2. FÖLDMÁGNESES ALAPFOGALMAK FÖLDMÁGNESES ANOMÁLIÁK

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.

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:

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

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:

$$\mathbf{F} = p'\mathbf{T} \quad , \tag{2}$$

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 $\mu >> 1$. 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:

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

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:

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

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:

$$V = -\frac{p}{r}\,. \tag{3}$$

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

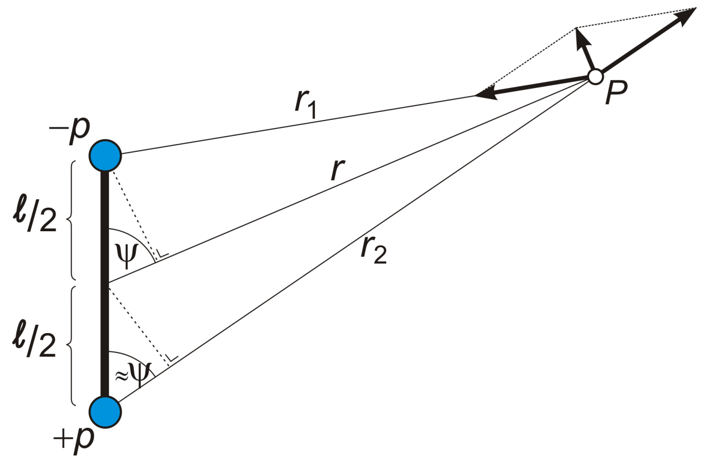
$$\mathbf{T} = -gr\vec{a}d\,V\,,$$

azaz a mágneses térerősség a potenciál negatív gradiense.

A mágneses dipólus potenciálja

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.

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 $(\ell \to 0)$, miközben a töltések nagyságát úgy növeljük, hogy a kettőjük ℓp szorzata, vagyis a dipólus nyomatéka állandó maradjon. Az $m = \ell p$ szorzatot a *mágnes dipól-nyomatéknak* 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:

$$V = \frac{-p}{r_1} + \frac{p}{r_2} \ . \tag{4}$$

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 $\ell \to 0$ (miközben $p\ell =$ állandó) határátmenetet:

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

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 $\psi = 0°$ vagy $\psi = 180°$ (ez a *Gauss-féle I. főhelyzet*), akkor

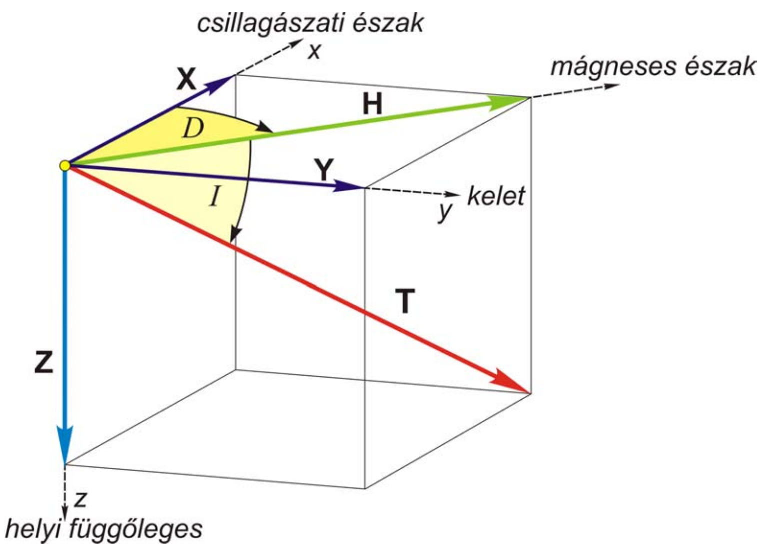
$$V = \frac{-m}{r^2} \ ,$$

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

$$V = 0 \, .$$

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. A 2. ábrán azok a mennyiségek láthatók, amelyeket a földi mágneses tér leírására használunk. Jelölje a kérdéses P pontban **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*.



