Völgyesi L: Geofizika. Műegyetemi Kiadó, Budapest, 2002.

Dr. Lajos VÖLGYESI, Department of Geodesy and Surveying, Budapest University of Technology and Economics, H-1521 Budapest, Hungary, Műegyetem rkp. 3.
Web: http://sci.fgt.bme.hu/volgyesi E-mail: volgyesi@eik.bme.hu

1. A FÖLD MÁGNESES TERE

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

1.1 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 kisegítő 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:

$$\mathbf{F} = k\frac{pp'}{r^2}\left(\frac{\mathbf{r}}{r}\right) \quad , \tag{1.1}$$

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 (1.1) viszont az alábbi formában is felírható:

$$\mathbf{F} = p'\mathbf{T} \quad , \tag{1.2}$$

ahol a $\mathbf{T}(x, y, z)$ már csak a p pólus erőterét jellemző vektormennyiség: a *mágneses térerősség*. Az (1.2) 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 $\mu >> 1$. 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 magnetité azonban $0.1 - 1$, sőt kivételes esetekben a vas, nikkel, 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 (μ=1.00000036), ezért a levegőben mért mágneses indukció értékeket gyakorlatilag mágneses térerősség értékeknek tekinthetjük.

A mágneses indukció (a mágneses térerősség) Si egysége:

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

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 százezred részét a gammát használták $(1\Gamma = 10^{-5}\gamma)$. A régi és az új egység közötti kapcsolat:

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

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 erőtér vektorkomponensei a gradiens-operátor alkalmazásával származtathatók.

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

$$V = -\frac{p}{r} \ . \tag{1.3}$$

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

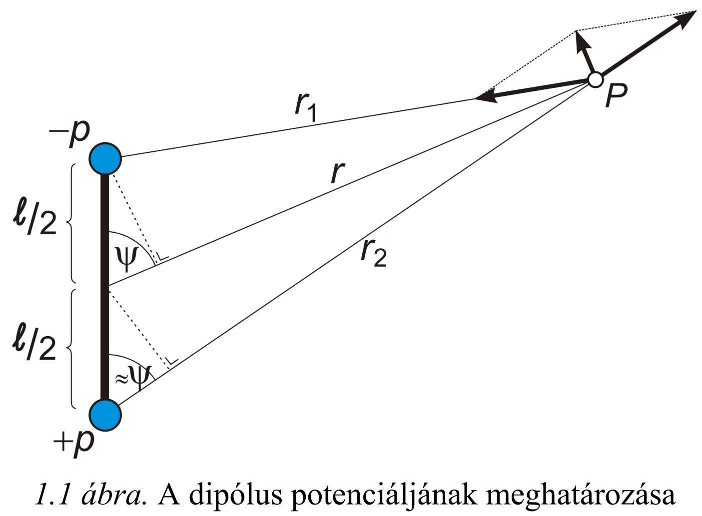
$$\mathbf{T} = -gr\vec{a}d\, V \ ,$$

azaz a mágneses térerősség a potenciál negatív gradiense.

Az eddigiekben a pontszerű mágneses pólus fogalmát csak mint kisegítő 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 mágnest, két dipólust kapunk.

1.1.1 A mágneses dipólus potenciálja

A mágneses dipólus potenciálfüggvényét könnyen meghatározhatjuk, ha az 1.1 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 $(\ell \to 0)$, miközben a töltések nagyságát úgy növeljük, hogy a kettőjük ℓp szorzata, vagyis a dipólus nyomatéka állandó maradjon. Az $m = \ell p$ szorzatot a *mágnes dipólnyomatéknak* nevezzük.



1.1 ábra. A dipólus potenciáljának meghatározása

Dolgozzunk először a közelítő dipólussal és csak a végső kifejezésben hajtsuk végre a szükséges határátmenetet. Írjuk fel az *1.1 ábrán* látható elrendezésre a *P* pontban a mágneses potenciált. Az (1.3) összefüggést és a potenciálok additivitását felhasználva:

$$V = \frac{-p}{r_1} + \frac{p}{r_2} \ . \tag{1.4}$$

Ha r jóval nagyobb mint ℓ, akkor

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

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

Ezeket az (1.4)-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 $\ell \to 0$ (miközben $p\ell =$ állandó) határátmenetet:

$$V = \frac{-m\cos\psi}{r^2} \ . \tag{1. 5}$$

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

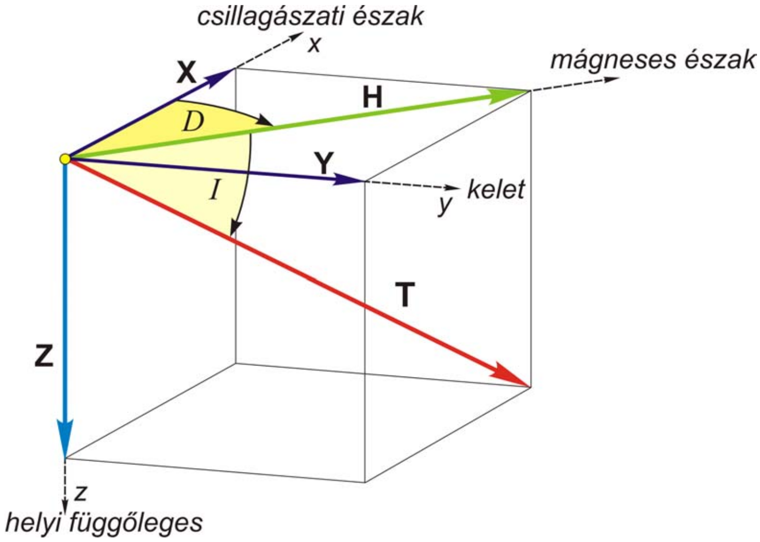
$$V = \frac{-m}{r^2} \ ,$$

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

$$V = 0 \, .$$

1.1.2 A földmágneses tér elemei

A Föld mágneses erőterének leírásához olyan helyi térbeli derékszögű koordinátarendszert alkalmazunk, amelynek kezdőpontja az erőtér vizsgált pontja, $+x$ tengelye a csillagászati észak felé mutat, $+y$ tengelye kelet felé, $+z$ tengelye pedig függőlegesen lefelé irányul. Az 1.2 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 **F**-fel is szokták jelölni). Ennek vízszintes vetülete a **H** *vízszintes térerősség*, vagy horizontális intenzitás; a függőleges összetevője pedig a **Z** *függőleges térerősség*, vagy a vertikális intenzitás. A **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 **H** és a **T** vektor közötti szög a mágneses lehajlás, vagy az I *inklináció*.



1.2 ábra. A mágneses elemek

Mivel valamely vektor egyértelmű jellemzésére három egymástól független skalár elegendő, ezért az említett öt mennyiség között két összefüggés írható fel. Az 1.2 ábráról leolvasható két összefüggés:

$$\mathbf{T} = \sqrt{H^2 + Z^2} \tag{1.6}$$

és

$$\tan I = \frac{Z}{H} \ . \tag{1.7}$$

Esetenként a **H** vízszintes térerősséget is két összetevőjével szoktuk megadni :

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

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

1.2 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.

A Föld felszínén a potenciál értékét az (1.5) kifejezés adja meg. A potenciálból a megfelelő gradiensek képzésével a horizontális és a vertikális intenzitás értéke:

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial V}{\partial s} = \frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial \psi} = \frac{m \sin\psi}{R^3} \tag{1.9}$$

$$\mathbf{Z} = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial V}{\partial R} = \frac{2m \cos\psi}{R^3} \tag{1.10}$$

Ezekből az (1.6) és az (1.7) összefüggés felhasználásával:

$$\mathbf{T} = \frac{m}{R^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\psi} \tag{1.11}$$

