

# MT mérési adatok nem hagyományos feldolgozása

## „AniMax” – anizotrópiamaximum és analitikus fajlagos ellenállás

KISS J.<sup>@</sup>, ZILAHÍ-SEBESS L., RÁDI K.

Magyar Bányászati és Földtani Szolgálat (MBFSZ),  
1145 Budapest, Columbus u. 17–23.  
<sup>@</sup>E-mail: kiss.janos@mbfsz.gov.hu

A magnetotellurikus adatok feldolgozása során a földtani közeg fizikai paramétereinek hatását az alapképletek alapján ismertnek tekintjük. Az alapképletek azonban csak a homogén közeg esetében írják le pontosan a hatásokat. A különböző határfelületeken az elektromágneses térkomponensek egy része folytonos, a másik része viszont ugrásszerűen változik. Ezeket a változásokat írják le azok a határátmeneti törvényszerűségek, amelyekkel a mesterséges tereket használó elektromágneses módszerek esetében ugyan foglalkoztak, de a magnetotellurika esetében még sem idehaza, sem a nagyvilágban nem nagyon foglalkoztak. A dielektromos permittivitás, a mágneses permeabilitás és az elektromos vezetőképesség együttesen határozzák meg a normális és a tangenciális elektromágneses térkomponenseket, amelyeket a magnetotellurikában, a mérési elrendezésnek köszönhetően elvileg meg is mérünk.

A földtani értelmezések pontosítása céljából ismertetjük ezeket a törvényszerűségeket, illetve néhány gyakorlati példán keresztül megnézzük, hogy az elméleti összefüggések megjelennek-e a terepi mérési adatok kiértékelése során. Példaként a CEL07 és CEL08 szelvények magnetotellurikus méréseit használjuk fel.

### Kiss, J., Zilahi-Sebess, L., Rádi, K.: Non-conventional processing of MT measurements. „AniMax” – anisotropy maximum and analytical resistivity section

The impact of the physical parameters of geological formations at the processing of measured magnetotelluric data is considered to be known based on the classic formulas. However, these formulas accurately describe the effects only in the case of a homogeneous medium. But in case of different interfaces, some of the electromagnetic field components are continuous, while the other changes abruptly. These changes are described by the interface conditions (or regularities) are discussed in theory of electromagnetic methods using artificial fields, presumably have not yet been studied in the case of magnetotellurics, neither in Hungary nor in the world. Dielectric permittivity, magnetic permeability, and electrical conductivity all together determine the normal and tangential electromagnetic field components, which in principle are measured in magnetotellurics due to the measuring array.

In order to clarify the geological interpretations, we describe these regularities and, through some practical examples, we look at whether the theoretical correlations appear during the evaluation of the field measured data. Magnetotelluric measurements of profiles CEL07 and CEL08 are used for presentation.

*Beérkezett:* 2020. szeptember 1.; *elfogadva:* 2020. november 17.

A magnetotellurikus mérési adatok feldolgozása homogén féltér esetén független az iránytól. Ilyen szempontból irányfüggetlennek tekinthetők az olyan egydimenziós modellek is, mint például a vízszintesen rétegzett féltér, mert bármilyen irányban helyezük el az érzékelőket, elvileg ugyanazt fogjuk mérni.

Megváltozik azonban a helyzet, ha egy kétdimenziós szerkezet (vető, képződményhatár) felett végezzük a mérést. Ekkor a különböző irányban mért mérési adatok néhány speciális esettől eltekintve nem fognak megegyezni. Kétdimenziós modellek esetén az egyik irányban szimmetrikus vagy végtelen kiterjedésű képződményeket feltételezünk.

A természet azonban rendkívül változatos paraméterekkel és formákkal jellemezhető, leginkább háromdimenziósan, azaz minden irányban változik a geometria, a mért fizikai paraméter ebből adódóan szinte soha nem lesz egyforma a különböző irányokban végzett mérés (például a magnetotellurikus TM és a TE módú<sup>1</sup>) inverzió) eredménye. Ezért is használjuk a közös 2D inverziót, amely mindkét irány/polarizáció eredményét figyelembe veszi adott ponton a végső modell megalkotásakor.

Itt meg kell említeni a magmás és vulkáni testeket is, amelyek szinte mindig háromdimenziós hatást okoznak. Az anizotrópia – noha magyarázatként geometriai megközelítést alkalmaztunk – valójában anyagi összetétel-változás, azaz a közeg fizikai paramétereinek megváltozásával van összefüggésben.

Érdeemes részletesebben is megvizsgálni az irányanizotrópiát és annak okait, mert lehet, hogy ennek ismerete, illetve figyelembevétele újabb, pontosabb értelmezési eredményekhez vezet minket.

## Elektromágneses térelmélet

### Homogén féltérmodell (1D modell)

A közeg mágneses permeabilitásának ( $\mu$ ) és elektromos vezetőképességének ( $\sigma$ ) szerepét homogén féltér és rétegzett féltér esetében korábban már vizsgáltuk (Kiss et al. 2005, Kiss et al. 2010, Prácser 2010, Szarka et al. 2010), de a lényegét azért érdemes összefoglalni.

Az impedancia, skinmélység és az elektromágneses hullámsebesség képleteiből levezethető, hogy milyen hatásokat okoznak ezek a paraméterek homogén féltér esetében (a  $\sigma$  vezetőképesség helyett, használjuk a gyakorlatban a  $\rho$  fajlagos ellenállást, és ismert, hogy  $\rho = 1/\sigma$ ):

$$Z_{xy} = [i\omega\rho\mu_0\mu_r]^{1/2} = [(i\omega\mu_0\mu_r)/\sigma]^{1/2}. \quad (1)$$

Az impedancia elvileg ugyanúgy függ az elektromos ellenállástól ( $\rho$ ), mint a relatív mágneses permeabilitástól ( $\mu_r$ , mivel  $\mu_0 = \text{konstans}$ ). Ha az elektromos ellenállás vagy a mágneses permeabilitás nő, akkor nő az impedancia is (1), de a mágneses permeabilitás változásának mértéke normál felszíni körülmények között elhanyagolhatóan kicsi.