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:

$$\mathbf{T} = \sqrt{H^2 + Z^2} \tag{6}$$

és

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

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

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

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

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 (5) kifejezés adja meg. A potenciálból a megfelelő gradiensek képzésével a horizontális és a vertikális intenzitás értéke:

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

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

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

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

és

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

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

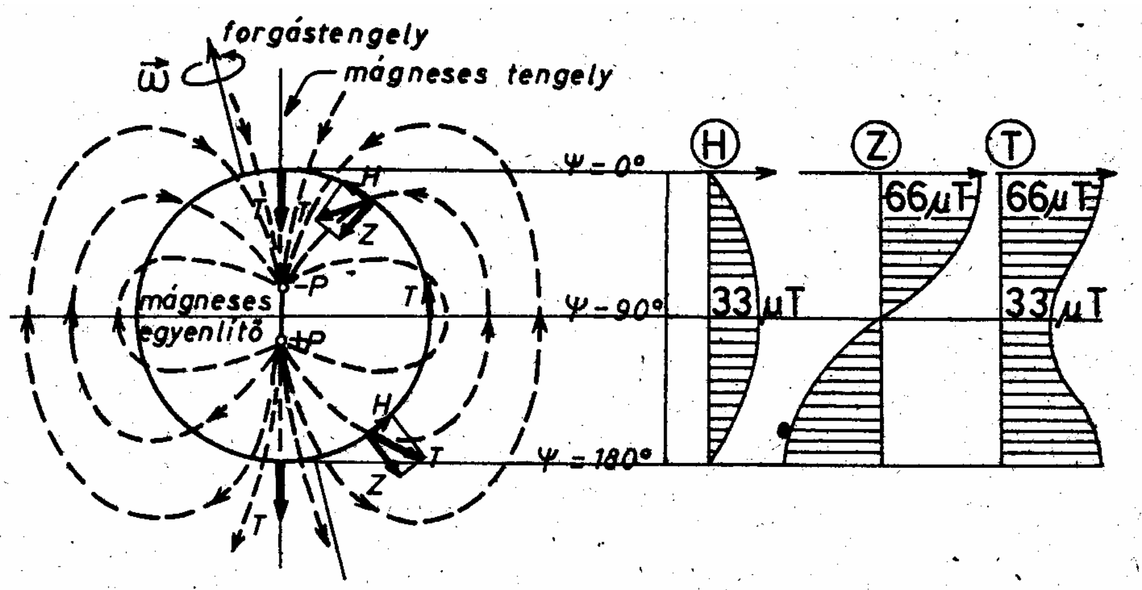
$$Z = 0 \qquad \text{és} \qquad H = 33\ mT.$$

Ha ezeket az értékeket a (8) vagy a (9) egyenletekbe írjuk és a gömbnek tekintett Föld sugarát $R = 6.37\cdot10^6\,m$ -nek vesszük, akkor kiszámíthatjuk a Föld dipólnyomatékát. Ennek értéke:

$$m = 8.5\cdot10^{15}\,Tm^3$$

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.

A *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 **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 $(0° \leq I \leq 90°)$, délre viszont mindig felfelé $(0° \geq I \geq -90°)$ irányul. A mágneses tengelyre merőleges síkokban fekvő körök mentén a **T**, **H**, **Z** és az I értékek állandók.

