

M - masa Ziemi

m - masa punktu materialnego

r - odległość punktu materialnego o masie m od środka Ziemi przy jej obrocie za kulę.

Potencjał siły odśrodkowej wyniesie

$$V = -\int F_{\text{od}} \cdot dr = -\int m\omega^2 r \cdot dr = -m \frac{\omega^2 r^2}{2}$$

gdzie ω - prędkość kątowna Ziemi

m - masa punktu materialnego

r - odległość punktu materialnego o masie m od osi obrotu Ziemi.

Wartość potencjału Ziemi wyniesie więc:

$$G \frac{Mm}{r} - m \frac{\omega^2 r^2}{2} = C$$

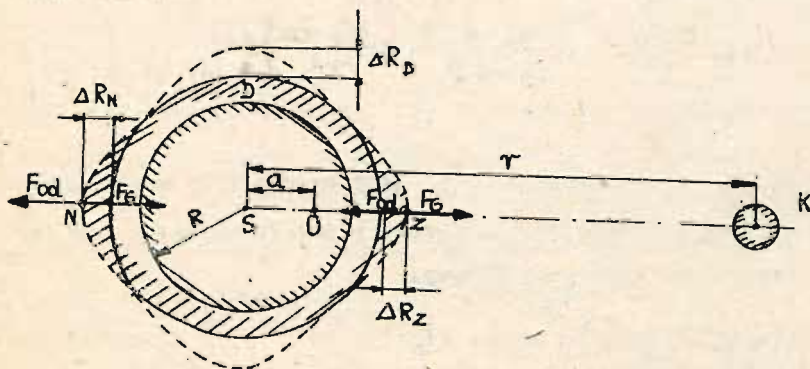
Wyrażenie to jest słuszne dla punktów leżących nad powierzchnią Ziemi w odległości $r \geq R$ od jej środka i odległości r od jej osi obrotu dobowego.

11.2.3. Siły odływowe i przypływowe

Jednym z najważniejszych zastosowań teorii potencjału jest obliczenie tzw. sił przypływowych i odływowych, czyli sił działających na cząstki globu ziemskiego, niezależnie od grawitacji wzajemnej tych cząstek. Źródłem ich są siły przyciągania innych ciał niebieskich, z których na pierwszy plan wybijają się oczywiście Słońce i Księżyc. Skutek tych sił nie byłby dostrzegalny na Ziemi gdyby cała Ziemia była ciałem sztywnym, nie pokrytym w znacznej części wodą oceanów. Siły te wywołują przede wszystkim fluktuacje zwierciadła tych wód, znane od wieków pod nazwą przypływów i odływów.

Ziemia obracając się dookoła własnej osi i dookoła Słońca wykonuje jeszcze jeden ruch obrotowy dookoła wspólnego z księżycem środka mas.

Nie uwzględniając ruchu Ziemi dookoła Słońca i dookoła swej osi, ruch obrotowy jaki Ziemia wykonuje dookoła środka mas układu Ziemia-Księżyc sprawia powstanie siły odśrodkowej /rys. 13.11/.



Rys. 13.11. Odpływ i przypływ na kuli ziemskiej

$$F_{od} = m \omega^2 a$$

gdzie a - odległość środka kuli od środka mas

m - masa dowolnego elementu Ziemi

Oznaczając przez r odległość środka Księżyca od środka Ziemi otrzymamy siłę grawitacji działającą w środku kuli ziemskiej

$$F_g = k \cdot \frac{M_k \cdot m}{r^2}$$

gdzie M_k - masa Księżyca

Siła ta równoważy siłę dośrodkową zarówno w środku kuli ziemskiej jak i w punktach znajdujących się w tej samej odległości r od

Księżycy co i środek Ziemi.

Wypadkowe sił $\Delta F_p = F_{od} - F_g$ będziemy nazywali siłą przyptywową. Posiada ona w różnych punktach Ziemi różne wartości i różne kierunki. Największa wartość siły przyptywowej będzie w punkcie N i Z na kuli ziemskiej.

$$\begin{aligned}\Delta F_{pN} &= F_{od} - F_g = m a \omega^2 - G \frac{M_k \cdot m}{(r+R)^2} = \\ &= G \frac{M_k \cdot m}{r^2} - G \frac{M_k \cdot m}{(R+r)^2} = G \frac{M_k \cdot m}{r^2} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{R}{r}\right)^2} \right]\end{aligned}$$

Ze względu na to, że stosunek $\frac{R}{r}$ jest bardzo mały w stosunku do jedności to nie popełniając dużego błędu /mniejszego niż 1%/ możemy zastosować wzór przybliżony.

