = 0$ oraz $\omega_x \approx \dot{\varphi} = \omega$ tym samym $J\cdot\omega_x \approx J\cdot\dot{\varphi} = J\cdot\omega = H$. Wówczas układ równań (1.11) możemy zapisać następująco:

$$
\begin{aligned}
I\frac{d\omega_{y_1}}{dt} + H\cdot\omega_{x_1} - \omega_{x_1}\cdot I\cdot\omega_{z_1} &= M_y \\
I\frac{d\omega_{z_1}}{dt} + \omega_{x1}\cdot I\cdot\omega_{y_1} - H\cdot\omega_{y_1} &= M_z
\end{aligned}
\qquad (1.12)
$$

Biorąc pod uwagę, że żyroskop obraca się z dużą prędkością to $H\cdot\omega_{z_1}\rangle\rangle I\cdot\omega_{x_1}\cdot\omega_{z_1}$ i $H\cdot\omega_{y_1}\rangle\rangle I\cdot\omega_{x_1}\cdot\omega_{y_1}$.

Składowe $I\cdot\omega_{x1}\cdot\omega_{z1}$ oraz $I\cdot\omega_{x1}\cdot\omega_{y1}$ nie mają większego wpływu na rozwiązanie i mogą być pominięte[1], zaś układ równań (1.12) przyjmie postać:

$$I\frac{d\omega_{y_1}}{dt}+H\cdot\omega_{z_1}=M_y \tag{1.13}$$

$$I\frac{d\omega_{z_1}}{dt}-H\cdot\omega_{y_1}=M_z$$

Otrzymany układ równań (1.13) nazywany uproszczonymi równaniami Eulera. Występujące w tym równaniu pierwsze składowe oznaczają momenty sił bezwładności, natomiast drugie momenty żyroskopowe.

Układ równań (1.13) możemy wyrazić w jeszcze prostszej postaci, podstawiając w miejsce zmiennych ω_{y_1} i ω_{z_1} odpowiednie wyrażenia (1.9). Otrzymamy układ równań w postaci:

$$I\cdot\ddot{\beta}+H\cdot\dot{\alpha}\cdot\cos\beta=M_y \tag{1.14}$$

$$I(\ddot{\alpha}\cdot\cos\beta-\dot{\alpha}\cdot\sin\beta\cdot\dot{\beta})-H\cdot\dot{\beta}=M_z$$

gdzie

$\ddot{\beta}=\dfrac{\mathrm{d}^2\beta}{\mathrm{dt}^2}$ (notacja tak będzie oznaczała drugą pochodną po czasie)

W czasie wyznaczania kursu zmiany współrzędnych α i β są bardzo małe, dlatego też możemy przyjąć, że:

$$\sin\alpha\approx\alpha,\qquad \cos\alpha\approx 1,$$
$$\sin\beta\approx\beta\qquad \cos\beta\approx 1$$

Wobec tego układ równań (1.14) przyjmie postać:

$$I\cdot\ddot{\beta}+H\cdot\dot{\alpha}=M_y \tag{1.15}$$

$$I\cdot\ddot{\alpha}-H\cdot\dot{\beta}=M_z$$

Równania w tej postaci są bardzo przydatne do analizy ruchu żyroskopu pod wpływem działania określonych zewnętrznych momentów sił.

1.3. Zachowanie się żyroskopu swobodnego na statku

Jeżeli na poruszającym się statku, z pewną prędkością *V*, umieścimy żyroskop to będzie on poddany ruchowi obrotowemu w wyniku:

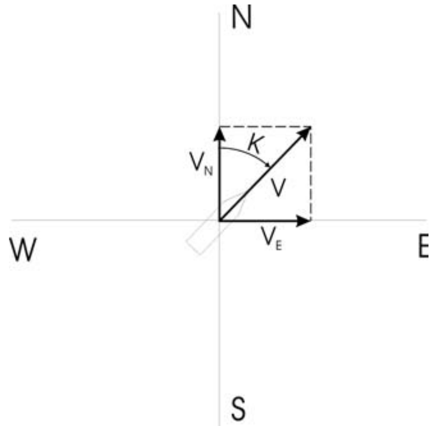
- ruchu obrotowego Ziemi,
- ruchu obrotowego wynikającego z ruchu liniowego statku z określoną prędkością liniowa V i kursem K po kulistej powierzchni Ziemi.

Prędkość kątową, wynikającą z obu tych ruchów, będziemy rozpatrywać w układzie, którego środek porusza się razem ze statkiem, natomiast dwie jego osie leżą w płaszczyźnie horyzontalnej. Jedna z nich skierowana jest na północ N, druga natomiast jest styczna do równoleżnika i jest skierowana na zachód E. Trzecia oś jest prostopadła do płaszczyzny horyzontu i jest skierowana do środka Ziemi (rys. 1.4).

Prędkość liniową ruchu statku możemy rozłożyć na dwie składowe:

$$v_N = V \cdot \cos K\,,\ v_E = V \cdot \sin K \tag{1.16}$$

Ruch statku ze składową v_N dotyczy ruchu wzdłuż południka po obwodzie koła o promieniu R. Ruch ten możemy zastąpić ruchem obrotowym z prędkością kątową; $\frac{V_N}{R} = \frac{V \cdot \cos K}{R}$, natomiast ruch ze składową V_E odbywa się wzdłuż równoleżnika o promieniu R · cosφ, czyli obraca się z prędkością kątową równą: $\frac{V_E}{R \cdot \cos\varphi}$



Rys. 1.4. Składowe prędkości statku

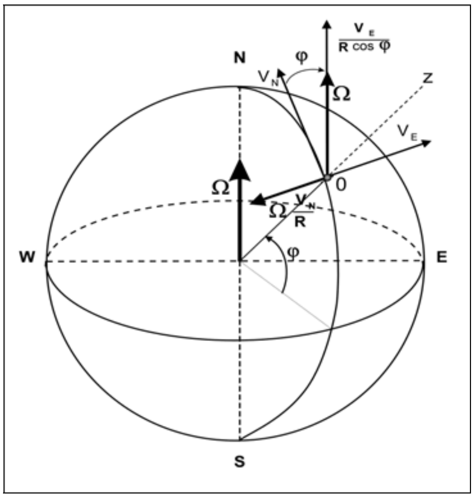
Prędkość kątowa obrotu Ziemi w przybliżeniu wynosi 1 obrót w ciągu doby, dokładniej w ciągu 23 godzin, 56 minut i 4 sekund. Wektor prędkości kątowej obrotu Ziemi oraz składowe wynikające z ruchu statku przedstawiono na rys. 1.5.

Uwzględniając składowe prędkości ruchu obrotowego, które zaznaczono na rys. 1.5 możemy przyjąć, że:

$$\omega_N = \Omega \cdot \cos\varphi + \frac{V_E}{R \cdot \cos\varphi}\cos\varphi = \Omega \cdot \cos\varphi + \frac{V_E}{R}$$

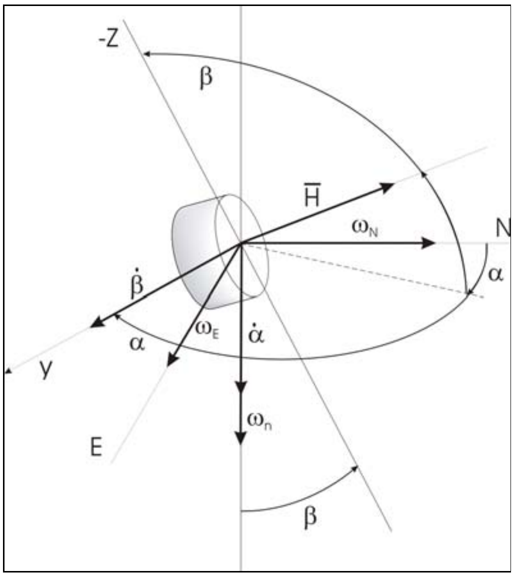
$$\omega_E = -\frac{V_N}{R} \tag{1.17}$$

$$\omega_n = -\omega \cdot \sin\varphi - \frac{V_E}{R} \cdot tg\varphi$$



Rys. 1.5. Składowe prędkości ruchu obrotowego wynikające z obrotu Ziemi i ruchu statku

Wyznaczone składowe prędkości kątowych w geograficznym układzie współrzędnych (1.17) zostaną przeniesione na układ współrzędnych Oxyz związany z żyroskopem, uwzględniając obrót własny układu z prędkością kątową określoną składowymi $\dot{\alpha}, \dot{\beta}$. Rozkład składowych prędkości kątowych ruchu obrotowego Ziemi i ruchu statku, a także obrotu układu współrzędnych przedstawiono na rysunku 1.6.



Rys. 1.6. Rozkład składowych prędkości kątowych

Składowe prędkości kątowych w układzie współrzędnych związane z żyroskopem odpowiednio wynoszą:

$$\omega_{y_1} = -\omega_N \cdot \sin\alpha + \omega_E \cdot \cos\alpha + \dot{\beta}$$

$$\omega_{z_1} = (\dot{\alpha} + \omega_n)\cdot \cos\beta + \omega_N \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta + \omega_E \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta \quad (1.18)$$

W związku z tym, że analizę ruchu osi żyroskopu będziemy prowadzić dla małych zakresów kątów $\alpha \approx 0, \beta \approx 0$ dokonamy uproszczenia układu równań (1.18). Słuszne jest przyjęcie za:

$$\sin\alpha \approx \alpha,\ \cos\alpha \approx 1,$$
$$\sin\beta \approx \beta,\ \cos\beta \approx 1,$$
$$\sin\alpha \cdot \sin\beta \approx \alpha \cdot \beta \approx 0$$

Podstawiając do układu równań (1.18) wyrażenia (1.17) otrzymamy:

$$\omega_{y_1} = \dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha - \frac{V_N}{R} - \frac{V_E}{R} \cdot \alpha, \quad (1.19)$$

$$\omega_{Z_1} = \dot{\alpha} - \Omega \cdot \sin\varphi - \frac{V_E}{R} \cdot tg\varphi;$$

Równania te zostaną wykorzystane do analizy ruchu żyroskopowego elementu czułego żyrokompasu. W przypadku, gdy statek jest nieruchomy, czyli V = 0 równania (1.19) przyjmują postać:

$$\omega_{y_1} = \dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha \tag{1.20}$$

$$\omega_{Z_1} = \dot{\alpha} - \Omega \cdot \sin\varphi$$

1.4. Teoretyczne podstawy wyznaczania kursu przy pomocy żyrokompasów

Obecnie w eksploatacji, jak i produkcji przeważają kompasy dwużyroskopowe. Elementem czułym takiego żyrokomapsu jest kula żyroskopowa, wewnątrz której znajdują się dwa żyroskopy (stąd ich nazwa). Kulę żyroskopową w przekroju płaszczyzny poziomej przedstawiono na rys. 1.7 a. Oba żyroskopy mogą obracać się względem własnych osi pionowych, ponadto są one ze sobą sprzężone systemem dzwigni 2, 3. Połączenie żyroskopów zapewnia fakt, że ich osie obrotu są zawsze położone symetrycznie względem osi x kuli żyroskopowej.

