

6.2 A pólusmozgás

A Föld forgástengelyének eddig leírt térbeli mozgása mellett a Föld tömegének a forgástengelyéhez viszonyított helyzete is állandóan változik. Ennek megfelelően az állócsillagokhoz rögzített koordináta-rendszerből azt látnánk, hogy a Föld "lötyög" a forgástengelyén; míg ugyanez a földi megfigyelő számára úgy jelentkezik, hogy a forgástengely, illetve a forgási pólusok mozdulnak el a Föld tömegéhez képest. Ezt a mozgást, azaz a Föld tömegének a forgástengelyéhez viszonyított elmozdulását *pólusmozgásnak* nevezzük. A megfigyelések szerint a pólusmozgás két összetevőre bontható: a különböző amplitúdójú és periódusú mozgásokat együttesen *pólusingadozásnak*, a pólus lassú, egyirányú eltolódását pedig *pólusvándorlásnak* nevezzük.

6.2.1 A pólusingadozás

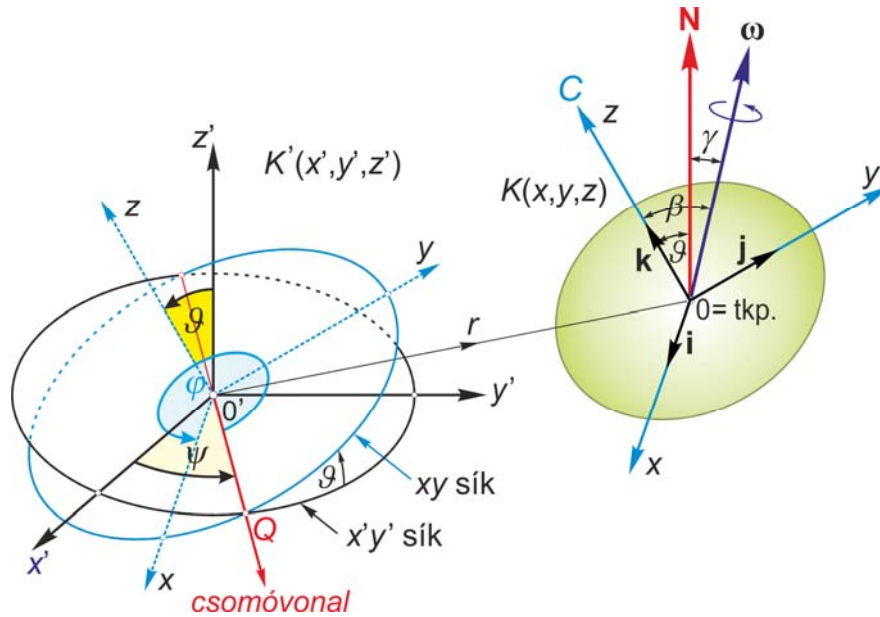
Első közelítésben tekintsük a Föld tömegét teljesen merevnek. Az $\vec{\omega}$ szögsebességgel forgó merev test kinetikai egyensúlyának feltétele valamely $K'(x', y', z')$ inerciarendszerből (tehát a testtel nem együttforgó koordináta-rendszerből) szemlélve a (6.2) szerint:

$$\frac{d' \mathbf{N}}{dt} = \mathbf{M} \quad (6.7)$$

ahol a ' jelölés arra utal, hogy az idő szerinti differenciálást a K' inerciarendszerben kell értelmezni.

A földi megfigyelő számára térjünk át a $K'(x', y', z')$ inerciarendszerről a Földdel együtt forgó (a 6.8 ábrán látható) $K(x, y, z)$ koordináta-rendszerre. Ha a forgó K koordináta-rendszerben az \mathbf{N} vektor nem változna, akkor a K' inerciarendszerből szemlélve az \mathbf{N} vektor változása csak a forgásból állna [59]:

$$\frac{d' \mathbf{N}}{dt} = \vec{\omega} \times \mathbf{N}$$



6.8 ábra

A pólusingadozás leírására használt koordináta-rendszer

Ha \mathbf{N} a K rendszerből szemlélve is változik, akkor:

$$\frac{d'\mathbf{N}}{dt} = \frac{d\mathbf{N}}{dt} + \vec{\omega} \times \mathbf{N} \quad (6.8)$$

Ennek – az egyébként tetszőleges vektorra érvényes általános vektortranszformációnak – a felhasználásával a (6.7) átírható a

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} + \vec{\omega} \times \mathbf{N} = \mathbf{M} \quad (6.9)$$

alakra; ami a merev Földdel együtt forgó megfigyelő számára a forgási egyensúly feltétele.

Számítsuk ki a (6.9) összefüggésben szereplő $\vec{\omega} \times \mathbf{N}$ vektoriális szorzatot a $K(x, y, z)$ koordináta-rendszerben:

$$\vec{\omega} \times \mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ N_x & N_y & N_z \end{bmatrix} = \mathbf{i}(\omega_y N_z - \omega_z N_y) + \mathbf{j}(\omega_z N_x - \omega_x N_z) + \mathbf{k}(\omega_x N_y - \omega_y N_x)$$

és bontsuk fel ennek segítségével a (6.9) vektoregyenletet az x, y, z koordinátairányok szerinti skalár-egyenletekre:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_x}{dt} + \omega_y N_z - \omega_z N_y &= M_x \\ \frac{dN_y}{dt} + \omega_z N_x - \omega_x N_z &= M_y \\ \frac{dN_z}{dt} + \omega_x N_y - \omega_y N_x &= M_z \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

A következő lépésben számítsuk ki az \mathbf{N} impulzusnyomaték-vektor N_x , N_y és N_z összetevőit. A (6.4) összefüggés szerint:

$$\mathbf{N} = \mathbf{I}\vec{\omega}$$

ahol

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix}$$

a merev test tehetetlenségi nyomaték tenzora, melynek főátlójában az adott testnek az x , y és a z tengelyre vonatkozó

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \int (y^2 + z^2) dm \\ I_{yy} &= \int (x^2 + z^2) dm \\ I_{zz} &= \int (x^2 + y^2) dm \end{aligned}$$

tehetetlenségi nyomatékai szerepelnek, a főátlón kívüli elemek pedig az ún. centrifugális nyomatékok :

$$\begin{aligned} I_{xy} &= I_{yx} = \int xy dm \\ I_{xz} &= I_{zx} = \int xz dm \\ I_{yz} &= I_{zy} = \int yz dm \end{aligned}$$