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{R}{r}\right)^2} \cong \left(1 - \frac{R}{r}\right)^2 \approx 1 - 2 \frac{R}{r}$$

Wyrażenie na wartość siły przyptywowej przybierze postać

$$\Delta F_{GN} = 2G \frac{M_k \cdot m}{r^3} \cdot R$$

Wstawiając do powyższego wzoru na natężenie pola grawitacyjnego $g = G \frac{M_z}{R^2}$ gdzie M_z - masa Ziemi a R - promień Ziemi otrzymamy:

$$\Delta F_{GN} = 2mg \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \cdot \left(\frac{R}{r} \right)^3$$

Dzieląc stronami ostatnie wyrażenie przez masę m otrzymamy wartość przyspieszenia przyptywowego

$$\Delta g_{NG} = 2g \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \cdot \left(\frac{R}{r} \right)^3$$

Taki sam wzór otrzymamy dla przyspieszenia przyptywowe w punkcie Z, tzn. $\Delta g_{NG} = \Delta g_{NZ} = \Delta g_E$

Kładąc odległość Księżycy od Ziemi $r = 60,27 \cdot R$ oraz masę księżycy $M_k = \frac{1}{81,5} M_z$ otrzymamy stosunek przyspieszenia

przypływowego do przyspieszenia ziemskiego

$$\frac{\Delta g_g}{g} = \frac{2 \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3}{g} = 2 \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3 \cong 1,42 \cdot 10^{-7}$$

Analogiczny rachunek wykonany dla przypadku, gdy ciałem przyciągającym jest Słońce o masie $M_s = 3,32 \cdot 10^5 M_z$ i odległość Ziemi od Słońca $r_s = 149,5 \cdot 10^9 m$, prowadzi do obliczenia największej siły przypływowej Słońca 2,2 razy mniejszy od siły przypływowej Księżyca.

Siły te, jakkolwiek bardzo małe w stosunku do przyspieszenia ziemskiego g wystarczają do wzniesienia poziomu wody ponad poziom kuli nieznkształconej działaniem grawitacji Księżyca. Poziom wody podniesie się na taką wysokość, aż przyspieszenie ziemskie nie zmniejszy się o przyspieszenie przypływowe.

Zmniejszenie się przyspieszenia ziemskiego, gdy R zwiększy się o ΔR_N /lub ΔR_z / obliczamy przez różniczkowanie wzoru

$$g = G \cdot \frac{M_z}{R^2}$$

i zastąpienie różniczek odpowiednimi przyrostami. Otrzymamy

$$\Delta g = -\frac{2g}{R} \cdot \Delta R_N$$

Przyrównując wartość liczbową Δg z wzorem na przyspieszenie przypływowe otrzymamy

$$\frac{2g}{R} \Delta R_N = 2g \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3$$

skąd

$$\Delta R_N = R \left(\frac{M_k}{M_z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3 \cong 6,378 \cdot 10^8 cm \cdot \left(\frac{1}{81,5} \right) \left(\frac{1}{60,27} \right)^3 = 36 cm$$

W pomiarach geodezyjnych mierzy się nie ΔR_N , lecz różnicę poziomów wody ΔR_D między przypływem a odpływem, tzn. $\Delta h = \Delta R_N + \Delta R_D$, gdzie ΔR_D jest obniżeniem poziomu

wody w czasie odpływu, co jak można wykazać przy pomocy obliczeń stanowi połowę ΔR_N , tzn. $h = 54$ cm.

W punkcie Z i N przyspieszenie przypływowe ma kierunek pionowy /rys. 14.11/ w punkcie M gdzie kierunek przyspieszeń nadawanych przez ciało punktom leżącym w M i O nie leżą na tej samej prostej, można je rozłożyć na dwie składowe, z których pionowa F_{PN} wpływa na zmianę wartości swobodnego spadku ciał, poziome F_{Ps} zaś powoduje zmianę kierunku pionu. Ta właśnie składowa przesuwą w kierunku swego działania masy wód, pokrywających znaczną część ziemi, przy czym ruch ten na półkuli, zwróconego do ciała przyciągającego zachodzi ku punktowi Z /zenit względem ciała przyciągającego/ na półkuli drugiej w kierunku punktu N /nadir/ względem ciała przyciągającego//rys. 15.10/.

