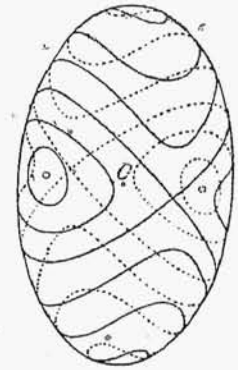
danej bryły. Ażeby następnie obliczyć ruch obrotowy bryły, t. j. ruch względny, § 13-ty, zastosujemy równanie 90-te. Działanie przeto sił, przyłożonych do bryły swobodnej, unaoczniamy sobie, porówn. § 57-my tomu I-go, gdy przekształcimy układ danych sił względem bieguna przekształceń, obranego w środku jej masy; a wypadkowa tych sił wywoływać będzie ruch postępowy bryły; wypadkowy zaś moment względem tego środka — obrót bryły około pewnej osi, przechodzącej przez ten środek.


Rys. 46.

Przypadek szczególny ruchu bryły swobodnej, gdy moment sił względem środka masy równa się zeru, obliczyliśmy w § poprzednim. Jeżeli przeto na swobodną bryłę materyalną, posiadającą pewną początkową prędkość obrotową, działają siły, których moment względem środka jej masy równa się zeru, to ruch jej będzie złożony z ruchu postępowego, określonego ruchem środka masy; i z ruchu kulistego około środka masy, określonego ruchem toczącej się elipsoidy bezwładności po płaszczyźnie nieruchomej; jak to opisaliśmy w § poprzednim.

W następnym rozdziale rozpatrzymy jeszcze, jako przypadek szczególny, ruch bryły, zwanej giroskopem, na którą działa siła ciężkości.

I. Giroskopy.

83. Określenia i uwagi ogólne. Każdą bryłę materyalną, symetryczną względem pewnej osi i obracającą się ze **znaczną** prędkością około tej osi, nazywać będziemy giroskopem. Przykładem giroskopu jest: koło rozpędowe, obracające się na wale; — zabawka, zwana bąkiem; — kula ziemska, gdy rozpatrujemy tylko jej ruch obrotowy dzienny i t. p. Oś symetryi giroskopu nazywać będziemy jego osią; oś tę wyobrazimy sobie, jako prostą, sztywno związaną z danym giroskopem i poruszającą się razem z nim. Ruch obrotowy giroskopu około tej osi nazywać będziemy dla odróżnienia od obrotów około innych osi **wirowaniem** danego giroskopu; — giroskop może nie tylko wirować, lecz i obracać się około innej osi, dowolnie obranej w przestrzeni; obrót ten nazwiemy wtedy obrotem dodatkowym. Jeżeli giroskop wiruje i jednocześnie obraca się około innej osi, to właściwy jego obrót odbywa się około osi, pokrywającej się z kierunkiem wypadkowej obydwóch prędkości, stosownie do prawideł, wskazanych w § 59-ym tomu II-go.

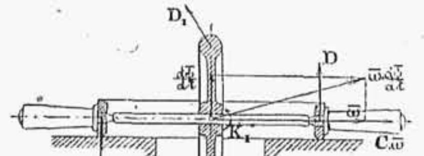
Giroskopem przeto nazywamy bryłę materyalną, obracającą się około jednej ze swych osi głównych statecznych; z tą tylko różnicą, że w giroskopie prędkość wirowania bywa bardzo znaczną w stosunku do innych jego obrotów dodatkowych, jakie on otrzymać może; — wskutek czego możemy przyjąć z pewnem przybliżeniem, że kierunek właściwej prędkości obrotu giroskopu lub też, że kierunek wektora momentu jego ilości ruchu lub wreszcie, że kierunki obydwóch tych wektorów pokrywają się podczas ruchu giroskopu z kierunkiem jego osi. Jeżeli zaś dla większej dokładności przyjmiemy, że kierunki tych wektorów nie pokrywają się z osią giroskopu; to w każdym razie przyjąć będziemy mogli, że kąty ich odchylenia od osi giroskopu są niewielkie; co znów pozwoli usunąć z obliczenia drugie i wyższe potęgi wielkości, wyrażających te odchylenia. Uproszczenia te niepomiernie ułatwiają rozpatrywania ruchu giroskopów, którego dokładne obliczenia rozbijają się o nieprzezwyciężone trudności pod względem matematycznym.

Prawa fizyczne, jakie rządzą ruchami brył wirujących, są oczywiście te same, jakie rządzą ruchami brył zwykłych; ujawniają się one w inny tylko sposób, wskutek znacznej prędkości wirowania. Bezwładność np. punktu materyalnego ujawnia się w ten sposób, że po nadaniu mu pewnej prędkości i pozostawieniu go samemu sobie, trwać on będzie w ruchu prostolinijnym i jednostajnym, określonym prędkością początkową; ażeby zaś zmienić ten ruch, należy przyłożyć do tego punktu pewną siłę, której wielkość powinna wzrastać z powiększeniem masy punktu i jego prędkości (uprzytomnijmy sobie np. jak trudnem byłoby zmienić kierunek wyrzuconego z działa pocisku podczas ruchu pocisku). W giroskopach zaś ta sama bezwładność materyi utrzymuje jego oś w niezmienionym kierunku w przestrzeni (kinetycznej) i stawia pewien opór zmianie tego kierunku; bo chociaż siły dośrodkowe, działające na punkty giroskopu wirującego zmieniają ruchy prostolinijne tych punktów na kołowe; zmieniają je jednakże tylko w płaszczyznach prostopadłych do osi wirowania; ażeby zaś wyprowadzić je z tych płaszczyzn, należy przyłożyć do giroskopu siły zewnętrzne; a właściwie należy przyłożyć pewien moment sił, którego wielkość o tyle powinna być większą, o ile (jak to łatwo przewidzieć, a co następnie dowiedziemy) prędkość wirowania i moment bezwładności giroskopu względem osi wirowania jest większy. Bezwładność przeto materyi w giroskopie wirującym ujawnia się pewną stywnością położenia osi wirowania w tenże sposób, w jaki ujawnia się sztywność kierunku ruchu punktu materyalnego swobodnego; sztywnym bowiem nazwać również można kierunek ruchu punktu materyalnego swobodnego. Ponieważ w powyższy sposób pojęta sztywność osi wirującego giroskopu jest bezpośrednim wynikiem bezwładności materyi; z właściwości tej przeto skorzystać można do wyznaczenia układu kinetycznego, porówn. § 60-ty tomu III go. Pomiędzy przeto wielu zastosowaniami giroskopów, stosują go również do wyznaczenia stałych kierunków w przestrzeni (kinetycznej).

