

A FÖLD MÁGNESES TERE

A súlypontján keresztül felfüggesztett mágnesű a Föld trópusi és mérsékeltövi tájain megközelítőleg a földrajzi észak-déli irányba áll be. Ez a jelenség arra utal, hogy a Földünk mágneses erőterrel rendelkezik. A földi mágneses erőter mind a térben, mind az időben gyorsan változik. Az alábbiakban a mágneses alapfogalmak ismertetése után a földi mágneses erőter leírásával foglalkozunk.

Alapfogalmak

Valamely mágneses teret akkor tekinthetjük ismertnek, ha a tér minden $P(x, y, z)$ pontjában meg tudjuk adni a $\mathbf{T}(x, y, z)$ mágneses térerősségvektort. A mágneses térerősség definíciója azon az erőhatáson alapul, amelyet a mágneses tér a kiségitő fogalomként használt mágneses pólusokra gyakorol.

Minden mágnesnek két egyenlő erősségű de ellenkező előjelű "erőközpontja", ún. pólusa képzelhető el. Ezek távolságát pólustávolságnak, a pólusokat összekötő egyenest pedig mágneses tengelynek nevezzük. Pozitívnak azt a pólust tekintjük, amely a Föld mágneses terében jelenleg megközelítően észak felé mutat. Ennek megfelelően a Föld északi mágneses pólusa jelenleg negatív – mivel az ellenkező előjelű pólusok vonzzák, az azonosak pedig taszítják egymást.

Két pontszerűnek képzelt p és p' mágneses töltés (pólus) között fellépő erőhatást a *Coulomb-törvény* írja le:

$$\mathbf{F} = k \frac{pp'}{r^2} \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \right), \quad (1)$$

ahol r a pólusok közötti távolság; k pedig pozitív arányossági tényező. Az $\mathbf{F}(x, y, z)$ erőfüggvény elvileg alkalmas a mágneses erőteret keltő pólus körüli tér jellemzésére, azonban erre a célra mégsem használjuk, mivel értéke nem csak a vizsgálandó teret keltő p póluserősségtől, hanem a p' értékétől is függ. Az (1) viszont az alábbi formában is felírható:

$$\mathbf{F} = p \mathbf{T}, \quad (2)$$

ahol a $\mathbf{T}(x, y, z)$ már csak a p pólus erőterét jellemző vektormennyiség: a *mágneses térerősség*. A (2) alapján a mágneses térerősség úgy is értelmezhető, mint az egységnyi póluserősségű mágneses töltésre ható erő.

A térerősség eloszlását erővonalak segítségével tehetjük szemléletessé. Az erővonalak sűrűsége a térerősség nagyságát, az irányuk pedig a térerősség irányát jellemzi.

A mágnesek közötti erőhatás a közöttük levő teret betöltő közegtől is függ, így ugyanazon térrészben más a mágneses térerősség értéke vákuumban és más-más különböző anyagokban. Az anyagi közeg jelenléte tehát megváltoztatja a mágneses térerősség értékét és a térerősség \mathbf{T} vektorának szerepét a mágneses indukció \mathbf{B} vektora veszi át:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{T}$$

ahol μ az illető anyagot jellemző állandó, a mágneses permeabilitás. A mágneses permeabilitás értéke vákuumban $\mu = 1$, diamágneses anyagokban $\mu < 1$, paramágneses

anyagokban $\mu > 1$ és ferromágneses anyagokban $\mu \gg 1$. A geofizikában a kőzetek mágneses tulajdonságainak jellemzésére inkább a

$$\kappa = \mu - 1$$

értéket, a mágneses szuszceptibilitást alkalmazzuk. A legtöbb anyag mágneses szuszceptibilitása igen kicsi, általában $10^{-4} - 10^{-5}$ nagyságrendű. A magnetit azonban $0.1 - 1$, sőt kivételes esetekben a vas, nikkkel, kobalt és néhány ötvözet szuszceptibilitása $10^3 - 10^5$ nagyságrendű is lehet.

A földmágneses méréseinket nem az üres térben, hanem levegőben végezzük, tehát a valóságban nem a \mathbf{T} mágneses térerősséget, hanem a $\mu\mathbf{T}$ mágneses indukciót mérjük. Mivel a levegő permeabilitása igen jó közelítéssel egységnyi ($\mu = 1.00000036$), ezért a levegőben mért mágneses indukció értékeket gyakorlatilag mágneses térerősség értékeknek tekinthetjük.

A mágneses indukció (a mágneses térerősség) SI egysége:

$$[\mathbf{T}] = 1 \text{ T (1 Tesla)} = 1 \text{ NA}^{-1}\text{m}^{-1}.$$

Ez az egység a földmágnességben előforduló térerősségekhez képest túlságosan nagy, ezért csak a törtrészeivel számolunk. Régebben a geofizikában a mágneses térerősség CGS egységét az 1 Gausst (1Γ) illetőleg ennek százszázad részét a gammát használták ($1\Gamma = 10^{-5} \gamma$). A régi és az új egység közötti kapcsolat:

$$1\gamma = 10^{-9} \text{ T} = 1 \text{ nT (1 nanoTesla)}.$$

Mivel a mágneses térerősség vektormennyiség, ezért a megadásához minden pontban 3 adatot kell ismernünk; vagyis ismernünk kell pl. a térerősség 3 derékszögű összetevőjét, mint a hely függvényét. A vektoriális megadási mód körülményessége azonban megkerülhető, mivel a teret egyetlen olyan skaláris mennyiséggel is le tudjuk írni, melyből az erőter vektorkomponensei a gradiens-operátor alkalmazásával származtathatók.

Ez a skaláris mennyiség az *erőtér potenciálja*. Az elektrosztatika Coulomb-törvénye és a Newton-féle általános tömegvonzás kifejezésének analógiája alapján felírhatjuk a mágneses erőtér potenciálját is. Valamely $-p$ póluserősségű mágneztől r távolságra az értéke:

$$V = -\frac{p}{r}. \quad (3)$$

A potenciálfüggvény felhasználásával a térerősség összetevői a potenciálnak a megfelelő koordináták szerinti negatív parciális differenciálhányadosaiként származtathatók. Mindezt egyetlen vektoregyenletben megadva:

$$\mathbf{T} = -\text{grad } V,$$

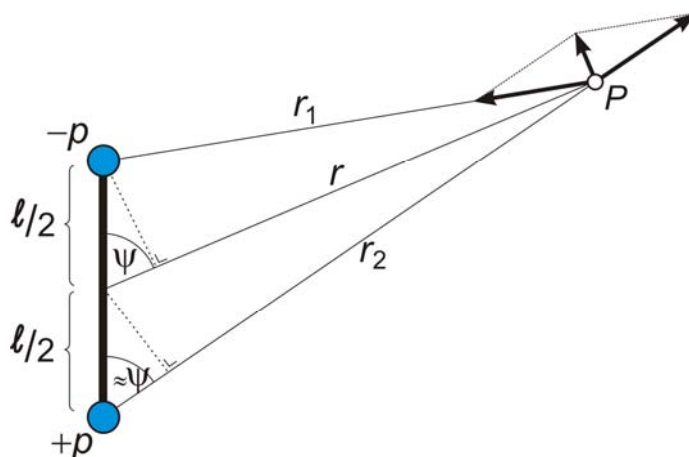
azaz a mágneses térerősség a potenciál negatív gradiense.

A mágneses dipólus potenciálja

Az eddigiekben a pontszerű mágneses pólus fogalmát csak mint kiegészítő fogalmat használtuk. Valójában különálló mágneses pólusok nincsenek, csak dipólusok léteznek. A mágneses dipólusokban a pozitív és a negatív pólus soha nem választható szét egymástól.

Jól szemlélteti ezt, hogy ha mágnesrudat kettévágunk, akkor két különálló pólus helyett két teljes mágneset, két dipólust kapunk.

A mágneses dipólus potenciálfüggvényét könnyen meghatározhatjuk, ha az 1. ábrán látható két ellentétes előjelű pontszerű mágneses pólus potenciálját összegezzük. Ezzel viszont még csak a "közelítő" dipólus potenciálját kapjuk meg. Igazi dipólust akkor kapunk, ha a $-p$ és a $+p$ mágneses töltést képzeletben minden határon túl közelítjük egymáshoz ($\ell \rightarrow 0$), miközben a töltések nagyságát úgy növeljük, hogy a kettőjük ℓp szorzata, vagyis a dipólus nyomatéka állandó maradjon. Az $m = \ell p$ szorzatot a *mágnes dipólusnyomatéknak* nevezzük.