Wychodząc z teorii potencjału pola grawitacyjnego, można udowodnić, że różnica poziomów wody w zależności od kąta ν może być wyrażona przy pomocy wzoru

$$\Delta h = \frac{1}{2} \left(\frac{M_K}{M_Z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3 R (3 \cos^3 \nu - 1)$$

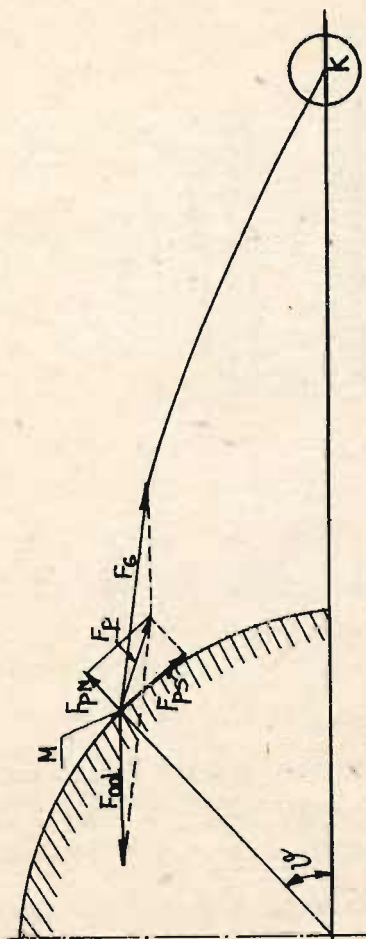
Maksymalną różnicę poziomów otrzymamy dla $\nu = 0$ lub $\nu = \pi$, minimalną dla $\nu = \frac{\pi}{2}$; stąd zmiana poziomu wody pomiędzy przypływem a odpływem wyniesie

$$\Delta h = h_{\max} - h_{\min} = \frac{3}{2} \left(\frac{M_K}{M_Z} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^3 R$$

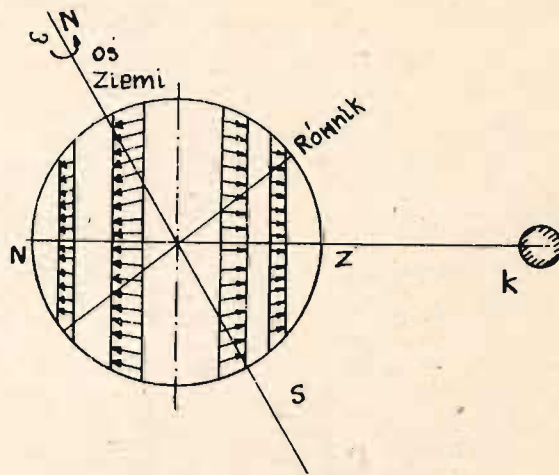
Po podstawieniu danych liczbowych otrzymamy wartość $\Delta h = 0,55$ m a więc taką samą jak w poprzedniej metodzie.

Analogiczne równania można przeprowadzić dla układu Słońce-Ziemia, zastępując masę Księżyca masą Słońca, a odległość Księżyc-Ziemia odległością Słońce-Ziemia, skąd otrzymamy wartość $\Delta h_s = 0,25$ m.

Jak widać z powyższych wzorów o siłach powodujących przypływ i odpływ wód decyduje głównie wpływ odległości, która



Rys. 14.11. Działanie przyspieszenia przypiwowego



Rys. 15.10. Ruchy wód oceanów wywołane wpływem Księżyca

występuje w trzeciej potęgze.

Na ruch wód wpływa i składowa pionowa przyspieszenia przy-
pływowego, powodując w tych miejscach, w których wartość jej
jest większa, pewną nadwyżką ciśnienia, wywołującą ruch wody
do miejsc o ciśnieniu mniejszym. W zbiornikach zamkniętych, takich
jak duże jeziora i morza śródlądowe, czy też łączące się z ocea-
nami jedynie przez wąskie cieśniny, odgrywa rolę także konfi-
guracja wybrzeża, wobec czego różnice stanu wody przybierają
różne wartości w różnych punktach ziemi np. na wyspach oceanicz-
nych różnice te wyraża się liczbą kilkudziesięciu centymetrów,
natomiast w zatokach północnej Europy może dochodzić do kilku-
nastu metrów.