Jeżeli punkt materyalny jest nieswobodny, jeżeli np. jest on zmuszony posuwać się po torze krzywolinijnym, to bezwładność tego punktu ujawni się pewnym naciskiem, pewnym działaniem punktu na tor. W tenże sposób ujawnia się bezwładność giroskopu, gdy zechcemy np. odchylić oś jego od położenia, jakie ona zajmuje w danej chwili w przestrzeni kinętycznej. Jeżeli np. giroskop, którego oś umieścimy w łożyskach; wiruje swobodnie, t. j. obraca się tylko około osi własnej; to w myśl wniosków § 79-go tego tomu, nie wywiera on żadnego innego działania na te łożyska, oprócz ciśnienia statycznego; jeżeli zaś giroskopowi wirującemu nadamy w jaki bądź sposób obrót dodatkowy; to wywierać on będzie za pośrednictwem swych łożysk pewne działanie na czynniki, wywołujące ten obrót dodatkowy; osią bowiem jego obrotu nie będzie już oś symetryi, — oś główna, lecz — oś inna; działanie to nazwiemy działaniem danego giroskopu na łożyska. O działaniu tem mówiliśmy już na stron. § 151-ej tego tomu; obliczając siły odporowe łożysk, w których oś obrotowa bryły zmuszoną była pozostawać.

Działanie punktu na tor, po którym on zmuszony jest posuwać się, wyrazi się normalną składową siły bezwładności danego punktu; inaczej — siłą odśrodkową; działanie zaś giroskopu, którego np. koniec osi zmuszony będzie poruszać się po danym torze, jest wywołane momentem sił bezwładności; szczegółowiej mówiąc, momentami sił odśrodkowych i stycznych, które występują w bryle obracającej się nie około jednej z osi głównych.

Z tych rozpatrywań wynika, że jeżeli giroskopowi wirującemu nadamy ruch postępowy, to zachowywać się on będzie jak zwykła bryła, t. j. nie będzie wywierał działania na czynniki, nadające mu ruch postępowy, czyli przedstawiać on będzie opór taki, jaki przedstawiałaby niewirująca bryła materyalna o masie równej masie danego giroskopu, podczas bowiem ruchu postępowego wszystkie płaszczyzny prostopadłe do osi wirowania, w których punkty danej bryły zakreślają tory kołowe, pozostają podczas tego ruchu prostopadłemi do tej osi.



Rys. 47.

W celu zbadania właściwości ruchu giroskopów, t. j. ruchu brył materyalnych silnie wirujących około swych osi symetryi, znajdujących się pod działaniem sił zewnętrznych, rozpoczniemy od rozpatrywania szczególnych przypadków tego ruchu; ażeby następnie przejść do rozpatrywania ruchów ogólniejszych.

84. Giroskop o jednym stopniu swobody. W celu unaocznienia sobie giroskopu, wyobrazimy go sobie w postaci pierścienia materyalnego, wirującego na osi, umieszczonej końcami swymi (czopami) w ramie. Jeżeli rama ta jest unieruchomioną, t. j. jeżeli rama ta nie może swobodnie się poruszać; to giroskop taki nazwiemy giroskopem o jednym stopniu swobody, rys. 47-my.

Jeżeli rama giroskopu pozostawać będzie w spoczynku, to wirujący giroskop będzie wywierał na łożyska, w których oś się obraca, tylko ciśnienia statyczne, t. j. ciśnienia równe ciężarowi giroskopu. Obróćmy następnie w jaki bądź sposób w możliwie krótkim czasie dt ramu wraz z wirującym giroskopem około osi, prostopadłej do płaszczyzny ramy o kąt $d\psi$; to giroskop za pośrednictwem swej osi, na której się obraca, wywrze pewne działanie na ramę; które to działanie można bezpośrednio odczuć, jeżeli ramie, którą trzymać będziemy w ręku, nadamy wraz z wirującym giroskopem chwilową prędkość obrotową $\frac{d\psi}{dt}$. Zadaniem naszem jest obliczenie tego działania. W celu unaocznienia sobie zachodzących stosunków dynamicznych, zastosujemy do tych obliczeń metodę d'Alembert'a. Jeżeli giroskop obraca się tylko około własnej osi i oś jego jest w spoczynku; to siły odśrodkowe punktów giroskopu, ze względu na symetryczność masy giroskopu względem osi obrotu, wzajemnie się równoważą. Lecz jeżeli nadamy giroskopowi wirującemu jeszcze obrót dodatkowy; to położenie osi właściwego obrotu względem osi giroskopu się zmieni; i położenie to wyznaczymy jako wypadkową, określoną wzorem

$$\bar{\omega} + \frac{d\bar{\psi}}{dt};$$

gdzie $\bar{\omega}$ oznacza prędkość wirowania giroskopu; $\frac{d\bar{\psi}}{dt}$ prędkość chwilowego obrotu; rys. 47-my.

Ponieważ oś właściwego obrotu nie pokrywa się już z osią symetryi (t. j. z osią główną) danego giroskopu; lecz jest pochyloną względem tej osi, przeto siły odśrodkowe punktów danego pierścienia dają moment, dążący do obrócenia giroskopu w pewnym ściśle określonym kierunku; a w naszym przykładzie, w którym giroskop posiada jeden tylko stopień swobody, moment ten działa za pośrednictwem osi giroskopu na ramę i wywiera na nią pewien nacisk. Podczas obrotu dodatkowego powstają przeto pary sił odśrodkowych, które dążą do ustawienia danego giroskopu symetrycznie do właściwej, t. j. do wypadkowej osi obrotu; inaczej mówiąc, pary te dążą do podniesienia dodatniego końca giroskopu ku górze, rys. 47-my. Wypadkową parę sił odśrodkowych oznaczyliśmy schematycznie na rysunku 47-mym literami D_1 i D_1.

Ponieważ wektor obrotu wypadkowego leży pomiędzy osią giroskopu i wektorem prędkości obrotu dodatkowego, a giroskop wskutek powstałego momentu sił bezwładności dąży do ustawienia się symetrycznie względem tej nowej osi; t. j. dąży do pokrycia swej osi symetryi z osią obrotu wypadkowego; przeto wyrazimy sposób działania giroskopu o jednym stopniu swobody następującem prawidłem: podczas nadania giroskopowi wirującemu o jednym stopniu swobody obrotu dodatkowego, **oś jego, wskutek powstałego momentu sił odśrodkowych, dąży do zgodnego pokrycia się z osią obrotu dodatkowego.**

Stosując przeto metodę d'Alembert'a do wyjaśnienia zjawiska ruchu giroskopu, powiedzieć możemy, że działanie giroskopu o jednym stopniu swobody, jakie się ujawnia podczas jego obrotu dodatkowego, jest działaniem momentu sił odśrodkowych, jaki powstaje w chwili odchylenia się osi właściwego obrotu od osi giroskopu.

Ażeby obliczyć wielkość tego działania, zastosujemy twierdzenie, wyrażone równaniem 17-tem, że moment sił bezwładności, który oznaczymy literą $\overline{K}_1$ rys. 47-my, wyraża się wzorem

$$\overline{K}_1 = -\frac{d\overline{N}}{dt};$$

w którym $\overline{N}$ oznacza wektor momentu ilości ruchu danego giroskopu.

Jeżeli literą C oznaczymy moment bezwładności giroskopu względem jego osi, to podczas wirowania

$$\overline{N} = C \cdot \overline{\omega}.$$

Ażeby obliczyć pochodną wektora $\overline{N}$, czego wymaga równanie momentów, wyobrazimy sobie wektor ten umieszczonym wzdłuż osi giroskopu i wykonującym razem z tą osią obrót dodatkowy; a wektor prędkości końca tego wektora z odwrotnym zwrotem, będzie wektorem momentu sił odśrodkowych, t. j. wektorem, wyrażającym działanie danego giroskopu.