Wewnątrz kuli żyroskopowej umieszczono dwa identyczne żyroskopy, w związku z tym kręty tych żyroskopów są równe:

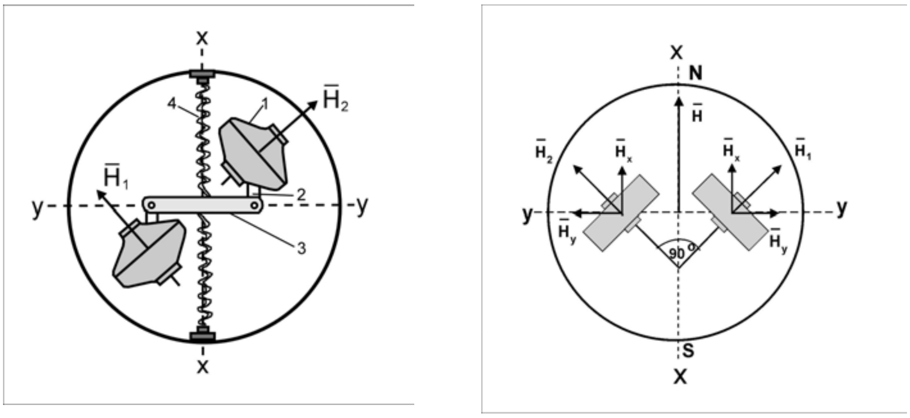
$$H_1 = H_2$$

Suma obu wektorów krętu wynosi:

$$\overline{\mathrm{H}} = \overline{\mathrm{H}}_1 + \overline{\mathrm{H}}_2$$

Wypadkowy wektor H, dzięki odpowiedniemu połączeniu żyroskopów, leży na osi x kuli żyroskopowej pomimo tego, że żyroskopy mogą wykonywać wahadłowe ruchy względem swoich pionowych osi (rys. 1.7 b).

a) b)



Rys. 1.7. Rozmieszczenie żyroskopów wewnątrz kuli żyroskopowej

W dalszej analizie kulę żyroskopową z dwoma żyroskopami możemy zastąpić kulą z jednym żyroskopem o wypadkowym kręcie H, skierowanym w stronę bieguna północnego (rys. 1.7 b).

1.4.1. Przebieg nietłumionych wahań osi kuli żyroskopowej

Pierwszym etapem w przekształceniu kuli żyroskopwej w żyrokompas jest obniżenie jej środka ciężkości. Uzyskujemy w ten sposób moment siły M_y, który dla przyjętego prawoskrętnego układu współrzędnych Oxyz przyjmie postać (rys. 1.8):

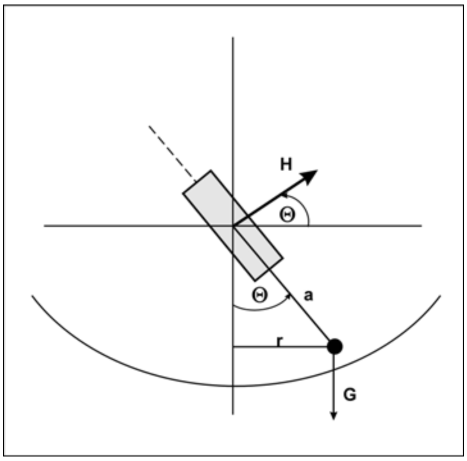
$$M_y = -G \cdot r \tag{1.21}$$

gdzie:
G − ciężar kuli żyroskopowej,
r − ramię działania siły ciężkości kuli.

Ramię działania siły r, z odpowiednich zależności trygonometrycznych trójkąta, wynosi:

$$r = a \cdot \sin\alpha$$

gdzie:
a − wielkość obniżenia środka ciężkości.



Rys. 1.8. Wyznaczanie kierującego momentu siły

Biorąc pod uwagę zależność (1.21) otrzymamy:

$$M_y = -G \cdot a \cdot \sin\alpha$$

Przyjmując, że $G \cdot a = B$, gdzie B jest stałą żyrokompasu możemy ostatecznie moment siły wyrazić zależnością:

$$M_y = -B \cdot \beta \tag{1.22}$$

wiedząc, że składowa pionowa $M_z = 0$.

Moment sił M_y często nazywany jest momentem kierującym. Nazwa jego wynika z tego, że moment siły powoduje ruch osi kuli żyroskopowej w kierunku południka.

W celu określenia ruchu osi żyroskopu w momencie, gdy statek jest nieruchomy należy do uproszczonego równania ruchu żyroskopu Eulera (1.13) podstawić wartości momentów sił określone zależnością (1.22), a także składowe prędkości kątowych określone zależnością (1.20).

$$\begin{aligned} H \cdot (\dot{\alpha} - \Omega \cdot \sin\varphi) + B \cdot \beta = 0 \\ -H \cdot (\dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha) = 0 \end{aligned}$$

Po uporządkowaniu wyrazów równania otrzymamy:

$$\begin{aligned} H \cdot \dot{\alpha} + B \cdot \beta = H \cdot \Omega \cdot \sin\varphi \\ \dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha = 0 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Z układu równań (1.23) możemy wyznaczyć współrzędne położenia osi żyroskopu w stanie równowagi (lub też w stanie ustalonym). W stanie równowagi wszystkie pochodne obu zmiennych są równe zeru.

Współrzędna równowagi osi kuli żyroskopowej β_r, przy założeniu: $\dot{\beta} = 0$, na podstawie układu równań (1.23), wynosi:

$$\beta_r = \frac{H \cdot \Omega \cdot \sin\varphi}{B} \tag{1.24}$$

natomiast:

$$\alpha_r = 0$$

Poszukiwanie ogólnego rozwiązania układu równań (1.23) rozpoczniemy różniczkując obie strony pierwszego równania. Z drugiego równania wyznaczamy $\dot{\beta}$ i podstawiając do przekształconego pierwszego równania otrzymamy:

$$\ddot{\alpha} + \omega_o^2 \cdot \alpha = 0 \tag{1.25}$$

gdzie:

$$\omega_o = \frac{B \cdot \Omega \cdot \cos\varphi}{H}.$$

Postępując podobnie względem drugiego równania, otrzymamy równanie drugiej zmiennej β:

$$\ddot{\beta} + \omega_o^2 \cdot \beta = \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi \tag{1.26}$$

Rozwiązanie równania (1.25) rozpoczniemy podstawiając za zmienne $\alpha = e^{rt}$. Charakterystyczne równanie dla zależności (1.25) przyjmie postać:

$$r^2 + \omega_o^2 = 0$$

Rozwiązaniem tego równania jest urojona zmienna $r_1, r_2 = \pm i \cdot \omega_o$. Ogólnym rozwiązaniem równania (1.25) będzie więc:

$$\alpha = C_1 e^{r_1 t} + C_2 e^{r_2 t}$$

a po przekształceniu:

$$\alpha = M_1 \sin\omega_o t + N_1 \cos\omega_o t + \alpha_r$$

W podobny sposób otrzymamy rozwiązanie równania (1.26):

$$\beta = M_2 \sin \omega_o t + N_2 \cos \omega_o t + \beta_r$$

Tak więc rozwiązaniem równań (1.25) i (1.26) będzie układ równań:

$$\begin{aligned} \alpha &= M_1 \sin \omega_o t + N_1 \cos \omega_o t + \alpha_r \\ \beta &= M_2 \sin \omega_o t + N_2 \cos \omega_o t + \beta_r \end{aligned} \tag{1.27}$$

gdzie:

α_r, β_r − współrzędne równowagi położenia osi kuli żyroskopowej,
N_1, N_2, M_1, M_2 − stałe całkowania.

Stałe całkowania N_1, N_2, M_1, M_2 wyznaczymy biorąc po uwagę fakt, że przy $t = 0$ oś kuli żyroskopowej zajmuje początkowe położenie w punkcie P (rys. 1.9), w związku z tym:

$$\dot{\alpha}_{t=0} = \dot{\alpha}_0 = 0$$

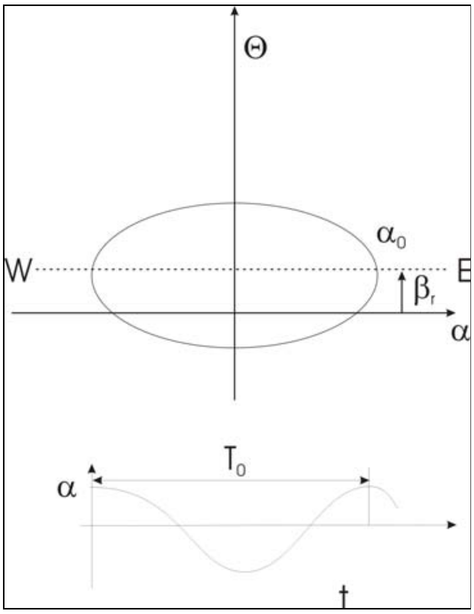
$$\beta_{t=0} = \beta_0 = \beta_r$$

Takim warunkom początkowym odpowiadają następujące prędkości kątowe:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{t=0} &= \dot{\alpha}_0 = 0 \\ \dot{\beta}_{t=0} &= \dot{\beta}_0 = \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha \end{aligned} \tag{1.28}$$

Z układu równań (1.27) przy $t = 0$ na podstawie (1.28) otrzymamy:

$$N_1 = \alpha_0,\ N_2 = 0 \tag{1.29}$$



Rys. 1.9. Przebieg nietłumionych wahań kuli żyroskopowej

Różniczkując względem zmiennej czasu układ równań (1.27) i podstawiając ponownie wartości warunków początkowych otrzymamy:

$$M_1 = 0;\ M_2 = \frac{\dot{\beta}_o}{\omega_o} \tag{1.30}$$

Podstawiając wyznaczone stałe całkowania (1.29), (1.30) do układu równań (1.27) otrzymamy:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 \cdot \cos \omega_o t \\ \beta &= \frac{\dot{\beta}_0}{\omega_o} \sin \omega_o t + \beta_r \end{aligned} \tag{1.31}$$

Aby dokładnie opisać krzywą, jaką oś kuli żyroskopowej zakreśla w układzie współrzędnych α, β należy z układu równań (1.31) wyeliminować zmienną czasu *t*. Podnosząc obie strony równań do kwadratu możemy łatwo wyeliminować funkcje trygonometryczne i doprowadzić do następującego równania:

$$\frac{\alpha^2}{\alpha_0^{\ 2}} + \frac{(\beta - \beta_r)^2}{\left(\frac{\dot{\beta}_0}{\omega_0}\right)^2} = 1 \tag{1.32}$$

Układ równań (1.32) opisuje ruch osi kuli żyroskopowej, na której leży wypadkowy wektor krętu dwóch żyroskopów umieszczonych wewnątrz niej. Oś kuli żyroskopowej, przy obniżonym środku ciężkości, wykonuje harmoniczne nie tłumione wahania (1.31) w układzie współrzędnych α, β zakreślając elipsę (rys. 1.9). Okres wahań wyznaczamy biorąc pod uwagę zależność (1.25):

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{H}{B \cdot \Omega \cdot \cos\varphi}} \qquad (1.33)$$

gdzie:

T_0 – okres wahań nietłumionych kuli.