A látszólagos fajlagos ellenállás elfogadott hagyományos számításakor (ahol a  $\mu_r = 1$ , mivel annak megváltozásával nem számolunk) az impedanciában bekövetkező változást a vezetőképességből eredeztetjük, de a mágneses permeabilitás érzékelhető megnövekedése a hagyományos impedanciaszámítások esetén szigetelő hatást fog eredményezni.

Ugyanez igaz az impedanciából kiszámolt látszólagos fajlagos ellenállásra is – a négyzetre emelés miatt (2) – a hagyományos képletek alapján:

$$\rho_a = |Z_{xy}^2|(\omega\mu_0\mu_r)^{-1}. \quad (2)$$

Az alapképletek közül vizsgáljuk meg a skin- vagy behatolási mélységet is:

$$\delta_s = [2/(\omega\mu_0\mu_r\sigma)]^{1/2}. \quad (3)$$

A (3) skinmélység fordítottan arányos az elektromos vezetőképesség négyzetgyökével és a mágneses permeabilitás négyzetgyökével. Azaz minél nagyobb az elektromos vezetőképesség vagy a mágneses permeabilitás, annál kisebb a behatolási mélység. *A mágneses permeabilitás növekedése nagyobb mértékű csillapodást eredményez, tehát jól vezető közegre utaló hatást mutat.*

Az elektromágneses hullámsebesség is alkalmas paraméter lehet annak megítélésére, hogy milyen hatást okoz a rendkívüli permeabilitásnövekedés. A hullámsebességet az alapösszefüggések alapján a következőképpen határozhatjuk meg:

$$v = [2\omega/(\mu_0\mu_r\sigma)]^{1/2}. \quad (4)$$

A (4) képlet alapján megállapítható, hogy az elektromágneses hullámsebesség fordítottan arányos az elektromos vezetőképesség négyzetgyökével és a mágneses permeabilitás négyzetgyökével, azaz *a hullámsebesség paraméter esetén is jól vezető közegre utaló hatást okoz a mágneses permeabilitás.*

Az (1)–(4) képletek alapján jól látszik, hogy a vezetőképesség és a mágneses permeabilitás fordítottan arányos a skinmélységgel és az elektromágneses hullámsebességgel, ezzel szemben az impedancia a vezetőképességgel fordítottan, a mágneses permeabilitással egyenesen arányos!

A hatások összevetését célszerű összegezni:

- Az elektromos vezetőképesség növekedése *csökkenti* az impedanciát, a skinmélységet és a hullámsebességet – ezt nevezzük el *vezetőképesség-hatásnak!*
- A mágneses permeabilitás növekedése *növeli* az impedanciát, viszont *csökkenti* a skinmélységet és a hullámsebességet – ezt nevezzük el *mágneszettség-hatásnak!*

A mágneses permeabilitás megjelenése tehát „hibrid” hatást okoz, az impedancia oldaláról szigetelő hatást, a skinmélység és a hullámterjedési sebesség oldaláról jól vezető hatást. A képletekből kiolvasható és a korábbi modellezési eredmények is azt bizonyították, hogy rétegzett közeg esetén e hatások az inverzióból kapott rétegvastagságot is a mágneses permeabilitás növekedés mértékében megnövelik (ahogyan az impedanciát is), azaz egy álrétegvastagságot kapunk a hagyományos számítási eljárások esetén, a nem figyelembe vett mágneszettségi hatásnak köszönhetően (ami a hullámterjedési sebesség megváltozása miatt van).

A közeg – amelyen keresztül az elektromágneses hullámok terjednek – alapvető geoelektromos karakterisztikáját a hullámszám ( $k$ ) adja meg, amely komplex szám:

$$k = [-i\omega\sigma\mu - \omega^2\epsilon\mu]^{1/2}. \quad (5)$$

A képletben megtalálhatók a földtani közegre jellemző fizikai paraméterek, úgymint elektromos vezetőképesség ( $\sigma$ ), mágneses permeabilitás ( $\mu$ ), dielektromos permittivitás ( $\epsilon$ ) és az elektromágneses tér jellemző paramétere a körfrek-

**1. táblázat** | Az elektromágneses tér elektromos és mágneses mezőinek összehasonlítása (Wikipedia)  
**Table 1** | Comparison of electric and magnetic components of electromagnetic field

Az erőtér neve		Elektromos mező	Mágneses mező	
Az erőtér fizikai jellemzői	Térerősség	Elektromos térerősség (jele $E$ , mértékegysége V/m)	Mágneses térerősség (jele $H$ , mértékegysége A/m)	
	Fluxussűrűség	Elektromos indukció/fluxussűrűség (jele $D$ , mértékegysége As/m <sup>2</sup> )	Mágneses indukció/fluxussűrűség (jele $B$ , mértékegysége Vs/m <sup>2</sup> (tesla))	
	Kapcsolatuk	$D = \epsilon\epsilon_0 E$	$B = \mu\mu_0 H$	
	Két közeg határfelületén	folytonosan megy át	$E$ érintő komponense és $D$ normális komponense	$H$ érintő komponense és $B$ normális komponense
		törlik	$E$ normális komponense és $D$ érintő komponense	$H$ normális komponense és $B$ érintő komponense

vencia ( $\omega = 2\pi f$ ) vagy frekvencia ( $f$ ). A földtani közegek elektromágneses vizsgálatánál általában az  $\omega\mu\sigma \gg \omega^2\epsilon\mu$ , azaz  $\sigma \gg \omega\epsilon$ .

Ezek alapján látható egyrészt az, hogy csak a nagyfrekvenciás EM mérések esetén lehet szerepe  $\epsilon$ -nak, *másrészt pedig az, hogy normál felszíni körülmények között a relatív mágneses permeabilitás* – amely szinte minden esetben 1 – *nem játszik szerepet*. Így a magnetotellurikus méréseknél a hatásuk az eddigi tudásunk alapján valószínűleg elhanyagolható.