1. ábra. A dipólus potenciáljának meghatározása

Dolgozzunk először a közelítő dipólussal és csak a végső kifejezésben hajtsuk végre a szükséges határátmenetet. Írjuk fel az 1. ábrán látható elrendezésre a P pontban a mágneses potenciált. A (3) összefüggést és a potenciálok additivitását felhasználva:

$$V = \frac{-p}{r_1} + \frac{p}{r_2} . \quad (4)$$

Ha r jóval nagyobb mint ℓ , akkor

$$r_1 = r - \frac{\ell}{2} \cos \psi ,$$

$$r_2 = r + \frac{\ell}{2} \cos \psi .$$

Ezeket a (4)-be helyettesítve és közös nevezőre hozva, a

$$V = \frac{-p\ell \cos \psi}{r^2 - \left(\frac{\ell}{2}\right)^2 \cos^2 \psi}$$

kifejezésre jutunk. Most végrehajtva az $\ell \rightarrow 0$ (miközben $p\ell =$ állandó) határátmenetet:

$$V = \frac{-m \cos \psi}{r^2} . \quad (5)$$

Ez pedig nem más, mint a mágneses dipólus potenciálja a ψ pólustávolságú P pontban a dipólustól r távolságra. A vizsgált P pont két különleges helyzetében az (5) potenciál

értéke egyszerűbb kifejezés lesz. Ha a P pont a mágneses tengely irányában van, tehát $\psi = 0^\circ$ vagy $\psi = 180^\circ$ (ez a *Gauss-féle I. főhelyzet*), akkor

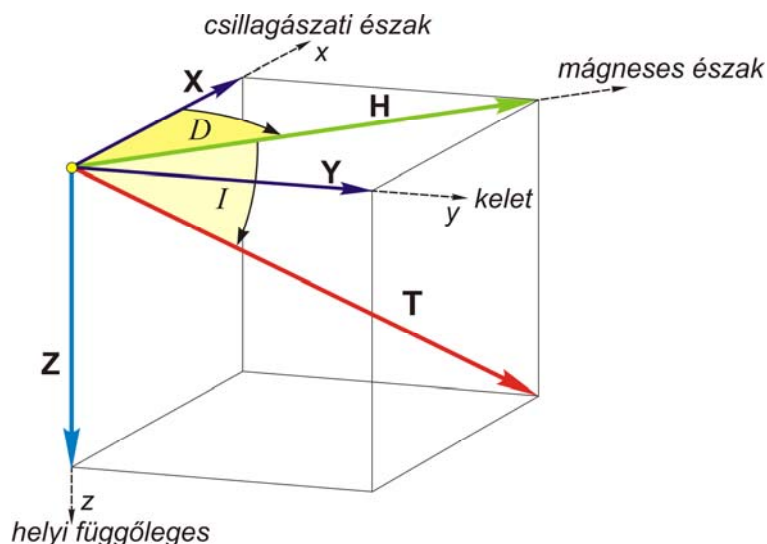
$$V = \frac{-m}{r^2},$$

ha pedig a P pont a mágneses tengelyre merőleges irányban a pólustávolság felező pontja felett van, tehát $\psi = 90^\circ$ vagy $\psi = 270^\circ$ (ez a *Gauss-féle II. főhelyzet*), akkor

$$V = 0.$$

A földmágneses tér elemei

A Föld mágneses erőterének leírásához olyan helyi térbeli derékszögű koordináta-rendszert alkalmazunk, amelynek kezdőpontja az erőter vizsgált pontja, $+x$ tengelye a csillagászati észak felé mutat, $+y$ tengelye kelet felé, $+z$ tengelye pedig függőlegesen lefelé irányul. A 2. ábrán azok a mennyiségek láthatók, amelyeket a földi mágneses tér leírására használunk. Jelölje a kérdéses P pontban \mathbf{T} a teljes térerősség, vagy más néven a totális intenzitás vektorát (a szakirodalomban ezt gyakran \mathbf{F} -fel is szokták jelölni). Ennek vízszintes vetülete a \mathbf{H} vízszintes térerősség, vagy horizontális intenzitás; a függőleges összetevője pedig a \mathbf{Z} függőleges térerősség, vagy a vertikális intenzitás. A \mathbf{H} iránya a mágneses északi irány. A földrajzi és a mágneses északi irány által bezárt szög a mágneses elhajlás vagy a D deklináció, végül a \mathbf{H} és a \mathbf{T} vektor közötti szög a mágneses lehajlás, vagy az I inklináció.



2. ábra. A mágneses elemek

Mivel valamely vektor egyértelmű jellemzésére három egymástól független skalár elegendő, ezért az említett öt mennyiség között két összefüggés írható fel. A 2. ábráról leolvasható két összefüggés:

$$\mathbf{T} = \sqrt{H^2 + Z^2} \quad (6)$$

és

$$\tan I = \frac{Z}{H} . \quad (7)$$

Esetenként a \mathbf{H} vízszintes térerősséget is két összetevőjével szoktuk megadni :

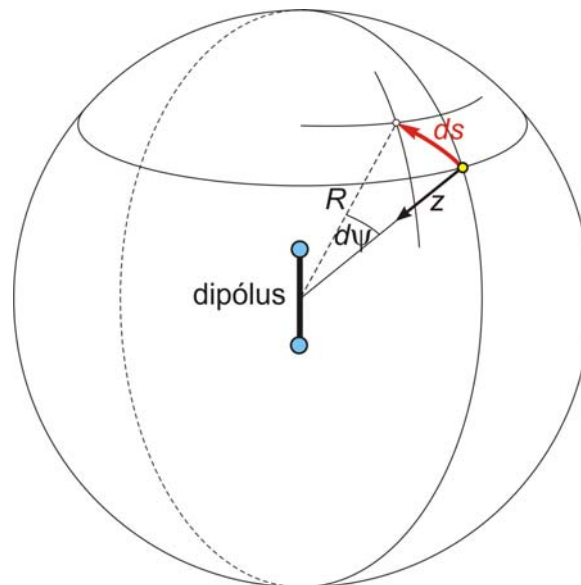
$$\mathbf{X} = \mathbf{H} \cos D$$

$$\mathbf{Y} = \mathbf{H} \sin D .$$

A Föld mágneses terének vázlatos szerkezete

A földi mágneses tér két részre bontható. A tér fő része a lehető legegyszerűbb mágneses ható: a dipólus tere, a maradék rész pedig az ún. nondipól tér. A Föld mágneses tere olyan *centrális elhelyezésű mágneses dipólus* terével közelíthető, mely a felszínen legfeljebb 66 mT intenzitást hoz létre és a tengelye a Föld forgástengelyével kb. 11.5° szöget zár be. A földmágneses tér maradék, ún. *nondipól* részének az intenzitása a Föld felszínén kb. egytizede (5 mT) a dipóltér intenzitásának. Mivel a fő tér és a "maradék" tér intenzitásának aránya kb. 1:10, ezért a Föld mágneses tere eléggé bonyolult szerkezetű.

A következőkben megvizsgáljuk a Föld középpontjában elhelyezett dipólus által az R sugarú, gömb alakúnak feltételezett Föld felszínén létrehozott mágneses teret (3. ábra).



3. ábra. A \mathbf{H} és a \mathbf{Z} számítás a dipólus potenciáljából

A Föld felszínén a potenciál értékét az (5) kifejezés adja meg. A potenciálból a megfelelő gradiensek képzésével a horizontális és a vertikális intenzitás értéke:

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial V}{\partial s} = \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \psi} = \frac{m \sin \psi}{R^3} \quad (8)$$

$$\mathbf{Z} = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial V}{\partial R} = \frac{2m \cos \psi}{R^3} \quad (9)$$

Ezekből a (6) és a (7) összefüggés felhasználásával:

$$\mathbf{T} = \frac{m}{R^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \psi} \quad (10)$$

és

$$\tan I = 2 \cot \psi .$$

A mágneses sarkok az első-, a mágneses egyenlítő pontjai pedig a második Gauss-féle főhelyzetnek felelnek meg. A mérések szerint a sarkokon

$$Z = 66 \text{ mT} \quad \text{és} \quad H = 0,$$

a mágneses egyenlítőn pedig

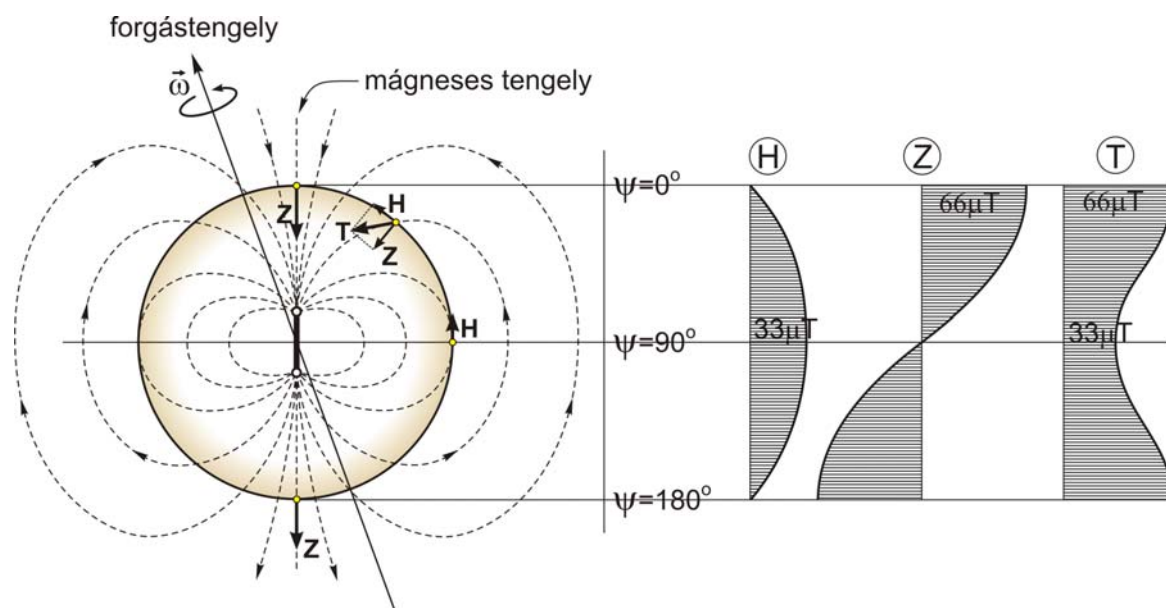
$$Z = 0 \quad \text{és} \quad H = 33 \text{ mT}.$$

Ha ezeket az értékeket a (8) vagy a (9) egyenletekbe írjuk és a gömbnek tekintett Föld sugarát $R = 6.37 \cdot 10^6 \text{ m}$ -nek vesszük, akkor kiszámíthatjuk a Föld dipólnyomatékát. Ennek értéke:

$$m = 8.5 \cdot 10^{15} \text{ Tm}^3$$

vagyis minden 1 m^3 -nyi földanyag mágneses nyomatéka közel 8 mT -nak képzelhető. Mivel a gyakorlatban használatos mágnesvas-rudak 1 m^3 -nyi anyagának mágneses nyomatéka kb. 16 mT ezért a Föld állandó mágneses terét pl. úgy állíthatnánk elő, hogy minden 1 m^3 -nyi anyagát 500 cm^3 térfogatú acélmágnessel helyettesítsenénk.