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

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

a mágneses egyenlítőn pedig

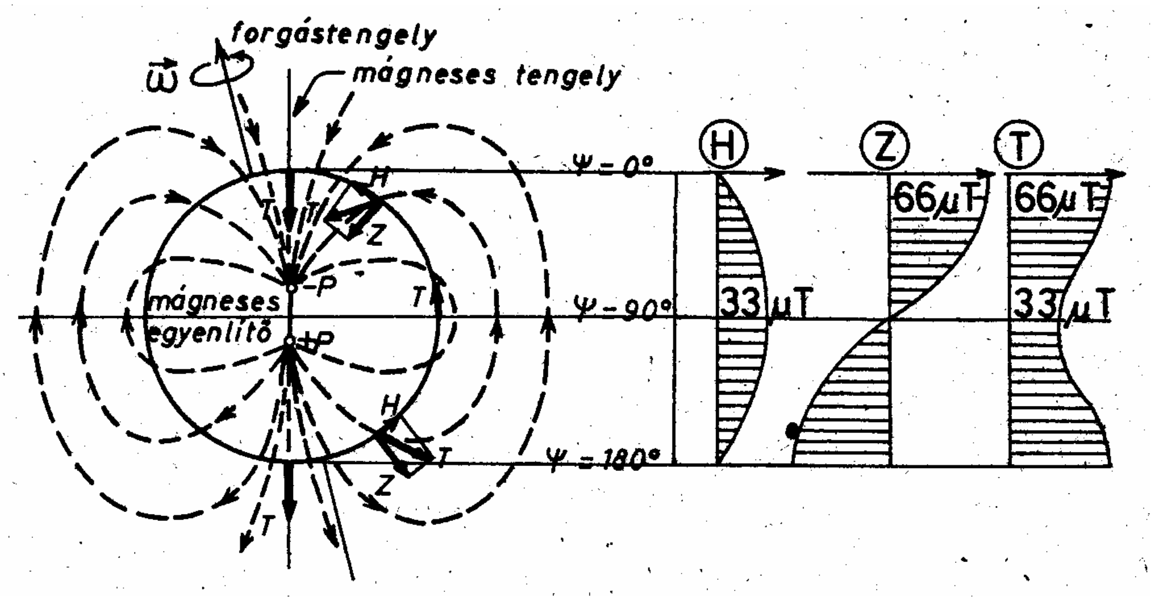
$$Z = 0 \qquad \text{és} \qquad H = 33\ mT.$$

Ha ezeket az értékeket az (1.9) vagy az (1.10) egyenletekbe írjuk és a gömbnek tekintett Föld sugarát $R = 6.37 \cdot 10^6\, m$-nek vesszük, akkor kiszámíthatjuk a Föld dipólnyomatékát. Ennek értéke:

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

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 helyettesítenénk.

Az *1.3 ábrán* összefoglalva bemutatjuk az $m = 8.5 \cdot 10^{15}\, Tm^3$ dipólnyomatékú centrális elhelyezésű dipólus terét és az egyes mágneses elemek földfelszíni eloszlását. Látható, hogy a Föld felszínén a $\psi = 0°$ és $\psi = 180°$ 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 $\mathbf{Z}$ 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 $(0° \le I \le 90°)$, délre viszont mindig felfelé $(0° \ge I \ge -90°)$ irányul. A mágneses tengelyre merőleges síkokban fekvő körök mentén a $\mathbf{T}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{Z}$ és az I értékek állandók.