Ezek után az egydimenziós térből ki kell lépni a két- vagy háromdimenziós térbe. Meg kell vizsgálni, hogy a különböző paraméterrel jellemezhető közegek határfelületén mi történik. *Ha nem egydimenziós a modell, akkor az elektromágneses tér bonyolulttá válik, és a hatásokat a homogén közegekre jellemző Maxwell-egyenletek mellett a határatmeneti törvényszerűségek fogják meghatározni.*

**Az elektromágneses tér határfelületek esetén (2D–3D modell)**

A Maxwell-egyenletek olyan térrészben érvényesülnek, ahol a bennük szereplő térmennyiségek – térerősségek és indukcióvektorok – folytonosak. Ez az eset áll fenn, ha a tekintetbe vett tartományt egységes közeg tölti ki. Két különböző közeg határfelületén az anyagokra jellemző  $\epsilon$  (elektromos permittivitás – dielektromos állandó),  $\mu$  (mágneses permeabilitás) és  $\sigma$  (elektromos vezetőképesség) mennyiségek ugrásszerűen változhatnak, emiatt a különböző közegek határán az elektromágneses térmennyiségek is ugrást, törést mutatnak (1. táblázat).

A Maxwell-egyenletek integrális összefüggései az egységes anyaggal kitöltött térrészekre érvényesek. A különböző közegekre felírt Maxwell-egyenletek megoldásait az érintkező közegek határfelületén egymáshoz kell illeszteni. Ehhez ismernünk kell azokat a törvényeket, amelyek megmondják, hogy hogyan változnak a térmennyiségek a két különböző közeg határán. Ezeket a határfeltételeket adják meg a határatmeneti, folytonossági egyenletek.

Már egyetemi tanulmányaink során találkoztunk ezekkel, de akkor még nem ismerhettük fel a probléma jelentő-

ségét, főleg nem a gyakorlati következményeit, érdemes tehát – ha nem is teljes részletességében – annak lényegét megismételni.

Az 1. táblázat tömören tartalmazza az EM térre jellemző elektromos és mágneses mezők paramétereit, azok kapcsolatát, mértékegységét és a határatmeneti feltételek főbb törvényszerűségeit arra az esetre, amikor a határfelületi áramsűrűség és töltéssűrűség nulla értékű.

A Maxwell-egyenletek alapján két különböző anyag közötti határfelületen az elektromágneses térre vonatkozó határfeltételek a következők:

$$\begin{aligned} \hat{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= \mathbf{0}, \\ \hat{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{J}_s, \\ \hat{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= \sigma_e, \\ \hat{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= \mathbf{0}, \\ \hat{n} \cdot (\mathbf{J}_2 - \mathbf{J}_1) &= \mathbf{0}, \end{aligned}$$

Valamint az azokat kiegészítő anyagegyenletek, amelyekkel a határfeltételeket számszerűsíteni tudjuk:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned}$$

ahol,  $\hat{n}$  normál egységvektor a határfelületen,  $\mathbf{J}_s$  (A/m<sup>2</sup>) a határfelületi áramsűrűség-vektor és  $\sigma_e$  (C/m<sup>2</sup>) a felületi töltéssűrűség.

Elemezzük a határfelületi összefüggéseket és nézzük meg milyen hatásuk lesz a gyakorlatban. A levezetésekbe nem belebonyolódva (egyetemi jegyzetekben, kézikönyvekben a levezetések megtalálhatóak) a következőket lehet megállapítani:

**Határfeltételi egyenletek**

– Elektromos indukció ( $D$ ) és elektromos térerő ( $E$ ) normális, határfelületre merőleges komponensének vektora:

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma_e, \tag{6}$$

ahol  $D_{1n}$  – elektromos indukció az első közegben,

$D_{2n}$  – elektromos indukció az második közegben,  
 $\sigma_e$  – felületi elektromos töltés.

A töltött határfelületen történő áthaladáskor az elektromos indukcióvektor normál komponense ( $D_n$ ) ugrásszerűen fog változni, az ugrás mértékét a felületi elektromos töltéssűrűség ( $\sigma_e$ ) határozza meg (lásd (6) egyenlet).

Ha nincs felületi töltés ( $\sigma_e = 0$ ), akkor az elektromos indukcióvektor  $D_n$  folytonos, és az ide vonatkozó anyagegyenlet felhasználásával a következő írható:

$$\begin{aligned}\sigma_e &= 0, \\ D_{2n} &= D_{1n}, \\ D &= \varepsilon E,\end{aligned}$$

ahol

$\varepsilon$  – dielektromos állandó (permittivitás),  
 $E$  – elektromos térerősség.

Azaz a folytonossági egyenlet:

$$\begin{aligned}\varepsilon_2 E_{2n} &= \varepsilon_1 E_{1n}, \\ E_{2n}/E_{1n} &= \varepsilon_1/\varepsilon_2.\end{aligned}\quad (7)$$

Az elektromos térerősségvektor normális komponense ( $E_n$ ) a határfelületen történő áthaladáskor ugrásszerűen meg fog változni, arányossági tényező a közegekre jellemző dielektromos állandók fordított aránya (lásd (7) egyenlet). Fontos hangsúlyozni, hogy nem a dielektromos permittivitás<sup>2)</sup> nagysága, hanem azok egymáshoz viszonyított aránya számít, azaz nem mindegy, hogy milyen közegekről van szó!

Figyelembe véve az anyagegyenletet, felírhatjuk a vezetési áramsűrűséget:

$$J = \sigma E.$$

Tovább bonthatjuk az (7) összefüggést:

$$J_{2n}/J_{1n} = \varepsilon_1 \sigma_2 / \varepsilon_2 \sigma_1. \quad (8)$$

Kifejezve a határfelületi vezetési áramsűrűség normál komponensének dielektromos állandóktól és elektromos vezetőképességektől függő változását. A (8) összefüggés tulajdonképpen leírja azt a komplex hatást, amit a dielektromos permittivitás és az elektromos vezetőképesség megváltozása okoz a vezetési áramsűrűségre.

– Mágneses indukció ( $B$ ) és mágneses térerősség ( $H$ ) normális, határfelületre merőleges komponensének vektora:

$$B_{2n} - B_{1n} = 0, \quad (9)$$

ahol

$B_{1n}$  – mágneses indukció az első közegben,  
 $B_{2n}$  – mágneses indukció a második közegben.

A mágneses indukcióvektor normális komponense ( $B_n$ ) két közeg határán mindig folytonos (lásd (9) egyenlet).

$$B = \mu H,$$

ahol

$\mu$  – mágneses permeabilitás,  
 $H$  – mágneses térerősség.