Występujące w równaniu (1.32) współrzędne $\beta_r, \dot{\beta}_0$ określające warunki początkowe są określone zależnościami (1.24) i (1.28). Należy zwrócić uwagę, że wyznaczona elipsa, przedstawiona na rys. 1.9, jest figurą silnie spłaszczoną, jej wielkość zależy od warunków początkowych (początkowego wychylenia α_0). Okres wahań T osi kuli żyroskopowej wynosi około 100 minut. Wyznaczenie średniego położenia osi kuli, które odpowiadałoby południkowi Ziemi jest bardzo trudne, ze względu na bardzo długi okres wahań T. Z tego względu kula żyroskopowa z obniżonym środkiem ciężkości jest nieprzydatna do wyznaczania kursu statku.

1.4.2. Wahania tłumione kuli żyroskopowej

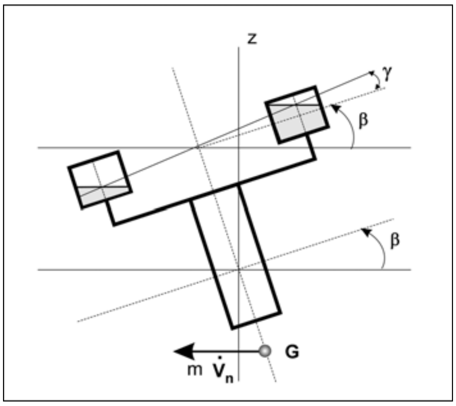
Do tłumienia wahań kuli w kompasach dwużyroskopowych stosuje się olejowy tłumik, który przedstawiono na rys. 1.10. Tłumik wahań to symetryczna para naczyń połączonych cienką rurką. Przepływ oleju z jednego naczynia do drugiego odbywa się przy silnym tłumieniu, dzięki zastosowaniu oleju o odpowiedniej gęstości. W przypadku, gdy oś kuli żyroskopowej uniesiona jest nad płaszczyznę horyzontu o kąt β, dzięki opóźnieniu przepływu oleju jego poziom w prawym naczyniu jest większy o kąt γ. Rozmieszczenie oleju w naczyniach charakteryzuje więc kąt, który jest sumą $\beta + \gamma$.

Prędkość przepływu oleju w tłumiku $\dot{\gamma}$ możemy opisać następującą zależnością:

$$-\dot{\gamma} = D \cdot (\beta + \gamma)$$

gdzie:

D − współczynnik charakteryzujący własności tłumika.



Rys. 1.10. Działanie tłumika olejowego żyrokompasu

Prędkość przepływu oleju w tłumiku $\dot{\gamma}$ charakteryzuje prędkość zmiany kąta γ. Jest ona proporcjonalna do różnicy poziomu oleju określona sumą $\beta + \gamma$, znak „–" oznacza zmniejszanie się kata γ.

W wyniku nadmiaru oleju w jednym z naczyń powstaje dodatkowy tłumiący moment siły M_t, który określimy:

$$M_t = -C \cdot \gamma$$

gdzie:

C − stał wielkość charakteryzująca moment siły tłumika.

Zwrot momentu tłumiącego M_t jest zgodny z momentem kierującym kuli M_y opisany równaniem (1.22).

Do analizy ruchu osi kuli żyroskopowej wykorzystamy układ równań (1.23) powiększony o składowe wynikające z działania tłumika olejowego.

$$\begin{aligned} &H \cdot \dot{\alpha} + B \cdot \beta + C \cdot \gamma = H \cdot \Omega \cdot \sin\varphi \\ &\dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha = 0 \\ &\dot{\gamma} + F(\beta + \gamma) = 0 \end{aligned} \tag{1.34}$$

Aby określić ruch osi kuli żyroskopowej należy rozwiązać układ trzech równań różniczkowych z trzema niewiadomymi. Przy rozwiązywaniu tego problemu dodatkowa trudność sprawia fakt, że niewiadome w poszczególnych równaniach są wymieszane ze sobą. Dlatego w pierwszym etapie należy przekształcić układ tak, aby w tych równaniach występowała tylko jedna zmienna i jej pochodne. Do tego celu przydatna jest metoda Kramera. W rezultacie takiego przekształcenia otrzymamy układ trzech jednorodnych równań różniczkowych trzeciego stopnia, które kolejno należy rozwiązać. Rozwiązanie tego układu równań jest stosunkowo proste, jednak jest ono niezwykle pracochłonne, dlatego opisane działania zostaną pominięte, a omówione zostanie tylko rozwiązanie końcowe.

Rozwiązaniem układu równań (1.34) po pominięciu składowych mało znaczących sprowadza się do równania:

$$\alpha = A \cdot e^{-ht} \cdot \sin(\omega_d + \psi) \tag{1.35}$$

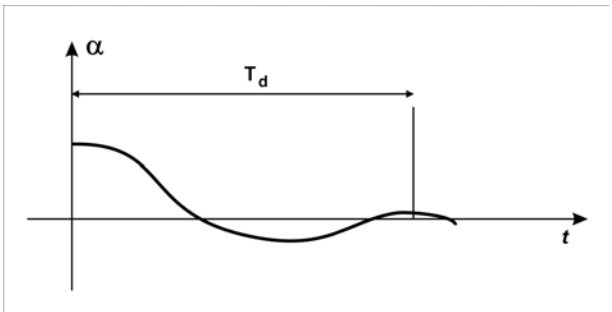
gdzie:

ω_d − częstość drgań tłumionych kuli żyroskopowej,

ψ − kąt przesunięcia fazowego,

A, h − współczynniki równania.

Na podstawie zależności (1.35) możemy stwierdzić, że oś kuli żyroskopowej wykonując wahania periodyczne tłumione dąży do ustawienia się w linii południka $\alpha_r = 0$ przy $t_{\rightarrow\infty}$. Współczynniki równania (1.35), jak i kąt przesunięcia fazowego są zależne od szerokości geograficznej i parametrów charakteryzujących kulę żyroskopową i tłumik olejowy. Są one trudne do określenia na drodze analitycznej. Wielkość amplitudy krzywej początkowej zależy od początkowego wychylenia osi w azymucie α_0. Krzywą tą możemy wykreślić za pomocą kursografu w czasie uruchamiania żyrokompasu. Na rysunku 1.11 przedstawiono przebieg zmian położenia osi kuli żyroskopowej w czasie uruchamiania żyrokompasu.



Rys. 1.11. Przebieg zmian kąta azymutu α podczas uruchamiania żyrokompasu

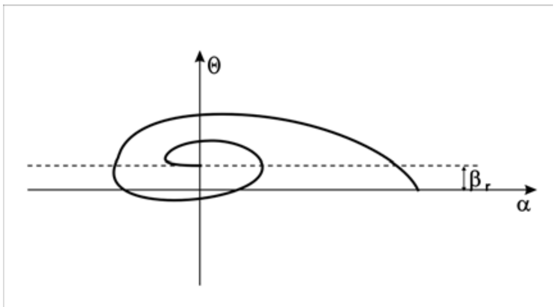
Okres wahań tłumionych T_d zależy od częstości wahań tłumionych ω_d występujących w równaniu (1.35) i jest równy:

$$T_d = \frac{2\pi}{\omega_d} \tag{1.36}$$

Okres wahań tłumionych jest większy od okresu wahań nietłumionych i dla szerokości 60 stopni wynosi około 2 godziny.

Rozwiązanie równania ruchu osi kuli żyroskopowej dla współrzędnej wysokości β jest podobne do analogicznego rozwiązania dla współrzędnej α. Jednak współrzędne osi kuli żyroskopowej β są znacznie mniejsze i mieszczą się w granicach kilku dziesiątych części stopnia.

Na podstawie przedstawionych rozwiązań dla współrzędnych α i β możemy przedstawić ruch osi kuli żyroskopowej we współrzędnych prostokątnych α i β. W układzie tym oś zakreśla krzywą spiralną (rys. 1.12).



Rys. 1.12. Przebieg tłumionych wahań osi kuli żyroskopowej w układzie prostokątnych współrzędnych O$\alpha\beta$

W położeniu równowagi oś kuli żyroskopowej jest odchylona od płaszczyzny horyzontu o kąt β_r, ale dokładnie jest ustawiona w płaszczyźnie południka (rys. 1.12). Wielkość tej krzywej tłumienia zależy od początkowego wychylenia osi w momencie uruchamiania.

Kula żyroskopowa z obniżonym środkiem ciężkości zaopatrzona w hydrauliczny tłumik, jako element czuły, nadaje się do wyznaczania kursu, ponieważ oś jej z dowolnego położenia początkowego dąży do ustawienia się w płaszczyźnie południka, wytrącona z tego stanu przez zewnętrzne siły będzie do niego powracać.

1.5. Analiza błędów żyrokompasów

1.5.1 Dewiacja szybkościowa żyrokompasu

W dotychczasowej analizie ruchu osi kuli żyroskopowej nie był uwzględniany ruch statku. Ruch statku wywołuje błędy żyrokompasu. Jeżeli statek porusza się ze stałą prędkością żyrokompas będzie wykazywał stały błąd, który nazywamy dewiacją szybkościową.