Ponieważ w naszym przypadku przyjęliśmy

$$\frac{d\overline{\psi}}{dt} \perp \overline{\omega};$$

przeto wartość tego działania wyrazi się wzorem algebraicznym

$$K_1 = C\omega \cdot \frac{d\psi}{dt} \quad \dots\dots\dots \quad (198)$$

Jeżeli zaś w ogólniejszym przypadku oś obrotu dodatkowego tworzy z osią giroskopu pewien kąt, który oznaczymy literą α; to

$$K_1 = C \,.\, \omega \,.\, \frac{d\psi}{dt} \,.\, \sin\alpha \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \qquad (199)$$

Obydwa te wzory wyrazić można wzorem wektorowym

$$\overline{K}_1 = - \mathrm{V}\, \overline{N} \,.\, \frac{d\overline{\psi}}{dt} \,;$$

który stosowaliśmy już we wzorze 18-tym tomu II-ego w celu wyrażenia prędkości punktu za pomocą promienia wodzącego i prędkości obrotowej.

Oznaczywszy odległość pomiędzy punktami podparcia ramy literą a; a siły, działające na podpory, t. j. naciski, literą D, napiszemy dla danego przypadku równanie

$$D \,.\, a = C\omega \,.\, \frac{d\psi}{dt} \,;$$

z którego obliczymy siły, działające na łożyska. Siły te przeto dążą do uniesienia jednego końca giroskopu, i do przyciśnięcia drugiego jego końca, rys. 47-my. Możliwym przeto ze stanowiska dynamicznego okaże się przypadek, w którym np. oś giroskopu, podparta jednym tylko swym końcem, pozostawać będzie w płaszczyźnie poziomej; a nawet przy pewnych warunkach może okazać dążność do uniesienia końca nie podpartego wbrew sile ciążenia giroskopu.

W technice — działania giroskopów występują np. we wszystkich obracających się kołach statków parowych, podczas zakręcania statków, występują one również w tychże warunkach w kołach wszystkich wozów; choć zwykle momenty bezwładności tych kół i prędkości ich obrotowe są tak nieznaczne, że działania te wobec innych czynników, działających na te wozy, bywają niewielkie; w wielu jednakże przypadkach należy te działania uwzględniać; mogą one bowiem przy pewnych warunkach wywołać niepożądane zjawiska *).

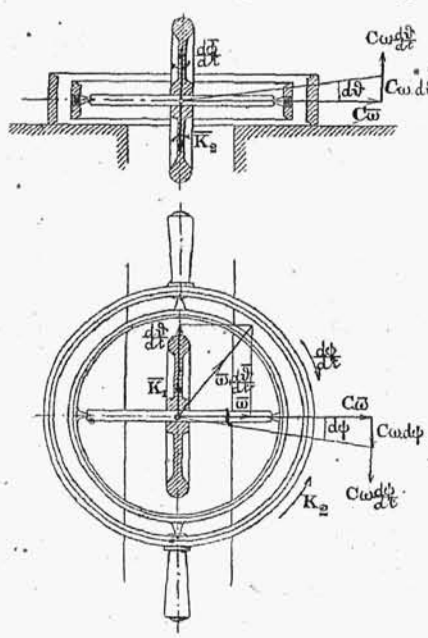
85. Nieścisłość wzorów powyższych. W rachunku powyższym popełniliśmy pewną niedokładność przyjmując, że kierunek wektora momentu ilości ruchu giroskopu pokrywa się z kierunkiem jego osi symetryi; co zachodzi tylko w przypadku, gdy obrót bryły odbywa się około jednej z osi głównych; w naszym zaś przykładzie, gdy giroskop otrzymuje obrót dodatkowy, kierunki te tworzą z sobą pewien kąt. Wzory przeto, otrzymane drogą powyższą, są przybliżone i o tyle tylko zbliżają się do wzorów ścisłych, o ile kąt odchylenia prędkości wypadkowej od osi symetryi jest niewielki, t. j. o ile wartość $\frac{d\psi}{dt}$ jest małą w porównaniu

---

*) Obliczenie działania giroskopowego kół wagonów na szyny znajdzie czytelnik u Kleina i Somerfelda w tomie IV-tym na str. 771; oraz powtórzone to obliczenie przez p. L. Silbersteina w Przeglądzie Technicznym № 18, 1912 roku.

z wartością ω; i o ile wartości momentów bezwładności danej bryły względem osi prostopadłych do osi giroskopu są małe; porówn. wzór 76-ty tego tomu. W praktycznych jednakże zastosowaniach wpływ tych wielkości na przebieg zjawiska ruchu bywa tak nieznaczny, że przyjąć można, szczególniej w pierwszych badaniach, że kierunek momentu ilości ruchu giroskopu wirującego oraz kierunek prędkości obrotowej pokrywa się z kierunkiem jego osi.

86. Giroskop o dwóch stopniach swobody. Gdy uczynimy ramę opisanego poprzednio giroskopu—ruchomą w ten sposób, żeby mogła obracać się **swobodnie** około osi prostopadłej do osi giroskopu, i gdy prędkość obrotową około tej nowej osi oznaczymy wektorem $\frac{d\vartheta}{dt}$, rys. 48-my, to giroskop ten posiadać będzie dwa stopnie swobody ruchu; będzie on bowiem posiadał obrót swobodny około osi $\bar{\omega}$ i takiż obrót około osi $\frac{d\vartheta}{dt}$. Działanie tego giroskopu podczas przymusowego obrotu $\frac{d\psi}{dt}$ będzie ze względu na możność obrotu około nowej osi zupełnie inne, niż było poprzednio. Różnica będzie polegać na tem, że działanie giroskopu, o jednym stopniu swobody równoważyło się poprzednio z siłami odporowemi łożysk, które się nie poddawały temu działaniu; w danym zaś giroskopie wywoła ono obrót ruchomej ramy giroskopu około osi nowej $\frac{d\vartheta}{dt}$.



Rys. 48.

Wyobraźmy sobie, że w początku ruchu giroskop wiruje tylko około swej osi z prędkością $\bar{\omega}$ i że rama ruchoma, w której on się obraca oraz rama nieruchoma, w której obraca się na czopach rama ruchoma, rys. 48-my, znajduje się w jednej płaszczyźnie poziomej. Nadajmy następnie temu giroskopowi wraz z ramami pewien obrót przymusowy około osi, prostopadłej do płaszczyzny obydwóch ram, o prędkości chwilowej $\frac{d\psi}{dt}$; a wywołamy tym obrotem działanie giroskopu, t. j. wywołamy siły odśrodkowe, których moment obliczymy, jak w poprzednim przykładzie. Oznaczywszy wektor tego momentu literą $\overline{K_1}$; porówn. rys. 48-my, obliczymy jego wartość

$$K_1 = C\,\omega\,.\frac{d\psi}{dt}.$$

Gdy giroskop posiadał jeden stopień swobody, jak poprzednio, t. j. gdy rama w której obracała się oś ω nie miała swobody ruchu; wtedy działanie K_1 tego giroskopu równoważyło się z siłami odporowemi jego ramy; w danym zaś przypadku, ponieważ rama wraz z giroskopem ma możność obrotu, działanie to wywołuje obrót ramy ruchomej wraz z giroskopem około nowej osi $\frac{d\vartheta}{dt}$. Związek dynamiczny pomiędzy tem **działaniem** i wywołanym przez niego **ruchem** jest taki sam; jaki zachodzi pomiędzy działaniem momentu sił zewnętrznych, a wywołanym przez niego ruchem obrotowym; związek ten wyraża wzór 92-gi tego tomu; który w danym przykładzie przybierze postać

$$C\,\omega\,.\frac{d\psi}{dt} = A\,.\frac{d^2\vartheta}{dt^2}; \qquad \ldots\ldots\ldots \qquad (200)$$

gdzie A oznacza moment bezwładności giroskopu względem nowej osi.