A folytonossági egyenlet:

$$\begin{aligned}B_{2n} &= B_{1n}, \\ \mu_2 H_{2n} &= \mu_1 H_{1n}, \\ H_{2n}/H_{1n} &= \mu_1/\mu_2.\end{aligned}\quad (10)$$

A mágneses térerősségvektor normál komponense ( $H_n$ ) két közeg határán való áthaladáskor ugrásszerűen meg fog változni, arányossági tényező a közegekre jellemző mágneses permeabilitások fordított aránya (lásd (10) egyenlet). Fontos hangsúlyozni, hogy nem a mágneses permeabilitás nagysága, hanem azok egymáshoz viszonyított aránya számít.

– Elektromos indukció ( $D$ ) és elektromos térerősség ( $E$ ) érintő irányú, határfelülettel párhuzamos, tangenciális komponensének vektora:

$$E_{2t} = E_{1t}, \quad (11)$$

ahol

$E_{1t}$  – elektromos térerősség az első közegben,  
 $E_{2t}$  – elektromos térerősség a második közegben.

Két közeg határán az elektromos térerő tangenciális (érintő irányú) komponense ( $E_t$ ) mindig folyamatos (lásd (11) egyenlet).

$$\begin{aligned}D &= \varepsilon E, \\ E &= D/\varepsilon,\end{aligned}$$

ahol

$\varepsilon$  – dielektromos állandó,  
 $D$  – elektromos indukció.

A folytonossági egyenlet:

$$D_{2t}/D_{1t} = \varepsilon_2/\varepsilon_1. \quad (12)$$

Az elektromos indukció tangenciális (érintő irányú) összetevője ( $D_t$ ) két közeg határfelületén történő áthaladáskor ugrásszerűen változik, arányossági tényező a közegekre jellemző dielektromos állandók aránya (lásd (12) egyenlet). Fontos hangsúlyozni, hogy nem a dielektromos állandó nagysága, hanem azok egymáshoz viszonyított aránya számít.

Itt még egy megállapítást tehetünk, felhasználva az utolsó anyagegyenletet, amely a következő:

$$\begin{aligned}J &= \sigma E, \\ E &= J/\sigma,\end{aligned}$$

ahol

$J$  – vezetési áramsűrűség,  
 $\sigma$  – elektromos vezetőképesség,  
 $E$  – elektromos térerősség.

$$\begin{aligned}J_{2t}/\sigma_2 &= J_{1t}/\sigma_1, \\ J_{2t}/J_{1t} &= \sigma_2/\sigma_1.\end{aligned}\quad (13)$$

A vezetési áramsűrűség tangenciális komponense ( $J_t$ ) két közeg határfelületén történő áthaladáskor ugrásszerűen változik, arányossági tényező a közegre jellemző elektromos vezetőképességek aránya (lásd (13) egyenlet).

– Mágneses indukció ( $B$ ) és mágneses térerősség ( $H$ ) érintő irányú, határfelülettel párhuzamos tangenciális komponensének vektora:

$$H_{2t} - H_{1t} = J_s, \quad (14)$$

ahol

$H_{1t}$  – mágneses térerősség az első közegben,

$H_{2t}$  – mágneses térerősség a második közegben,

$J_s$  – felületi áramsűrűség.

A mágneses térerősség tangenciális komponense ( $H_t$ ) két közeg határfelületén történő áthaladáskor ugrásszerűen változik, arányossági tényező a felületi áramsűrűség ( $J_s$ ) (lásd (14) egyenlet).

Ha nincs felületi áramsűrűség ( $J_s = 0$ ), akkor írható:

$$\begin{aligned} J_s &= 0, \\ H_{2t} &= H_{1t}, \\ B &= \mu H, \\ H &= B/\mu, \end{aligned} \quad (15)$$

ahol

$B$  – mágneses indukció,

$\mu$  – mágneses permeabilitás.

A folytonossági egyenlet:

$$\begin{aligned} B_{2t}/\mu_2 &= B_{1t}/\mu_1 \\ B_{2t}/B_{1t} &= \mu_2/\mu_1 \end{aligned} \quad (16)$$

A mágneses indukció tangenciális komponense ( $B_t$ ) két közeg határfelületén való áthaladáskor ugrásszerűen változik, egyenes arányban van a mágneses permeabilitások<sup>3)</sup> megváltozásával (lásd (16) egyenlet). Fontos hangsúlyozni, hogy nem a mágneses permeabilitás nagysága, hanem azok egymáshoz viszonyított aránya számít.

Amint a réteghatáron érvényes folytonossági egyenletekből is látszik, a határátmenetek esetén kitüntetett szerepük van a fizikai paramétereknek, mint a dielektromos állandónak ( $\epsilon$ ) a mágneses permeabilitásnak ( $\mu$ ) és az elektromos vezetőképességnek ( $\sigma$ ).

A dielektromos állandó ( $\epsilon$ ) értékének csak a nagyfrekvenciás EM mérések esetében tételeztünk fel korábban jelentőséget, az MT méréseknél a hatása elvileg jelentéktelen. A határátmeneti feltételek alapján azonban ezt talán felül kell vizsgálnunk!

A mágneses permeabilitás ( $\mu$ ) értékének hatása felszíni körülmények között általában nem számottevő, ám a Curie-hőmérsékletéhez közeli mélységben a mágneses szuszcep-

tibilitás megnövekedése – a Hopkinson-effektus miatt (Kiss et al. 2005, 2010, Szarka et al. 2010, Kiss et al. 2011) – vagy fiatal, erős remanens mágnesezettséggel rendelkező magmák és metamorf kőzetek esetében már lehet szerepe a mért anomáliák kialakulásában.

Mélyre nyúló testek esetén mindenféle nyomás és hőmérséklet előfordulhat a test mentén, így a Curie-hőmérséklet körüli állapot (Hopkinson-effektus) többféle ferromágneses ásványra is fennállhat, miközben a mágneses test a földfelszínen nem is jelenik meg. Magyarország sávos mágneses anomália-térképe feltehetően ilyen hatásokat jelez.