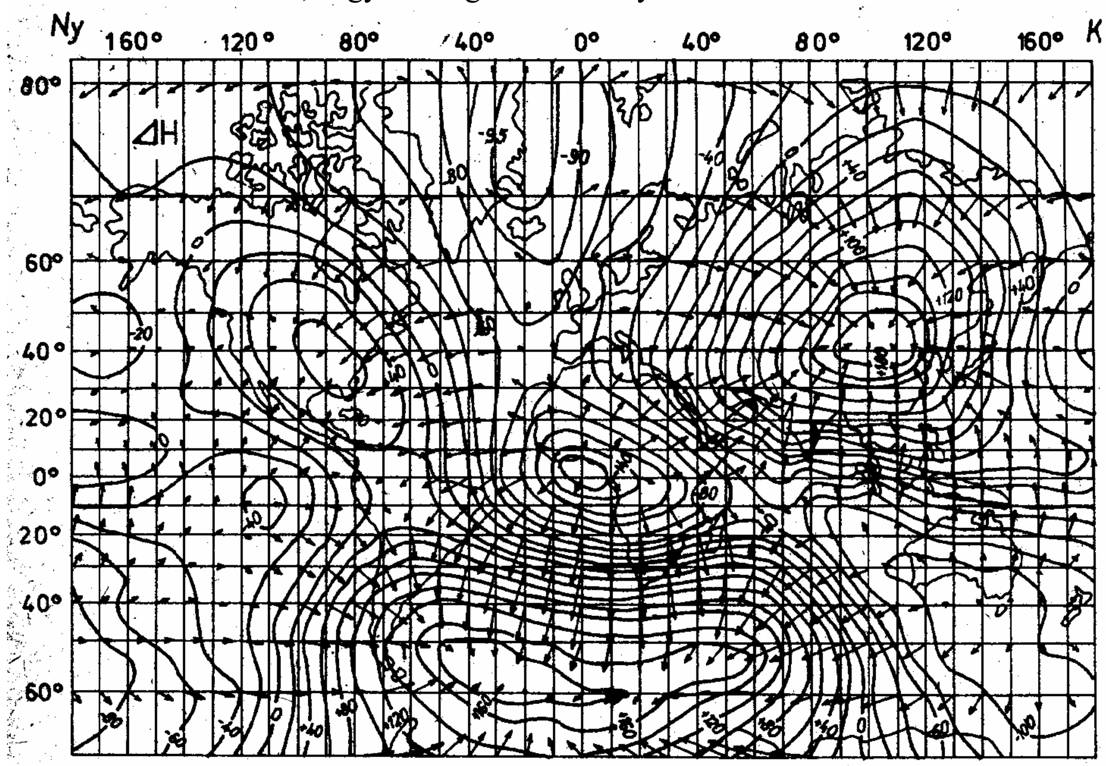


3. ábra. A földi dipólustér vázlatos szerkezete

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*.

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 közelítését 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 normálterének* 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 anomáliák*nak nevezzük. Az anomáliák vonatkozhatnak a Föld óriási, vagy akár egészen kicsiny területére is.



4. 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. A *4. 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 előbbiek Kelet-Ázsia, illetõleg Észak-Amerika területén, az utóbbiak Spanyolországtól nyugatra, illetőleg a Csendes-óceán területére esnek.

Magyarország mágneses normálképe és a lokális anomáliák

Egy-egy kisebb országban végzett földmágneses mérések adatrendszeréből nem számíthatjuk ki a Gauss-féle sorok együtthatóit, mivel az ilyen térben korlátozott mérések leginkább csak az adott helyre jellemző részleteket tartalmazzák és ezeknek az egész Föld felületére történő extrapolációjával a Föld mágneses teréről hamis képet nyernénk. Ugyanez természetesen fordítva is igaz, mivel a Gauss-féle gömbfüggvények sem alkalmasak arra, hogy felhasználásukkal egy-egy kisebb ország területére meghatározzuk a mágneses tér normális képét, ugyanis az így nyert képből éppen a helyi sajátosságok hiányoznának.

Ezért az egyes országok normális mágneses képét az ország területén végzett rendszeres országos alaphálózati mérések adataiból matematikai úton kiegyenlítéssel vezetjük le. Ez a normálkép csak azokat a hatásokat tartalmazza, melyeknek kiterjedése a Földhöz viszonyítva kicsi, az ország méreteihez viszonyítva viszont nagy.

A tapasztalatok szerint az országok mágneses normálképe igen jól leírható a földrajzi koordinátáknak az alábbi – legfeljebb másodfokú hatványpolinomjával :

$$E\big|_{t=áll.} = E_0 + a\Delta\varphi + b\Delta\lambda + c\Delta\varphi^2 + d\Delta\varphi\Delta\lambda + e\Delta\lambda^2 \qquad (11)$$

ahol E bármely mágneses elemet (*T, H, Z, D, I*) jelölheti, E_0 az illető mágneses elem értéke a koordináta-rendszer kezdőpontjában, az *a, b, c, d, e* a hatványpolinom együtthatói, $\Delta\varphi$ és $\Delta\lambda$ pedig a koordináta-rendszer kezdőpontjától mért koordináta-különbségek. Természetesen a (11)-ben a $\Delta\varphi$ és a $\Delta\lambda$ helyett szerepelhetnének maguk a φ, λ földrajzi koordináták is, ez azonban számítástechnikai szempontból kényelmetlen volna, hiszen pl. szögmásodperc dimenzióban ezek négyzete hatalmas szám lenne. Ha a (11) összefüggésben ismerjük a különböző mágneses elemekhez tartozó E_0*, a, b, c, d, e* együtthatók értékét, akkor az ország területén fekvő bármely $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$ és $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ koordinátájú pontban kiszámíthatjuk az adott $t = áll.$ időpontra a kérdéses mágneses elemek normálértékét.