W teorii przypływów uwzględnić należy wpływ obrotu Ziemi dooko-
ła własnej osi w ciągu jednej doby księżycowej /odstęp czasu

po między dwoma kolejnymi górowaniami Księżyca/ wynoszącej $24^h 50^m 30^s$, gdzie musi wystąpić dwa razy odpływ i dwa razy przypływ. Woda oceanów wykonuje wibracje wymuszone, ale występowanie odpływów i przypływów opóźnia się wskutek bezwładności masy wodnej. Dochodzi do tego wpływ przypływów i odpływów słonecznych, które co dobę wyprzedzają o $50^m 30^s$ odpływy i przypływy księżycowe /z uwagi na większą długość doby księżycowej/. Wskutek tego wyprzedzania przypływów przez Słońce co 14,5 doby pory obydwu przypływów i odpływów są zgodne i po upływie dalszych 7,25 dni przeciwne. Tak więc w okresie nowiu i pełni Księżyc i Słońce współdziałają ze sobą, a w okresie pierwszej i ostatniej kwadry - przeciwdziałają sobie.

Z innych czynników powodujących komplikację przypływów i odpływów jest hamujący wpływ lepkości wody. Pokonanie oporu lepkości wymaga wykonania pracy, która odbywa się kosztem energii kinetycznej ruchu obrotowego Ziemi dookoła własnej osi przy zużywanej przy tym mocy około $1,8 \cdot 10^6$ MW. W związku z tym występuje spowalnianie ruchu obrotowego Ziemi, co prowadzi do wydłużenia doby. Wydłużenie to szacuje się na 7 ms na stulecie /lub 1 ms na stulecie/.

Wychodząc z zasady zachowania momentu pędu dla układu Księżyc-Ziemia dla siły wewnętrznych, możemy stwierdzić, że wskutek spowolnienia obrotu Ziemi dookoła własnej osi powodującej zmniejszenie jej momentu pędu, moment pędu Księżyca musi rosnąć. Oznaczając wartość momentu pędu Księżyca przez K mamy:

$$K = M_k \cdot v \cdot r$$

oraz wychodząc z II-ej zasady dynamiki Newtona

$$G \cdot \frac{M_k \cdot M_z}{r^2} = \frac{M_k v^2}{r}$$

gdzie r - odległość Księżyc-Ziemia, v - prędkość liniowa Księżyca

11.3. Siła Coriolisa na Ziemi

Gdy ciało porusza się względem Ziemi z prędkością V , oprócz siły odśrodkowej występuje jeszcze siła Coriolisa

$$\vec{F}_C = 2m\vec{V}_H \times \vec{\omega}$$

gdzie ω - prędkość kątowa obracającego się ciała /Ziemi/

V_H - prędkość względna ciała w układzie obracającym się
/względem Ziemi/

Siła ta jest prostopadła zarówno do osi obrotu jak i wektora prędkości poruszającego się ciała, a co do wartości bezwzględnej jest równa.

$$F_C = 2m\omega V \sin(\vec{V}_H, \vec{\omega})$$

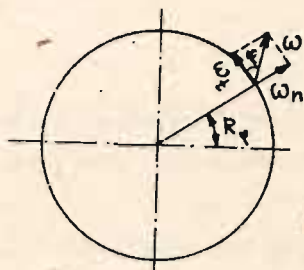
Jeśli kierunek prędkości cząstki zmienia się na przeciwny, to odwróceniu ulega także kierunek siły Coriolisa. Ponieważ siła Coriolisa jest zawsze prostopadła do kierunku ruchu ciała, więc nie wykonuje ona nad ciałem poruszającym się żadnej pracy. Siła ta zmienia jedynie kierunek ruchu cząstki, tzn. nie zmienia wartości jej prędkości.

Ze względu na to, że Ziemia obraca się z zachodu na wschód, wektor prędkości kątowej $\vec{\omega}$ skierowany jest z południa na północ, wobec czego siły Coriolisa odchyła ciała, poruszające się w płaszczyźnie poziomej, na półkuli północnej w prawo, na południowej w lewo od obserwatora patrzącego w kierunku ruchu ciała. Prędkość kątowa ω obrotu Ziemi dookoła własnej osi możemy rozłożyć na dwie składowe, a mianowicie ω_H - pionową oraz

ω_t - styczną do południka przechodzącego przez rozpatrywany punkt na powierzchni Ziemi /rys. 17.11/.