Ha a K koordináta-rendszert úgy vesszük fel, hogy az x , y és a z tengelye egybeessen a Föld tehetetlenségi főirányaival, akkor ezek a centrifugális nyomatékok zérusok lesznek. Ekkor az általában szokásos jelölés szerint:

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & C \end{bmatrix}$$

és így:

$$\left. \begin{aligned} N_x &= A\omega_x \\ N_y &= B\omega_y \\ N_z &= C\omega_z \end{aligned} \right\}$$

Behelyettesítve ezeket a (6.10) egyenletekbe, a merev testek forgását leíró *Euler-féle mozgásegyenleteket* (az ún. pörgettyű-egyenleteket) kapjuk, a merev testtel együtt forgó koordináta-rendszerre vonatkozóan:

$$\left. \begin{aligned} A \frac{d\omega_x}{dt} + (C - B)\omega_y\omega_z &= M_x \\ B \frac{d\omega_y}{dt} + (A - C)\omega_x\omega_z &= M_y \\ C \frac{d\omega_z}{dt} + (B - A)\omega_x\omega_y &= M_z \end{aligned} \right\} \quad (6.11)$$

Az Euler-féle mozgásegyenleteket a *merev* Föld forgásának leírására alkalmazva az alábbi egyszerűsítő feltevéseket tehetjük:

1. $A = B$, tehát az egyenlítő síkjába eső tehetetlenségi nyomatékok megegyeznek (szimmetrikus pörgettyű esete),
2. $M_x = M_y = M_z = 0$, azaz a Földre semmiféle külső forgatónyomaték nem hat (erőmentes pörgettyű esete),
3. a koordináta-rendszer z tengelyének iránya egybeesik a Föld legnagyobb tehetetlenségi nyomatékának irányával; így $C > A$,
4. a Föld forgástengelye átmegy a Föld tömegközéppontján, azaz a koordináta-rendszer kezdőpontján ($O \equiv tkp.$).

Ekkor az Euler-féle mozgásegyenletek az

$$\left. \begin{aligned} A \frac{d\omega_x}{dt} + (C - A)\omega_y\omega_z &= 0 \\ A \frac{d\omega_y}{dt} - (C - A)\omega_x\omega_z &= 0 \\ C \frac{d\omega_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.12)$$

alakra egyszerűsödnek.

Mivel $C \neq 0$, a harmadik egyenlet megoldása:

$$\omega_z = \omega_{z0} = \text{áll.} \quad (6.13)$$

azaz a z tengely körüli forgás szögsebessége állandó:

Ezt követően osszuk el a (6.12) első két egyenletét A -val és vezessük be a

$$k = \frac{C - A}{A}$$

jelöléssel a *dinamikai lapultság* fogalmát. Ekkor a (6.12) első két egyenlete:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\omega_x}{dt} + k\omega_{z0}\omega_y &= 0 \\ \frac{d\omega_y}{dt} - k\omega_{z0}\omega_x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

Differenciáljuk a (6.14) első egyenletét t szerint és helyettesítsük be az így keletkező $d\omega_y/dt$ differenciálhányados kifejezést a (6.14) második egyenletébe. A rendezés után:

$$\frac{d^2\omega_x}{dt^2} + (k\omega_{z0})^2\omega_x = 0$$

amely másodrendű differenciálegyenletnek az $\omega_x = 0$ triviális megoldása mellett az

$$\omega_x = m \cos[(k\omega_{z0})t + \tau] \quad (6.15)$$

is megoldása; melyben m és t integrálási állandók (a harmonikus rezgőmozgás differenciálegyenletének megoldásához hasonlóan m a legnagyobb kitérést, t pedig a fázist jelöli).

Ha a (6.15) megoldást t szerint differenciáljuk és behelyettesítjük a (6.14) első egyenletébe, akkor az ω_y is kiszámítható:

$$\omega_y = m \sin[(k\omega_{z0})t + \tau] \quad (6.16)$$

Legyenek a $t = 0$ időpontban $\omega_x = m$ és $\omega_y = 0$ kezdeti feltételek (vagyis a kezdő időpontnak azt választjuk, amikor az $\vec{\omega}$ vektor éppen az xz síkban fekszik). Ekkor a (6.15) és a (6.16) szerint $\tau = 0$.

Bevezetve az

$$\alpha = (k\omega_{z0})t \quad (6.17)$$

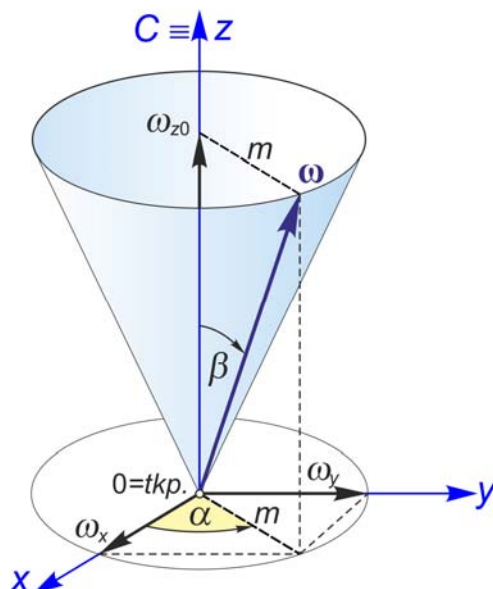
jelölést, a (6.13), a (6.15) és a (6.16) alapján az $\vec{\omega}$ forgási szögsebesség-vektor összetevőit:

$$\vec{\omega} = \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m \cos \alpha \\ m \sin \alpha \\ \omega_{z0} \end{bmatrix} \quad (6.18)$$

Az eddig kapott eredményeket a 6.9 ábrán foglaltuk össze. Eszerint az $\vec{\omega}$ vektor összetevőiben szereplő a argumentum nem más, mint a z koordinátatengely és az $\vec{\omega}$ vektor által meghatározott síknak az xz síkkal bezárt szöge. Mivel az α a (6.17) szerint a t időnek lineáris függvénye, ezért

$$\frac{d\alpha}{dt} = k\omega_{z0} = \frac{C-A}{A}\omega_{z0} = \text{áll.} \quad (6.19)$$

tehát az $\vec{\omega}$ vektor állandó szögsebességgel járja körül a Föld tömegéhez rögzített koordináta-rendszer z tengelyét.