A 4. ábrán összefoglalva bemutatjuk az $m = 8.5 \cdot 10^{15} \text{ Tm}^3$ dipólnyomatékú centrális elhelyezésű dipólus terét és az egyes mágneses elemek földfelszíni eloszlását. Látható, hogy a Föld felszínén a $\psi = 0^\circ$ és $\psi = 180^\circ$ koordinátájú pontok az északi, illetve a déli mágneses pólusok. (Az északi mágneses pólus az, amelyik alatt a negatív "mágnes töltés" van.) Az északi pólustól 90° szögtávolságra levő pontok a mágneses egyenlítőt alkotják. Az ábrán látható, hogy a H vízszintes térerősség a pólusoknál zérus, a mágneses egyenlítőn pedig maximális értékű. A Z függőleges térerősség viszont a pólusokon veszi fel abszolút értelemben a legnagyobb értékét és az egyenlítő mentén zérus. A teljes térerősség vektora a sarkokon a legnagyobb, a mágneses északi sarkon függőlegesen lefelé, a déli sarkon felfelé mutat. A mágneses egyenlítőtől északra a térerősség vektora mindig lefelé ($0^\circ \leq I \leq 90^\circ$), délre viszont mindig felfelé ($0^\circ \geq I \geq -90^\circ$) irányul. A mágneses tengelyre merőleges síkokban fekvő körök mentén a \mathbf{T} , \mathbf{H} , \mathbf{Z} és az I értékek állandók.

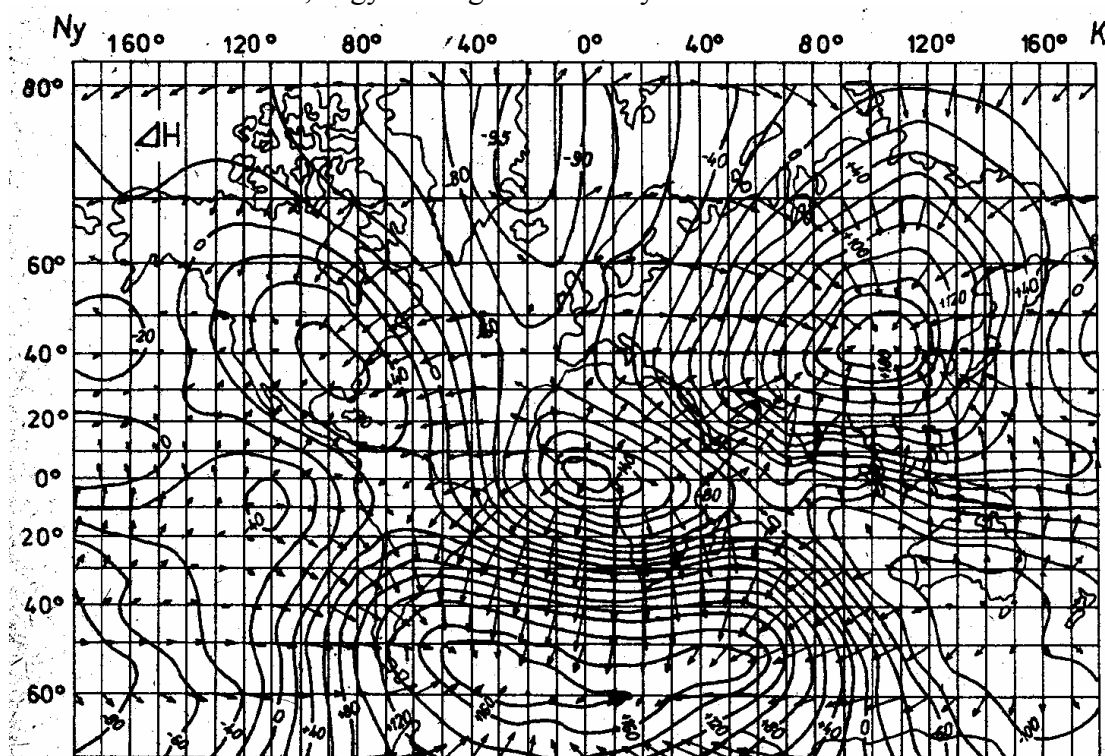


4. ábra. A földi dipólusteret vázlatos szerkezete

Az egyes mágneses elemeket térképen ábrázolva a Föld mágneses terének eloszlásáról jól áttekinthető képet rajzolhatunk. Összekötve a térképen azokat a pontokat, amelyekben a térerősség vagy ennek valamelyik összetevője ugyanakkora, az illető térerősség *izodinám* görbéit kapjuk. Az egyenlő lehajlású pontokat összekötő vonalak az *izoklinek*, az egyenlő elhajlású pontokat összekötő görbék pedig az *izogonok*. A zérus deklinációjú helyeket összekötő vonal az *agon vonal*, a zérus inklinációjú helyeket összekötő vonal pedig a *mágneses egyenlítő*.

A földmágneses normáltér és a mágneses anomáliák

Amennyiben a földi mágneses teret leíró Gauss-féle gömbfüggvény-sorfejtésben az együtthatók értékeit csak egészen alacsony fokszámig határoztuk meg, akkor az ezzel kiszámított mágneses elemek a valódi értékeknek csak egy durva közelítést adják. Az így meghatározott földi mágneses tér a valódi térnek csak egy közelítése lesz. Ezt a viszonylag igen egyszerű, de ugyanakkor a valóságos erőteret valamilyen szinten jól közelítő teret a *Föld mágneses normáltérének* nevezzük. Ha a Föld valamely pontjában kiszámíthatjuk a mágneses elemek normálértékét, az így számított és a ténylegesen megmért értékek között eltéréseket találunk. Ezeket az eltéréseket *földmágneses anomáliáknak* nevezzük. Az anomáliák vonatkozhatnak a Föld óriási, vagy akár egészen kicsiny területére is.



5. ábra. A vízszintes összetevő regionális anomáliái

A Föld mágneses terének eltérései a normális tértől lehetnek *globális* (az egész Földre kiterjedő), *terresztrikus regionális* (hatalmas területekre kiterjedő) vagy *lokális* (egészen kis területre kiterjedő) anomáliák. Az 5. ábrán példaként a vízszintes térerősség globális anomáliáit láthatjuk. Az ábra tanúsága szerint a déli félgömbön egy olyan központ van, amely felé, és egy olyan, amelytől elirányulnak a vízszintes térerősség anomália-vektorai. Az előbbi az 50° déli szélesség körül van Dél-Amerikától kissé keletre, a másik ugyanezen a szélességen Új-Zélandtól keletre. Az északi félgömbön ezzel szemben két olyan centrum van amely felé,

és két másik amelytől elirányulnak a vektorok. Valamennyi a 40° északi szélesség környékén fekszik, az előbbieket Kelet-Ázsia, illetőleg Észak-Amerika területén, az utóbbiak Spanyolországtól nyugatra, illetőleg a Csendes-óceán területére esnek.

A földmágneses tér időbeli változása

A földmágneses tér elemei nemcsak a helynek, hanem az időnek is a függvényei. A tapasztalatok szerint a mágneses tér időben minden más földfizikai erőterénél gyorsabban változik. Ezért a Föld mágneses terének leírására csak ugyanazon időpontra (*epochára*) vonatkozó adatokat használhatjuk fel. Ez a magyarázata, hogy az eddigiekben a Föld mágneses terére vonatkozó számértékek megemlékezésekor minden esetben megadtuk azt az időpontot is, amelyre az adatok vonatkoztak. A változásokban sokféle hatás együttesen nyilvánul meg, ezek közül egyesek periódusos, mások nemperiódusos jellegűek.

A változások lefolyását tekintve megkülönböztethetünk:

1. rövid idejű (másodpercestől néhány napos periódusú),
2. évszázados, vagy szekuláris (néhány évestől néhány száz éves időtartamú),
3. és ún. paleoszekuláris (a földtörténeti korokra kiterjedő) változásokat.

A rövid idejű és a szekuláris változásokat a földmágneses obszervatóriumok folyamatos műszeres regisztrálása alapján elemezhetjük. Általában a mágneses térerősség vektorának három független komponensét regisztrálják. Már korábban láttuk, hogy három független térerősség összetevő egyértelműen jellemzi a mágneses teret, belőlük a többi mágneses elem kiszámítható. Magyarországon régebben Ógyallán majd Budakeszin, jelenleg pedig Tihanyban és Nagycenken folyik a mágneses elemek folyamatos regisztrálása. A regisztrált mágneses elemek a deklináció, valamint a térerősség vízszintes és függőleges összetevője.