Otrzymamy:

$$\omega_H = \omega \cdot \sin \varphi$$
$$\omega_t = \omega \cdot \cos \varphi$$



Rys. 17.11. Rozłożenie prędkości kątowej ω Ziemi na składową ω_n - normalną i składową ω_t - styczną do powierzchni Ziemi.

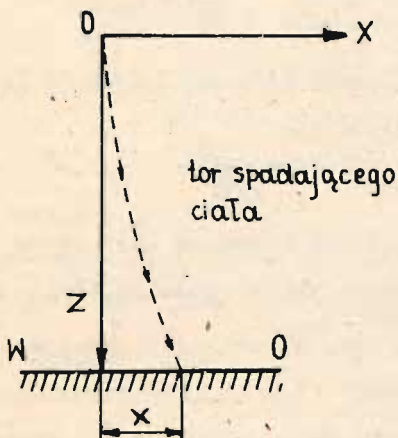
Składowa pionowa ω_n wywołuje powstanie składowej siły Coriolisa działającej w płaszczyźnie pionowej. Z powyższych wzorów wynika, że na biegunie ($\varphi = \frac{\pi}{2}$) istnieje tylko składowa pionowa, zaś na równiku ($\varphi = 0$) tylko składowa pozioma. Na dowolnej szerokości geograficznej w swobodnym spadku ciała bierze udział tylko składowa styczna przyspieszenia Coriolisa

$$a_{ct} = 2v \cdot \omega_t = 2v \cdot \omega \cos \varphi$$

11.3.1. Odchylenie przy spadku swobodnym

Dzięki sile Coriolisa ciała spadające swobodnie na Ziemię, nie poruszają się dokładnie wzdłuż linii pionowej, lecz po

torze nieznacznie odchylonym na wschód /rys.18.11/.



Rys.18.11. Odchylenie sięciał na wschód spadających swobodnie na Ziemię

Ciało swobodnie spadające posiada przyspieszenie g skierowane wzdłuż osi z -tów i przyspieszenie Coriolisa, skierowane ku wschodowi. Ruch będzie określony przez równanie:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \quad /1/$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 2v \cdot \omega_t \quad /2/$$

ale $\omega_t = \omega \cdot \cos \varphi$ i $v = gt$

stąd :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 2\omega g t \cdot \cos \varphi$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g$$

Pomijając zmianę przyspieszenia związaną ze zmianą wysokości otrzymujemy po pierwszym całkowaniu

$$\frac{dx}{dt} = \omega g t^2 \cdot \cos \varphi \quad \frac{dz}{dt} = g t$$

Przyjmując, że dla $t=0$ obie składowe prędkości są równe zero otrzymamy z drugiego całkowania

$$x = \frac{g \omega t^3}{3} \cos \varphi \quad z = \frac{g t^2}{2}$$

Rugując t w tych równaniach otrzymamy wartość x odchylenia ku wschodowi przy swobodnym spadku ciała na Ziemi, a mianowicie:

$$x = \frac{z}{3} \omega \sqrt{\frac{2z}{g}} \cdot \cos \varphi$$

Ze względu na małą wartość $\omega = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ odchylenie x nie jest duże. Na przykład dla ciała swobodnie spadającego z Pałacu Kultury i Nauki w Warszawie $/h = 230\text{m}/$ odchylenie ku wschodowi wyniesie około 4,8 cm.

Tor spadającego punktu jest parabolą. Dokładniejsze rachunki jednak wykazują, że jest on częścią elipsy.

Jeśli ciało porusza się wzdłuż południka geograficznego, wówczas przyspieszenie Coriolisa wywołuje jedynie składowa pionowa prędkości kątowej Ziemi

$$a_{cn} = 2v \cdot \omega_n = 2v \cdot \omega \cdot \sin \varphi$$

Jeśli ruch odbywa się z północy na południe odchylenie ruchu, zgodnie z zasadami rachunku wektorowego ($\vec{V} \times \vec{\omega} = \vec{V} \times \vec{\omega}_n$)

odbywa się na zachód, zaś poruszających się z południa na północ - ku wschodowi, tzn. zawsze odchylenie następuje w prawo.