A nagy remanens mágnesezettség a bázisos összetételű anyag hirtelen lehűlésével lehet összefüggésben. Ebben az esetben minden mágneses domén nemcsak polaritásában rendeződik át, de az akkor még folyékony anyag fizikai mozgásával is beáll az adott pillanatban egyirányú, külső indukáló mágneses tér irányába, és a mágnesezettség rögzül. Lassú lehűlés esetén a mágneses irányok változhatnak, és a domének nem teljesen lesznek egyirányúak, így az eredő mágnesezettség gyengébb lesz. Gyors lehűlés akkor valószínű, ha a test az egyik irányban nagyon nagy, míg a másik irány(ok)ban nagyon kicsi kiterjedésű (lemezmodell, kürtömodell), azaz nagy felületen érintkezik a környezettel (és gyorsan lehűl), viszont rendkívül sok mágneses domén tud azonos irányba rendeződni hosszanti irányban, a test geometriája miatt. Egy normál plutoni benyomulás (batolit) esetén ezek a feltételek nem állnak fenn, legfeljebb csak a test kontaktzónájában. A hosszú ideig tartó kristályosodás nem kedvez az erős remanens mágnesezettség kialakulásának, ilyenkor az indukált mágnesezettség lesz a domináns.

A remanens mágnesezettség értéke, azaz a Königsbergerarány (Koenigsberger 1938a, 1938b), amelynek a jele  $Q$ , egyes kőzetek esetében szélsőségesen nagy, 100 vagy néhányszor 100-szoros is lehet (Clark 1983, 1997), azaz ezt a remanens mágnesezettséget a normál indukáló térerővel visszszámolva 100-szoros „remanens” szuszceptibilitás ( $\kappa_r$ ) értéket jelenthet (azaz két nagyságrenddel nagyobb szuszceptibilitást!). A magnetotellurikus klasszikus feldolgozás során feltételezzük, hogy a  $\mu_r = 1$ , de ha a  $Q$  értéke 100, akkor a  $\mu_r \neq 1$  hanem  $\mu_r > 1$  lesz.

Az elektromos vezetőképesség ( $\sigma$ ) az egyetlen paraméter, amellyel az EM mérések során eddig is folyamatosan számoltunk, így a hatása ismertnek tekinthető. Kérdés az, hogy miként hatnak a klasszikus értelmezésekre a dielektromos paraméter és a mágneses permeabilitás arányszámok figyelembevétel?

A már korábban tárgyaltak alapján láthatjuk, hogy az érintő és a normális térkomponensek másképpen reagálnak a fizikai paraméterek (dielektromos állandó és mágneses permeabilitás) megváltozására. Ezt érdemes a magnetotellurikus mérések gyakorlati oldaláról is elemezni.

A mérések során D–É ( $x$  irányú) és Ny–K ( $y$  irányú) elektromos és mágneses komponenseket mérünk<sup>4)</sup> (valamint  $z$  irányú mágnesest, de ez utóbbival most nem foglalkozunk).

## A határfelületi egyenletek a gyakorlatban

### 1. Impedancia az $x$ irányra merőleges határfelület esetén:

( $x$  a normál komponens iránya:  $x = n$ , azaz ez a TM vagy  $H$  polarizációs irány;  $y$  a tangenciális, azaz érintő komponens iránya:  $y = t$ , TE vagy  $E$  polarizációs irány):

$$Z_{xy} = E_x / H_y \quad (\text{TM mód}), \quad (17)$$

illetve

$$Z_{yx} = E_y / H_x \quad (\text{TE mód}). \quad (18)$$

A határfelületre merőleges komponens esetében az elektromos térerősség a dielektromos permittivitás változásával ellentétesen fog viselkedni, azaz ha az  $\varepsilon$  értéke nő, akkor az  $E$  csökken, azaz a (7) egyenlet alapján:

$$E_{x_2} = E_{x_1} (\varepsilon_1 / \varepsilon_2). \quad (19)$$

A határfelületre merőleges komponens esetében a mágneses térerősség a mágneses permeabilitás változással ellentétesen fog viselkedni, azaz ha a  $\mu$  értéke nő, akkor a  $H$  csökken, azaz a (10) egyenlet alapján:

$$H_{x_2} = H_{x_1} (\mu_1 / \mu_2). \quad (20)$$

A mágneses térerősség érintő irányú komponense folytonos a (15) egyenlet alapján:

$$H_{y_2} = H_{y_1}. \quad (21)$$

Az elektromos térerősség érintő irányú komponense folytonos a (11) egyenlet alapján:

$$E_{y_2} = E_{y_1}. \quad (22)$$

A (17)–(22) egyenletek következményeképpen:

$$Z_{xy} = (E_x (\varepsilon_1 / \varepsilon_2)) / H_y \quad (\text{TM mód}), \quad (23)$$

illetve

$$Z_{yx} = E_y / (H_x (\mu_1 / \mu_2)) \quad (\text{TE mód}). \quad (24)$$

Az impedancia értéke ennek megfelelően a különböző polarizációs irányokban eltérő. Az eltérést okozhatja a közeg dielektromos permittivitásának (TM mód), illetve mágneses permeabilitásának (TE mód) megváltozása. A hatások a normális elektromos és mágneses térkomponensek esetében jelennek meg, az érintő irányú komponensek változatlanok.

### 2. Impedancia $y$ irányra merőleges határfelület esetén:

( $x$  az érintő komponens iránya:  $x = t$ , azaz ez a TE vagy  $E$  polarizációs irány;  $y$  a normális komponens iránya:  $y = n$ , TM vagy  $H$  polarizációs irány):

Az  $y$  határfelületre merőleges komponens esetében a mágneses térerő a permeabilitás változással ellentétesen fog viselkedni, azaz ha a  $\mu$  értéke nő, akkor a  $H$  csökken, a (8) képlet alapján:

$$H_{y_2} = H_{y_1} (\mu_1 / \mu_2). \quad (25)$$

Az  $y$  határfelületre merőleges komponens esetében az elektromos térerő a permittivitás változásával ellentétesen

fog viselkedni, azaz ha az  $\varepsilon$  értéke nő, akkor az  $E$  csökken, a (7) képlet alapján:

$$E_{y_2} = E_{y_1} (\varepsilon_1 / \varepsilon_2). \quad (26)$$

A mágneses térerősség érintő (tangenciális) komponense a határfelületen folytonos:

$$H_{x_2} = H_{x_1}. \quad (27)$$

Az elektromos térerősség érintő irányú komponense a határfelületen folytonos:

$$E_{x_2} = E_{x_1}. \quad (28)$$

Következménye:

$$Z_{xy} = E_x / (H_y (\mu_1 / \mu_2)) \quad (\text{TE mód}), \quad (29)$$

illetve

$$Z_{yx} = (E_y (\varepsilon_1 / \varepsilon_2)) / H_x \quad (\text{TM mód}). \quad (30)$$

Látszik, hogy a szerkezet irányának megváltozása esetén a helyzet nem változik, azaz  $E$  polarizációban a mágneses permeabilitás,  $H$  polarizációban a dielektromos permittivitás változása lesz hatással a mérésekre, és ebből fog származni a két polarizáció közötti különbség, ez lesz az oka az irányanizotrópiának.