A paleoszekuláris változások tanulmányozásának alapját a kőzetek ún. remanens mágnesezettsége szolgáltatja.

A földmágneses tér rövid idejű változásai

A föld mágneses tere felfogható, mint egy stacionárius (állandó jellegű) és egy változó mágneses tér szuperpozíciója, azaz a Föld stacionárius mágneses terére ún. földmágneses variációk tevődnek rá. A variációs tér nagyságrendekkel kisebb, mint a stacionárius tér.

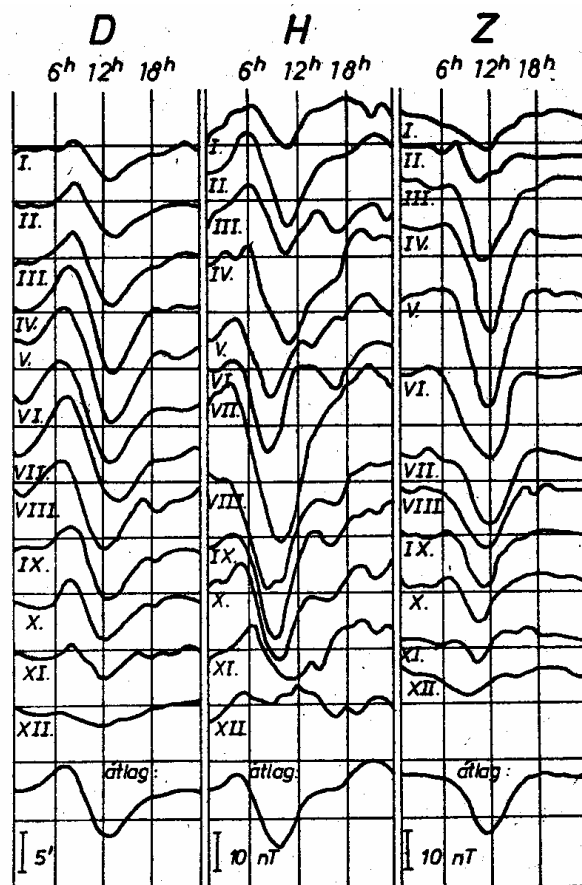
Ha az egyes obszervatóriumok által regisztrált magnetogramokat (az egyes mágneses elemek időbeli változását leíró görbéket) megvizsgáljuk, akkor azt tapasztaljuk, hogy bizonyos napokon a mágneses elemek ugyanúgy periódusosan változnak mint pl. a hőmérséklet, vagy a légnyomás; más esetekben viszont ezek alig, vagy egyáltalán nem ismerhetők fel. Az első esetben nyugodt napi variációkról, a második esetben mágneses háborgásokról beszélünk.

Nyugodt napi variációk

A mágneses szempontból nyugodt napokon a földmágneses elemek obszervatóriumi regisztrátumain jellegzetes napi menet figyelhető meg. A 6. ábrán a D, H és a Z mágneses

elemek napi változásai láthatók 1950 különböző hónapjaiban a Budakeszi Observatóriumban. A kisebb zavarok hatásainak csökkentése céljából a havonkénti legcsendesebb 5 nap átlagos változását fogadták el az illető mágneses elem nyugodt napi variációjának.

Az ábra megszemlélésekor feltűnő, hogy a napi menet jellege az évszaktól függ. Az átlagos napi változás a deklinációban 5-20 szögperc, a vízszintes és a függőleges összetevőben 10-40 nT.



6. ábra. A mágneses elemek napi változása Budakeszin

A 6. ábra alsó részén látható görbék az egyes mágneses elemek változásának éves középértékét mutatják. Megfigyelhető, hogy a deklinációnak Budakeszin közép-európai időben 9 órakor maximuma és 12 óra körül minimuma van. A vízszintes összetevőnek 5-6 óra körül van maximuma és 11 órakor minimuma, majd 17 óra körül a reggelinél kissé magasabb, újabb maximumot ér el. A függőleges összetevő görbéje éjjel egy átlagszintet vesz fel, ebből kiindulva 7 óra körül csökkenni kezd, a legkisebb értéket 12 óra tájban éri el, ezután 18 óráig emelkedik és ott eléri az átlagos éjszakai szintet, ami másnap reggelig közel azonos szinten marad.

A jelenségnek az egész Földre kiterjedő analízise alapján azt tapasztaljuk, hogy az átlagos napi menet a helyi időn kívül a földrajzi szélességnek is függvénye.

A földmágneses tér háborgásai

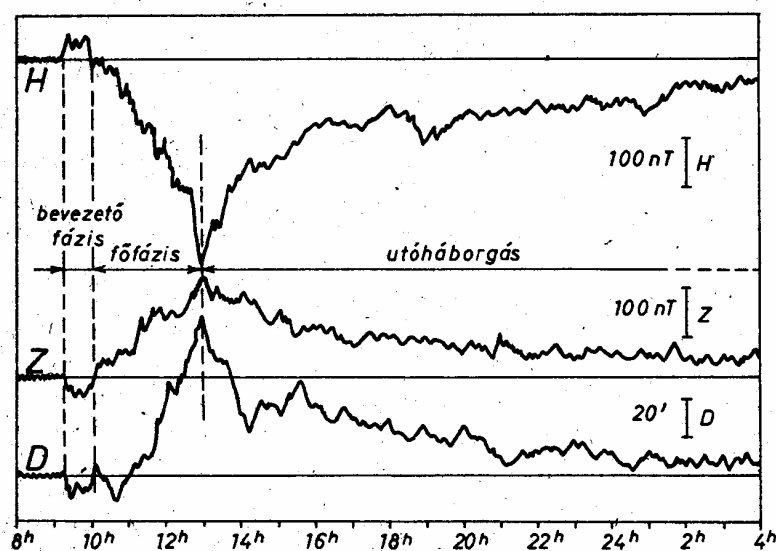
A magnetogramokon megjelenő szabályos napi változásoktól eltérő mágneses zavarokat összefoglalóan mágneses háborgásoknak nevezzük.

Ezeknek a háborgásoknak a tartama néhány perctől néhány napig terjed. A K-indexek alapján kimutatható, hogy a mágneses háborgások 27 napos ismétlődési hajlamot mutatnak, ami a Nap tengely körüli forgásával és a napfolttevékenységgel kapcsolatos.

A földi mágneses tér háborgásait időtartamuk, intenzitásuk és lefolyásuk alapján osztályozzuk. Így megkülönböztetünk: pulzációt, öbölháborgást és mágneses vihart.

A **pulzáció** a földmágneses térnek néhány perc periódusú általában 10 nT-nál kisebb amplitúdójú szabályos szinuszhullám szerű lüktetése. A pulzációk leggyakrabban éjfél tájban lépnek fel, gyakoriságuknak délben gyenge másodlagos maximuma van. Amplitúdójuk az éjjeli oldalon nagyobb, mint a nappalin; a változás sokszor igen távoli obszervatóriumokban egyidejűen jelentkezik. Fellépésük a mágneses háborgásokkal kapcsolatban gyakori.

Az **öbölháborgás** a mágneses térnek néhány órás időtartamú 100 nT-nál kisebb amplitúdójú helyi jellegű változása. Nevét onnan kapta, hogy a magnetogramokon egyoldalú kiöblösödés formájában jelentkezik úgy, hogy a mágneses elemek értéke fokozatosan nő, vagy csökken egy szélső értékig, majd fokozatosan visszatér az eredeti normális értékhez. Egyes öbölháborgások több napon át ugyanabban az időben jelentkeznek. A visszatérési hajlam télen nagyobb mint nyáron és gyakoriságukban a 27 napos periódus is megállapítható. Az öbölháborgások a magasabb szélességeken és éjjel erősebbek. Mindebből arra lehet következtetni, hogy az öbölháborgásokat a Nap korpuszkuláris sugárzásával és az ionoszférában levő áramlásokkal hozhatjuk kapcsolatba. – Ezekkel a későbbiekben még foglalkozunk.



7. ábra. Tipikus mágneses háborgás Magyarországon

A **mágneses vihar** a mágneses elemek viszonylag hosszú ideig (néhány napig) tartó nagy változásokban megnyilvánuló háborgása. Amplitúdójuk több 100 nT nagyságrendű, esetleg 1000 nT is lehet. Rendszerint nyugodt mágneses állapotból az egész Földön egy időben, robbanásszerűen törnek ki. A mágneses vihar magnetogramja a mágneses vektor gyors, látszólag szabálytalan lüktetését jelzi. Figyelmesebb vizsgálattal azonban megállapítható, hogy ennek is jellegzetes menete van és három jól elkülöníthető fázisból áll. Ezek: a bevezető fázis, a fő fázis és az utóháborgás (a megszűnési fázis). – Például egy világméretű mágneses vihar esetén a *bevezető fázis* során a mágneses térerősség vektor vízszintes összetevője hirtelen megnövekedik. A növekedés 10 percen belül véget ér és bizonyos ideig nem jelentkezik számottevő változás. Ez a "csendes" kezdeti fázis kb. 20 percig, de legfeljebb néhány óráig tart. A vihar *fő fázisában* a vízszintes összetevő nagysága fokozatosan csökkenni kezd és kb. 6-12 órán keresztül mélyen a normális érték alá esik. Az

utóháborgás során a mágneses elemek kezdetben gyorsan, majd egyre lassabban visszatérnek a normális értékhez. Ennek az időtartama több nap, esetleg néhány hét is lehet.