Lecz obrót giroskopu około osi $\frac{d\vartheta}{dt}$ wywołuje obrót wektora momentu ilości ruchu $C\overline{\omega}$ około tej osi tak, iż powstaje nowy przyrost jego ze zwrotem zgodnie równoległym do wektora $\frac{d\overline{\psi}}{dt}$; a wartość jego rozdzielona przez czas, wyrazi się wzorem

$$K_2 = C\omega\,.\frac{d\vartheta}{dt} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \qquad (201)$$

porówn. rys. 48-my.

Przesunięciu temu odpowiada przeto nowe działanie giroskopu, które występuje w postaci momentu pary sił, starającej się obrócić dany giroskop około osi $\frac{d\overline{\psi}}{dt}$, lecz ze zwrotem przeciwnym zwrotowi tej prędkości. Ponieważ dany giroskop stosownie do warunków zadania niema możności obrócenia się swobodnie około osi $\frac{d\overline{\psi}}{dt}$, działanie to przeto będzie zrównoważone siłami odporowemi ramy nieruchomej. Innemi słowy, jeżeli giroskopowi wirującemu nadamy w jakibądź sposób pewną prędkość $\frac{d\overline{\psi}}{dt}$ około osi prostopadłej do płaszczyzny ram, to należy do ramy przyłożyć parę sił, równoważącą występujące działanie giroskopu, którego wartość wyraziliśmy wzorem 201-szym, a wektor jego nanieśliśmy na rys. 48-mym.

Po podstawieniu we wzór 201-szy wartości $\frac{d\vartheta}{dt}$ z równania 200-go, po jego scałkowaniu, otrzymamy

$$K_2 = \frac{C^2\omega^2}{A} \cdot \psi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (202)$$

Jeżeli przeto obrócimy giroskop o dwóch stopniach swobody w płaszczyźnie jego obydwóch osi, to giroskop będzie stawiał pewien opór temu obrotowi; dla obrócenia przeto takiego giroskopu należy przyłożyć do niego oprócz sił chwilowych, nadających przyrządowi jako zwykłej bryle materyalnej odnośną prędkość obrotową $\frac{d\psi}{dt}$, jeszcze parę sił, przezwyciężającą działanie giroskopu, t. j. parę równoważącą działanie danego giroskopu. Wielkość tej pary może być w zwykłych nawet warunkach dosyć znaczną; rośnie ona bowiem w stosunku do drugiej potęgi momentu bezwładności giroskopu i w stosunku do drugiej potęgi jego prędkości wirowania.

Działanie to unaocznimy sobie w następujący sposób: jeżeli np. nadamy rękoma danemu giroskopowi obrót chwilowy $\frac{d\psi}{dt}$; to uczujemy w tejże chwili działanie momentu $\overline{K}_2$, które się ujawni w postaci krótkotrwałego szarpnięcia giroskopu w przeciwną stronę nadanemu obrotowi Krótkotrwałość działania tego momentu pochodzi stąd, że giroskop pod działaniem momentu $\overline{K}_1$ obróci się swą osią ku górze; wskutek czego w chwili, w której oś ta stanie równolegle do kierunku $\frac{d\psi}{dt}$, działanie momentu $\overline{K}_2$ zaniknie. Działanie to jednakże powstanie ponownie, jeżeli giroskop siłą swej bezwładności obróci się o 180°; lecz wtedy działanie to będzie posiadało zwrot przeciwny poprzedniemu; krótko mówiąc: giroskop obrócony z prędkością $\frac{d\psi}{dt}$ ujawnić może przy pewnych warunkach cały szereg szarpnięć ze zwrotami naprzemian, to przeciwnymi nadanemu obrotowi, to zgodnymi z nim.

Dla obrócenia przeto giroskopu o dwóch stopniach swobody w płaszczyźnie jego obydwóch osi potrzebny jest dla przezwyciężenia powstającego działania momentu sił odśrodkowych pewien nakład pracy mechanicznej, który znaleźć może swój wyraz w wysiłku, jaki użyć musimy do wykonania tego obrotu rękoma. Dla obrócenia zaś giroskopu o jednym stopniu swobody nie potrzeba żadnej pracy, żadnego wysiłku; powstające bowiem działanie jego podczas takiego obrotu jest prostopadłe do płaszczyzny tegoż obrotu.

Powstanie działania giroskopu o **dwóch** stopniach swobody, może być również wyjaśnione bezpośrednio na podstawie działania momentu sił odśrodkowych, jakie powstają podczas **właściwego** ruchu giroskopu. Giroskop podczas obrotu $\frac{d\psi}{dt}$ obraca się w rzeczywistości około osi

$$\left(\bar{\omega}+\frac{d\bar{\vartheta}}{dt}+\frac{d\bar{\psi}}{dt}\right),$$

lecz ponieważ działanie, wywołane obrotem $\frac{d\bar{\psi}}{dt}$, wywołuje obrót giroskopu około osi nieruchomej $\frac{d\bar{\vartheta}}{dt}$; nie udziela się przeto ono jego ramie nieruchomej; a wywołuje tylko nowy obrót. Działanie więc tego giroskopu wywołuje się obrotem około osi, rys. 48-my

$$\bar{\omega}+\frac{d\bar{\vartheta}}{dt}$$

i dąży do ustawienia giroskopu symetrycznie do tej osi; wskutek czego otrzymuje się działanie określone wektorem $\bar{K}_2$.

W celu unaocznienia sobie działań opisanych giroskopów, wyobrazimy sobie, że trzymamy poziomo w rękach łożyska, w których obraca się oś giroskopu; jeżeli trzymać będziemy ręce pionowo i dosyć sztywno, to giroskop będzie posiadał jeden tylko stopień swobody; i jeżeli trzymać będziemy te łożyska w spoczynku, to odczuwać będziemy w rękach tylko naciski, pochodzące od rozkładu ciężaru całego przyrządu, które określić można z równań statyki; jeżeli zaś obrócimy się wraz z giroskopem około osi pionowej, to odczujemy w jednym ręku powiększenie się tego nacisku, w drugiem zaś zmniejszenie się; a mianowicie, jeżeli w prawym ręku trzymamy koniec dodatni osi obrotu i obrócimy się ze zwrotem również dodatnim (prawem ramieniem w tył, lewem naprzód), to w prawem ręku uczujemy zmniejszenie się nacisku, w lewem zaś powiększenie. Przy znacznej prędkości giroskopu i nagłym obrocie około osi pionowej, koniec jego prawy może nawet wyrwać się z ręki ku górze; a lewą rękę może przycisnąć ku dołowi; chcąc przeto utrzymać oś giroskopu podczas tego obrotu w poziomie, należy odpowiednio do tego działania dopasować wysiłki naszych muskułów; a jeżeli podtrzymanie tych łożysk jest wykonane za pomocą przyrządów mechanicznych, to należy zwrócić uwagę na odpowiednie umocowanie tych łożysk.