$H$  polarizáció esetén:

$$Z_{yx} = (E_y (\varepsilon_1 / \varepsilon_2)) / H_x = (E_y / H_x) (\varepsilon_1 / \varepsilon_2) = Z_0 (\varepsilon_1 / \varepsilon_2),$$

ahol  $Z_0$  – az első közeg határfelületi hatás nélküli impedanciája.

A második közeg dielektromos permittitásának megnövekedése impedanciacsökkenést, csökkenése impedancianövekedést okoz.

$E$  polarizáció esetén:

$$Z_{xy} = E_x / (H_y (\mu_1 / \mu_2)) = (E_x / H_y) (\mu_2 / \mu_1) = Z_0 (\mu_2 / \mu_1),$$

ahol  $Z_0$  – az első közeg határfelületi hatás nélküli impedanciája.

A második közeg mágneses permeabilitásának növekedése impedancianövekedést, csökkenése impedanciacsökkenést okoz (mágneses ható peremén csökkent impedanciájú zóna alakulhat ki).

A határátmenetek esetén a dielektromos permittitásnak és a mágneses permeitásnak kettős hatása van (a határfelület két oldalán lévő közeg fizikai paramétereitől függően), ami bonyolult fajlagos ellenállás szelvényeket fog eredményezni!

### A fizikai paraméterek hatása

A dielektromos permittitás értéke:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r, \quad (31)$$

ahol

$\varepsilon_0$  – a vákuum permittivitása ( $8,854187817 \times 10^{-12}$  As/Vm),  
 $\varepsilon_r$  – relatív permittivitás ( $\varepsilon_r(\text{vákuum}) = 1$ ).

$$\varepsilon_1 / \varepsilon_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} / \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} = \varepsilon_{r1} / \varepsilon_{r2}. \quad (32)$$

Ezek alapján a *permittivitások aránya egyenlő a relatív permittivitások arányával*.

A relatív dielektromos állandó értéke magas a víznél és a félvezetők (oxidok, szulfidok, arzenidok és szelenidok) esetében, tehát azon határfelületek esetén, ahol az egyik oldalon nincs vagy nagyon kicsi a relatív permittivitás, a másik oldalon pedig, megjelenik a víz vagy a félvezetők nagy relatív permittivitás értékekkel, ahol számítani kell a dielektromos permittivitás okozta hatásokra.

A kéregmozgások megnövelve a közeg porozitását, jelentős mértékben meg tudják változtatni a dielektromos permittivitás értékét. Ez egy időben, és térben változó, a külső körülményektől függő állandóan módosuló fizikai paramétert eredményez.

A cikk végén (1. Függelék) megadjuk néhány anyag dielektromos állandójának értékét, ami alapján a lehetséges permittivitás-arányok megbecsülhetőek.

A *mágneses permeabilitás* értéke:

$$\mu = \mu_0 \mu_r, \quad (33)$$

ahol

$\mu_0$  – a vákuum permeabilitása ( $4\pi 10^{-7}$  Vs/Am),  
 $\mu_r$  – relatív mágneses permeabilitás ( $\mu_{r(\text{vákuum})} = 1$ )

$$\mu_1/\mu_2 = \mu_0\mu_{r1}/\mu_0\mu_{r2} = \mu_{r1}/\mu_{r2}. \quad (34)$$

Ezek alapján a *mágneses permeabilitások aránya egyenlő a relatív permeabilitások arányával*.

A kőzetek mérhető mágneses szuszceptibilitása ( $\kappa_i$ ) normál körülmények között olyan nagyságrendű, hogy a mágneses permeabilitás egységnyinek vehető ( $\mu_r = 1 + \kappa_i$  és  $\mu_r \approx 1$ ).

A mágneses terek azonban nemcsak indukált mágnesezettségtől, hanem remanens mágnesezettségtől is származhat, hiszen alapvetően az elektromágneses teret egy külső (indukált és/vagy remanens) mágneses tér módosítja. A Königsberger-arányok alapján, a remanens mágnesezettség nagysága esetenként az indukált mágnesezettség többszöröse is lehet. Ez a jelenség főleg a fiatal, gyors kihűléssel jellemezhető kiömlési magmás kőzetekre igaz.

A remanens mágnesezettség ( $J_{\text{rem}}$ ) nagyságának ismeretében, az indukált mágnesezettség analógiája alapján ( $J_{\text{ind}} = \kappa_i H$ , ahol  $\kappa_i$  [SI] és  $H$  [A/m]) a virtuális remanens mágneses szuszceptibilitás ( $\kappa_r$ ) kiszámítható.

Ha a Königsberger-arány nagysága 10–100 (vagy esetenként akár több 100-szoros) nagyságrendű (Clark 1983, 1997), akkor a virtuális remanens mágneses szuszceptibilitás értéke már egy-két nagyságrenddel nagyobb lesz, mint a kőzeteken mért ismert mágneses szuszceptibilitás! Ez a hatás felszínközeli mágneses testek esetén már érzékelhető változást eredményezhet a magnetotellurikus mérésekben, arról nem is beszélve, hogy a mágneses hatók a háromdimenziós geometriájuk miatt is meg fognak jelenni a  $H$  polarizációs és  $E$  polarizációs megoldások eltéréseiben, egyfajta anizotrópia formájában. Mivel a mágneses anomáliatér irányított erőter, így valószínűleg az eredő mágnesezettség (a normál és remanens mágnesezettség eredőjének) irányának is hatása lesz az elektromágneses térre.

A közeg mágneses permeabilitása is változhat idővel, de ez sokkal nagyobb időléptékben történik meg. A remanens mágnesezettség külső hatások miatt megszűnhet, a ferromágneses ásványok fázisátalakuláson eshetnek át, elveszítve mágnesezettségüket.