A 7. ábrán egy tipikus magyarországi mágneses vihar lefolyását mutatjuk be. A részletesen ismertett vízszintes térerősség változásán kívül a függőleges térerősség és a deklináció változása is látható.

A földmágneses tér háborgásainak gyakoriságát vizsgálva szoros korreláció adódik a háborgások és a napfolttevékenység között. Megállapítható, hogy napfoltmaximum idején a háborgások gyakorisága és erőssége megnő. Az aktivitásnak évi periódusa is van olyan formán, hogy maximumok vannak a tavaszi és az őszi napéjegyenlőség idején, minimumok vannak télen és nyáron a napfordulókor. Megállapítható az is, hogy az aktivitás észak felé a 67° szélesséig nő, majd ismét csökken, a legnagyobb aktivitás öve tehát megfelel a sarki fény maximális gyakorisági övének. A nagyobb földmágneses háborgások 26-31 napos visszatérési hajlama a Nap 27 napos tengely körüli forgásával kapcsolatos. (Az ingadozás azzal magyarázható, hogy a napfoltoknak saját mozgásuk is van.)

A földmágneses tér szekuláris változásai

Egy-egy földmágneses obszervatórium regisztrátumai alapján a mágneses elemek évi középértékeit időbeli sorba rendezve a mágneses elemek lassú, egyirányú változását figyelhetjük meg. Ezt a jelenséget a földmágneses tér évszázados, vagy szekuláris változásának nevezzük. Nagyon valószínű, hogy ezek a változások is periódusosak, de egy-egy periódus igen nagy – esetleg több évszázad – így a rendelkezésre álló értéksorozatok ma még nem elég hosszúak valamennyi periódus felismeréséhez.

A mágneses tér évszázados változásainak térbeli eloszlását, azaz a változások területi függését jól áttekinthetjük, ha a különböző időpontokra vonatkozó mágneses térképeket összehasonlítjuk. Ekkor azt tapasztaljuk, hogy a mágneses teret jellemző izogörbék rendszere az idő folyamán elfordul, eltolódik és eltorzul. Ha összekötjük a térképen azokat a pontokat, amelyekben egy-egy mágneses elem évi változása ugyanakkora, akkor az illető elem *izopor* görbéit kapjuk. Az izopor görbék egy-egy ország területén belül lapos ívek, világviszonylatban azonban zárt görbék, amelyek a legnagyobb negatív és pozitív változás helyeit: az ún. izopor központokat veszik körül.

Az egyes mágneses elemek évszázados változásairól úgy kaphatunk hű képet, ha megvizsgáljuk az obszervatóriumoknak a különböző mágneses elemekre vonatkozó értéksorait. Így természetesen egy-egy obszervatórium adatsora nem ad az egész Földre jellemző képet, de sok obszervatórium adatsorainak összességéből mégis meg lehet állapítani a földmágneses tér évszázados változásának helyi sajátosságait.

Ha a földmágneses obszervatóriumokban észlelt mágneses elemek évi átlagos értékeit koordináta-rendszerben ábrázoljuk, akkor különböző alakú görbéket kapunk. Ezekből az adott obszervatórium területére vonatkozó jellegzetes mágneses változásokat hatvány-polinomokkal közelítve kaphatjuk meg.

A tapasztalat azt mutatja, hogy a vizsgált néhány évtizedes időközben az évszázados periódusos változás jól helyettesíthető egy legfeljebb harmadfokú

$$E|_{\varphi, \lambda = \text{áll.}} = E_0 + a\Delta t + b\Delta t^2 + c\Delta t^3 \quad (1)$$

hatványpolinommal, – ahol E az adott obszervatórium (ϑ, λ) helyén valamely (T, H, Z, D, I) mágneses elemet jelöli, E_0 az illető mágneses elem értéke a $\Delta t = 0$ időpontban, az a, b, c a hatványsor tapasztalati úton meghatározandó együtthatói, a $\Delta t = t - t_0$ pedig

valamely t_0 kezdeti időponttól számított időtartam. (Az (1) hatványsorban elvileg maguk a t időpontok is szerepelhetnének, azonban számítástechnikai szempontból ez célszerűtlen lenne.) Mivel harmadfokú hatványpolinom alkalmazása esetén csupán 4 ismeretlen együtthatónk van (E_0, a, b, c) és mivel valamely mágneses elem adatsorának minden egyes E_i értéke egy-egy egyenletet ad az ismeretlen együtthatók meghatározására, ezért lényegesen több egyenlet írható fel, mint ahány ismeretlenünk van. Így az ismeretlen együtthatók legalkalmasabb értékeit a legkisebb négyzetek elve alapján kiegyenlítéssel határozzuk meg.

A különböző mágneses elemek 1870 és 1955 közötti adatsorát a *Budakeszi Observatóriumra* vonatkoztatva az alábbi hatványpolinomokat kapjuk:

$$D_{Budakeszi} = -9^{\circ} 24.78' + 2.014\Delta t + 0.10071\Delta t^2 - 0.000508\Delta t^3$$

$$I_{Budakeszi} = 62^{\circ} 56.76' - 2.240\Delta t + 0.03402\Delta t^2$$

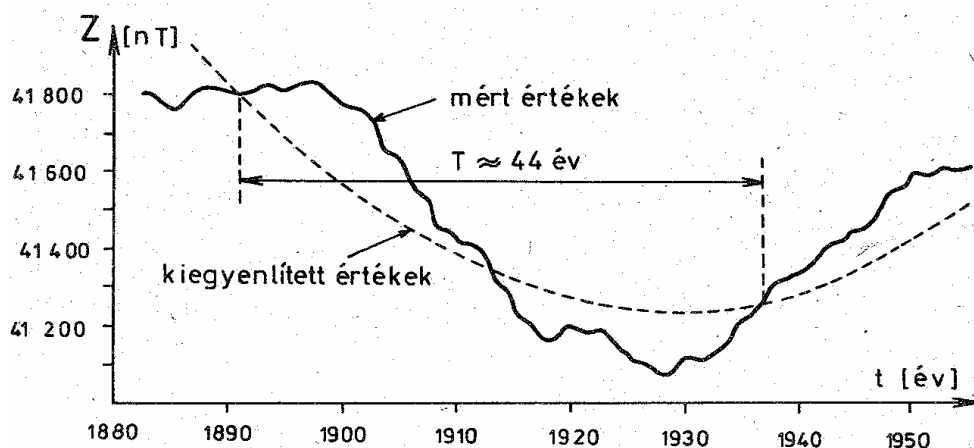
$$H_{Budakeszi} = 20766.8nT + 23.964\Delta t - 0.30242\Delta t^2$$

$$Z_{Budakeszi} = 40626.5nT - 15.264\Delta t + 0.37123\Delta t^2$$

Ezekben az összefüggésekben a kezdeti időpont éve 1870, tehát

$$\Delta t = t - 1870,$$

ahol t a kérdéses időpont éve.



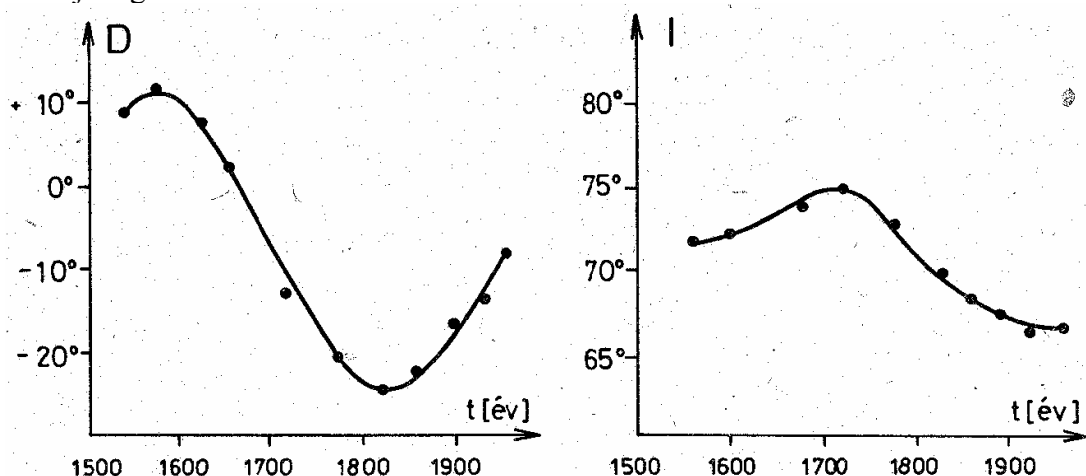
8. ábra. 44 éves periódus a Z adatsora alapján

Ha ezek után a kiegyenlítéssel kapott $E = f(t)$ függvényt rárajzoljuk a mérési adatok alapján megrajzolt görbére, akkor jól láthatjuk a mért és a kiegyenlített értékek különbségének alakulását. A 8. ábrán például a függőleges télerősség változását láthatjuk a franciaországi Chambon la Forêt-i obszervatórium adatsora alapján. A kiegyenlített és a mért értékek különbségeiben részben a kisebb mérési hibák, részben pedig az évszázados változások helyi sajátosságai nyilvánulnak meg.