Przy przebytej stosunkowo małej drodze s odchylenie x ciała w prawo obliczamy ze wzoru

$$x = \frac{1}{2} a_{cn} \cdot t^2 ;$$

ale $t = \frac{S}{V}$ stąd :

$$x = \frac{\omega S^2}{V} \cdot \sin \varphi$$

Wzór powyższy jest słuszny również, w tym wypadku, gdy ruch odbywa się w kierunku dowolnym, lecz stale w płaszczyźnie poziomej. W tej sytuacji składowa prędkości prostopadła do płaszczyzny południka wywołuje siłę Coriolisa skierowaną w kierunku płonowym, która powoduje nieznaczne zwiększenie lub zmniejszenie ciężaru ciała, nie mając wpływu na przesunięcie jego w płaszczyźnie poziomej.

Siła Coriolisa zgodnie z wzorem jest największa gdy $\sin(\vec{v}, \vec{\omega}) = 1$, tzn. gdy ciało porusza się prostopadle do kierunku osi ziemskiej /np. ciało swobodnie spadające na równiku/; wówczas $F_c = 2m v \cdot \omega$ stosunek siły Coriolisa do ciężaru ciała wyniesie

$$\frac{F_c}{mg} = \frac{2m\omega v}{mg} = \frac{2\omega \cdot v}{g} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot v$$

gdzie: v - prędkość podana w m/s

Siła Coriolisa porównywalna byłaby z siłą ciężkości dla ciał poruszających się z prędkością $6,6 \cdot 10^4 \text{ m/s} = 66 \text{ km/s}$, a więc 2,2 razy większe od prędkości Ziemi wokół Słońca.

Stosunek siły Coriolisa do siły odśrodkowej Ziemi wynosi dla wartości maksymalnych

$$\frac{F_c}{F_{od}} = \frac{2m\omega v}{m\omega^2 R} = \frac{2v}{\omega R} \approx 0,0043 \cdot v$$

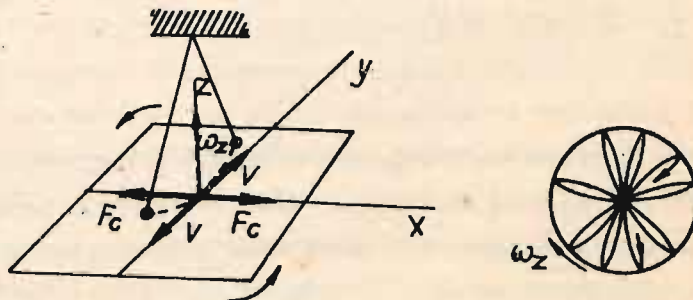
gdzie: v - podane w m/s

Siła Coriolisa jest porównywalna z siłą odśrodkową dla dużych prędkości poruszających się ciał rzędu 230 m/s /830 km/s/, a więc musi być uwzględniona w nawigacji lotniczej i rakietowej. Np pociski V2, którymi Niemcy w czasie II-giej Wojny Światowej bombardowali Londyn doznawały na 300 km drodze odchylenia około

3,7 km.

Dla rakiety średniego zasięgu przebywającej drogę 1000 km odchylenie wywołane siłą Coriolisa jest rzędu 10 km. Dla piechura o masie 70 kg. maszerującego z prędkością 6,5 km/h siła ta wynosi zaledwie $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ N}$. Dla samochodu o masie 1500 kg. poruszającego się z prędkością 100 km/h jest ona równa 5N. Pocisk karabinowy wystrzelony z prędkością 500 m/s odchylił się w Polsce na drodze 500 m o około 2,4 cm w prawo. Zjawisko Coriolisa uwzględnia się w kolejnictwie, gdzie szyna prawa ściera się silniej niż szyna lewa.

11.3.2. Wahadło Foucaulta



Rys. 19.11. Wahadło Foucaulta z działającą siłą Coriolisa oraz tor końca wahadła zakreślony na płaszczyźnie poziomej

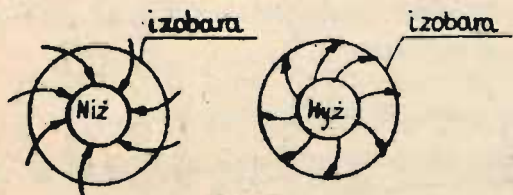
Okres pełnego przebiegu rozetki przedstawionej na rys. 18.11. wyraża się wzorem

$$T = \frac{2\pi}{\omega \cdot \sin \varphi} = \frac{24}{\sin \varphi} \quad [h]$$

np. dla Warszawy okres ten wynosi około 30 godz. na biegunie będzie wynosił 24 godziny, a na równiku ($\omega_n = 0$) jest równy zeru i związane z tą składową efekty znikają.