Láthatjuk tehát, hogy a különböző mágneses elemek normálképének meghatározásához először ki kell számítani a szóban forgó polinomok együtthatóinak értékeit. Mivel a (11) hatványsor minden mágneses elemre hat ismeretlen együttható meghatározását kívánja, ezért ha az ország területén hat helyesen kiválasztott φ, λ koordinátájú pontban megmérjük valamely mágneses elem értékét, akkor ebből elvileg a hozzá tartozó hat ismeretlen együttható számértéke meghatározható. Ez az út azonban a gyakorlatban nem járható, mivel gyakorlatilag lehetetlen véletlenszerűen hat olyan jellegzetes pontot kiválasztani, amelyek egy egész ország normál mágneses képét jellemzik. A gyakorlatban az ország területén több száz ponton mérnek és az ismeretlen együtthatók legalkalmasabb értékét a legkisebb négyzetek alapelve felhasználásával kiegyenlítéssel határozzák meg.

Magyarországon a normáltér meghatározása céljából a legutóbbi országos alaphálózati mérésekre 1994 és 1995-ben került sor (KOVÁCS - KÖRMENDI, 1999). A mérési hálózat 195 pontot tartalmazott, amelyek mindegyikén közvetlenül megmérték a D mágneses deklinációt, az I inklinációt, valamint az abszolút térerősség T értékét. A mérésekhez DI fluxgate, valamint protonprecessziós magnetométereket használtak, a mérési állomások földrajzi koordinátáit pedig a legtöbb esetben GPS vevők segítségével állapították meg. A három független *D, I, T* adatból a H vízszintes és a Z függőleges térerősség értékét a $H = T \sin I$ és a $Z = T \cos I$ összefüggés alapján számolták. A terepi mérések nyers eredményei mindig arra az időpontra vonatkoznak, amikor a mérés történik, ezért az adatokat a tihanyi földmágneses obszervatórium regisztrátumainak a felhasználásával egyetlen közös időpontra: az 1995.0 epochára (1995. január 1.-re) redukálták.

Megjegyezzük, hogy ezt megelőzően a normáltér meghatározása céljából az alaphálózati méréseket 1964-65-ben végezték (ACZÉL - STOMFAI, 1968). Akkor a földmágneses hálózati pontokat a geodéziai alaphálózat háromszögelési pontjaihoz kapcsolták, így összesen kb. 300 földmágneses állomást telepítettek, a pontokon a D deklinációt, valamint az erőtér H vízszintes és Z függőleges összetevőit mérték meg. Ezekből a független adatokból az I inklináció és a T teljes térerősség értékét pedig a (6) és a (7) kapcsolat alapján számították. Az akkori adatokat 1965. január 1.-re redukálták. A kiegyenlítésből mindazokat a pontokat kihagyták, amelyek környékén erős mágneses anomáliákat tapasztaltak, így a végső kiegyenlítésben már csak 231 állomás adatai szerepeltek.

A mérések és a számítások eredményeként a magyarországi normális mágneses tér *1995. január 1.-re* vonatkozó hatványsorai:

$$D_{1995.0} = 99.04' + 0.00469\Delta\varphi + 0.21906\Delta\lambda + 0.00027\Delta\varphi^2$$
$$+ 0.00010\Delta\varphi\Delta\lambda - 0.00001\Delta\lambda^2$$

$$I_{1995.0} = 3711.44' + 0.94267\Delta\varphi + 0.07941\Delta\lambda$$
$$- 0.00022\Delta\varphi^2 - 0.00009\Delta\varphi\Delta\lambda - 0.00004\Delta\lambda^2$$

$$T_{1995.0} = 47134.28nT + 5.32541\Delta\varphi + 1.05978\Delta\lambda$$
$$- 0.00573\Delta\varphi^2 + 0.00105\Delta\varphi\Delta\lambda + 0.00012\Delta\lambda^2$$

$$H_{1995.0} = 22240.08nT - 9.09192\Delta\varphi - 0.46631\Delta\lambda$$
$$- 0.00177\Delta\varphi^2 + 0.00169\Delta\varphi\Delta\lambda + 0.00042\Delta\lambda^2$$

$$Z_{1995.0} = 41575.65nT + 10.84261\Delta\varphi + 1.28384\Delta\lambda$$
$$- 0.00839\Delta\varphi^2 + 0.00093\Delta\varphi\Delta\lambda + 0.00012\Delta\lambda^2$$