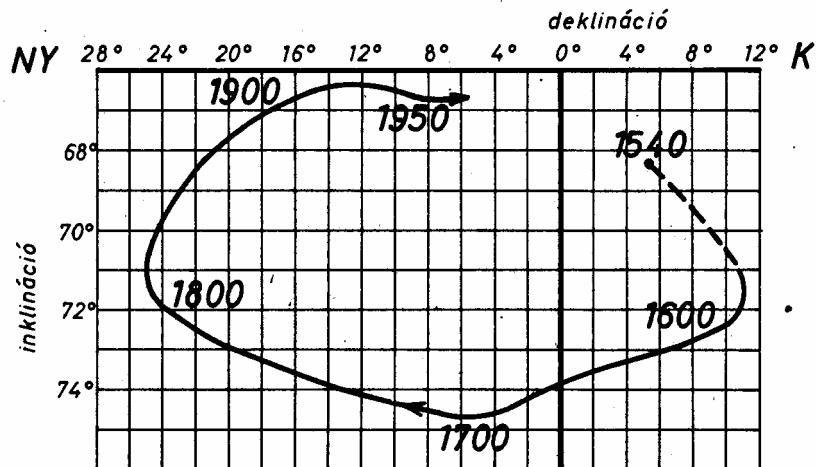
Ha ilyen módon több obszervatórium adatsorát feldolgozzuk, akkor a mérsékelt égövben a mágneses elemek változásában kb. *fél évszázados* periódusú hullámot tudunk kimutatni. A hullám amplitúdója obszervatóriumonként különböző, de a mérési pontosságnál nagyságrenddel nagyobb, tehát reálisnak kell tekinteni. A deklinációban ugyanis $10-20'$, a télerősség összetevőiben pedig 200 nT körül van az amplitúdó. Érdekes, hogy az egyenlítő közelében fekvő obszervatóriumok adatsorában a fél évszázados periódusú hullám kb. feleződik. A földmágneses obszervatóriumok kevés száma és egyenlőtlen területi eloszlása miatt ma még nem tudjuk pontosan megállapítani, hogy miként történhet az átmenet a két periódus között.

A földmágneses tér évszázados változásának kutatása a felhasználható adatsorozatok rövidege miatt sok nehézségbe ütközik. A hosszabb periódusú változások vizsgálata céljából nagyon hasznos lenne, ha az egyes obszervatóriumokra hosszabb adatsorok állnának rendelkezésünkre.

A leghosszabb adatsor Londonra vonatkozik, ahol a deklinációra 1540-től, az inklinációra 1576-tól, a vízszintes térerősségre pedig 1846-tól állnak rendelkezésre adatok (9. ábra). Különösen a mágneses elhajlás változásának periódusos jellege igen feltűnő, azonban más obszervatóriumok hasonló sorai eltérő alakú görbéket adnak, így a londoni adatsor legfeljebb az európai évszázados változásokra lehet jellemző, a Föld más helyein a változás jellege más is lehet.



9. ábra. A D és az I évszázados változása Londonban



10. ábra. A térerősség irányának évszázados változása Londonban

Néha a deklináció és az inklináció változását közös koordináta-rendszerben tüntetik fel olyanképpen, mintha annak a görbének a síkvetületét rajzolnák meg, amelyet a minden irányban szabadon elforduló mágnesű csúcsa írna le az idő folyamán. Ilyen diagramot láthatunk a 10. ábrán. Ezeknek a görbéknek a menete a Föld különböző helyein mindenütt megegyezik az óramutató járásával.

Amint a londoni adatokból kiolvashatjuk, az évszázados változásnak van egy közel 500 éves periódusú összetevője. Ennyi, (pontosabban 480 év) adódik más adatsorokból is, viszont a kezdeti adatok bizonytalansága miatt ettől lényegesen eltérő értékek is előfordulnak. Egyenértékűnek és megbízhatónak csak az utóbbi 70-80 év adatait tekinthetjük.

A földmágneses tér évszázados változásainak tanulmányozása a teret leíró gömbfüggvény-sor együtthatóinak vizsgálata alapján is lehetséges.

A vizsgálatok alapján legszembetűnőbb a *dipólnyomaték csökkenése*. Az 1958-1962 közötti időszakban a dipólus nyomatéka $4.2 \cdot 10^{12} \text{ Tm}^3 / \text{év}$ sebességgel csökkent. Ha ez a csökkenés állandó maradna, akkor kb. 2000 év múlva zérusra csökkenne a dipólnyomaték értéke.

Érdekes még a nondipól tér $0.2^\circ / \text{év}$ sebességű *nyugati irányú driftje*, a földmágneses dipólus északi irányú elmozdulása... stb.

A földmágneses tér változásai a földtörténeti korok folyamán

A Föld mágneses terének egészen a földtörténeti korokig visszanyúló tanulmányozása a paleomágnesség módszerével lehetséges. A történelmi, történelem előtti idők égetett agyagtárgyait, tűzhelymaradványait vizsgáló módszert gyakran *archeomágneses módszernek*, a földtani képződményekkel foglalkozó módszert pedig *paleomágneses módszernek* nevezik. Mindkét módszer fizikai alapjai és mérési eljárásai azonosak, ezért gyakran egyetlen elnevezést: a paleomágneses vizsgálati módszer elnevezését használják.

A paleomágneses módszer fizikai alapja a kőzetmágnesség (beleértve az égett és égetett anyagok mágnességét is). A földi mágneses térben levő kőzetek mágnesezettsége remanens és indukált mágnesezettségből tevődik össze. A paleomágneses módszer a kőzetek remanens mágnesezettségét vizsgálja. Kőzetekben remanens mágnesezettség különféle módon alakulhat ki; paleomágneses szempontból legfontosabb a *termoremanens mágnesezettség*.

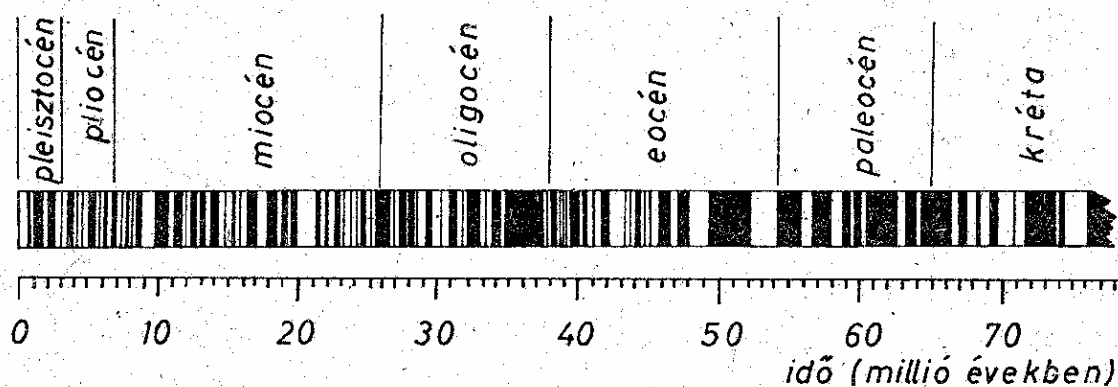
Ismeretes, hogy minden ferromágneses anyag a rá jellemző *Curie-hőmérséklet* felett csak paramágneses tulajdonságokat mutat, azaz elveszti makroszkopikus mágnesezettségét. Fordított folyamat esetén, amikor valamely forró vulkáni anyag kihülése során a kőzet ferromágneses tulajdonságú elegyrészei eléri a kritikus Curie-hőmérsékletüket ($300\text{-}600^\circ\text{C}$), akkor ferromágneses tulajdonságúvá válnak, mivel az elemi mágneses alkotórészeik (domének) az aktuális mágneses tér \mathbf{T} irányába rendeződnek. Ily módon a megszilárdult és kihült kőzet makroszkopikus mágnessé válik, mágnesezettségének iránya megegyezik a keletkezésének (megszilárdulásának) helyén és időpontjában uralkodó mágneses tér irányával és mágnesezettségének nagysága arányos lesz az akkori mágneses tér nagyságával. Az így kialakult termoremanens mágnesezettség igen stabil, azaz a kőzet kialakulása utáni mágneses térváltozások nem változtatják meg a kőzetbe "fagyott" mágnesezettség irányát. Ezek a körülmények teszik lehetővé a mágneses tér földtörténeti korokban történt változásainak tanulmányozását.

Ha a megfelelően kiválasztott és az erre alkalmas kőzetmintákat laboratóriumban megvizsgáljuk [49] – vagyis meghatározzuk az adott korú és helyzetű minta mágnesezettségének irányát, akkor feltételezve, hogy a tér dipólszerű (azaz elhanyagolva a tér nondipól részét) megállapítható a kőzet keletkezésének pillanatában a mágneses É-i vagy D-i pólus helyzete.

A paleomágneses vizsgálatok alapján a mágneses tér legfontosabb paleoszekuláris változásai a következők:

I. A földmágneses pólus a Föld forgástengelyével mintegy 5° -ot bezáró tengely körül *precessziós mozgást* végez közel *100000 éves periódussal* és 15° -nál nem nagyobb amplitúdóval.