6.9 ábra

Pólusingadozás merev Föld esetében

Az $\vec{\omega}$ (6.18) összetevőit megvizsgálva tehát látható, hogy az $\vec{\omega}$ vektor végpontja a z tengely körül a (6.19) szerint állandó szögsebességgel

$$m = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$$

sugarú kört ír le, így maga a forgási szögsebesség-vektor, – azaz a Föld forgástengelye – egy körkúp palástja mentén mozog a tehetetlenségi fő tengellyel azonos z koordinátatengely körül. A Föld tengelykerületi forgása tehát nem a C szimmetriatengelye körül (azaz nem a Föld tömegéhez kötött állandó helyzetű z tengely körül) hanem mindig a *pillanatnyi forgástengely* körül történik. Az $\vec{\omega}$ vektor végpontja által leírt kör (a pillanatnyi forgástengelynek a földfelszíni nyomvonala) a *merev Föld póluspályája*, vagy pollódiuma.

Határozzuk meg ezek után az eddigi egyszerűsítő föltevés mellett a pillanatnyi forgástengely egy teljes körülvándorlásának idejét. Jelölje T_E azt az időt, amely alatt a forgástengely egyszer körüljárja a z tengelyt; ekkor a (6.17) alapján:

$$k\omega_{z0}T_E = 2\pi$$

tehát :

$$T_E = \frac{2\pi}{\frac{C-A}{A}\omega_{z0}}$$

Mivel a forgás jó közelítéssel a z tengely körül történik, ezért $\omega_{z,0} \approx |\vec{\omega}|$ azaz

$$\frac{2\pi}{\omega_{z,0}} \approx \frac{2\pi}{\omega} = 1 \quad \text{csillagnap} = 0.9973 \text{ középnap},$$

ezért:

$$T_E = \frac{A}{C - A}$$

Csillagászati megfigyelések szerint (a precesszió és a precessziózavar megfigyelései alapján):

$$\frac{A}{C - A} = 0.003295$$

így tehát

$$T_E \approx 303 \text{ nap}.$$

Mivel a mozgásegyenletek fenti levezetése EULERTŐL származik, a forgástengely állandó szögsebességű körbevándorlásának *303 napos* periódusát *Euler-féle periódusnak* (gyakran: Euler-féle szabadnutációs periódusnak) nevezzük. Euler egyébként kimutatta, hogy minden lapult merev bolygónak, amelynek a legnagyobb tehetetlenségi főtengelye (a szimmetriatengelye) iránya nem változik a tömegéhez képest, lehet egy

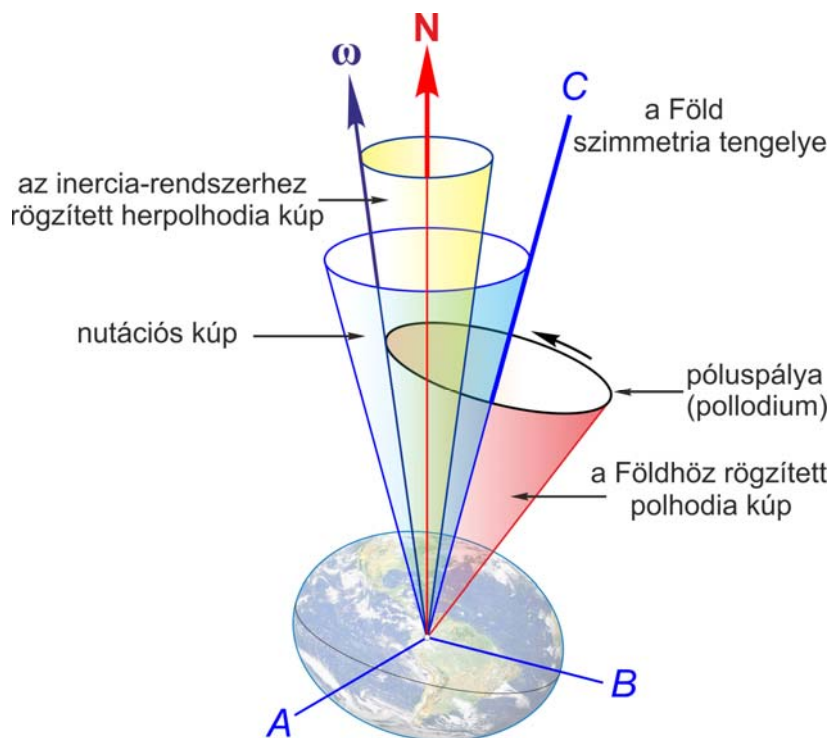
$$T_E = \frac{A}{C - A}$$

napos periódusú ún. *szabadnutációja*. Az elnevezésben a "szabad" jelző arra utal, hogy a jelenség külső erőhatásoktól teljesen független és a kialakult mozgás periódusidejét kizárólag a merev bolygó (esetünkben a Föld) tömegeloszlása határozza meg.

Mindezekből az következik, hogy ha valamely merev test tengelykörüli forgása nem a C főtehetlenségi nyomaték tengelye körül indult meg, akkor ez a mozgási állapot megmarad, tehát a forgástengely nem billen vissza olyan állapotba, hogy a főtehetlenségi tengellyel egybeessen. Ekkor viszont a pillanatnyi forgástengely állandó szöggel hajlik a főtehetlenségi tengelyhez, miközben állandó sebességgel járja körül.