A cikk végén (2. Függelék) megadjuk néhány anyag mágneses szuszceptibilitás értékét, ami alapján a lehetséges permeabilitás arányok megbecsülhetőek.

## MT anizotrópiavizsgálatok, módszertani kutatás: TM és TE összevetése alapján történő szerkezetkimutatás

A magnetotellurikus mérések során két kitüntetett irányt különböztetünk meg: az egyik a szerkezetre merőleges (TM irány vagy  $H$  polarizáció) és a szerkezettel azonos irány (TE irány vagy  $E$  polarizáció). Az elektromágneses hullámterjedés szempontjából jelentős eltérés van a kétféle polarizáció között. Az eltérést a közeg által okozott irányanizotrópiának szoktuk hívni, amelynek forrása lehet tektonikai vagy a litológiai határfelületek mentén jelentkező közettani (esetünkben fizikai paraméterbeli) változás.

Ezt az irányanizotrópiát leginkább a maximális eltérés (anizotrópiamaximum, röviden „AniMax”) alapján lehet vizsgálni. Az eltérés egyik oka a szerkezettel párhuzamos és arra merőleges irányok közötti vezetőképesség-különbség, a másik ok a cikk elején bemutatott, határfelületek mentén megjelenő eltérés a fizikai paraméterben, mint például a dielektromos permittivitásban vagy a mágneses permeabilitásban.

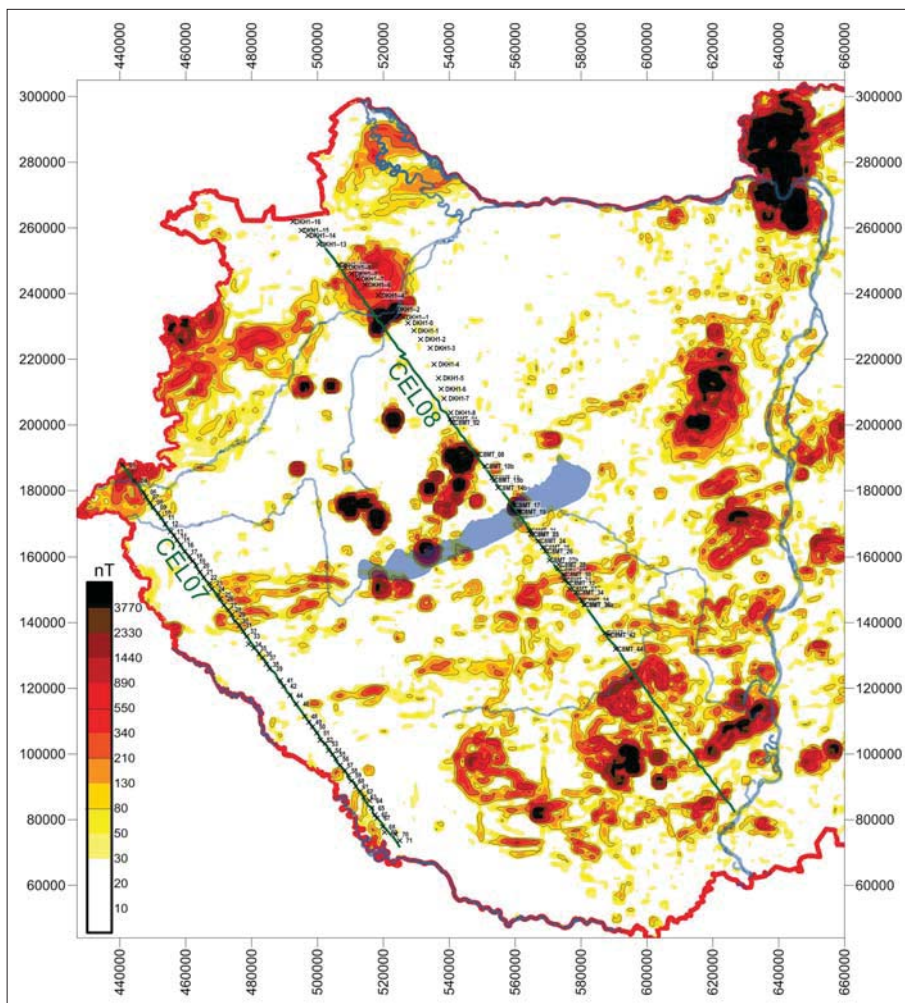
A két irány közötti probléma régóta foglalkoztatja a szakembereket. A hazai magnetotellurikus kutatások kezdete óta törekedtek arra, hogy lehetőség szerint olyan helyeken végezzenek magnetotellurikus szondázásokat a prekainozoos medencealjzat kutatására, ahol a tellurikus anizotrópiaellipszis minél közelebb van a körhöz, azaz a földtani modell közelítőleg 1D (ugyanígy jártak el a tellurikus mérések bázisállomásainak kiválasztásakor is), mert ott az inverzió egyértelmű eredményt adott (mindkét irányban ugyanazt, mert nem volt anizotrópiát okozó földtani szerkezet).

Két gyakorlati példán fogjuk megvizsgálni ezeket az anizotrópia jelenségeket, a CEL07 és a CEL08 litoszférakutató szeizmikus szelvények (1. ábra) nyomvonalán mért magnetotellurikus adatok segítségével.

### CEL07 szelvény

Példaként a 2003-ban litoszférakutató CEL07 szeizmikus szelvény mentén mért magnetotellurikus mérések 2004. évi feldolgozási eredményeit fogjuk elemezni. A szelvény mentén komplex geofizikai vizsgálatok is történtek (Kiss 2005, Kiss 2009a), jelen feldolgozásaink ezeket egészítik ki.