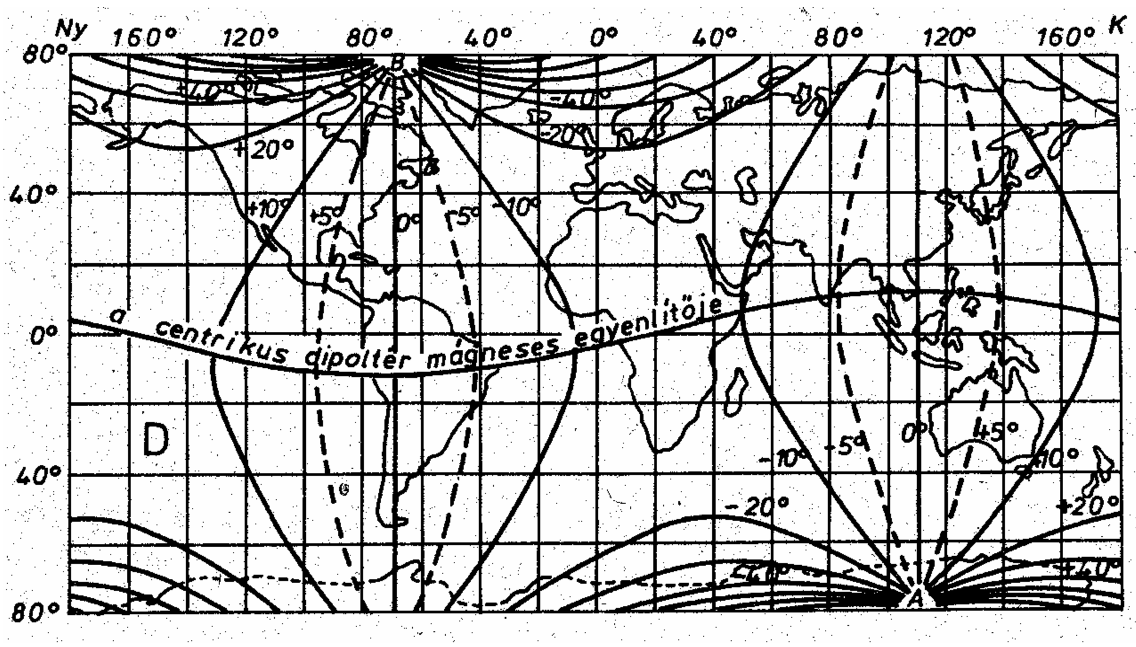


1.3 ábra. A földi dipólustér vázlatos szerkezete

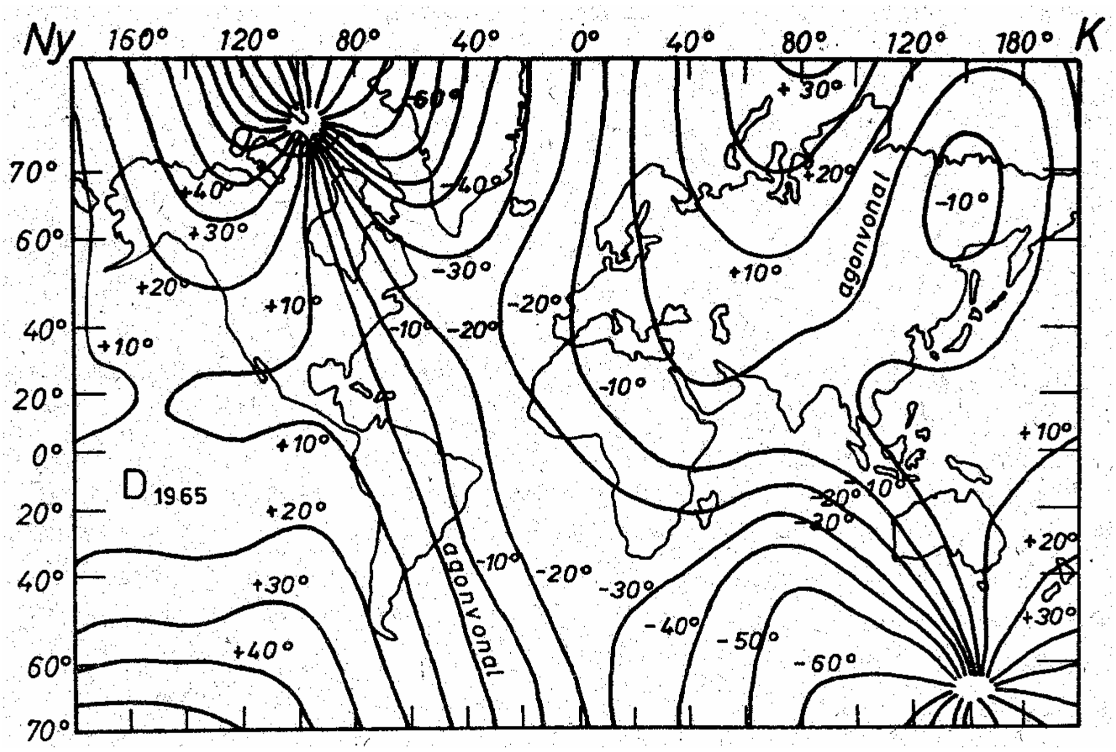
Az egyes mágneses elemeket térképen ábrázolva a Föld mágneses terének eloszlásáról jól áttekinthető képet rajzolhatunk. Összekötve a térképen azokat a pontokat, amelyekben a térerősség vagy ennek valamelyik összetevője ugyanakkora, az illető térerősség *izodinam* görbéit kapjuk. Az egyenlő lehajlású 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*.

Ha a Föld forgástengelye és a mágneses tengely egybeesne, akkor a mágneses elemek térképi ábrázolása során a térerősségek izodinam vonalai, illetve az izoklin vonalak megegyeznének a földrajzi szélesség vonalakkal, a deklináció pedig mindenütt zérus lenne. A tapasztalat azonban már régen megmutatta, hogy a mágneses sarkok nem esnek egybe a csillagászati sarkokkal, tehát a Föld mágneses tengelye a forgástengellyel szöget zár be. BAUER számításai szerint az egyenletesen mágnesezett gömbnek tekintett Föld mágneses tengelye 1922-ben a forgástengellyel mintegy $11.5°$-os szöget zárt be úgy, hogy az északi mágneses pólus a $79°$ északi szélesség és a $69°$ nyugati hosszúság által megadott pontban, a déli pólus pedig az ezzel átellenes pontban volt [7].