Mindez, amit eddig tárgyaltunk, a Földdel együtt forgó K koordináta-rendszerből szemlélve látható. Ha a forgástengely mozgását a *6.8 ábrán* bemutatott K' inerciarendszerből szemléljük, akkor a *6.10 ábrán* látható mozgást figyelhetjük meg. Eszerint a szabadnutáció esetén a külső térben rögzített koordináta-rendszerben (a K' inerciarendszerben) sem a Föld forgástengelyének, sem a Föld C szimmetriatengelyének az iránya nem állandó; ezért valójában az $\vec{\omega}$ vektor nem csak a Föld szimmetriatengelye körül mozog, hanem mind az $\vec{\omega}$, mind a C tengely az (erőmentes esetben a térben állandó helyzetű) \mathbf{N} impulzusnyomaték vektor iránya körül vándorol. Ezt a mozgást legegyszerűbben a *6.10 ábra* alapján érthetjük meg – ami egyébként az erőmentes pörgettyű szabadnutációs mozgását szemlélteti. A Föld pillanatnyi forgástengelye (a $C > A$ esetén) a kisebb nyílásszögű ún. herpolhoida kúp palástja mentén, a C szimmetriatengely (a Föld tehetlenségi főiránya) pedig a nagyobb nyílásszögű ún. nutációs kúp palástja

mentén kerüli meg az \mathbf{N} impulzusnyomaték vektort. Eközben az $\vec{\omega}$ vektor az ún. polhodia kúp palástja mentén a C tengely körül is vándorol. A mozgás során az $\vec{\omega}$, az \mathbf{N} és a C mindig egy síkban van, miközben a Föld tömegéhez rögzített helyzetű polhodia kúp és az inerciarendszerben rögzített helyzetű herpolhodia kúp palástja állandóan az $\vec{\omega}$ vektor irányja mentén érintkezve csúszásmentesen gördül egymáson.



6.10 ábra

Az Euler-féle szabadnutáció inerciarendszerből szemlélve

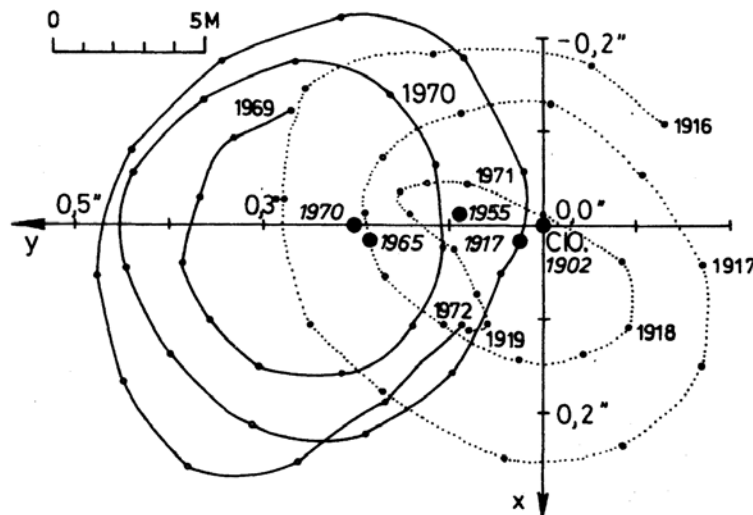
Végül megjegyezzük, hogy ha a (6.11) Euler-féle mozgásegyenletek jobb oldalán a külső forgatónyomatékot nem vesszük zérusnak, hanem ide az égitesteknek a Föld egyenlítői tömegtöbbletére kifejtett forgatónyomatékát írjuk be, akkor a szabadnutációhoz hasonló formában levezethetők a precesszió-, és az időben változó forgatónyomatékok figyelembevételére esetén a precessziózavar mozgásegyenletei.

6.2.2 A pólusingadozás valódi periódusa

Az előző pontban tett feltevések (pl. merev, forgásszimmetrikus Föld esete) a valóságban nem érvényesek, ezért a megfigyelt pólusmozgás jelentősen eltér az elméleti megfontolások eredményeitől.

Ha a 6.2.5 pontban leírt mérésekkel meghatározzuk a valódi póluspályát (a forgástengely mozgásának földfelszíni nyomvonalát) akkor a 6.11 ábrán látható képhez hasonlót kapunk. A 6.11 ábrán az 1916 és 1919, valamint az 1969 és 1972 közötti póluspálya látható olyan koordináta-rendszerben, amelynek $+x$ tengelye a greenwichi kezdőmeridián irányába, $+y$ tengelye pedig erre merőlegesen, nyugat felé mutat; a

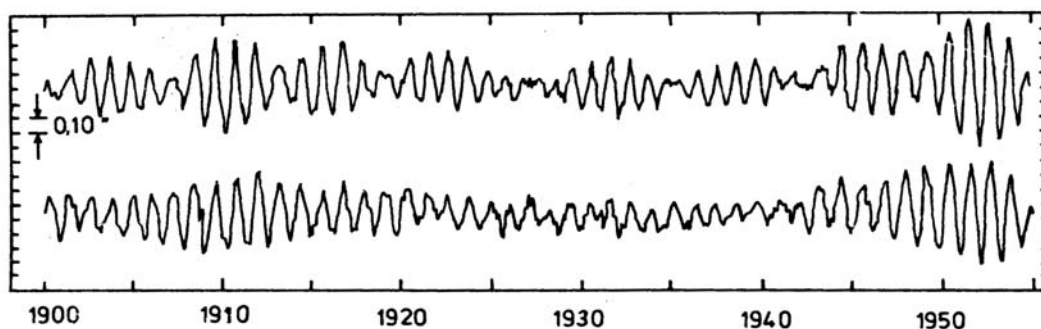
kezdőpontja pedig az 1900 és 1905 közötti időtartamra meghatározott közepes pólushely: a *CIO* Conventional International Origin). Látható, hogy a pólus valóban periodikus mozgást végez, a pólus elmozdulása kb. 10 m sugarú körön belül marad, de az amplitúdó nem állandó és a periódus sem egyenlő az Euler-féle 303 napos periódussal, hanem ennél lényegesen hosszabb: 405 és 457 nap között ingadozik – átlagosan mintegy 435 nap.



6.11 ábra

A póluspálya 1916-1919 és 1969-1972 között

A pólusmozgás felfedezése utáni években CHANDLER amerikai csillagász kimutatta, hogy a pólusmozgás két domináns periódusból, egy 12 és egy 14 hónapos periódusból tevődik össze [71]. Az utóbbit tiszteletére *Chandler-periódusnak* nevezték el. Néhány hónappal CHANDLER bejelentése után NEWCOMB már elméleti magyarázattal is szolgált: a 14 hónapos összetevő a Föld *szabadnutációja*, míg a 12 hónapos összetevő (ezt szokás *kényszernutációnak* is nevezni) hasonló periódusú globális meteorológiai jelenségek (pl. légtömegmozgások, hőtömegek olvadása és újraképződése stb.) következménye.