Aby wyznaczyć wartość tego błędu należy powrócić do równań opisujących ruch osi kuli żyroskopowej (1.13), przy uwzględnieniu ruchu statku opisanymi równaniami (1.19).

$$H \cdot \dot{\alpha} + B \cdot \beta = H\left(\Omega \cdot \sin\varphi + \frac{V_E}{R} tg\varphi\right) \tag{1.37}$$

$$H \cdot \dot{\beta} - H\left(\Omega \cdot \cos\varphi + \frac{V_E}{R}\right) \cdot \alpha = H\frac{V_N}{R}$$

Współrzędne równowagi osi kuli żyroskopowej wyznaczymy przy założeniu, że pochodne $\dot{\alpha}$ i $\dot{\beta}$ są równe zeru:

$$\alpha_r = -\frac{V_N}{R \cdot \Omega \cdot \cos\varphi + V_E} \tag{1.38}$$

$$\beta_r = H \cdot \frac{\Omega \sin\varphi + \frac{V_E}{R} tg\varphi}{B}$$

Z pierwszego równania układu równań (1.38) wynika, że w stanie równowagi oś kuli żyroskopowej jest odchylona od płaszczyzny południka o kąt, który nazywamy dewiacją szybkościową. Wielkość tego błędu, po uwzględnieniu zależności (1.16) i po przekształceniach, wynosi:

$$\delta_V = \alpha_r = -\frac{V \cdot \cos K}{R \cdot \Omega \cdot \cos\varphi + V \cdot \sin K}$$

Biorąc pod uwagę, że $R \cdot \Omega \cdot \cos\varphi \rangle\rangle V \cdot \sin K$ to praktycznie uzasadnione jest korzystanie z uproszczonego wzoru na dewiację szybkościową:

$$\delta_V = -\frac{V \cdot \cos K}{R \cdot \Omega \cdot \cos\varphi} \tag{1.39}$$

Z drugiego równania układu równań (1.38) wynika, że oś kuli żyroskopowej zwiększa swoje odchylenie od płaszczyzny horyzontu o wartość $\frac{H}{B}\frac{V_E}{R} tg\varphi$ w porównaniu do położenia osi żyrokompasu znajdującego się na nieruchomym obiekcie.

Dewiacja szybkościowa jest poważnym błędem wskazań żyrokompasu, którego nie wolno zaniedbać. Błąd ten w żyrokompasach jest korygowany za pomocą odpowiednich korektorów.

1.5.2. Dewiacja inercyjna żyrokompasu

1.5.2.1. Dewiacja inercyjna pierwszego rodzaju

Podczas ruchu statku często dochodzi do zmiany prędkości statku, jak i jego kierunku. W takich sytuacjach powstaje przyspieszenie, które między innymi oddziaływuje na obniżony środek ciężkości żyrokompasu, wywołując powstanie odpowiednich sił bezwładności − inercji. Przy wyznaczaniu wpływu przyspieszenia na położenie osi kuli żyroskopowej przyjmiemy założenie, że statek porusza się z przyspieszeniem $\dot{V}_N$ wzdłuż południka z prędkością V_N w dół kuli Ziemskiej (rys. 1.10). Podczas tego ruchu powstaje siła inercyjna P_i równa:

$$P_i = \frac{G}{g} \cdot \dot{V}_N$$

Stąd moment siły M_i wyznaczymy podobnie jak dla zależności (1.22):

$$M_i = G \cdot a \cdot \frac{V_n}{g} = B \cdot \frac{V_N}{g} \tag{1.40}$$

Biorąc pod uwagę zależności (1.23) oraz uwzględniając (1.40) otrzymamy układ równań:

$$\begin{aligned} &H \cdot \dot{\alpha} + B \cdot \beta + B \frac{\dot{V}_N}{g} = H \cdot \Omega \cdot \sin\varphi \\ &\dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha - \frac{V_N}{R} = 0 \end{aligned} \tag{1.41}$$

Różniczkując obie strony obu równań oraz dokonując odpowiednich podstawień, otrzymamy układ dwóch równań w postaci:

$$\begin{aligned} &\ddot{\alpha} + \frac{B \cdot \Omega \cdot \cos\varphi}{H}\alpha + \frac{B}{H}\frac{\ddot{V}_N}{g} + \frac{B}{H}\frac{V_N}{R} = 0 \\ &\ddot{\beta} + \frac{B\Omega\cos\varphi}{H}\beta = \Omega\cos\varphi \cdot \sin\varphi - \frac{B\Omega\cos\varphi}{H}\frac{\dot{V}_N}{g} + \frac{\dot{V}_N}{R} \end{aligned} \tag{1.42}$$

Przyjmując, że $\omega^2 = \frac{g}{R}$, $\delta_v = -\frac{V_N}{R\Omega\cos\varphi}$, $\dot{\delta}_v = -\frac{\dot{V}_N}{R\Omega\cos\varphi}$, $\ddot{\delta}_v = -\frac{\ddot{V}_N}{R\Omega\cos\varphi}$.
to układu równań (1.42) przyjmie postać:

$$
\begin{aligned}
&\frac{d^2}{dt}\left(\alpha - \frac{\omega^2{}_o}{\omega}\right) + \omega_o{}^2(\alpha - \delta_v) = 0 \\
&\ddot{\beta} + \omega^2{}_0\ \beta = \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \cos\alpha - \frac{\dot{V}_N}{g}\left(\omega_0{}^2 - \omega^2\right)
\end{aligned}
\tag{1.43}
$$

Układ równań (1.43) jest bardzo interesujący, gdyż umożliwia wyznaczenie warunków, przy których oddziaływujące przyspieszenie na żyrokompas nie powoduje żadnego błędu, a oś kuli żyroskopowej ustawia się dokładnie w płaszczyźnie południka, czyli w położeniu równowagi α_r = 0. Warunek ten po raz pierwszy został sformułowany przez Niemieckiego profesora M. Schullera w 1923 roku.

Rozpatrzymy sytuację, gdy spełniony jest warunek:

$$
\omega^2{}_0 = \omega^2 \tag{1.44}
$$

Przy spełnieniu warunku (1.44) pierwsze równanie układu (1.43) opisujące ruch osi kuli przyjmie postać:

$$
\ddot{\alpha} + \omega^2{}_0(\alpha - \delta_v) = 0
$$

W stanie równowagi oś kuli żyroskopowej będzie odchylona od płaszczyzny horyzontu o kąt równy dewiacji szybkościowej:

$$
\alpha_r = \delta_V
$$

Przy spełnieniu warunku Schullera (1.44) oś kuli żyroskopowej nie zmienia swojego położenia w azymucie podczas zmiany prędkości statku.

Biorąc pod uwagę wyrażenia (1.44) i (1.33) możemy zapisać:

$$
T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{H}{B\Omega \cdot \cos\varphi}} = 2\pi\sqrt{\frac{R}{g}} = 84.4 \text{ min.}
$$

Warunek Schullera spełniony jest wtedy, gdy okres wahań nietłumionych żyrokompasu jest równy 84,4 min. Warunek ten często nazywany jest warunkiem bez okresowego przejścia osi kuli żyroskopowej w nowe położenie przy zmianie prędkości, natomiast okres T_0 = 84,4 minut nazywamy okresem Schullera.

Biorąc pod uwagę, że okres wahań nietłumionych zależy od szerokości geograficznej, to warunek Schullera może być spełniony tylko dla jednej szerokości geograficznej zwanej konstrukcyjną.

Na szerokości geograficznej równej szerokości konstrukcyjnej dewiacja inercyjna pierwszego rodzaju jest równa zeru.

Wartość dewiacji po zakończeniu manewru-zmiany szybkości statku, możemy wyznaczyć [1] z zależności:

$$\delta_i^{I} = -(\delta_V - \delta_{V0}) \cdot \left(1 - \frac{\omega_o^{\,2}}{\omega_*^{\,2}}\right) \tag{1.45}$$

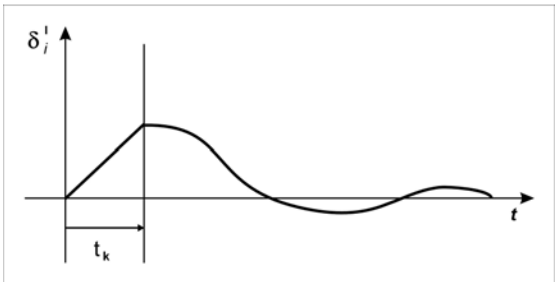
gdzie:

δ_i – wartość dewiacji inercyjnej pierwszego rodzaju w momencie zakończenia manewru,

δ_v – wartość dewiacji szybkościowej po zakończeniu manewru,

δ_{vo} – wartość dewiacji szybkościowej w momencie rozpoczęcia manewru.

Przebieg dewiacji inercyjnej pierwszego rodzaju w funkcji czasu pokazano na rysunku 1.13.



Rys. 1.13. Przebieg dewiacji inercyjnej pierwszego rodzaju w czasie t

Z przebiegu dewiacji inercyjnej pierwszego rodzaju wynika, że:

- dewiacja inercyjna narasta w czasie trwania manewru, ustaje ona gdy zostanie zakończony manewr, a wartość przyspieszenia równa się zero;
- maksymalną wartość dewiacja osiąga w chwili zakończenia manewru;
- dewiacja inercyjna zależy od prędkości i kursu przed rozpoczęciem manewru i po jego zakończeniu, największą wartość dewiacja osiąga przy zwrocie statku o 180^0 na kursie N−S;
- dewiacja zależy od szerokości geograficznej, zerową wartość osiąga na szerokości równej szerokości konstrukcyjnej $\varphi = \varphi_k$. Wartość jej narasta w miarę zbliżania się do bieguna;
- dewiacja osiąga wartość zero po jednej czwartej okresu od chwili zakończenia manewru;
- w praktyce przyjmujemy, że dewiacja inercyjna pierwszego rodzaju zanika po około 30 minutach od chwili zakończenia manewru.

1.5.2.2. Dewiacja inercyjna drugiego rodzaju

Dewiacją inercyjną drugiego rodzaju nazywamy błąd, który powstaje podczas manewrowania statkiem w wyniku oddziaływania przyspieszenia na olejowy tłumik wahań. Pod działaniem przyspieszenia olej z jednego naczynia będzie przelewać się do drugiego i w jednym z naczyń pojawi się jego nadmiar. Siła ciężkości nadmiaru oleju, działając na określonym ramieniu, wywoła moment siły, który spowoduje ruch osi żyroskopu w płaszczyźnie poziomej. Przesunięcie to nazywane jest dewiacją inercyjną drugiego rodzaju.