2. Miközben a dipólus tengelye az 1. pont alatti mozgását végzi, bizonyos időközönként a *dipólus polaritása az ellenkezőjére változik*, azaz a földmágneses É-i és D-i pólus felcserélődik. A dipólus polaritásváltozása a Föld minden pontján a térerősségek irányának 180° -os változását eredményezi, emiatt ezt a jelenséget *mágneses térfordulásnak* is nevezik. A dipólmomentum "átbillenése" a földtörténeti időskálán igen gyorsan, 1000-10000 év alatt zajlik le. A kontinensek és az óceánok fenekének kőzetei alapján az utóbbi 76 millió évben 171 mágneses térfordulást sikerült igen pontosan meghatározni. A 11. ábrán a pólusváltozások 76 millió évre visszaterjedő időskálája látható.



11. ábra. A mágneses térfordulások időrendisége

Fehér színnel a jelenlegi mágneses térnek megfelelő normál polaritású, feketével pedig a fordított polaritású állapotot jelöltük. Az eddigi adatok alapján a mostani mágneses térnek megfelelő normál polaritású állapot átlagos időtartama kb. 420 000 év, míg a fordított polaritású állapot időtartama 480 000 év körüli. A két szám közeli értéke azt jelenti, hogy a földmágneses tér kb. ugyanakkora valószínűséggel található normál-, vagy fordított polaritású állapotban. A jelenlegi normál polaritás kora már csaknem 700000 évre tehető. (Elképzelhető, hogy egy közeli térfordulásra kell számítanunk.) Az elmúlt időkben a normál intervallumoknak csupán 15%-a tartott hosszabb ideig, mint a jelenlegi, – igaz ugyan, hogy néhány igen hosszú ideig, kb. 3 millió évig is elhúzódott. Az eddigi legrövidebb időtartam valamivel kevesebb, mint 50 000 év volt.

3. Az utóbbi 1000 millió évben az időben visszafelé haladva a polaritás változások mellett a dipólus tengelye a jelenlegi helyzetétől fokozatosan az egyenlítői területek felé fordult. Ez azt jelenti, hogy a paleozoikum elején az északi és a déli mágneses pólus a mostani egyenlítői területek közelében volt. (Az északi vagy a déli mágneses pólus földfelszíni nyomvonalát, mint az idő függvényét, *mágneses pólusvándorlási görbének* hívjuk.) Mivel a mágneses pólus és a csillagászati pólus helyzete között kapcsolat van, ezért valószínűleg mindkét pólus hasonló pályát ír le.

A földmágneses tér eredete

A földi mágneses térnek több forrása van.

A földmágneses tér zöme valószínűleg a *Föld külső magjából* származik. Az itt levő anyag plazmához hasonló állapotban van és az áramló plazma a magnetohidrodinamika törvényei szerint önmagát fenntartó mágneses teret hozhat létre. A mágneses teret létrehozó folyamatok vizsgálatával a dinamó elmélet foglalkozik. A dinamó elmélettel többé-

kevésbé magyarázható a földi dipólus tér forrása, azonban számos probléma, – mint például a hosszú periódusú változások oka még nincs megnyugtatóan tisztázva.

A mágneses tér térben rövid hullámhosszú és legfeljebb 1000-2000nT nagyságú változásai, azaz a földmágneses anomáliák, a *földkéreg mágneses tulajdonságú kőzeteitől* származnak, részben indukált, részben remanens mágnesezettség formájában. A földkéreg mélyebb rétegeiben és a köpenyben levő kőzetek nem befolyásolják a mágneses teret, mert hőmérsékletük a kritikus Curie-pont felett van.

A földmágneses erőter nyugodt napi variációi a magaslégtérben folyó elektromos áramokra vezethetők vissza. A Nap elektromágneses sugárzása, valamint a kozmikus sugárzás a Föld légkörének felsőbb részeit ionizálja, azaz elektromos vezetővé teszi. Főként a légkör vízszintes irányú árapályszerű és hőmérsékleti mozgása következtében ez a vezető réteg a Föld állandó mágneses teréhez viszonyítva elmozdul és benne a földmágneses erőter függőleges összetevője elektromos áramokat indukál. Ezek az elektromos áramok okozzák a földmágneses tér napi rövid periódusú változásait. Találó hasonlattal *légtéri dinamóról* beszélhetünk – amelyben a Föld állandó mágneses tere az "álló mágnes", a hőmérsékleti és az árapálykeltő erők hatására elmozduló magaslégtér a "forgó rész" és a magaslégtér ionizált vezető rétege az "áramvezető tekercs".

A földi mágneses tér gyors (perces-napos) időbeli változásainak forrása a *Föld körüli térségben* van. Itt különböző zónákban töltött részecskék vannak, amelyek egymással, a Naptól érkező részecskékkel és a földi mágneses térrel kölcsönhatásban állva bonyolult áramrendszereket alkotnak, és a földmágneses tér részben szabályos, részben háborgás jellegű időbeli változásait okozzák.

A Föld belsejéből származó tér magyarázata

A Föld belsejéből származó mágneses tér keletkezését illetően ma még nincs teljesen kiforrott és egyértelműen bizonyított magyarázat. Érdekes röviden áttekinteni néhány ezzel kapcsolatos korábbi elgondolást, amelyekből kitűnik, hogy a Föld mágneses terének magyarázata egyáltalán nem egyszerű dolog.

1. A ferromágneses elmélet szerint a Föld belsejének a sűrűsége csaknem egyenlő a vas sűrűségével. Az elmélet szerint ennek a feltételezett vastömegnek a mágnesezettsége a földmágnesség oka. – Ez az elképzelés azonban figyelmen kívül hagyja, hogy a ferromágneses anyagok a Curie-hőmérséklet felett (vasnál ez 780°C) paramágneses tulajdonságokat mutatnak; márpedig a felszíntől számítva néhányszor 10 km-es mélységben már kb. 1000°C a hőmérséklet.

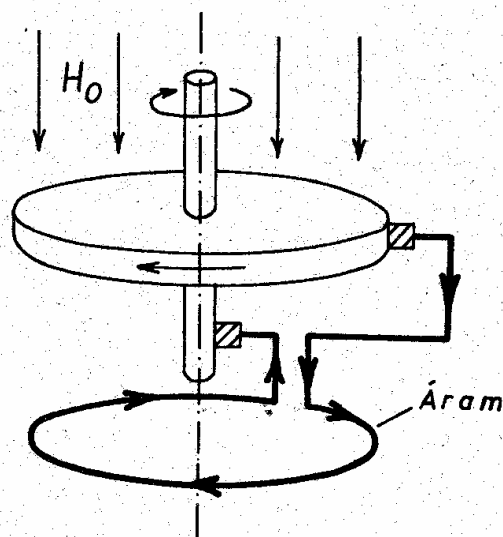
2. Korábban a földmágnességet a földkéregben keletről nyugati irányban folyó elektromos áram mágneses hatásával is magyarázták. – Nem tudták azonban megmagyarázni az áram fenntartásához szükséges elektromotoros erőt, sőt nem sikerült magát az áramot sem kimutatni. További ellentmondást jelentett, hogy az ehhez szükséges hatalmas erősségű áram olyan nagy Joule-hőt termelne, amely megolvasztaná a Föld kérgét.

3. Másik elgondolás szerint a gyorsan forgatott lágyvasrúd forgástengelye irányában felmágnesesődik. – Ha azonban a Földünket ilyen "lágyvasrúdnak" tekintjük és kiszámítjuk az így fellépő mágnesezettséget, akkor a valódi értéknek csupán a 10^{-18} -szeresét kapjuk.

4. Mások a Föld mágneses terét a negatív elektromos töltésével próbálták magyarázni. Feltételezték, hogy ez a negatív töltés a Föld forgása miatt áramot jelent és a mágneses tér ennek az áramnak a következménye. – Ez az elképzelés is súlyos ellentmondást

rejt magában, mivel a relativitáselmélet szerint a töltéssel együtt mozgó (tehát a földi megfigyelő) nem észlelheti ennek a "mozgó" töltésnek a mágneses terét.

Számos elmélet közül jelenleg – a már említett – *dinamó elmélet* látszik olyannak, amely a földmágnesség eredetére a leginkább elfogadható magyarázatot szolgáltatja. Már az elmélet elnevezése is utal arra, hogy a Föld mágneses terének keletkezését a közismert öngerjesztésű dinamók működési elve alapján képzelel el, vagyis a mágneses teret mechanikai eredetűnek tekinti.