6.12 ábra

A pólusmozgás *x* összetevője (az alsó görbe az éves periódus leválasztásával készült)

A 6.11 ábrán látható, hogy a pólus a két domináns periódus együttes hatására az óramutató járásával ellentétes irányban többé-kevésbé szabályos spirális pályán mozog. Ezek a spirális pályák kb. hat évenként hasonló jellegűek, a két frekvencia miatt kialakuló "lebegés" következtében. Jól látható ez a lebegés a 6.12 ábrán, ahol a pólusmozgás *x* irányú összetevőjét ábrázoltuk az 1900 és az 1955 közötti időszakban. A felső görbén határozottan kivehető az amplitúdó hatéves lüktetése; míg az alsó görbe

az éves periódus leválasztásával készült, tehát a Chandler-összetevő amplitudóváltozását mutatja. Ez utóbbin kb. *fél évszázad körüli periódus* mutatkozik, amely több más különböző földfizikai folyamatban is felismerhető.

Az átlagosan 427 napos Chandler-periódus és a 303 napos Euler-periódus közötti különbség oka a Föld rugalmas viselkedése. Ha ugyanis a Föld nem merev – mint ahogyan Euler feltételezte – akkor a forgástengely elmozdulásának megfelelően a megváltozó centrifugális erő hatására úgy deformálódik a Föld tömege, hogy a tehetetlenségi főtengelye közeledik a forgástengelyhez. (Szélső esetben, ha a Föld folyadékszerűen viselkedne, akkor a tehetetlenségi főtengelye teljes mértékben követné a forgástengely elmozdulását – tehát a periódus végtelen nagy lenne, és így pólusingadozásról nem is lehetne beszélni.

Ennek megfelelően a T_E Euler-féle, és a T_C Chandler-periódus hányadosa kapcsolatba hozható a Föld rugalmasságát jellemző Love-féle k számmal:

$$\frac{T_E}{T_C} = 1 - k \frac{m}{2f - m} \quad (6.20)$$

ahol f a Föld geometriai lapultsága, m pedig a centrifugális és a nehézségi gyorsulás egyenlítői értékének hányadosa [26]. A (6.20) összefüggés azért igen jelentős, mert függetlenül a Föld belső felépítésére vonatkozó bármilyen hipotézistől, kapcsolatot teremt mérhető mennyiségek és a Föld rugalmas viselkedésére jellemző Love-féle k szám között. A 6.1 táblázatban a (6. 20) összefüggés alapján kiszámított, néhány szóba jöhető k értékhez tartozó Chandler-periódus hosszát tüntettük fel. A táblázatból látható, hogy a szabadnutáció Chandler-periódusa annál hosszabb, minél kevésbé merev a Föld. Az árapály jelenségek megfigyeléséből származó 0.29 és 0.31 közötti k értékeknek 440 és 454 nap közötti periódus felel meg, viszont a pólusmozgás megfigyeléséből a 428-440 nap közötti Chandler-periódus tűnik a legvalószínűbbnek, amihez a táblázat adatai szerint $k = 0.27-0.29$ érték tartozik.

6.1 táblázat

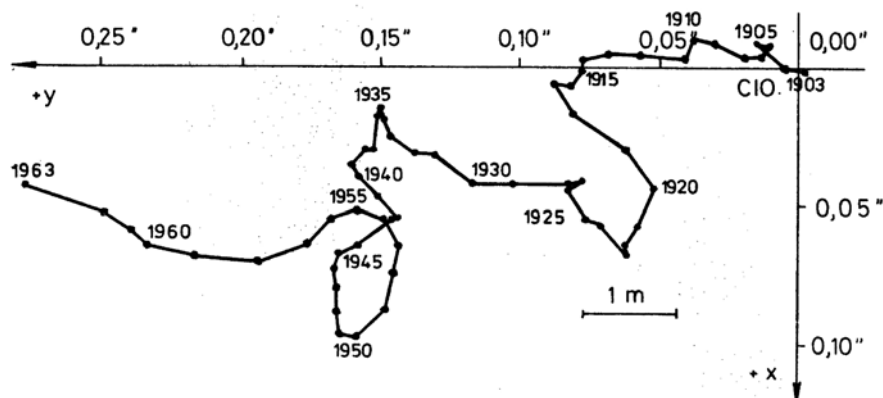
A Föld rugalmassága és a Chandler-periódus hossza közötti összefüggés

k	0	0.26	0.27	0.28	0.29	0.30	0.31	0.32
T_C [nap]	303	421	428	434	440	447	454	461

6.2.3 A pólusvándorlás

Ha meghatározzuk egy-egy teljes periódushoz a 6.11 ábrán látható póluspályák közepes pólushelyzeteit, akkor azt tapasztaljuk, hogy ezek a közepes pólushelyek az idő függvényében folyamatosan eltolódnak. A jelenséget szekuláris pólusmozgásnak, vagy *pólusvándorlásnak* nevezzük. A 6.11 ábrán látható, hogy pl. az 1969 és 1972 közötti póluspálya már teljes egészében az 1900 és 1905 között meghatározott *CIO* középpóluson kívül halad. A Mizusawa-i, a Carloforte-i és az Ukiah-i obszervatóriumok mérési eredményei alapján az 1903 és az 1963 közötti közepes pólushelyek elmozdulása

a 6.13 ábrán követhető nyomon. Az ábrán látható, hogy a közepes pólus 70 év alatt mintegy 7.5 m-t mozdult el Kanada irányában [100].