11.3.3. Siła Coriolisa w zjawiskach meteorologicznych

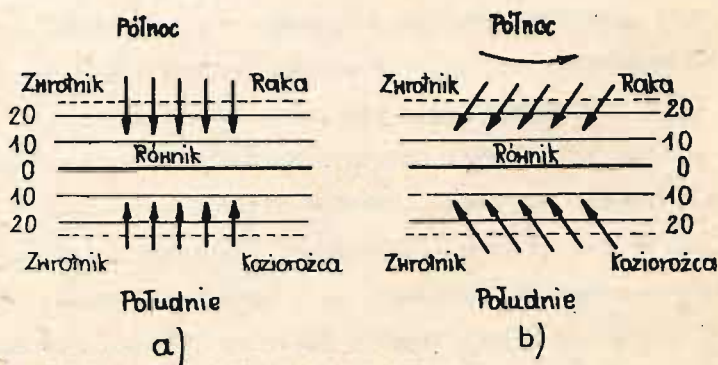
Istotną rolę odgrywa siła Coriolisa w zjawiskach meteorologicznych. W istotny sposób wpływa ona na kierunek wiatrów, w których przepływ powietrza odbywa się z prędkością rzędu kilku do kilkudziesięciu metrów na sekundę. Gdyby nie było wpływu obrotu Ziemi, ruch powietrza również odbywałby się w kierunku zgodnym z siłą gradientową ciśnienia. W małych ruchach powietrza efekt obrotu Ziemi nie odgrywa większej roli, ale w systemach wiatrów na wielką skalę jakie możemy obserwować na mapach pogody ma on decydujące znaczenie. Choć siła związana z istnieniem gradientu ciśnienia kieruje powietrze ku obszarom o obniżonym ciśnieniu, działanie siły Coriolisa sprawia, że wiatr ma tendencję do zbieżności w prawo na półkuli północnej. Schemat powstania obiegu powietrza przedstawiony jest na rys. 20.11.



Rys. 20.11. Cyrkulacja powietrza w obszarze niżu i wyżu na półkuli północnej

Jak widać na rys.20.11 powstaje wir powietrzny, który przy dużej sile wiatru może doprowadzić do powstania cyklonu, charakterystycznego dla stref podzwrotnikowych.

Typowy przykład działania siły Coriolisa stanowią tzw. passaty, wiatry regularnie wiejące w strefach podzwrotnikowych z obszarów podwyższonego ciśnienia o szerokości geograficznej powyżej 20° północnych bądź południowych ku obszarom niższego ciśnienia w okolicach równika. Siła Coriolisa powoduje zboczenie wiatru w prawo na półkuli północnej i w lewo na południowej tak jak to pokazano na rys. 21.11.



Rys. 21.11. Kierunek passatów na Ziemi a/ nieruchomej
b/ wirującej

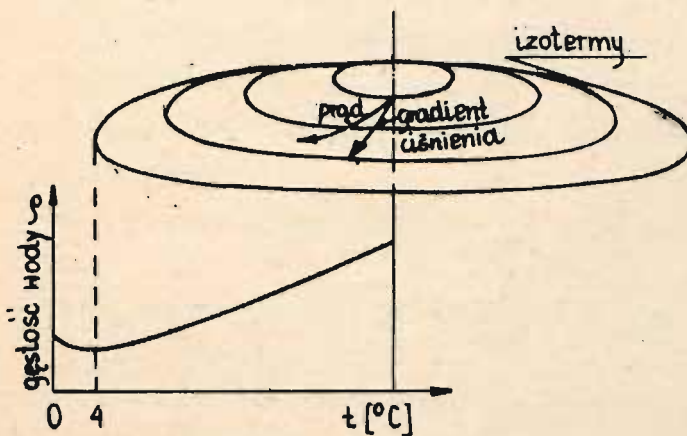
Podobny, jakkolwiek znacznie mniejszy wpływ wywiera siła Coriolisa na kierunek prądów w oceanach. Główne prądy powierzchniowe oceanów są pobudzane przez napór wiatrów na powierzchnię wody. Dzięki siłom tarcia istnieje tendencja do przesuwania górnych warstw wody zgodnie z kierunkiem wiatru. W rzeczywistość-

ci wskutek działania siły Coriolisa wody na półkuli północnej przesuwają się na prawo w stosunku do kierunku wiatru, na półkuli południowej na lewo.