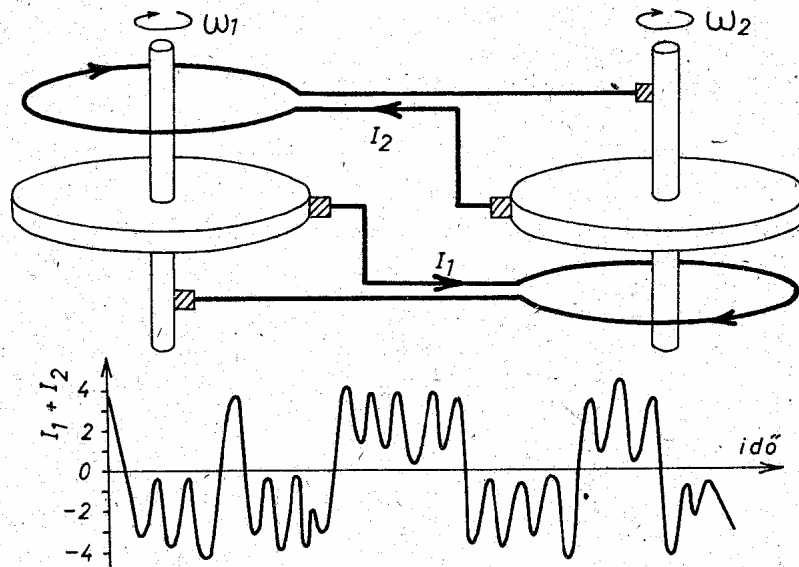


12. ábra. A korongdinamó vázlatos működése

A földmágneses dinamo működésének megértése céljából először nézzük meg a 12. ábrán látható unipoláris dinamo modelljét. Ha az ábrán látható jól vezető korong a forgástengelyével párhuzamos H_0 erősségű mágneses térben forog, akkor a korong tengelyéhez és a kerületi pontjához csatlakoztatott vezetőhurokban az indukció miatt áram folyik. Az áram mágneses tere a hurok tekerceselési irányától függően az eredeti H_0 térrel egyirányú, vagy ellentétes irányú lesz. Ha a két mágneses tér iránya megegyezik egymással, akkor a tárcsa megfelelően nagy fordulatszámától kezdve a dinamo öngerjesztésűvé válik, tehát a kezdeti H_0 tér elvonása után is folyik a tekercsben áram és fennmarad bizonyos mágneses tér. A mágneses tér iránya az önfenntartó folyamat alatt mindig azonos marad a kezdeti H_0 tér irányával, – azonban anélkül, hogy bármikor is elérné a zérus értéket, periodikusan lüktet. A lüktetés sebessége a forgatási szögsebesség fokozásával növekszik.

A felvázolt egyszerű korongdinamo viselkedése csak annyiban van összhangban a Föld mágneses terével, hogy ennek mágneses tere is periodikusan változik. Nem modellezi azonban a paleomágneses kutatások által feltárt pólusváltásokat, hiszen a szolgáltatott tér mindig egyirányú.

A tapasztalatokhoz nagyon közelálló eredményt ad a 13. ábrán látható kettős korongdinamo modell, amelynek árama – illetve mágneses tere – hirtelen fordulásokat, a fordulások között pedig kváziperiodikus ingadozásokat mutat. A földi mágneses tér eredetének megértését célzó kutatások többek között abban az irányban haladnak, hogy a Föld magjában a kettős dinamo működési módjával analógiába állítható folyamatokat tárjanak fel.



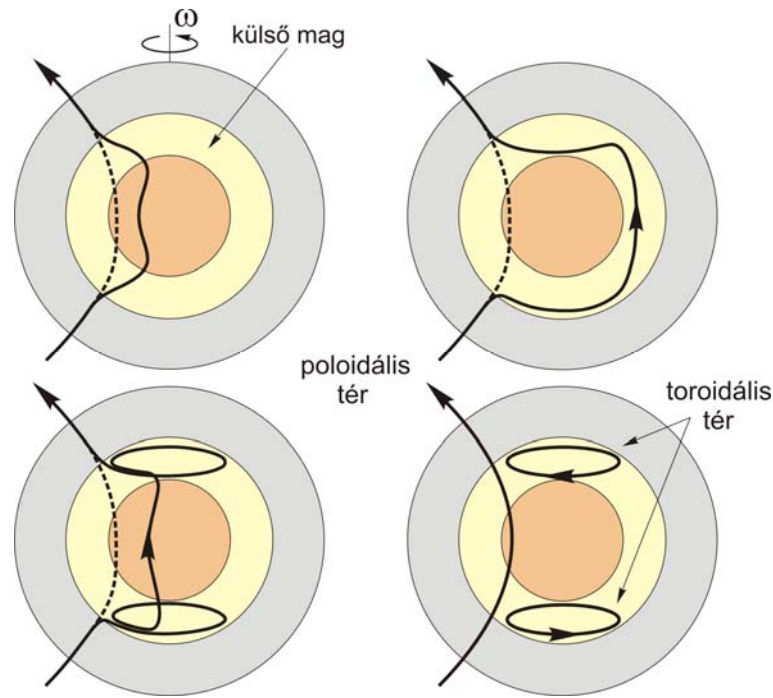
13. ábra. A kettős korongdinamó működésének modellje

Ha elektromosan jól vezető gömböt nagy vezetőképességű folyadékba ágyazunk be és a folyadék különböző gömbhéjai a forgástengelyükkel párhuzamos kezdeti mágneses térben közös tengely körül eltérő szögsebességgel forognak, akkor a magnetohidrodinamika törvényei szerint a mágneses térerősség erővonalai a 14. ábrán látható módon a folyadékba "befagyva" együtt mozognak a folyadékelemekkel, amely két gyűrűszerű – ún. toroidális – mágneses tér kialakulásához vezet. Az erővonalak "befagyása" adott esetben a mágneses térerősség növekedését eredményezi, amelynek energiája a folyadékmozgás kinetikus energiájából származik.

A dinamó elmélet feltételezi, hogy első közelítésben hasonló viszonyok uralkodnak az elektromosan jól vezető folyadékszerű külső földmagban is. A szilárd belső mag a szintén szilárd földköpenyhez mechanikailag csak lazán, a folyadékállapotú külső mag közvetítésével csatolódik, ezért a belső mag szögsebessége valamivel kisebb, mint a köpenyé. (Ezt valószínűsíti a korábban említett nyugati irányú drift.) Ennek megfelelően a folyadékszerű külső mag szögsebessége belülről kifelé haladva nő. Ezért a Föld dipólterének mágneses erővonalai a külső magban a 14. ábrán látható módon két egymással ellentétes sodrásirányú toroidális erővonal-rendszerre "csavarodnak" fel. Ez a toroidális tér csak a földmagra korlátozódik, így a Föld felszínén nem érzékelhető. A Föld belsejében működő önfenntartó dinamó folyamatainak a felderítése céljából a külső magban a toroidális teret létrehozó különböző szögsebességű forgás feltételezése mellett olyan további anyagáramlások után is kutatnak, amelyek képesek a dipólter – pontosabban a toroidális tér – kialakítására.

További lényeges kérdés, hogy milyen okok, és milyen erőhatások idézik elő a külső magban feltételezett anyag-, illetve plazmaáramlásokat.

Egyes elképzelések szerint a folyadékszerű külső magban levő áramlásokat a belső mag és a köpeny közötti hőmérsékletkülönbség tartja fenn, az anyagnak a hőtágulása miatt bekövetkező sűrűségváltozása révén. A hőmérsékletkülönbség fenntartásához szükséges hőenergia pedig radioaktív bomlásokból származik. – Újabban ezt a lehetőséget egyre inkább kétségbe vonják, mivel a becslések szerint ez az energia nem elegendő a dinamó-mechanizmus működtetéséhez. Ennek megfelelően más energiaforrások figyelembevételére is történtek kísérletek.



14. ábra. A toroidális mágneses tér kialakulása

BARTA professzor elmélete szerint egy ilyen állandó energiaforrás pl. az árapálykeltő erő lehet. *Asszimmetrikus belső földmag* feltételezése esetén a Nap-Hold-Föld rendszerben a belső mag nincs egyensúlyban és állandó nyugati irányú vándorlásra kényszerül, – miközben ezzel a külső mag anyagában anyagáramlásokat idéz elő.

A dinamó elmélet alapján megkísérelhetjük a földmágneses tér *szekuláris és paleoszekuláris változásainak magyarázatát is*. A köpeny és a mag közötti forgási szögsebesség különbség által létrehozott toroidális mágneses tér – a plazmafizikában ismert ún. hurok-instabilitáson keresztül – a kezdeti poloidális teret a forgó tömegek kinetikus energia különbségének rovására erősíti. A mágneses csatolás tehát a két tömegetartomány forgási sebességének kiegyenlítése irányában hat. Bizonyos erősségű toroidális tér esetén a mágneses csatolás a forgási sebességkülönbséget kiegyenlítheti, ezért a folyamatos energia utánpótlás és erősítés megszűnik, a mágneses térerősség csökken. Ezzel azonban a csatolás erőssége is csökken és újból érvényre jut a forgássebesség-különbséget okozó hatás, újból megindul az alapteret erősítő folyamat. Ez a "lüktetés" lehet az okozója a mágneses tér szekuláris változásainak. – Abban az esetben, amikor a forgási szögsebesség-különbség teljesen kiegyenlítődik, az új pillanatnyi alapteret az előzőleg erősített térhez viszonyítva ellentétes irányú is lehet, ami a paleomágneses mérések alapján megismert pólusváltozások jelenségét idézheti elő.

Úgy tűnik, hogy a kozmikus megfigyelések is alátámasztják a dinamóelmélet alkalmazhatóságát. A megfigyelések szerint csak azok az égitestek rendelkeznek számottevő saját mágneses térrel, amelyek viszonylag gyorsan forognak, feltételezhetően plazmatikus magjuk van és körülöttük kellő méretű árapályt-, és ezzel belső forgássebesség-különbséget keltő égitestek keringenek. – Ilyen égitestek a Földünkön kívül pl. a Nap, a Merkúr és a Jupiter. Nincs számottevő mágneses tere viszont a Holdnak, mivel saját forgástengelye körül lassan forog és nincs plazmatikus magja; a Vénusznak, mivel igen lassan forog; és pl. a Marsnak, mivel a Naptól már távol van és két holdjának tömege is kicsi, tehát a külső és a belső tömegei között lényeges forgássebesség-különbség nem valószínű.