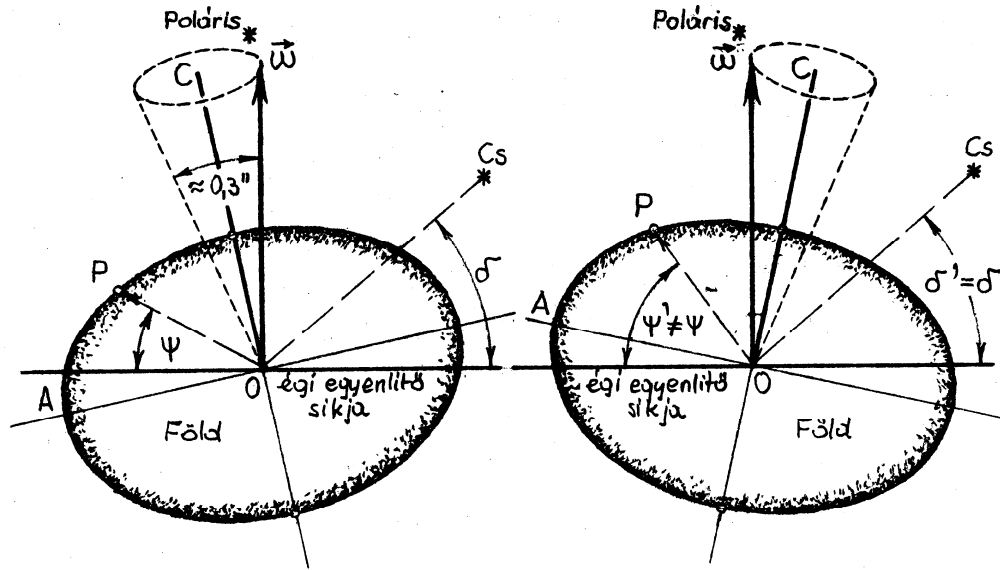
6.13 ábra

A pólus vándorlása 1903 és 1963 között

A megfigyelések szerint a pólusvándorlás mértéke viszonylag csekély, – évente legfeljebb néhány *dm* (néhány ezred szögmásodperc) nagyságrendű – a földtörténeti időskálán azonban ez az elmozdulás jelentős (több 10^0) mértékű is lehet. Ezért a pólusvándorlás problémája a geológia és a geofizika sokat tárgyalt kérdése; különösen a paleoklimatológiai és újabban néhány globális tektonikai kérdés megválaszolása szempontjából igen fontos.

6.2.4 A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása

A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása abban jelentkezik, hogy miközben a földi pontoknak a forgástengelyhez viszonyított helyzetét kifejező szintfelületi földrajzi koordinátái folyamatosan változnak; addig az égitestek égi egyenlítői koordinátái gyakorlatilag változatlanok maradnak [16].



6.14 ábra
A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása

A pólusmozgás hatását a 6.14 ábrán foglaltuk össze. Tekintsünk el pillanatnyilag a precesszió és a precessziózavar jelenségétől; így csak a pólusmozgás hatását vizsgálva, az $\vec{\omega}$ forgási szögsebesség-vektornak az állócsillagokhoz viszonyított helyzetét gyakorlatilag állandónak tekinthetjük. Ekkor viszont állandó az égi egyenlítő síkjának helyzete is, tehát a csillagok saját mozgásától eltekintve, ezek égi egyenlítői (ekvatoriális) koordinátái az időben változatlanok. A 6.14 ábrán a Cs csillagnak a t és a t' időponthoz tartozó δ és δ' deklinációját tüntettük fel.

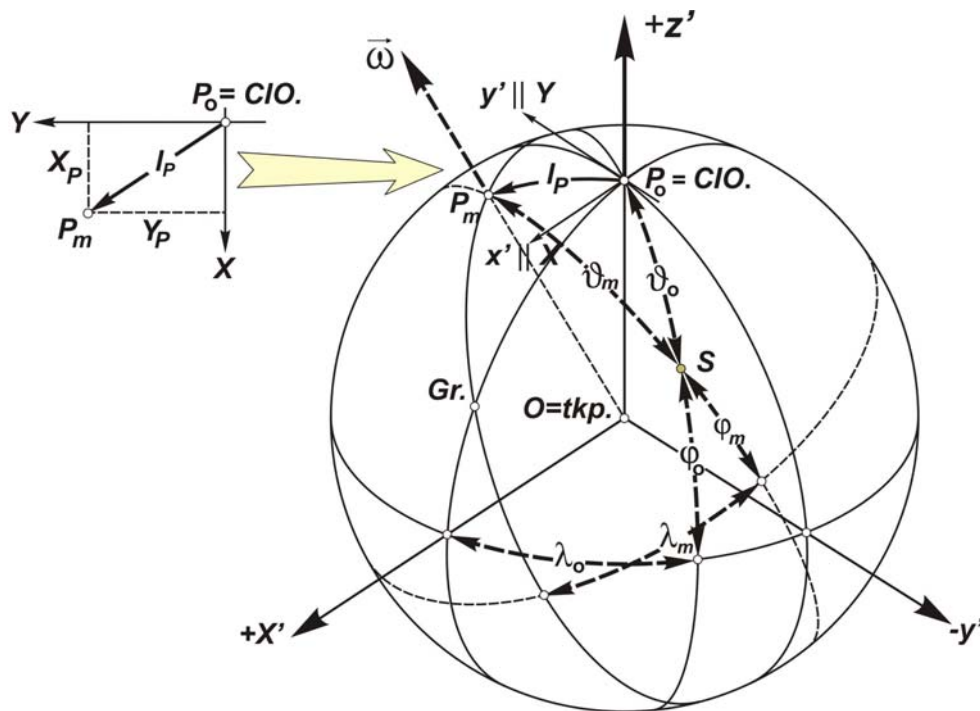
A Föld felszínén fekvő P pontnak a forgástengelyhez viszonyított helyzete azonban a Föld tömegének említett elmozdulásával folyamatosan változik [15]. Ezt a 6.14 ábrán a P pont helyzetvektora és a forgástengelyre merőleges sík által bezárt ψ szög változásával szemléltetjük. Az ábrán a ψ a P pont geocentrikus földrajzi szélessége a t időpontban, míg a ψ' a t' időpontban.

A valóságban természetesen a precesszió, a csillagászati nutáció és a pólusmozgás együttesen lép fel, így az eredő hatásuk mind a földfelszíni pontok földrajzi, mind az állócsillagok égi egyenlítői koordinátáinak folyamatos időbeli változásában jelentkezik.