Az *1.4 ábrán* BAUER számításainak megfelelő centrális elhelyezésű dipólus mágneses terének izogon görbéit tüntettük fel. A tényleges mérési adatok alapján szerkesztett térképek izovonalai azonban lényegesen eltérnek az ilyen centrális elhelyezésű dipólus feltételezésével megrajzolt elméleti görbéktől. Összehasonlításul az *1.5 ábra* a tényleges mérések szerint megszerkesztett izogon görbéket mutatja az 1965.0 évre.



1.4 ábra. Centrikus dipólustér izogonjai a Föld felszínén



1.5 ábra. A földmágneses tér izogonjai 1965.0-ban

A centrikus elhelyezésű dipólus terénél jobb képet kapunk a Föld mágneses erőterének eloszlásáról, ha a Föld felületén számos pontban megmérjük a mágneses elemek értékét és ezek alapján határozzuk meg a tér általános szerkezetét és tulajdonságait.

1.3 A földmágneses tér leírása a Gauss-féle sorfejtéssel

GAUSS a földmágneses mérések eredményeit figyelembe véve olyan általános matematikai kifejezést vezetett le, melyből a mágneses erőtér a Föld bármely pontjára kiszámítható és a tér fontosabb jellemzői meghatározhatók.

Ha a földmágneses térnek van potenciálja, akkor ez a V potenciál eleget tesz a

$$\Delta V = 0$$

Laplace-egyenletnek, amely az $(r,\ \vartheta,\ \lambda)$ gömbi koordinátákban:

$$r^2 \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + 2r\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta^2} + \cot\vartheta \frac{\partial V}{\partial \vartheta} + \frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} = 0 \ .$$

Ennek a másodrendű parciális differenciálegyenletnek az általános megoldása az ismert gömbfüggvénysor alakban adható meg. Ez a végtelen sor az erőteret annál jobb közelítéssel írja le, mennél több tagot határozunk meg belőle. GAUSS az így nyerhető potenciált a belső hatók által okozott V_b és a külső hatók által okozott V_k potenciálra választotta szét:

$$\begin{aligned} V = V_k + V_b = &R\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{R}{r}\right)^{n+1}\left(a_{nm}\cos m\lambda + b_{nm}\sin m\lambda\right)P_{nm}(\cos\vartheta) \\ &+ R\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{R}\right)^{n}\left(c_{nm}\cos m\lambda + d_{nm}\sin m\lambda\right)P_{nm}(\cos\vartheta) \end{aligned} \qquad (1.12)$$

ahol ϑ a földrajzi északi saroktól számított pólustávolság $(\vartheta = 90° - \varphi)$, λ a földrajzi hosszúság, r a Föld középpontjától mért távolság, R a gömbnek tekintett Föld sugara, a $P_{nm}(\cos\vartheta)$ pedig az asszociált Legendre-függvények – amelyek az (5.9) illetve az (5.10) szerint számíthatók ki. Az a_{nm}, b_{nm}, c_{nm} és a d_{nm} együtthatók értékét a Föld különböző $(r,\ \vartheta,\ \lambda)$ helyein észlelt mágneses adatokból lehet meghatározni. A potenciált azonban nem tudjuk mérni, ezért az együtthatók értékét csakis a mágneses térerősség összetevőinek mérése alapján vezethetjük le. Az X, Y, Z összetevők kifejezését a V-ből a megfelelő koordináták szerinti differenciálással kapjuk meg:

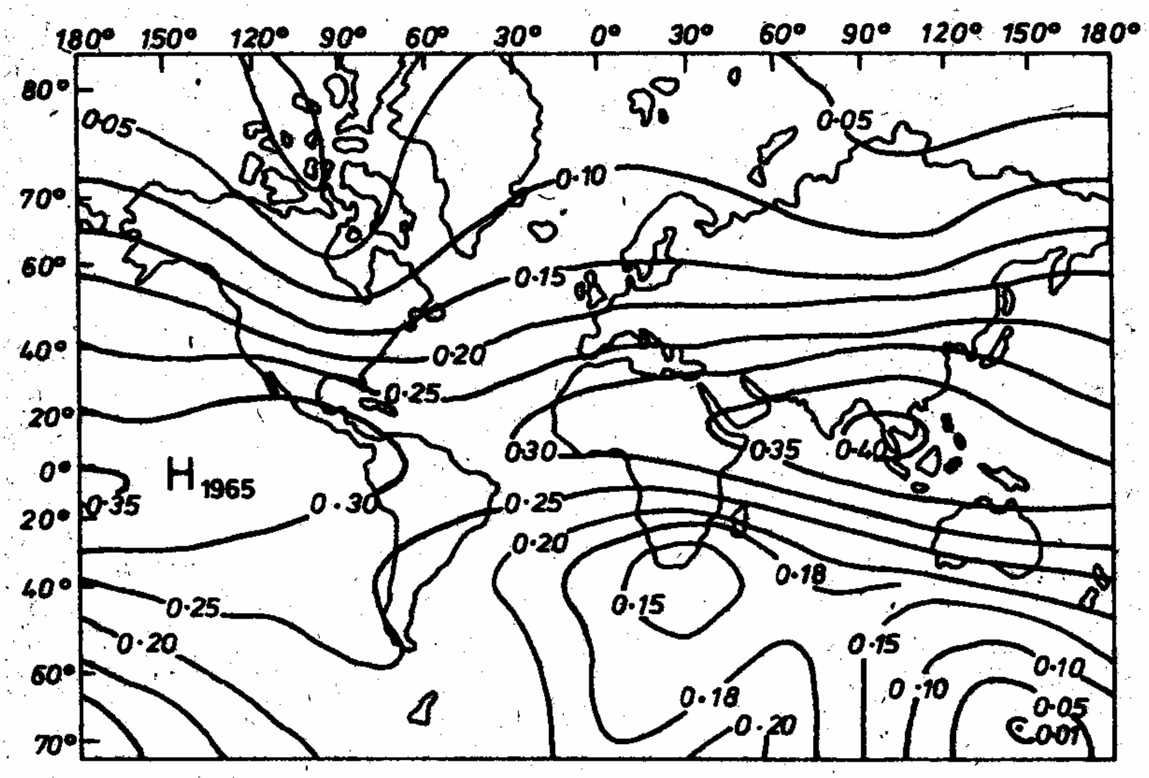
$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial \vartheta} \\ Y &= \frac{1}{R\sin\vartheta}\frac{\partial V}{\partial \lambda} \\ Z &= \frac{\partial V}{\partial r} \end{aligned} \qquad (1.13)$$

ezeknek az egyéb mérhető mágneses elemekkel fennálló kapcsolatát az (1.6), (1.7), (1.8) összefüggések írják le. Ha a Föld felszínén kellőképpen sok helyen megmérjük a mágneses elemek értékeit, akkor az (1.12)-ben szereplő a_{nm}, b_{nm}, c_{nm}, d_{nm} együtthatók a legkisebb négyzetek elve alapján kiegyenlítéssel meghatározhatók [63].

Véges számú együttható ismeretében a megfelelő véges tagszámig felírható a V potenciálfüggvénynek, – illetve az (1.13) valamint az (1.6), (l.7) és az (1.8) összefüggések felhasználásával bármely mágneses elem függvényének hatványsora – amiből a kérdéses hely ϑ, λ koordinátáinak helyettesítésével tetszőleges pontban kiszámítható a V potenciál, illetve bármely mágneses elem értéke.

A Gauss-féle sorok jelentősége azonban túlnő a tér egyszerű matematikai leírásán. A mérési eredmények alapján meghatározott gömbfüggvénysor vizsgálatával ugyanis a földmágneses tér néhány általános szerkezeti tulajdonságát is megállapíthatjuk [7].

A Gauss-féle sorok jelentősége egyrészt abban rejlik, hogy ha a vízszintes és a függőleges térerősség értékeket az egész Föld felületén ismerjük, akkor a *belső és a külső hatók potenciálja különválasztható.* (Belső hatókon a Föld belsejében levő mágneses tömegeket, vagy ezek hatásával egyenértékű elektromos áramrendszereket-, külső hatókon pedig teljes terjedelmükben a Földön kívül levő elektromos áramrendszerek hatását értjük.)