11.3.4. Siła Coriolisa w rzekach i zbiornikach wodnych

Innym przykładem zmiany kierunku prądu morskiego jest spływ wody od obszarów o wyższej temperaturze /małej gęstości/ do obszarów o niższej temperaturze /większej gęstości/ jak to przedstawiono na rys. 22.11.

Prąd w tym wypadku nie będzie płynął wzdłuż spadku ciśnienia, lecz będzie odchylony w prawo.



Rys. 22.11. Odchylenie prądów morskich związanych z istnieniem różnicy gęstości wody

Siła Coriolisa powoduje powstawanie równicy poziomów wody przy prawym i lewym brzegu rzeki. Poziom ten tworzy z poziomem wody stojącej kąt $\frac{2V\omega \sin \varphi}{g}$, a więc dla okolic Warszawy

w rzece płynącej z prędkością 1 m/s około $\frac{0,012}{981}$;
Stąd przy szerokości rzeki równej 10 m różnica poziomów przy
prawym i lewym brzegu wyniesie $\frac{12}{981} \text{ cm} \approx 0,012 \text{ cm}$ tzn. około
0,1 mm. Do prawego brzegu /na półkuli północnej/ spychane są
te strugi w rzece, które płyną z większą prędkością, przede
wszystkim warstwy powierzchniowe, doznające znacznie mniejszego
tarcia niż warstwy głębinowe stykające się z dnem. Stąd powstaje
stałe krążenie wody od lewego do prawego brzegu, warstw dolnych
w kierunku odwrotnym. Tym można wytłumaczyć większą erozję
prawych brzegów i przesuwanie się koryt rzecznych w prawo.

B i b l i o g r a f i a

1. C. Kittel, W.D. Knight, M.A. Rudeiman: Mechanika, PWN, Warszawa 1969 /tł.ang./.
2. A. Januszajtis "Fizyka dla Politechnik" Częstki tom I-szy, PWN, Warszawa, 1977
3. J. Massalaki, M. Masselska, Fizyka dla inżynierów część I, WNT, Warszawa, 1971
4. A.K. Wróblewski, J.A. Zakrzewski, Wstęp do fizyki, PWN, Warszawa 1976
5. Wykłady Telewizyjne cz.1,2 PWN, Warszawa 1965
6. Arkadiusz Piekara, "Mechanika Ogólna" PWN, Warszawa, 1967
7. B. Jaworski, A. Dietlaf, L. Miłkowska, G. Sergiejew Kurs fizyki t.I. PWN, Warszawa, 1979
8. R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, Feynmana wykłady z fizyki t. I.cz.1. PWN, Warszawa, 1968
9. W. Kopożyński, A. Trautman "Czasoprzestrzeń i grawitacja" PWN, Warszawa, 1981
10. L.D. Landau, A. J. Achijezer, E.M. Lifszyc, Fizyka ogólna, WNT, 1968
11. Roland Glaser "Wstęp do biofizyki" Państwowe Zakłady Wyd. Lekarskich, Warszawa, 1975
12. Grzegorz Białkowski, "Mechanika klasyczna" PWN, Warszawa, 1975
13. J.J. Olechowski, "Mechanika teoretyczna", PWN, Warszawa, 1978
14. B.M. Jaworski, A.A. Piński, "Elementy fizyki" tom 1, PWN, Warszawa, 1977
15. Kazimierz Zarankiewicz, "Mechanika teoretyczna" T.III. PWN, Warszawa, 1959
16. V. Acosta, C.L. Cowan, B.J. Graham, "Podstawy fizyki współczesnej", PWN, Warszawa, 1981

Wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Warszawskiej
Nakład 400. Arkuszy druk. 10,75. Papier druk-mat. kl. V 70 g.
Oddano do druku 22. XI. 1982 r. Zamówienie nr 928/82. Z-97.