6.2.5 A pólusmozgás megfigyelése

Az eddigiek szerint a Föld forgástengelyének a tömegéhez viszonyított elmozdulása abban nyilvánul meg, hogy a pontok földrajzi koordinátái: a földrajzi szélesség és a hosszúság periódusos változást mutatnak. A pólus helyzetének megváltozásáról tehát a megfigyelő állomások φ szélességének és λ hosszúságának – illetve a szélesség pótszögének a ϑ sarkmagasságnak – a megváltozása révén szerezhetünk tudomást. Ennek megfelelően a 6.15 ábrán látható l_P nagyságú pólus-

elmozdulás esetén az S megfigyelési pont eredetileg φ_0, λ_0 koordinátái helyett φ_m, λ_m értékek mérhetők.



6.15 ábra

Valamely S pont koordináta-változása a pólusmozgás következtében

A Föld pillanatnyi forgástengelyének mozgását, a pólusmozgást, a Föld tömegéhez rögzített koordináta-rendszerben írhatjuk le. Mivel a pólus elmozdulása a Föld méreteihez viszonyítva rendkívül kicsi, ezért a 6.15 ábrán látható X, Y, Z térbeli derékszögű geocentrikus koordináta-rendszer helyett a CIO kezdőpontú x, y síkkoordináta-rendszert alkalmazzuk; amelynek x és y tengelye párhuzamos az előbbi geocentrikus koordináta-rendszer X és Y tengelyével. Ebben az x, y koordináta-rendszerben a pillanatnyi forgástengelyhez tartozó P_m pólushely a $P_0 \equiv CIO$ középpólustól $l_p(x_p, y_p)$ távolságra van. Kiszámítható [83], hogy a 6.15 ábrán látható S pont φ_0, λ_0 koordinátáinak $\Delta\varphi, \Delta\lambda$ megváltozása a pólus x_p, y_p elmozdulásának hatására:

$$\Delta\varphi = \varphi_m - \varphi_0 = x_p \cos \lambda_0 + y_p \sin \lambda_0 \quad (6.21)$$

$$\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_0 = (x_p \sin \lambda_0 + y_p \cos \lambda_0) \tan \varphi_0 \quad (6.22)$$

Több megfigyelőállomáson végzett $\Delta\varphi$, illetve $\Delta\lambda$ meghatározások alapján, a (6.21), illetve a (6.22) felhasználásával, legkisebb négyzetes kiegyenlítéssel a keresett x_p, y_p póluskoordináták kiszámíthatók.

A pólusmozgás megfigyelésére a Nemzetközi Geodéziai Szövetség 1899-ben nemzetközi szélességszolgálatot (International Latitude Service, vagy röviden *ILS*) szervezett, amelynek keretében kb. a 39.8° északi szélességi körön, közel egyenletes elosztásban öt különböző helyen: Mizusawa (Japán), Csardzsou (Szovjetunió), Carloforte (Olaszország), Gaithersburg (USA) és Ukiah (USA) megfigyelő obszervatóriumokat létesítettek. Valamennyi állomás azonos módszerrel: a zenittávolság-különbség

mérésével (a Horrebow-Talcot módszerrel) és azonos szerkezetű zenitteloszkóppal kezdte a megfigyeléseket [55]. A zenitteloszkóppal végzett mérések az öt obszervatóriumban központilag meghatározott rendszer szerint folytak: az észlelési hely zenitjétől északra illetve délre a meridiánsíkban egymás után rövid időn belül delelő csillagpárok zenitszög-különbségét mérték és ez alapján határozták meg az egyes állomások φ_m földrajzi szélességét; illetve ezek felhasználásával a (6.21) összefüggés alapján kiegyenlítéssel az x_p, y_p póluskoordinátákat.

A (6.21) összefüggés felhasználásával számított póluskoordináták szórása azonban a vártnál lényegesen nagyobbak adódtak, ezért az összefüggést egy további taggal kiegészítve módosították:

$$\Delta\varphi = x_p \cos \lambda_0 + y_p \sin \lambda_0 + z \quad (6.23)$$

ahol z az ún. KIMURA-féle tag [100]. Jelenléte arra utal, hogy az egyes földi állomások szélességének változásában mutatkozó ingadozások nem tisztán a pólus mozgásából erednek. A vizsgálatok szerint a Kimura-féle tagban kétféle hatás összegeződik: az egyik minden állomásban közös, a másik az egyes állomások egyéni jellemzője. Az utóbbi a helyi refrakcióviszonyokkal és a kérdéses helyet magán viselő földkéreg-darab horizontális mozgásával, esetleg a nehézségi erőter időbeli változásával hozható kapcsolatba.

1962-ben a Nemzetközi Csillagászati Szövetség Nemzetközi Pólusmozgás Szolgálat (International Polar Motion Service, vagy röviden *IPMS*) néven Mizusawa központtal újjászervezte az *ILS*-t. A meglévő öt *ILS* állomáshoz kb. 50 újabb állomás csatlakozott. Az *ILS-IPMS* 0.05 éves – azaz kb. 18 napos – felbontással közli a póluskoordinátákat.

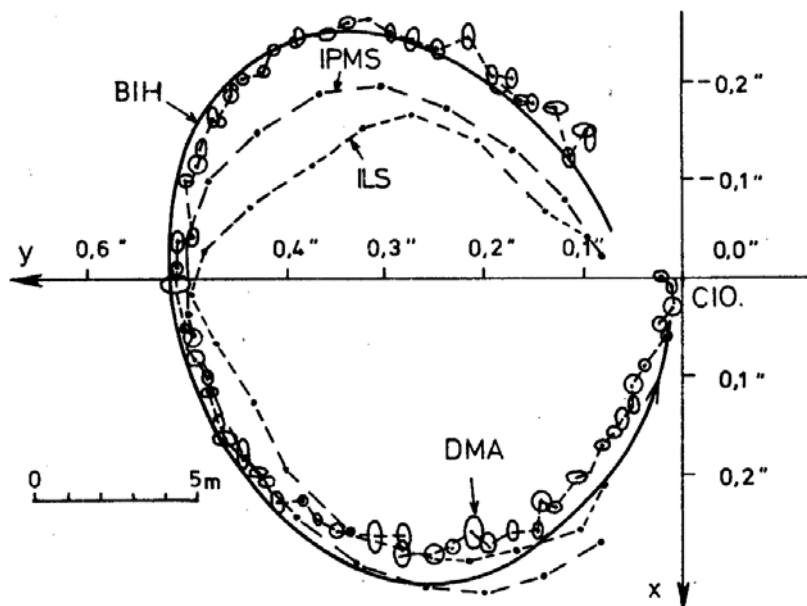
Időközben a megfigyelő műszerek és a mérési módszerek is sokat fejlődtek. Részben új fotoregisztrálású zenitávcsöveket fejlesztettek ki, részben az időmérés terén bekövetkezett óriási fejlődés lehetővé tette, hogy a (6.22) alapján a megfigyelő állomások földrajzi hosszúság-változásait is felhasználhassák a pólusmozgás meghatározására. Így 1955 óta a Nemzetközi Idő Iroda (Bureau International de l'Heures vagy röviden *BIH*) is követi a pólus mozgását, 44 globálisan elosztott állomás megfigyelései alapján [26]. Az *ILS*, *IPMS* és a *BIH* állomások többnyire az említett zenitteloszkópokat, vagy az ötvenes évek vége felé kifejlesztett ún. Danjon-asztrolábiumokat [55] használják a póluskoordináták meghatározására.