Jeżeli zaś pozwolimy danemu giroskopowi wykonać możliwie swobodnie opisany ruch (t. j. ruch prawego końca ku górze); to otrzymamy giroskop o dwóch stopniach swobody i działanie jego na nasze ręce będzie inne niż było poprzednio. Ażeby to działanie określić, uprzytomnijmy sobie, w jaki sposób obraca się wektor $\bar{N}$ momentu ilości ruchu przyrządu; wektor ten w tym przypadku obraca się około osi poziomej i koniec jego podczas tego obrotu wyznacza wektor pionowo skierowany ku górze; działanie przeto tego giroskopu ujawni się obrotem giroskopu około tego wektora z przeciwnym zwrotem temu, jaki wskazuje jego strzałka; czyli prawy koniec danego giroskopu będzie dążył do oddalenia się od nas; lewy zaś będzie zbliżał się; ażeby przeto przyrząd cały utrzymać w pierwotnem położeniu, należy silnie przyciągać rękę prawą ku sobie, a lewą odpychać.

87. Ruchy bezwładne giroskopów. Zbadajmy teraz, jaki będzie ruch opisany giroskopów po nadaniu im prędkości $\frac{d\varphi}{dt}$ i po pozostawieniu ich następnie samym sobie; t. j. jaki ruch wykonają te giroskopy bez udziału sił zewnętrznych, a jedynie pod działaniem sił odporowych;— nie uwzględniając sił oporowych, jakie powstają podczas ruchu.

Ruch taki wogóle można nazwać ruchem bezwładnym danej bryły swobodnej lub nie swobodnej, lub takiegoż punktu materyalnego; gdyż w danym razie bryła czy też punkt podlegają tylko działaniu sił bezwładności i względnie sił odporowych, jeżeli są nieswobodne. Ruchem bezwładnym np. punktu materyalnego swobodnego jest ruch prostolinijny i jednostajny. Wyrazem matematycznym tego ruchu jest wzór

$$d\frac{(m\bar{v})}{dt} = 0;$$

wyrazem zaś takiegoż ruchu bryły materyalnej, obracającej się np. około punktu nieruchomego, bez udziału sił zewnętrznych, jest wzór

$$\frac{d\bar{M}_v}{dt} = 0;$$

względem bieguna, obranego w punkcie nieruchomym.

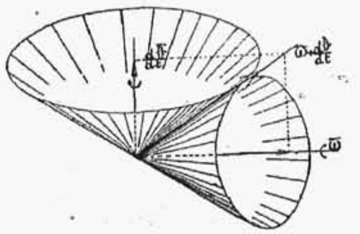
Jeżeli przeto mamy do czynienia z giroskopem o jednym stopniu swobody, i jeżeli oś jego jest nieruchomą w przestrzeni, to już w § 46-tym dowiedliśmy ogólnie, że po nadaniu początkowej prędkości wirowania, giroskop taki, jako bryła obracająca się około osi głównej, wirować będzie z początkową prędkością; i że tej prędkości nie zmieni nadana jemu prędkość chwilowa $\frac{d\varphi}{dt}$; gdyż moment sił odporowych, który występuje podczas tego obrotu jako moment sił zewnętrznych jest prostopadły do osi wirowania, nie może wpłynąć na zmianę prędkości wirowania.

Podobnie, choć nieco inaczej przedstawi się zjawisko ruchu bezwładnego giroskopu o dwóch stopniach swobody. Ponieważ wektor momentu sił odporowych jest w tym razie prostopadły do płaszczyzny obydwóch osi swobodnych, rzuty przeto jego na każdą z tych osi równają się zeru, a więc i wartości momentów ilości ruchu $C.\omega$ i $A.\frac{d\vartheta}{dt}$ względem tych osi są stałe; z czego znów wynika, że prędkości obrotowe są, jak porzednio było z jedną prędkością, również stałe, t. j.

$$\omega = \omega_0; \quad \frac{d\vartheta}{dt} = \left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)_0,$$

gdzie wskaźniki zero oznaczają odpowiednie wielkości w początku ruchu, t. j. w chwili, w której giroskop otrzymał prędkość $\frac{d\psi}{dt}$.

Ruch przeto bezwładny giroskopu o dwóch stopniach swobody składa się z dwóch obrotów **jednostajnych**; z obrotu ω około osi giroskopu i z obrotu tej osi około osi nieruchomej w przestrzeni $\frac{d\vartheta}{dt}$. Wektor chwilowego obrotu tego giroskopu określimy przeto wzorem $\left(\bar{\omega} + \frac{d\vartheta}{dt}\right)$; wektor więc ten leży w płaszczyźnie tych osi, razem z nią się obraca i zakreśla stożek około osi, nieruchomej $\frac{d\vartheta}{td}$; rys. 49-ty; jest to stożek sztywno związany z przestrzenią nieruchomą (kinetyczną). Drugi zaś stożek ruchomy, sztywno związany z giroskopem, wyobrazimy sobie wytworzony przez obrót wektora chwilowego obrotu



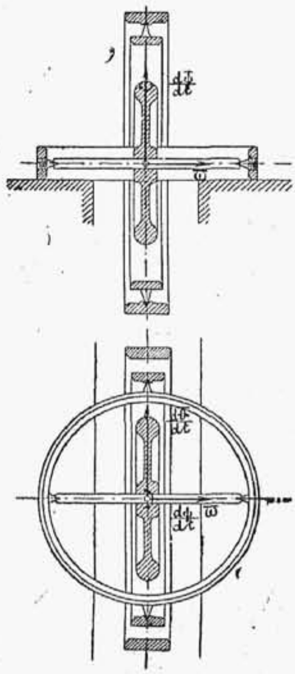
Rys. 49.

$$\left(\bar{\omega} + \frac{d\vartheta}{dt}\right)$$

około osi ruchomej $\bar{\omega}$; ruch przeto bezwładny giroskopu o dwóch stopniach swobody możemy odtworzyć, tocząc prosty stożek ruchomy, którego oś pokrywa się z osią giroskopu, po również prostym stożku, lecz nieruchomym o osi $\frac{d\vartheta}{dt}$. Taki ruch bryły nazywają wogóle ruchem precesyjnym, a prędkość $\frac{d\vartheta}{dt}$ prędkością precesyjną, kierunek zaś jej—osią precesyi.