Do wyznaczenia dewiacji inercyjnej drugiego rodzaju wykorzystamy układ równań (1.34) rozszerzony o składowe wynikające z oddziaływania przyspieszenia na tłumik i obniżony środek ciężkości. Wymieniony układ równań był wykorzystany do analizy ruchu osi kuli żyroskopowej przy tłumionych wahaniach:

$$\begin{aligned} &H \cdot \dot{\alpha} + B \cdot \beta + C \cdot \gamma + B\frac{\dot{V}_N}{g} = H \cdot \Omega \cdot \sin\varphi \\ &\dot{\beta} - \Omega \cdot \cos\varphi \cdot \alpha - \frac{V_N}{R} = 0 \\ &\dot{\gamma} + F\left(\beta + \gamma + \frac{\dot{V}_N}{g}\right) = 0 \end{aligned} \tag{1.46}$$

Pierwsze równanie poszerzamy o składową charakteryzującą siłę bezwładności oddziaływującą na obniżony środek ciężkości kuli $-\ B\frac{\dot{V}_N}{g}$. W drugim równaniu dodajemy składową uwzględniającą dodatkową prędkość kątową wynikającą z ruchu statku po kulistej powierzchni Ziemi $\frac{V_N}{R}$. W trzecim równaniu należy uwzględnić zmianę położenia płaszczyzny powierzchni cieczy w tłumiku o składową.

Należy podkreślić, że rozwiązaniem tego równania będzie błąd zwany dewiacją całkowitą, będący sumą dewiacji inercyjnej pierwszego rodzaju i drugiego rodzaju, gdyż przyspieszenie działa jednocześnie na obniżony środek ciężkości jak tłumik olejowy:

$$\delta_i = \delta^I_i + \delta_i^{II} \tag{1.47}$$

Przy rozwiązywaniu tego układu równań postępujemy analogicznie jak z układem równań (1.34). Przedstawienie jednak wszystkich działań pośrednich prowadzących do wyniku końcowego jest znacznie bardziej pracochłonne niż poprzednio. Dlatego też ograniczymy się do omówienia wyników końcowych. Rozwiązaniem jest zależność:

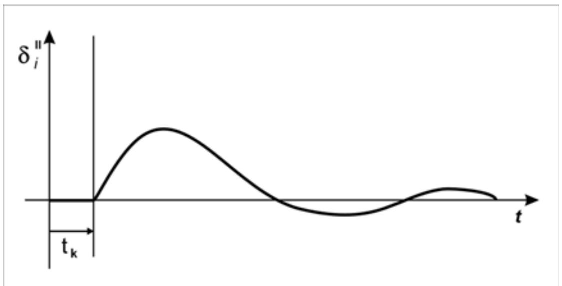
$$\delta_i = \Delta V_N (A_1 \cdot e^{-mt} + A_2 e^{-nt} \cos \omega_d t + A_3 \cos e^{-nt} \sin \omega_d t) \qquad (1.48)$$

gdzie:

$$\Delta = V_N = V_N(t_k) - V_N(0)$$

t_k – czas zakończenia manewru,
ω_d – częstość wahań tłumionych kuli żyroskopowej,
A_1, A_2, m, n – współczynniki równania.

Dla manewru przeprowadzanego na szerokości konstrukcyjnej żyrokompasu dewiacja inercyjna pierwszego rodzaju będzie równa zero. Rozwiązaniem układu równań (1.46) będzie dewiacja inercyjna drugiego rodzaju. Rozwiązanie to w postaci wykresu przedstawiono na rys. 1.14.



Rys. 1.14. Przebieg dewiacji inercyjnej drugiego rodzaju

Przebieg dewiacji drugiego rodzaju w funkcji czasu jest następujący:

- dewiacja inercyjna drugiego rodzaju po zakończeniu manewru jest równa zero;
- maksymalną wartość osiąga po 1/4 T_d, tj. około 30 min od chwili zakończenia manewru;
- największą wartość osiąga ona przy zwrocie statku o 180^0 na kierunku N–S;
- najmniejszą wartość osiąga ona na równiku, w okolicach podbiegunowych osiąga bardzo duże wartości w czasie manewru i po jego zakończeniu przez około 1,5 godziny. Należy traktować, że jego wskazania są obarczone błędem. Powinno się też unikać wyznaczania pozycji statki za pomocą namiarów;
- w praktyce morskiej możemy przyjąć, że dewiacja inercyjna (sumaryczna) zanika po około 1,5 godziny od chwili zakończenia manewru;

- po zakończeniu manewru należy porównać wskazania żyrokompasu ze wskazaniami kompasu magnetycznego uwzględniając poprawkę na dewiację magnetyczną;
- jeżeli w czasie manewru przyrost składowej prędkości na kierunku N−S jest mniejszy niż 5 węzłów, to możemy uważać, że powstała dewiacja jest na tyle mała, że może być pominięta.

Dewiację inercyjną drugiego rodzaju można wyeliminować za pomocą środków technicznych przez zamknięcie przepływu oleju z jednego naczynia do drugiego. Rozwiązanie tego typu stosuje się przede wszystkim w żyrokompasach marynarki wojennej, gdzie znajomość kursu przy oddawaniu strzałów ma duże znaczenie.

Jeżeli statek wykonuje wiele następujących po sobie manewrów to dewiacja inercyjna poszczególnych manewrów sumuje się. Nie oznacza to, że jego wartość bezwzględna rośnie. Na przykład, jeżeli statek wykonuje cyrkulację, to przez jej pierwszą połowę dewiacja inercyjna może narastać, a w drugiej zmieni znak tak, że po wykonaniu pełnej cyrkulacji będzie ona równa zeru. W świetle przeprowadzonych badań dewiacji inercyjnej na statkach długotrwale manewrujących (np. statków rybackich) stwierdzono, że ich maksymalna wartość dochodziła do kilkunastu stopni.

W nawigacji morskiej w celu uniknięcia błędów nawigacyjnych wynikających z występowania dewiacji inercyjnej żyrokompasu, należy pamiętać, że żyrokompas wskazuje poprawny kurs po około 1,5 godziny od chwili zakończenia manewru.

1.5.3. Dewiacja wywołana kołysaniem statku

Przyspieszenie na statku również występuje podczas jego kołysania. Oddziaływuje ono na żyrokompas w tych samych miejscach, co przyspieszenie powstałe podczas manewrowania statkiem. Szczególnie duże przyspieszenie powstaje podczas kołysania bocznego statku. Przyspieszenie to, podobnie jak i kołysanie, ma najczęściej charakter zbliżony do przebiegu harmonicznego. Przyspieszenie to zmienia zarówno wartość jak i kierunek. Przy przechyle na burtę jest ono dodatnie, przy prostowaniu się statku zmienia znak na ujemny. Rozumując w ten sposób możemy stwierdzić, że błąd żyrokompasu wywołany jego działaniem będzie zerowy. Jest to pogląd błędny. Prace teoretyczne i badania doświadczalne stwierdzają występowanie takiego błędu nawet w przypadku regularnego kołysania. Ze względu na skomplikowanie apartu obliczeniowego prowadzącego do wyznaczenia błędu wywołanego kołysaniem, ograniczono się do omówienia wyników końcowych. Błąd dewiacji wywołany kołysaniem statku możemy wyznaczyć z następującej zależności:

$$\delta_k = \frac{M \cdot A^2 \cdot B}{4H \cdot \omega} \sin 2K \tag{1.49}$$

gdzie:

δ_k – błąd wywołany kołysaniem statku,
M – współczynnik zmniejszenia błędu kompasu dwużyroskopowego,
A – kwadrat amplitudy względnego liniowego przyspieszenia kołysania statku,
ω – średnia częstość kołysania,
K – kurs statku.

W pierwszych rozwiązaniach żyrokompasów błąd wywołany kołysaniem statku dochodził do kilkunastu stopni. Były to żyrokompasy, w których kula żyroskopowa posiadała tylko jeden żyroskop. Tak duży błąd przekreślał jego użyteczność jako przyrządu nawigacyjnego. Dobrym rozwiązaniem okazała się stabilizacja kuli żyroskopowej w płaszczyźnie poziomej. Osiągnięto to poprzez zastosowanie dwóch żyroskopów odpowiednio ze sobą sprzężonych. Takie rozwiązanie zmniejszyło błąd wskazań kursu wielokrotnie i w niezmienionej formie przetrwało do dzisiaj.

Współczynnik A możemy przedstawić w formie:

$$A = \left(\frac{\theta_k \omega^2 \rho}{g} \right)^2 \qquad (1.50)$$

gdzie:

θ_k – amplituda kołysania,
ρ – odległość żyrokompasu od środka kołysania.

Z zależności (1.50) wynika, że na wartość błędu ma wpływ odległość żyrokompasu od środka kołysania statku ρ. Z tego względu zaleca się instalować żyrokompas główny w pobliżu środka kołysania statku.

Reasumując możemy stwierdzić, że błąd wywołany kołysaniem zależy od:

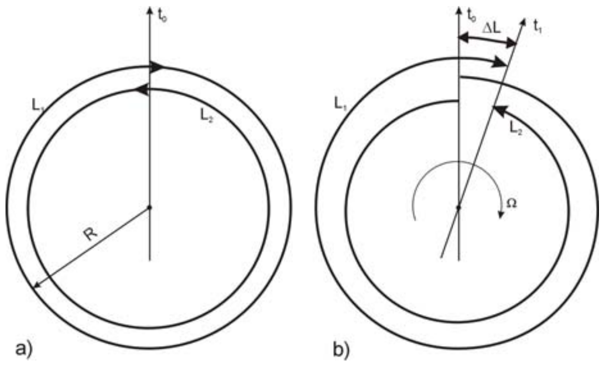
- intensywności kołysania (wzrost amplitudy i częstotliwości powodują jego wzrost),
- kursu statku (na kursach: 0,90,180,270 jest równa zero),
- zalecany jest montaż żyrokompasu w pobliżu środka kołysania statku.