A műszerfejlesztések napjainkban is folynak, azonban a klasszikus mérési módszerektől és műszerektől már nem várható, hogy az általuk meghatározott póluskoordináták $\pm 0.04''$ (± 1.2 m-es) középhibái lényegesen csökkennének. A pontosság további jelentősebb növelésére merőben új eljárások szükségesek.

Az űrtechnika rohamos fejlődésével a pólusmozgás megfigyelésében is új eljárások születtek. A doppleres és a lézeres műholdkövető hálózatok kialakításával nyilvánvalóvá vált, hogy a kozmikus geodéziai hálózatok koordinátáinak további javításához nem elegendő a hagyományos módszerekkel és műszerekkel a pólusmozgásra adott időbeli felbontás, sőt az elérhető pontosság sem.

A műholdak pályaelemeinek, továbbá az adott műhold és a földi megfigyelő-hálózat koordináta-rendszerét összekapcsoló transzformáció paramétereinek egyre jobb ismerete lehetővé teszi a megfigyelő állomások koordinátáinak egyre pontosabb meghatározását és lehetőséget ad a pólusmozgás igen pontos műholdas követésére. Az Egyesült Államok *DPMS*, illetve új nevén *DMA* (Defense Mapping Agency) szervezete 1970 óta a poláris pályájú navigációs műholdak doppleres követésével szintén

rendszeresen meghatározza a póluskoordinátákat. A 6.16 ábrán az *ILS*, az *IPMS*, a *BIH* és a *DMA* által meghatározott póluspályákat láthatjuk az 1977 évre [75]. Az ábrán látható hibaellipszisek a *DMA* által a műholdak doppleres követése alapján öt naponként meghatározott póluskoordináták megbízhatóságát jellemzik a különböző irányokban. A *DMA* által így meghatározott póluskoordináták középhibája $\pm 20\text{-}40\text{ cm}$ [2]. 1977-ben a *DMA* mellett a *MEDOC* (Motion of the Earth through Doppler Observing Campaign) francia rendszer is megkezdte működését [73].



6.16 ábra
Póluspályák az 1977. évre

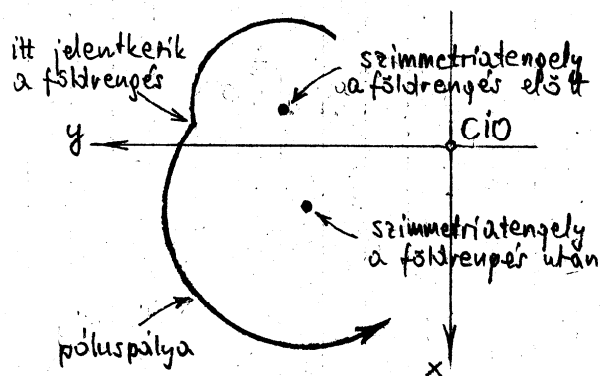
6.2.6 A pólusmozgás oka

A pörgettyűmozgás elmélete szerint a szabad tengely körül forgó merev testek helyzete akkor stabil, ha a forgás megindulásakor a test forgástengelye megegyezik a tehetetlenségi főtengelyével. Ellenkező esetben, vagyis ha a forgás nem a tehetetlenségi főtengely körül indul meg, akkor a forgó test helyzete – erőmentes térben is – állandóan változik, azaz a test szabadnutációs mozgást végez. Így ha valamely merev bolygó esetében valamikor kialakult a szabadnutációs mozgás, akkor ennek fenntartásához semmiféle mechanizmusra nincs szükség.

Mivel a Föld nem merev test, rá ez a megállapítás nem érvényes. A Föld esetében a minimális mozgási energiájú állapot a tehetetlenségi főtengely körüli forgás. Ettől eltérő helyzetű forgástengely esetén olyan belső tömegátrendeződések lépnek fel, amelyek a két tengely közeledését illetve egybeesését igyekeznek előidézni. A 6.12 ábra alsó részén látható Chandler-összetevő vizsgálata alapján az a csillapítási idő, amely alatt a mozgás amplitúdója e -ed részére csökken kb. 10-30 év közötti értékre becsülhető [26]. Az *ILS* ennél jóval hosszabb periódusú megfigyelései azt bizonyítják, hogy léteznie kell

valamilyen gerjesztő folyamatnak, amely a pólusmozgás ismeretlen módon disszipálódó energiáját valamilyen formában pótolja.

A lehetséges disszipációs és gerjesztési folyamatok napjainkban még tisztázatlanok, mivel az eddig felvett lehetőségek [26] általában más módon nem ellenőrizhetők és a számítások igen bonyolultak. Figyelemre méltók azonban O'CONNELL és DZIEWONSKI eredményei [74], akik szerint kapcsolat van a Chandler-amplitúdó változásai és a nagyobb földrengések kipattanása között (6.17 ábra). Vizsgálataik szerint a pólusmozgás gerjesztése és csillapítása is jelentős részben szeizmikus okokra vezethető vissza.



6.17 ábra

Földrengések hatása a pólusmozgásra