88. Giroskop o trzech stopniach swobody. Jeżeli płaszczyznę ramy nieruchomej giroskopu o dwóch stopniach swobody ustawimy prostopadle do płaszczyzny osi $\left(\bar{\omega}, \frac{d\vartheta}{dt}\right)$ i uczynimy ją obracalną około osi pionowej przez dodanie odpowiednich czopów, mogących obracać się swobodnie w nowej ramie zewnętrznej nieruchomej, to otrzymamy obraz giroskopu o trzech stopniach swobody, rys. 50-ty. Prędkość kątową około tej nowej osi obrotu oznaczymy wektorem $\frac{d\psi}{dt}$. Giroskop przeto posiada trzy prędkości składowe $\bar{\omega}, \frac{d\vartheta}{dt}, \frac{d\psi}{dt}$, około których **swobodnie** może się obracać; ruch przeto takiego giroskopu jest ruchem kulistym około punktu nieruchomego; ruch ten pod względem dynamicznym rozpatrywaliśmy na str. 156-tej tego tomu.

O działaniu takiego giroskopu na podpory mowy być nie może; giroskop ten bowiem posiada zupełną swobodę obracania się około dowolnej osi, przechodzącej przez punkt, w którym te trzy osi się przecinają; mowa może być tylko o statecznem zrównoważeniu ciężaru takiego giroskopu; lecz rozpatrywania tego przypadku, nie mającego nic wspólnego z działaniem giroskopów, podawać tu nie będziemy.



Rys. 50.

Giroskopem przeto o trzech stopniach swobody można swobodnie obracać w przestrzeni, nie przykładających żadnych szczególnych sił odporowych.

89. Stabilizacya wozu na jednej szynie. Przykład ten ma na celu wykazać możliwość utrzymania się wozu biegnącego po jednej szynie, która znajduje się niżej środka ciężkości wozu. Rys. 51-szy przedstawia przekrój poprzeczny wozu; litery W, W oznaczają ściany jego boczne; litery R, R — ramę mogącą obracać się około osi pozionej a, a w łożyskach, przymocowanych do ścian wozu; w ramie tej umocowane są łożyska, w których osadzona jest oś z wirującym giroskopem. W położeniu pionowém wozu oś giroskopu stoi wogóle pionowo; a w płaszczyźnie symetryi wozu, niżej środka jego ciężkości, znajdują się koła danego wozu. Gdy wóz obciążony jest symetrycznie i gdy giroskop pozostaje w spoczynku, wóz znajduje się w równowadze niestałej; i najmniejsze jego odchylenie z tej równowagi powoduje obrót około krawędzi szyny. Oznaczmy kąt odchylenia płaszczyzny symetryi wozu od płaszczyzny pionowej, przechodzącej przez szynę, literą ϕ; ciężar wozu — wraz z przyrządami literą Q; literą H odległość środka jego ciężkości S_1 od krawędzi szyny, po której się wóz toczy; i wreszcie literą I moment jego bezwładności względem osi obrotu, t. j. względem krawędzi szyny; a wyrazimy moment siły ciężkości wozu, podczas jego odchylenia się od pionu o kąt ϕ, wzorem

$$QH \, . \sin\phi.$$

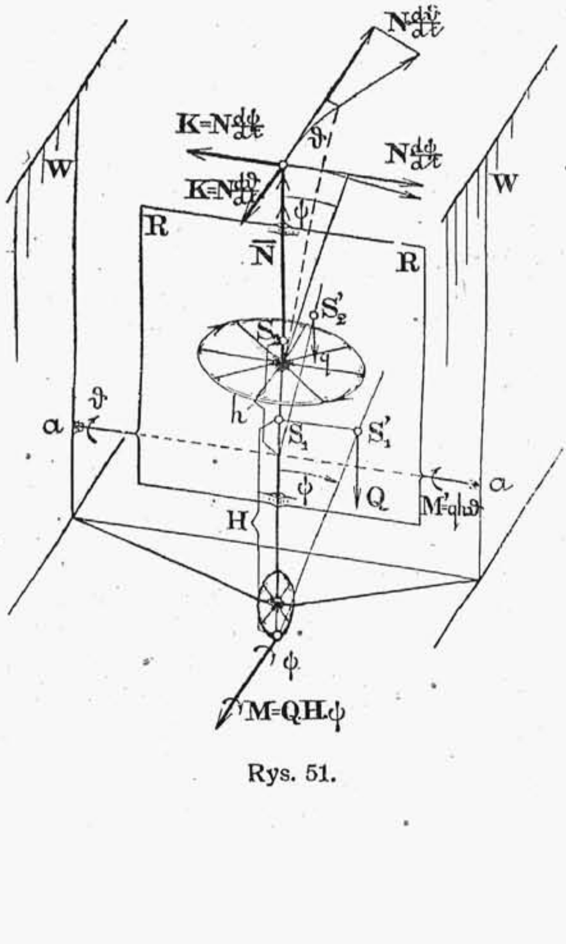
Moment sił wywołuje obrót wozu około krawędzi szyny ze zwrotem dodatnim. Przyjmijmy dla uproszczenia danego rachunku, że kąt odchylenia jest niewielki tak, iż zastąpimy wartość $\sin\phi$ wartością łuku tego kąta ϕ; a równanie dynamiczne ruchu przewracającego się wozu będzie stosownie do równania 93-go następujące

$$QH \, . \phi = I \frac{d^2\phi}{dt^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (203)$$

Położenie giroskopu wraz z ramą jest również równowagą niestałą; gdy bowiem odchylimy ramę giroskopu od pionu o kąt ϑ, powstanie moment jego ciężkości, który wywoła obrót ramy wraz z giroskopem około osi a—a. W celu obliczenia równania dynamicznego tego ruchu, oznaczmy literą q ciężar giroskopu łącznie z ciężarem ramy; literą j moment jego bezwładności wraz z ramą, względem osi obrotu a—a; literą h odległość jego środka ciężkości S_2 od osi obrotu a—a; i literą ϑ kąt, o jaki się rama wraz z giroskopem odchyli od pionu; a szukane równanie w postaci przybliżonej jest następujące

$$q h \, . \vartheta = j \, . \frac{d^2\vartheta}{dt^2} \, . \quad (204)$$

Jeżeli zaś giroskopowi nadamy ruch wirowy, to dwie takie bryły materyalne, jak rama z giroskopem i wóz, z których każda oddzielnie znajduje się w równowadze niestałej, zespalają się jednakże w jedną całość stateczną nie wywrotną; jak to zaraz wykażemy. Podczas ruchu wirującego giroskopu, wywołanego obrotem dodatkowym wozu, powstają momenty sił odśrodkowych, które zmie-



Rys. 51.