W praktyce morskiej nie wyznacza się poprawki na ten błąd, a wartość tego błędu w ekstremalnie trudnych warunkach może dochodzić nawet do 1.5 stopnia. W takich warunkach do wskazań żyrokompasu należy podchodzić z dużą ostrożnością oraz należy je weryfikować z danymi pochodzącymi z innych źródeł.

1.6. Podstawy teoretyczne wyznaczania kursu za pomocą żyrokompasu optycznego

Najważniejszym zespołem optycznego żyrokompasu jest żyroskop optyczny. Pierwowzorem żyrokompasu optycznego był iterferometr Sagnaca, w którym do pomiaru prędkości kątowej wykorzystano odbicie promienia lasera od luster. Dopiero jednak zastosowanie światłowodu zapewniło odpowiednią dokładność pomiaru, jak i możliwość jego miniaturyzacji.

Żyroskop optyczny stanowi światłowód nawinięty na rdzeń. W połowie jego długości w punkcie P (rys. 1.15) wchodzi promień światła laserowego, który przez pryzmat rozdzielany jest na dwa promienie. W światłowodzie promienie te poruszają się w dwóch przeciwnych kierunkach: jeden z nich porusza się w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek, drugi w przeciwnym. Jeżeli przyjmiemy, że trajektoria ruchu obu promieni jest idealna, to dotrą one do punktu P z powrotem jednocześnie, opóźnienie czasowe drugiego w stosunku do pierwszego promienia τ jest więc równe zero.



Rys. 1.15. Ruch promieni świetlnych w żyroskopie optycznym

Czas, po którym rozdzielone promienie spotkają się możemy wyznaczyć za pomocą zależności:

$$T = \frac{L}{\upsilon} \tag{1.51}$$

gdzie:

L − długość światłowodu,

υ − prędkość światła.

Pomiar opóźnienia czasowego τ może być dokonany odpowiednim bardzo wrażliwym detektorem optycznym. Jeżeli żyroskop obraca się z pewną prędkością kątową ω (tak jak zaznaczono na rysunku), to jeden z promieni będzie miał dłuższą drogę do pokonania, aby dotrzeć do punktu P, natomiast drugi krótszą.

Długość drogi dłuższej $L^{+} = L + \delta L$; a krótszej $L^{-} = L - \delta L$ wiedząc, że δL jest przyrostem drogi wywołanym obrotem żyroskopu. Natomiast całkowita różnica dróg obu promieni będzie równa:

$$\Delta L = L^{+} - L^{-} = 2 \cdot \delta L \tag{1.52}$$

Przy obrocie żyroskopu z prędkością kątową ω przyrost drogi będzie równy:

$$\delta L = R \cdot \omega \cdot T \tag{1.53}$$

Stąd całkowita różnica drogi wyniesie:

$$\Delta L = 2 \cdot R \cdot \omega \cdot T$$

Uwzględniając zależność (1.51) otrzymamy:

$$\Delta L = 2 \cdot R \cdot \omega \cdot \frac{L}{\upsilon} \tag{1.54}$$

Czas opóźnienia τ wywołany przyrostem drogi ΔL będzie równy:

$$\tau = \frac{\Delta L}{\upsilon} \tag{1.55}$$

Podstawiając za ΔL równanie (1.54) otrzymamy:

$$\tau = \frac{2 \cdot R \cdot L \cdot \omega}{\upsilon^{2}}$$

Biorąc pod uwagę, że średnica cewki D = 2R otrzymamy:

$$\tau = \frac{D \cdot L}{\upsilon^{2}} \cdot \omega \tag{1.56}$$

Wyznaczona zależność pozwala na wyznaczanie mierzonej prędkości kątowej ω na podstawie pomiaru różnicy czasu powrotu obu promieni żyroskopu optycznego. Pomiar czasu τ dokonywany jest za pomocą układu optyczno-elektronicznego. W praktyce, uzyskanie pomiaru o określonej dokładności jest niezwykle trudne zwłaszcza, że wymagania w tym zakresie są bardzo wysokie.

W chwili obecnej, dokładności pomiaru czasu opóźnienia τ dochodzącą do 10^{-17} s zapewniając pomiar prędkości kątowej z dokładnością 0,01 ^{0}/godz. Dopiero uzyskanie takiej dokładności umożliwiło skonstruowanie żyrokompasu optycznego.

W produkowanych obecnie żyroskopach optycznych długość światłowodu sięga około 2 km, zaś średnica rdzenia wynosi zaledwie kilka centymetrów.

Wyznaczanie kursu w żyrokompasach optycznych odbywa na podstawie pomiaru trzech składowych prędkości kątowych leżących na osiach przestrzennego układu współrzędnych związanych sztywno ze statkiem. W tym samym czasie dokonywany jest pomiar położenia tego układu względem płaszczyzny horyzontalnej. Wszystkie pomiary muszą być dokonywane jednocześnie i na ich podstawie mikroprocesor wylicza chwilową wartość kursu.

Tego typu żyrokompasy zaliczane są do grupy żyrokompasów typu „strapdown” (tzw: układy bezkardanowe). Charakteryzują się one tym, że nie posiadają elementu czułego, dzięki czemu nie wykazują błędów dewiacji inercyjnej oraz szybkościowej. Żyrokompasy optyczne w trakcie procesu wyliczania kursu wyznaczają dodatkowo inne wielkości takie, jak:

– szerokość geograficzna φ,
– przechylenie wzdłużne i poprzeczne statku,
– prędkość kątową zmiany kursu,
– prędkości kątowe przechyłów wzdłużnych i bocznych statku.

Wyznaczona za pomocą żyrokompasu szerokość geograficzna nie ma większego zastosowania w nawigacji ze względu na małą dokładność. Informacja ta może być wykorzystywana do sprawdzania poprawności pracy innych urządzeń i systemów (np. GPS). Pozostałe pomiary mogą być wykorzystywane w nawigacji. Do tego celu przewidziano możliwość przesyłania ich za pomocą odpowiednich interfejsów do komputerów. Stosując odpowiednie oprogramowanie możliwa będzie analiza własności dynamicznych statku i uzyskiwanie bieżącej informacji o różnych parametrach jego dynamiki.

Pomiary kątów przechylenia wzdłużnego i poprzecznego umożliwiają stabilizację platform, na których mogą być zainstalowane przyrządy wrażliwe na kołysanie statku, np. anteny satelitarne.

1.7. Budowa i obsługa żyrokompasów

Obecnie na rynku dostępnych jest co najmniej kilkanaście modeli żyrokompasów, a liczba będących w eksploatacji dochodzi do kilkudziesięciu różnych typów. Produkcją żyrokompasów zajmuje się zaledwie kilka firm i liczba ich ma tendencję malejącą, wynikającą najczęściej z łączenia się mniejszych firm w koncerny. Pod względem technologicznym produkcja żyrokompasów nie stanowi bariery nawet dla wielu firm polskich. Przeszkodą w podjęciu takiej decyzji jest konieczność zakupu wielu opracowań patentowych oraz brak opłacalności produkcji.

Analizując rozwiązania żyrokompasów, produkowanych przez wiele firm, dochodzi się do wniosku, że ich konstrukcje stają się w zasadniczych punktach zbieżne (podobne). Uwaga ta dotyczy również kompasów jednożyroskopowych, którym nawet przypisuje się odmienną zasadę działania, natomiast w budowie mało różnią się od kompasów dwużyroskopowych. Przykładem jest występowanie w obu żyrokompasach kuli żyroskopowej.

1.7.1. Budowa żyrokompasu i schemat jego konstrukcji

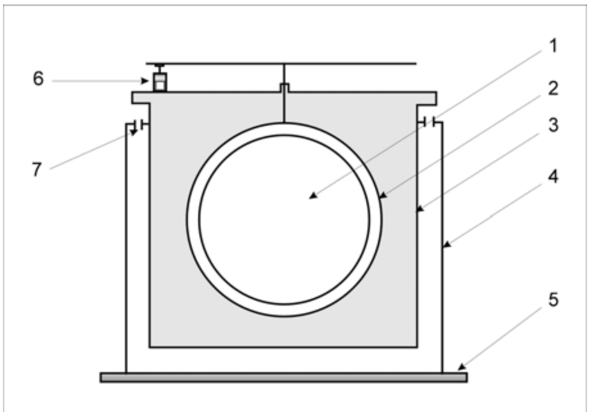
Żyrokompas jest urządzeniem, które składa się z wielu przyrządów.

Najważniejszym urządzeniem jest żyrokompas główny. Zawiera on między innymi zespół żyroskopowy, zaś pozostałe urządzenia służą do jego zasilania i kontroli. Obecnie dąży się do zmniejszania ich liczby do minimum, gdyż ułatwia to między innymi montaż i serwis.

W wyniku przeglądu budowy wielu żyrokompasów dochodzimy do wniosku, że konstrukcja ich musi rozwiązać zasadniczo trzy problemy:

1. zawieszenie elementu czułego powinno być takie, aby zewnętrzne siły zakłócające (siły tarcia, lepkości, itp.) były jak najmniejsze;
2. doprowadzenie prądu powinno być bez obciążeń mechanicznych;
3. przekazywanie informacji o kursie do wielu odbiorników-repetytorów.

Żyrokompasy są dość złożonymi urządzeniami, dlatego też celowe jest przedstawienie ich schematu konstrukcji. Znajomość jego jest niezbędna do poznania budowy i zasad eksploatacji wszystkich żyrokompasów.



Rys. 1.16. Schemat konstrukcji żyrokompasu głównego
1− kula żyroskopowa; 2 − kula naśladująca; 3 − zbiornik; 4 − obudowa
5 − podstawa żyrokompasu; 6 − silnik azymutalny; 7 − zawieszenie kardanowe

Na podstawie schematu na rys. 1.16 omówiona będzie budowa, a następnie współdziałanie poszczególnych części i zespołów żyrokompasu. Powyższy rysunek przedstawia przekrój płaszczyzny pionowej żyrokompasu głównego. Kula żyroskopowa, jako element czuły, umieszczona jest w cieczy, którą nazywa się płynem nośnym lub też cieczą podtrzymującą. Popularnie płyn nośny nazywany jest też elektrolitem ze względu na jego skład chemiczny. Płyn nośny znajduje się w zbiorniku.

W celu ograniczenia przesunięcia liniowego kuli żyroskopowej umieszczono ją wewnątrz wydrążonej kuli, nazwanej kulą naśladującą. Stanowi ona swojego rodzaju klatkę dla kuli żyroskopowej. Jest ona nieszczelna tak, że płyn nośny znajduje się w przestrzeni miedzy nimi. Należy też podkreślić, że luz między powierzchniami obu kuli jest niewielki i wynosi zaledwie kilka milimetrów.