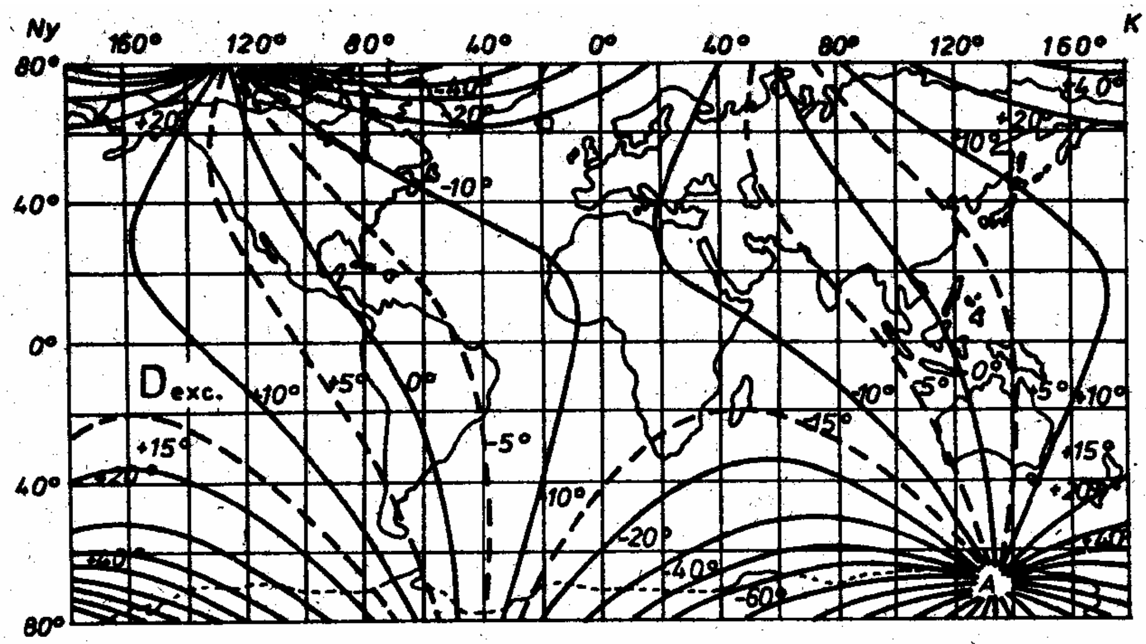


1.6 ábra. A horizontális térerősség izodinam vonalai 1965,0-ban

A levezetések másik rendkívül lényeges eredménye, hogy *a Föld mágneses középpontja nem esik egybe a geometriai középpontjával.* 1965-ben az excentricitás a $\varphi = 17.5°$ északi szélességű és a $\lambda = 149°$ keleti hosszúságú felszíni pont irányában kb. *450 km* volt. Az *excentrikus* dipólus elhelyezkedésének megfelelően 1965-ben a mágneses északi sarok a $\varphi = 76.6°$ É és a $\lambda = 101°$ Ny, ugyanakkor pedig a déli mágneses sarok a $\varphi = 66.3°$ D és a $\lambda = 141°$ K koordinátájú pontban helyezkedett el.

A dipólus excentrikussága miatt a térerősség vektora és ennek összetevői a mágneses egyenlítő átellenes pontjaiban nem egyformák. Pl. a **H** vízszintes térerősség a korábban említett 33 *mT* átlagos érték helyett a külpontosság irányában kb. 38 *mT*, míg az átellenes (a mágneses középponttól távolabbi) oldalon kb. 28 *mT* értékű. A **H** vízszintes térerősség értékének földfelszíni eloszlása az 1965.0 idopontban az *1.6 ábrán* látható.

Ha kiszámítjuk a megadott paraméterekkel rendelkező excentrikus elhelyezésű dipólushoz tartozó mágneses tér izogon görbéit, akkor az *1.7 ábrán* látható képet kapjuk. Összehasonlítva ezt az *1.4 ábrával* megállapíthatjuk, hogy a centrikus és az excentrikus elhelyezésű dipólushoz tartozó izogon térképek lényegesen eltérnek egymástól. Ugyanakkor viszont az excentrikus dipólhoz tartozó *1.7 ábrán* látható elméleti görbék lényegesen jobban megközelítik az *l.5 ábrán* látható tényleges mérések szerint megrajzolt izogon görbéket, mint a korábban feltételezett centrikus dipól esetében.



1.7 ábra. Az excentrikus dipólus izogonjai a Föld felszínén

Az excentrikus elhelyezésű dipólushoz kiszámított és a tényleges mérések alapján meghatározott tér különbsége az ún. maradék tér, más néven *nondipól tér*.