niają wyżej przytoczone równania ruchu i zmieniają ruch tak wozu jak i giroskopu. Ażeby obliczyć te momenty, należy wziąść pod uwagę ruch wektora momentu ilości ruchu giroskopu wirującego; i w tym celu dla uproszczenia rachunku przyjmiemy, że kierunek tego wektora, który oznaczymy literą $\bar{N}$, pokrywa się podczas obrotu wozu i ramy z kierunkiem osi giroskopu. Założenie to jednakże nie jest zupełnie zgodne z rzeczywistością; położenie bowiem wektora momentu ilości ruchu zmienia się względem osi giroskopu, wskutek występujących obrotów dodatkowych; które jednakże, przy zastrzeżeniu, że kąty odchylenia ϑ i ψ są wielkie, nie mogą być wielkiemi; założenie to przyjmiemy do naszych obliczeń, jako przybliżenie nieprzekraczające granic dokładności zamierzonych obliczeń i przybliżenie to będzie o tyle bliższe prawdy, o ile znaczniejszą jest prędkość wirowania giroskopu i jego moment bezwładności względem swej osi. Wektor przeto $\bar{N}$ momentu ilości ruchu danego giroskopu wyobrazimy sobie umieszczonym wzdłuż jego osi i wykonującym ruch razem z tą osią. Założenie to pozwoli nam wyznaczyć przyrosty tego wektora i jego pochodne wektorowe; które wzięte z odwrotnymi zwrotami wyrażać będą działania giroskopu, t. j. działania momentów sił odśrodkowych, jakie powstają w giroskopie wskutek jego obrotów dodatkowych.. Zwrócić przytem należy uwagę na tę okoliczność, że przyrost każdego wektora o stałej długości, a więc i wektora $\bar{N}$ powstaje tylko podczas jego ruchu obrotowego; a więc tylko podczas ruchu obrotowego osi giroskopu ujawni się jego działanie; jeżeli zaś ruch tego wektora jest postępowy, to działanie giroskopowe nie powstaje; cośmy zresztą fizycznie wyjaśnili na początku tego działu. Podczas przeto dowolnego ruchu giroskopu należy wyróżnić tylko prędkość obrotową jego osi. Wyobraźmy sobie wóz w położeniu pionowem; ramę zaś razem z giroskopem w ruchu wahadłowym około osi *a—a,* to prędkość chwilową jej obrotu, gdy znajdować się ona będzie w położeniu ϑ, wyrazimy wzorem $\frac{d\vartheta}{dt}$; prędkość przeto końca wektora $\bar{N}$ w tejże chwili wyrazimy wzorem

$$N.\frac{d\vartheta}{dt};$$

a kierunek jej będzie styczny do koła, jakie ten koniec zakreśla podczas obrotu ramy. Ze względu jednakże, że kąt ϑ ma być nieznaczny,—kierunek tego wektora będzie niemal równoległym do osi podłużnej wozu; jak pokazano na rysunku 51-ym.

Działanie przeto giroskopu podczas tego ruchu wyrazimy wektorem równym, lecz co do zwrotu przeciwnym wektorowi prędkości; wektor tèn zwrócony do czytelnika, oznaczono na rysunku literą K, przeto

$$K = N \frac{d\vartheta}{dt} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (205)$$

Wyobraźmy sobie teraz ramę giroskopu w płaszczyźnie pionowej, a wóz razem z giroskopem w ruchu obrotowym około szyny; oznaczmy następnie literą ψ kąt nachylenia wozu względem osi pionowej, to prędkość obrotową osi giroskopu w tem położeniu giroskopu wyrazimy wzorem $\frac{d\psi}{dt}$; działanie przeto giroskopu wyrazi się wektorem, który oznaczymy literą k; a który oznaczony jest na rysunku (błędnie) również literą K, dopisaną przy wektorze ze zwrotem na lewo; literę tę przeto należy zamienić literą k. Wartość tego wektora

$$k = N \frac{d\psi}{dt} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (206)$$

a kierunek, przyjmując, że ψ jest niewielkie, będzie poziomy i prostopadły do osi wozu, jak pokazano na rysunku 51-szym. Jeżeli przeto wóz odchyli się od pionu o kąt ψ, giroskop zaś o kąt ϑ; to do momentów sił zewnętrznych

$$QH\psi \quad \text{i} \quad qh\vartheta,$$

jakie działają na giroskop dochodzą jeszcze działania samego giroskopu, jako momenty sił odśrodkowych, występujących w giroskopie podczas jego ruchu. Wniosek ten daje możność zestawienia równań dynamicznych ruchu wozu; zanim to jednakże uczynimy, zdajmy sobie sprawę z założeń, na jakich oparliśmy powyższe wywody.

W rozumowaniach tych przyjęliśmy, że giroskop obrócił się o kąt ϑ przy $\psi = 0$; i na podstawie tego obliczyliśmy działanie $\overline{K}$; następnie przyjęliśmy, że przy $\vartheta = 0$, wóz obrócił się o kąt ψ, i stąd obliczyliśmy działanie $\overline{k}$; lecz w rzeczywistości ruch ramy giroskopu będzie inny, i może być w rozmaity sposób wykonany. Jeżeli np. giroskop obrócił się wpierw o kąt ϑ przy $\psi = 0$; a następnie obrócił się on wraz z wozem o kąt ψ; to właściwie działanie giroskopu wyrazi się w tymrazie wzorem

$$k = \left(\mathrm{V}\, \overline{N} \,.\, \frac{\overline{d\psi}}{dt}\right) = N \,.\, \frac{d\psi}{dt} \,.\, \sin\,(90 - \vartheta),$$

oś bowiem giroskopu, w chwili obrotu około krawędzi szyny, jest już pochyloną względem tej krawędzi o kąt $(90 - \vartheta)$.

Jeżeli zaś wóz wykona wpierw obrót ψ przy $\vartheta = 0$, to podobnież wzór działania $\overline{K}$ będzie inny, niż ten, który przytoczyliśmy. Podane przeto wzory 205-ty i 206-ty, wyrażające działanie giroskopu, dają wartości przybliżone, oparte na pominięciu drugich i wyższych potęg kątów odchylenia.

Przyjąwszy przeto wielkości działań danego giroskopu, jakieśmy je obliczyli w równaniach 205-tym i 206-tem, przyłączymy te działania do działań momentów sił zewnętrznych i napiszemy zamiast równania 203-go i 204-go następujące

$$QH.\psi + N.\frac{d\vartheta}{dt} = I.\frac{d^2\psi}{dt^2};$$

$$qh.\vartheta - N.\frac{d\psi}{dt} = i.\frac{d^2\vartheta}{dt^2}; \quad \ldots\ldots \quad (207)$$

są to dwa równania linijne jednoczesne z dwiema zmiennemi zależnemi,— różniczkowe drugiego rzędu ze stałymi spółczynnikami.

Zwrócić tu należy uwagę, że w równaniach tych tkwi jeszcze jedno przybliżenie, które należy sobie uświadomić; mianowicie litera I stosownie do danego określenia oznacza moment bezwładności wozu i ramy giroskopowej wraz z giroskopem przy pewnem ściśle określonem wzajemnem ich położeniu; tymczasem — rama wraz z giroskopem jest w ruchu względem wozu, wartość przeto I jest zmienną i zależy od kąta ϑ; wobec jednakże nie wielkich odchyleń przyjąć ją możemy za stałą; do przyjęcia tego założenia upoważnia nas jeszcze ta okoliczność, że masa giroskopu jest niewielką w stosunku do masy wozu, błąd przeto stanie się jeszcze mniejszym.

Celem naszym obecnie jest przekształcenie równań 207-mych na inne dwa równania różniczkowe, z których każde posiadać będzie po jednej zmiennej zależnej; a po scałkowaniu tych równań otrzymamy równanie ruchu obrotowego wozu około krawędzi szyny; które będzie miało postać ogólną $\psi = f(t)$. Jeżeli funkcya ta będzie tego rodzaju, że z rosnącem t kąt ψ będzie także rósł, to wyrażać ona będzie, że wóz dany wywróci się i że urządzenie giroskopowe nie wpływa na jego stabilizacyę; jeżeli zaś otrzymamy funkcyę, która, pomimo powiększającej się wartości t, da wartość dla ψ zmienną w pewnych granicach, lub też wartość zanikającą; to wóz dany będzie się **wahać** około pewnego położenia; lub też w drugim przypadku będzie stale zbliżał się do pewnego położenia równowagi, lecz nie wywróci się.