Wszystkie elementy stykające się z elektrolitem pokryte są tworzywem sztucznym, które nie przewodzi prądu elektrycznego i odporne jest na działanie kwasu.

Dla zabezpieczenia płynu nośnego przed wylaniem, zbiornik płynu od góry przykryto pokrywą nazwaną stolikiem. Zakończenie kuli naśladującej, zwane trzonem, ułożyskowane jest w stoliku, dzięki temu silnik azymutalny poprzez przekładnię może obracać kulę naśladującą w płaszczyźnie horyzontalnej.

Zbiornik płynu nośnego do obudowy przymocowany jest za pośrednictwem dwóch pierścieni kardanowych, dzięki którym podczas przechyłów statku pozostaje on w pionie, zapewniając kuli żyroskopowej jak najlepsze warunki pracy.

Obudowa żyrokompasu zakończona jest podstawą, którą silnie przymocowuje się do pokładu statku.

Współcześnie produkowane żyrokompasy wyposażone są w szczelną kulę naśladującą, wewnątrz której znajduje się kula żyroskopowa wraz z elektrolitem. W żyrokompasach tych wyeliminowany został zbiornik płynu, dzięki czemu są one lżejsze. Takie rozwiązanie umożliwia też lepsze odprowadzanie ciepła z elektrolitu, które wydziela się podczas pracy żyrokompasu.

Przedstawiony schemat konstrukcji (rys. 1.16) umożliwia także prezentację budowy współczesnych kompasów jednożyroskopowych. W żyrokompasach tych występuje dodatkowy element − zawieszenie kardanowe łączące kulę żyroskopową z kulą naśladującą. Płynem nośnym może w takich rozwiązaniach może być olej o określonej lepkości.

1.7.2. Centralne położenie kuli żyroskopowej względem naśladującej

Kula żyroskopowa powinna zajmować centralne-współśrodkowe położenie względem kuli naśladującej. Dopuszczalne są pewne niewielkie przesunięcia oraz chwilowe krótkotrwałe zetknięcia się obu kul, które zachodzą podczas gwałtownych manewrów statku, lub falowania morza.

Utrzymanie kuli żyroskopowej w tym położeniu możliwe jest dzięki zastosowaniu następujących rozwiązań:

– zrównoważeniu sił wyporu i ciężkości kuli,
– zastosowaniu dodatkowych zabezpieczeń.

Równowaga sił wyporu i ciężkości kuli zależy od gęstości elektrolitu, która z kolei zależy od temperatury elektrolitu. Podczas pracy żyrokompasu temperatura elektrolitu wzrasta ze względu na ciepło, które powstaje przy przepływie prądu, jak i na wskutek tarcia w łożyskach żyroskopów. Aby osiągnąć położenie obu kul zbliżone do stanu równowagi, należy utrzymywać temperaturę płynu nośnego w określonym zakresie temperatur. Realizowane jest to poprzez chłodzenie elektrolitu za pomocą nadmuchu powietrza przez wentylator.

Przedstawione rozwiązanie jest niedostateczne, gdyż temperatura elektrolitu ulega pewnym wahaniom i dlatego w żyrokompasach stosowane są dodatkowe zabezpieczenia. Jednym z nich jest umieszczenie wewnątrz kuli żyroskopowej cewki wydmuchu magnetycznego, która wytwarza poduszkę magnetyczną, a ta z kolei nie dopuszcza do zetknięcia się obu kul. Innym rozwiązaniem jest wprowadzenie trzpienia centrującego unieruchamiającego środek kuli żyroskopowej przed przemieszczeniami liniowymi.

1.7.3. Doprowadzenie prądu do kuli żyroskopowej

Kule żyroskopowa, w zależności od rozwiązania, mogą być zasilane prądem elektrycznym jednofazowym lub trójfazowym. W związku z koniecznością zapewnienia wysokich obrotów żyroskopom, np. 20 000 obr/min, kula żyroskopowa zasilana jest prądem o podwyższonej częstotliwości 333 Hz.

Prąd do zasilania kuli żyroskopowej wytwarza specjalna przetwornica maszynowa, a we współczesnych żyrokompasach elektroniczna. Doprowadzenie prądu do kuli żyroskopowej powinno być takie, by nie powodowało żadnych obciążeń mechanicznych kuli. Najczęściej prąd do kuli żyroskopowej doprowadzany jest za pomocą trzech par elektrod rozmieszczonych na kuli żyroskopowej i naśladującej. Do doprowadzenia prądu niezbędny jest przepływ ładunku elektrycznego przez płyn nośny, dlatego przy tych rozwiązaniach płynem tym jest elektrolit.

W większości przypadków elektrolit składa się z:

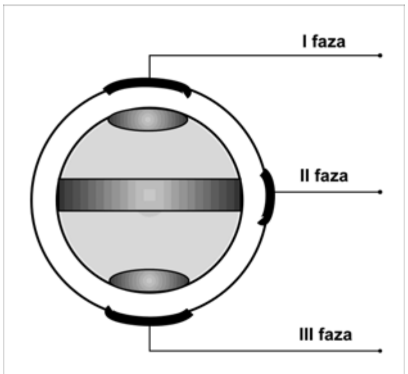
– wody destylowanej,
– gliceryny,
– kwasu lub zasady,
– płynu obniżającego temperaturę zamarzania elektrolitu,
– dodatkowych specjalnych składników.

Gliceryna jest cieczą, która dobrze rozpuszcza się w wodzie i posiada dość duży ciężar właściwy 1,26G/cm^3. Większy jej udział w elektrolicie podnosi ciężar właściwy elektrolitu i służy do „wyważania” kul o większym ciężarze. Tak więc, gdy kula opada należy dodać gliceryny do elektrolitu, natomiast gdy kula wypływa do góry należy dodać wody w celu obniżenia ciężaru właściwego.

Dodanie kwasu lub zasady do wody powoduje rozpad tych związków (dysocjację) na cząstki dodatnie i ujemne, kationy i aniony. Elektrolity zawierają niewielkie ilości tych związków chemicznych. Kontakt elektrolitu ze skórą ludzką nie jest zbyt groźny.

W związku z tym, że żyrokompasy mogą pracować przy ujemnych temperaturach zewnętrznych, może dojść do jego uszkodzenia w przypadku wyłączenia z eksploatacji. Chcąc zabezpieczyć się przed takimi przypadkami, w niektórych żyrokompasach dodaje się składniki obniżające temperaturę zamarzania, np. alkohol. Dodatkowymi składnikami, specjalnie dodawanymi do elektrolitu, mogą być związki chemiczne, które np.: niszczą pojawiające się drobnoustroje w organicznych składnikach elektrolitu, bądź związki nadające określoną barwę, lub poprawiające jego klarowność.

Każda z faz prądu doprowadzana jest za pomocą dwóch elektrod (pary) rozmieszczonych na kuli żyroskopowej i naśladującej. Do doprowadzenia prądu trójfazowego (rys. 1.18) wykorzystano dwie pary elektrod rozmieszczonych na biegunach kul oraz parę elektrod równikowych. Przepływ prądu pomiędzy elektrodami odbywa się poprzez elektrolit za pośrednictwem cząstek posiadających ładunek elektryczny: anionów i kationów. W związku z zasilaniem kuli żyroskopowej zmiennym prądem elektrycznym cząstki te nie „płyną” a tylko wykonują drgania. Taki sposób doprowadzenia prądu nie powoduje zmiany składu elektrolitu, co ma miejsce w akumulatorach prądu stałego. Elektrolit zachowuje też dużą trwałość.



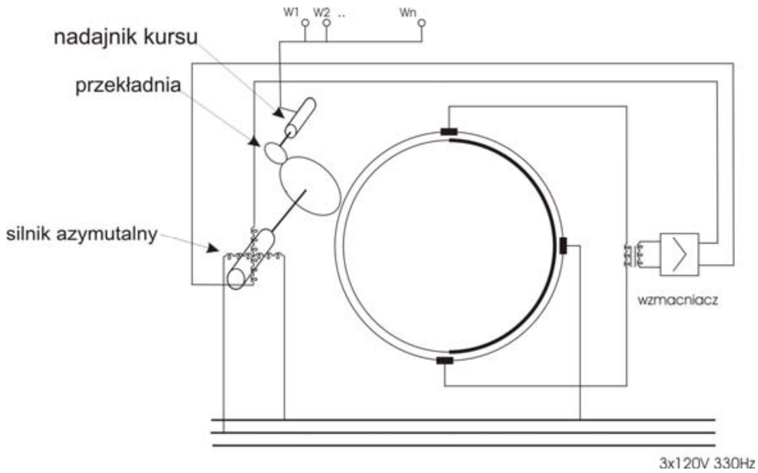
Rys. 1.18. Doprowadzenie trójfazowego prądu do kuli żyroskopowej

Przedstawione rozwiązanie doprowadzenia prądu jest rozwiązaniem, które w praktyce występuje z pewnymi modyfikacjami. W rozwiązaniach firmy C. Plath jedną z faz doprowadza się za pomocą trzpienia centrującego, a inną przez kontakt z rtęcią. W żyrokompasach firmy Sperry prąd doprowadzany jest z pomocą bardzo cienkich elastycznych przewodów elektrycznych.

1.7.4. Układ naśladujący żyrokompasu

Z przedstawionej dotychczas budowy żyrokompasu wynika, że kurs żyrokompasu możemy bezpośrednio odczytać z kuli żyrokompasu głównego. Taki sposób odczytu jest niewygodny i niewystarczający, gdy zachodzi potrzeba przesyłania informacji o kursie do wielu odbiorników: radaru, autopilota, itp.

Problem transmisji danych o kursie żyrokompasu rozwiązuje układ naśladujący żyrokompasu. Działanie układu naśladującego nie powinno zakłócać położenia kuli żyroskopowej, której oś skierowana jest wzdłuż południka. Schemat układu naśladującego przedstawiono na rys. 1.19.



Rys. 1.19. Schemat układu naśladującego żyrokompasu
EW – elektrody wodzące, T – transformator

Najważniejszymi zespołami tego układu jest kula żyroskopowa i kula naśladująca. Kula naśladująca odtwarza położenie kuli żyroskopowej w azymucie. Przy takim rozwiązaniu kula naśladująca może także obracać nadajnik kursu oraz wszystkie do niego dołączone repetytory. Przez cały czas kula żyroskopowa pozostaje nieobciążona. Nazwa kuli naśladującej pochodzi z jej funkcji naśladowania (odtwarzania położenia azymutalnego kuli żyroskopowej).