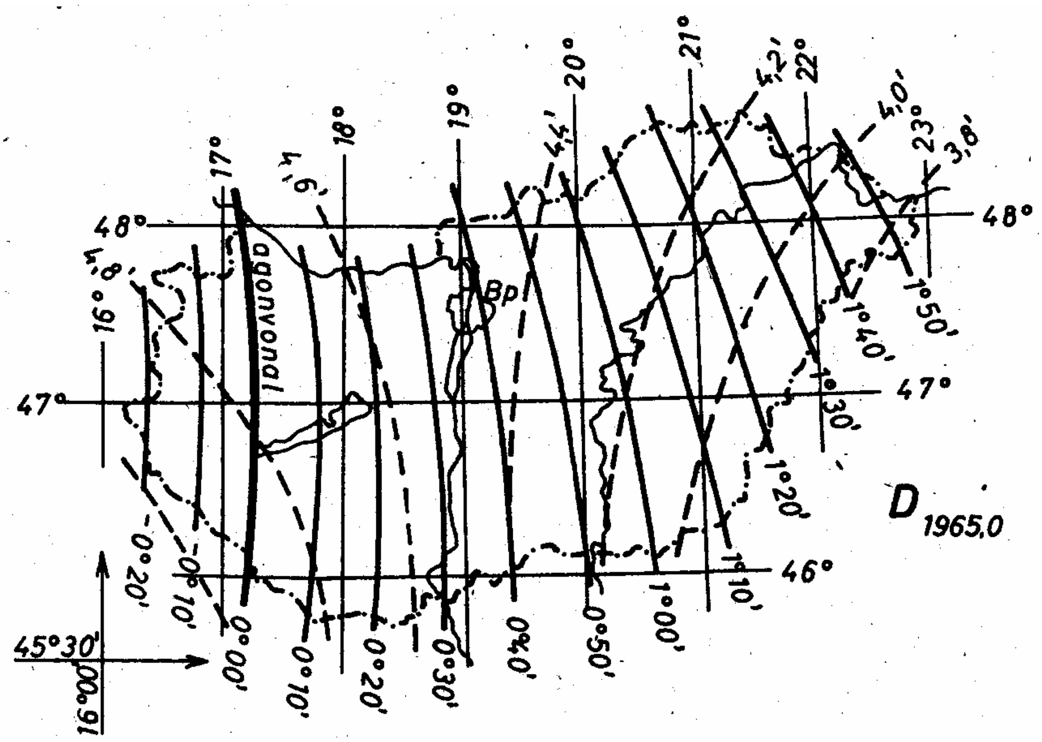
ahol

$$\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$$

és

$$\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00' \ .$$

Ha a $\Delta\varphi$ és a $\Delta\lambda$ értékeket szögperc dimenzióban írjuk be az összefüggésekbe, akkor a térerősségeket nanoteslában (nT), a D és az I szöget pedig szögpercben kapjuk meg.



5. ábra. A *D* normálértékének izogon és izopor görbéi 1965.0 időpontban

A normál mágneses tér változásait leíró hatványsorok alapján megszerkeszthetjük és térképen is ábrázolhatjuk a normáltér izovonalait. Az *5. ábrán* a deklináció területi alakulása látható. Az izogonokat folytonos vonalakkal jelöltük. Magyarországon a deklináció jelenleg pozitív és a keleti irányban egyre növekedik. Ez szemléletesen azt jelenti, hogy jelenleg Magyarországon az iránytűk északi vége a csillagászati É-tól K-re tér el, és ez az eltérés annál nagyobb, minél keletebbre vagyunk. Az ország nyugati és keleti széle között a különbség mintegy 1.5^{o}. Megjegyezzük, hogy a $D = 0$ (a nulla deklinációjú) helyeket összekötő ún. *agonvonal* 1965-ben még a Balaton nyugati szélén haladt keresztül, ugyanott a deklináció értéke 1995-ben már kb. $+2^{o}$.

Ha a közölt hatványsorok a rendelkezésünkre állnak, akkor az ország bármely φ, λ koordinátájú pontjában kiszámíthatjuk a földmágneses elemek értékét. Ha ezeket az értékeket összevetjük egy-egy pontban a ténylegesen mért adatokkal, eltéréseket kapunk. Ezek a *földmágneses tér lokális anomáliái*. Ha az egyenlő anomáliájú pontokat a térképen folytonos görbével összekötjük, akkor a lokális mágneses izoanomália térképhez jutunk. Ezek a helyi lokális anomáliák a regionális anomáliákhoz viszonyítva kis kiterjedésűek és minden esetben visszavezethetők a különböző szuszceptibilitású kőzetek mágneses hatására. Okuk általában a földkéreg felső, néhány *km* vastagságú részében keresendő.