Przekształcenie równań 207-mych na dwa równania z oddzielnemi zmiennemi wykonać można w rozmaity sposób. W celu np. wyrugowania z tych równań zmiennej ϑ; weźmiemy drugą pochodną równania pierwszego i pierwszą pochodną równania 2-go; i wyrugujmy z nich trzecią pochodną zmiennej ϑ, która powstanie po obliczeniu tych pochodnych; w tem nowem równaniu znajdować się jeszcze będzie oprócz zmiennej ψ pierwsza pochodna zmiennej ϑ; której wartość podstawimy z równ. pierwszego, równań 207-mych; w ten sposób otrzymamy następujące równanie różniczkowe zmiennej ψ

$$I \cdot j \cdot \frac{d^4 \psi}{dt^4} + (N^2 - QH \cdot i - qh \cdot I) \cdot \frac{d^2 \psi}{dt^2} + QH \cdot qh \cdot \psi = 0 \quad . \quad (208)$$

Ażeby wszystkie pierwiastki równania charakterystycznego tego równania różniczkowego były urojone, co jest niezbędnem dla stabilizacyi wozu, należy, ażeby spółczynniki jego odpowiadały następującym warunkom, porów. wzory na str. 144-tej tego tomu

1) $N^2 - QH \cdot i - qh \cdot I > 0$;

2) $QH \cdot qh > 0$; i wreszcie ażeby

3) $(N^2 - QH \cdot i - qh \cdot I)^2 > QH \cdot qh \cdot I \, i$,

Warunkowi 1-szemu możemy fizycznie uczynić zawsze zadość, powiększając wartość N;—przez powiększenie prędkości wirowania giroskopu lub przez powiększenie jego momentu bezwładności względem jego osi. Drugi warunek jest w danem zadaniu spełniony: obydwa bowiem QH i qh są dodatnie.

Gdybyśmy jednakże chcieli np. umieścić oś ramy giroskopu wyżej jego środka ciężkości, wtedy należałoby w powyższe równanie podstawić $qh = -qh$; moment bowiem ciążenia po odchyleniu giroskopu byłby odjemny, a wóz pod działaniem tak zawieszonego giroskopu musiałby się wywrócić; równanie bowiem jego ruchu nie odpowiadałoby warunkowi ruchu okresowego. Warunkowi jednakże drugiemu może być uczynione zadość, jeżeli obydwa momenty (QH) i (qh) będą odjemne; lecz przypadek $QH < 0$ nie odpowiadaby naszemu wozowi. Przypadek zaś, w którym QH jest odjemne, zachodzi w statku wodnym, wypór bowiem wody dąży do ustawienia pochylonego statku pionowo; dla wstrzymania przeto statku od bujań, t. j. od wahań około podłużnej osi statku, giroskop należy zawiesić w położeniu statecznem, wtedy bowiem QH i qh będą odjemne; i kąt ψ wyrazi się funkcyą okresową czasu.

Rozpatrzymy pewne szczególne przypadki. Z równań 207-mych otrzymamy równ. 203-cie i 204-te dla następujących szczególnych przypadków:

1) jeżeli podstawimy $N = 0$; co odpowiada przypadkowi, w którym giroskop nie wiruje; również otrzymamy te równania,

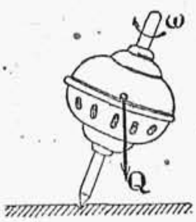
2) jeżeli $\frac{d\vartheta}{dt} = 0$; t. j. jeżeli rama pozbawiona jest swobody obrotu około swej osi obrotu; w tych więc przypadkach giroskop wirujący pozostaje bez wpływu na stabilizacyę wozu; i wreszcie

3) jeżeli $\frac{d\psi}{dt} = 0$, t. j. jeżeli wóz pozbawiony jest możności

wywrócenia się; obrót ramy giroskopu będzie w tym razie taki, jak gdyby nie istniał giroskop. Wyjaśnienie takiego zachowania się ruchu ramy lub wozu, jakie stosujemy do tych dwóch przypadków, znajdzie czytelnik w przykładach o działaniu giroskopów o jednym stopniu swobody. Te dwa szczególne przypadki możemy uogólnić i wyjaśnienie to wypowiedzieć w następujący sposób: właściwości stabilizacyjne posiada jedynie giroskop o trzech stopniach swobody.

Przykłady powyższe mają na celu wskazanie metody obliczenia, jakie należy stosować przy stosowaniu giroskopu do stabilizacyi przyrządów chwiejnych. Szczegóły tych badań jak np. wpływ siły odśrodkowej wozu na działanie giroskopu podczas ruchu jego po krzywym torze; wpływ oporów na ruch wozu lub statku znajdzie czytelnik u Föppl'a w VI-tym tomie na str. 220-ej; u Kleina i Somerfelda w tomie IV-tym na str. 903-ej; jak również u Routha w tomie II-gim; w szczególności zaś opis i wskazówki do obliczenia wozu jednoszynowego systemu Brennan'a podają A. Gray i J. G. Gray w dziele swojem „A Treatise on Dynamics"; w dziele tem znajdują się również liczne przykłady ruchu giroskopów.

90. Przykład. Ruch bąka. Jeżeli jeden punkt osi giroskopu swobodnego uczynimy nieruchomym w ten sposób, ażeby giroskop mógł swobodnie kręcić się około tego punktu, to po nadaniu giroskopowi obrotu około jego osi, i po ustawieniu tej osi pochyło względem pionu, otrzymamy obraz bąka, puszczonego swobodnie na płaszczyźnie o tyle chropowatej, że koniec osi jego nie będzie mógł się po niej ślizgać, weźmiemy ten szczególny przypadek pod uwagę, rys. 52-gi.



Rys. 52.

Wiemy z doświadczeń, że jeżeli ustawimy bąk niewirujący pochyło, to się on przewróci; jeżeli zaś będzie on w tem położeniu pochyłem wirował, to zachowanie się jego będzie inne. I zupełnie słusznie; gdy bowiem giroskop wirujący otrzyma ruchy dodatkowe, jak w danym razie ruch padania; to powstają wtedy momenty sił odśrodkowych, które wpływają na jego ruch.

Na dany bąk działa w tym razie siła ciążenia, której punkt przyłożenia jest w środku jego masy; oraz siła odporowa w punkcie podparcia. Ciężar bąka jest dany, siła zaś odporowa w punkcie podparcia jest nam nieznaną. Wektor momentu tych sił, jako sił zewnętrznych, działających na dany giroskop, względem bieguna obranego w punkcie podparcia, jest prostopadły do płaszczyzny (S, z), przechodzącej przez środek masy S i oś pionową z, wystawioną w punkcie podparcia, i wektor ten pozostaje prostopadłym do tej płaszczyzny we wszystkich położeniach giroskopu,