Bardzo ważną rolę w przedstawionym układzie odgrywają dwie pary elektrod rozmieszczonych na kuli żyroskopowej i naśladującej, które nazwane są elektrodami wodzącymi.

Duże znaczenie w tym układzie ma silnik, który posiada dwa prostopadle do siebie nawinięte uzwojenia: wzbudzenia i sterujące. Uzwojenie wzbudzenia stale podłączone jest do zasilania. Silnik ten obraca się tylko wtedy, gdy do uzwojenia sterującego podane zostanie napięcie o wartości przekraczającej wartość progową. Silnik ten może obracać się w lewo i w prawo, w zależności od fazy napięcia sterującego. Prędkość obrotowa zależy od wartości napięcia sterującego. W elektrotechnice taki silnik nazywany jest często silnikiem dwufazowym, w automatyce natomiast serwomotorem, zaś w konstrukcji żyrokompasów silnikiem azymutalnym, lub nawrotnym. Obraca on poprzez przekładnię kulę naśladującą oraz nadajnik kursu. Do nadajnika podłączone są repetytory, których liczba może dochodzić nawet do kilkunastu sztuk.

Dość ważną rolę w układzie naśladującym odgrywa transformator. Składa się on z dwóch uzwojeń: pierwotnego i wtórnego. Uzwojenie pierwotne posiada odczep środkowy, który podłączony jest do jednej z faz, natomiast jego końce dołączone są do elektrod wodzących. Napięcie uzwojenia wtórnego, które jest napięciem sterującym, podane jest na wejście wzmacniacza. Wzmocnione napięcie sterujące jest dołączone na odpowiednie uzwojenie silnika azymutalnego.

Do zasilania tego układu potrzebne są dwie fazy: pierwsza dołączona jest do odczepu środkowego, druga do jednej z elektrod biegunowych kuli naśladującej. Przepływ prądu jest następujący: z odczepu środkowego prąd rozdziela się na I_1 i I_2. Pierwszy prąd I_1 płynie do górnej par elektrod wodzących pokonując opór elektrolitu r_1, drugi I_2 do dolnej pary elektrod pokonując opór elektrolitu r_2. Prądy te po przejściu do elektrody pasa równikowego kuli żyroskopowej wpływają z powrotem do elektrody kuli naśladującej, do której dołączona jest druga faza.

Wyjaśnienie zasady działania układu naśladującego rozpoczniemy od omówienia jej dla sytuacji, gdy statek porusza się kursem stałym.

Jeżeli statek porusza się kursem stałym to elektrody wodzące są położone naprzeciw siebie. Wówczas opór elektrolitu pomiędzy obiema parami elektrod będzie równy $r_1 = r_2$. Ze względu na symetrię obwodu elektrycznego przepływający prąd $I_1 = I_2$. Powstałe strumienie magnetyczne ϕ_1 i ϕ_2 w uzwojeniu pierwotnym transformatora są równe $\phi_1 = \phi_2$. Wypadkowy strumień magnetyczny ϕ oddziaływujący na uzwojenie wtórne transformatora będzie równy zeru $\phi = 0$. W rezultacie tego napięcie sterujące u_s na uzwojeniu silnika azymutalnego spowoduje, że $I_1 \neq I_2$, $\phi_1 \neq \phi_2$, wypadkowy strumień magnetyczny $\phi \neq 0$ wytworzy na uzwojeniu wtórnym transformatora siłę elektromotoryczną, która po wzmocnieniu spowoduje obrót silnika azymutalnego.

Przy zmianie kursu nastąpi przesunięcie elektrod wodzących. Spowodowane jest to tym, że kula żyroskopowa zajmuje stałe położenie w azymucie, natomiast kula naśladująca związana ze statkiem obraca się razem z nim. Między elektrodami wodzącymi powstaną różne opory elektrolitu: $r_1 \neq r_2$ i spowoduje to, że $I_1 \neq I_2$, $\Phi_1 \neq \Phi_2$, wobec tego $\Phi \neq 0$, także $u_s \neq 0$.

Silnik azymutalny poprzez przekładnię zacznie obracać kulę żyroskopową oraz nadajnik kursu w takim kierunku, by nastąpiło pokrycie się elektrod wodzących kuli żyroskopowej i naśladującej. Z chwilą, gdy to nastąpi silnik zatrzyma się i ustanie obrót układu. W tym samym czasie repetytory zostaną przestawione na nową wartość kursu.

1.7.5. System alarmowy żyrokompasu

Żyrokompasy w czasie pracy kontrolowane są pod względem niezawodności. Kontrola ta wynika z dwóch zasadniczych względów:

- niesprawności określonych układów żyrokompasów są słabo widoczne dla obsługi,
- skutki błędów nawigacyjnych wynikających z niesprawności żyrokompasu są bardzo poważne.

Przykładem częstej usterki żyrokompasów może być przekroczenie dopuszczalnej temperatury elektrolitu, która w konsekwencji prowadzi do zetknięcia się obu kul. Następstwem tego jest znaczny błąd wskazań żyrokompasu. Obsłudze nawigacyjnej jest dość trudno w krótkim czasie wykryć taki błąd, dlatego konstruktorzy kontrolują temperatury elektrolitu, a w przypadku jej przekroczenia uruchamiany jest alarm.

W żyrokompasach kontroli poddawane są najczęściej następuje układy:

- układ chłodzenia żyrokompasu,
- układ naśladujący żyrokompasu,
- doprowadzenie prądu do kuli żyroskopowej.

W następstwie uszkodzenia układu naśladującego występuje błąd w przekazywaniu informacji o kursie z kompasu głównego do repetytorów. Nawigator najczęściej widzi tylko repetytory i nie jest w stanie stwierdzić tego błędu.

Brak prądu w jednej z faz zasilających kulę żyroskopową prowadzi do zatrzymania żyroskopów, co powoduje odejście osi kuli żyroskopowej od południka i powstawania dużego błędu kursu. Brak prądu w którejkolwiek z faz jest również oznaką uszkodzenia kuli, co wiąże się z koniecznością jej wymiany.

W przypadku uruchomienia alarmu awarii należy żyrokompas traktować jako uszkodzony do momentu jej usunięcia. W tym czasie należy korzystać z innych urządzeń wyznaczających kurs.

W czasie nawigacji należy wskazania żyrokompasu porównywać z innymi źródłami, na przykład z kompasem magnetycznym, kątem drogi nad dnem z odbiornika GNSS czy też korzystając z metod terestrycznych i astronawigacyjnych.

1.8. Wybrane przepisy IMO i PRS dotyczące żyrokompasów

Przepisy Międzynarodowej Organizacji Morskiej (IMO) dotyczące żyrokompasów zostały zatwierdzone 15 listopada 1979 roku i wydano je jako Rezolucja A.424. Również Polski Rejestr Statków (PRS) w 1990 roku wydał wymagania dotyczące żyrokompasów jako „Pozaklasyfikacyjne przepisy wyposażenia statków morskich”, natomiast Polski Komitet Normalizacyjny opracował normę PN-EN ISO 8728, która weszła w życie w 2001 r.

Według Konwencji Solas, żyrokompasy powinny posiadać statki o pojemności brutto 500 ton i większej. Ze względu na konieczność skrótów przytoczymy najważniejsze przepisy.

Wprowadzenie [5]

1. Żyrokompasy powinny wyznaczać kierunek dziobu statku w stosunku do rzeczywistej północy.
2. Kurs rzeczywisty jest to poziomy kąt pomiędzy pionową płaszczyzną przechodzącą przez linię odniesienia łączącą dziób i rufę statku mierzony jest od północy rzeczywistej zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara.

Dokładność

1. Ustawianie się elementu czułego żyrokompasu.
   Po włączeniu żyrokompasu, zgodnie z instrukcją obsługi, kompas powinien ustawić się w ciągu 6 godzin, w szerokościach do 60^0.
   Błąd wskazania ustawienia żyrokompasu na dowolnym kursie i szerokościach do 60^0 nie powinien przekraczać +/-0,75 * secans szerokości geograficznej. Wskazanie kursu powinno być wzięte jako średnia z 10 odczytów co 20 minut, przy czym średnia kwadratowa błędu tego pomiaru powinna być mniejsza niż 0,25*secans szerokości geograficznej.
2. Błąd żyrokompasu, w stanie ustalonym i przejściowym, wywołany kołysaniem poprzecznym, wzdłużnym i myszkowaniem ruchem harmonicznym z okresami od 6 do 15 sekund o maksymalnych kątach odpowiednio: 20^0, 10^0, 5^0 oraz maksymalnym poziomym przyspieszeniu nie przekraczającym 1 m/s^2 (nie powinien przekraczać $1^0 \cdot \sec ans\varphi$).
3. Maksymalna rozbieżność wskazań pomiędzy kompasem głównym a powtarzaczami we wszystkich warunkach roboczych nie powinna przekraczać $\pm 0{,}5^0$ wg IMO [5] i $\pm 0{,}2^0$ wg PRS [6].

Konstrukcja i instalacja

1. Powinny być zapewnione środki do korekcji błędów wywołanych ruchem statku- dewiacji szybkościowej.
2. Powinien być zapewniony automatyczny alarm do wskazywania większych awarii żyrokompasu.

Na zakończenie należy podkreślić, że wszyscy producenci żyrokompasów deklarują zgodność swoich wyrobów z przyjętymi normami międzynarodowymi

Literatura rozdziału I

1. Blinov I.A. i inni, *Elektronawigacionnyje pribory*. Wydawnictwo „Transport", Moskwa, 1973.
2. E. Krajczyński, *Urządzenia nawigacji technicznej*, Fundacja Rozwoju Wyższej Szkoły Morskiej w Gdyni, Gdynia 1995.
3. E. Krajczyński, *Okrętowe kompasy żyroskopowe*, Wydawnictwo Morskie, Gdańsk 1987.
4. Polski Rejestr Statków, *Przepisy klasyfikacji i budowy statków morskich*, Gdańsk 1999.
5. Międzynarodowa Konwencja o Bezpieczeństwie Życia na Morzu. Rezolucja IMO A 424(XI) 1979. Gdańsk 1998.
6. Pozaklasyfikacyjne przepisy wyposażenia statków morskich. PRS. Gdańsk 1990.