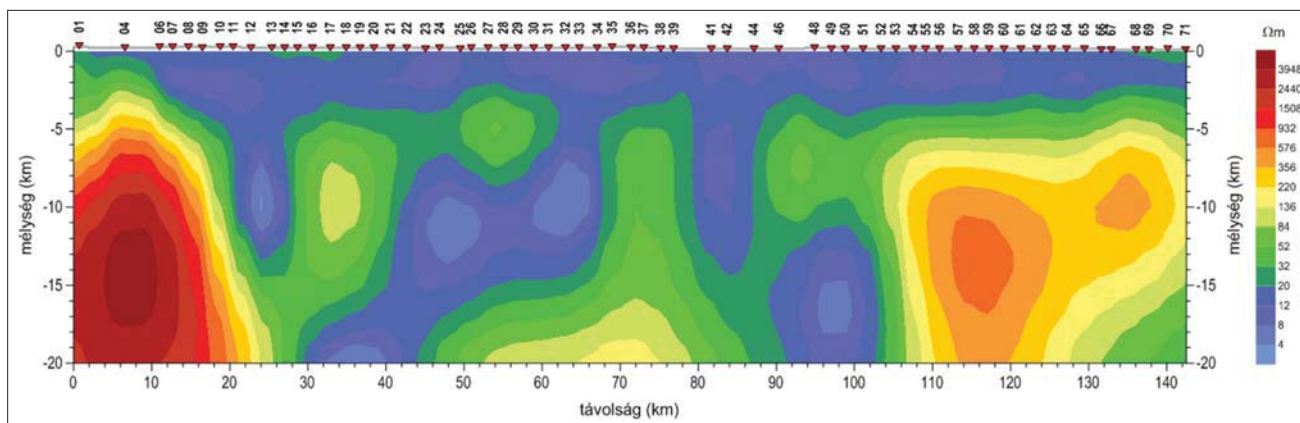
Ideális esetben, egydimenziós homogén féltér- vagy rétegzett modell esetén a kétféle polarizáció ugyanazt mutat



**1. ábra** | A CEL07 és CEL08 litoszférakutató szelvény nyomvonala és a szelvények mentén lemert magnetotellurikus szondázások a mágneses anomáliatér változékonysági<sup>5)</sup> térképén  
**Figure 1** | Location of deep seismic lithospheric profiles CEL07, CEL08 and magnetotelluric soundings along them plotted on the map of magnetic field's variability parameter

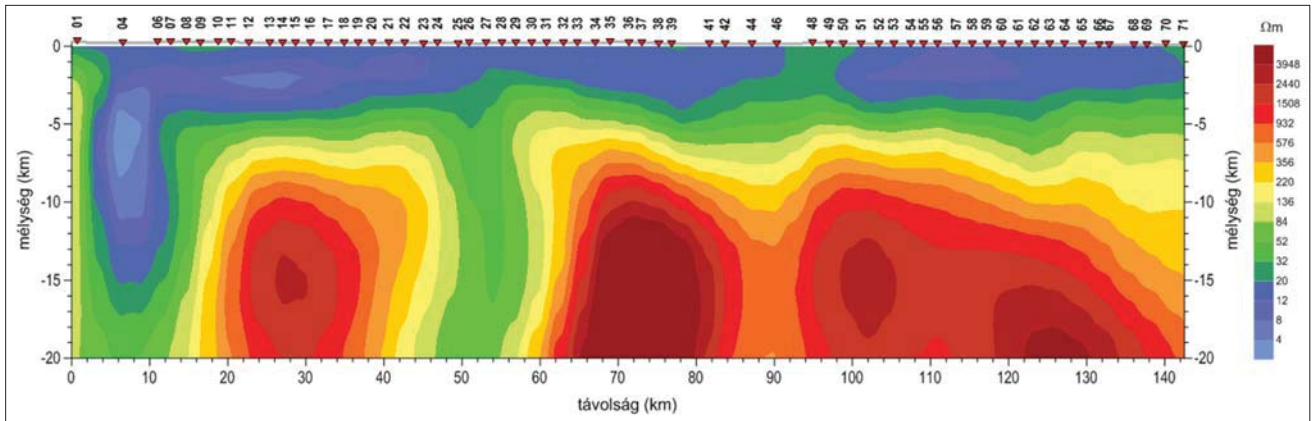
na. Elég szembetűnő, hogy a TE (2. ábra) és TM (3. ábra) módú inverzió eredménye jelentős eltérést mutat a fajlagosellenállás-értékekben. E polarizációban a határfelület

két oldalán lévő közeg mágneses permeabilitásának arányában torzulhat a mágneses térerősség, H polarizációban a dielektromos permittivitások arányában torzulhat az



**2. ábra** | A CEL07<sup>MT</sup> fajlagosellenállás-szelvény – E polarizációs inverziós eredmény (2004)  
**Figure 2** | Resistivity section of profile CEL07<sup>MT</sup> – inversion of E polarization curves (2004)



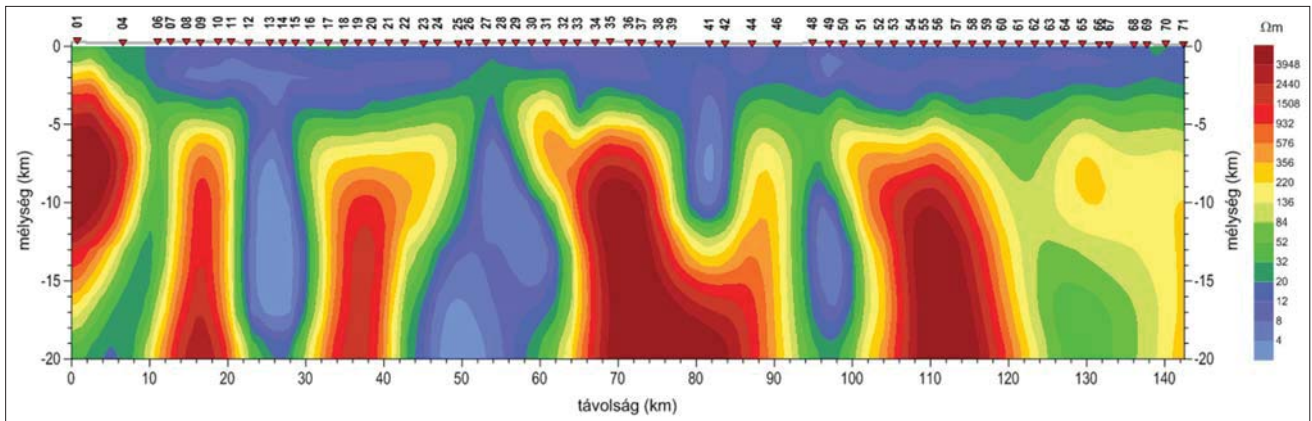


3. ábra | A CEL07<sup>MT</sup> fajlagosellenállás-szelvény – *H* polarizációs inverziós eredmény (2004)  
 Figure 3 | Resistivity section of profile CEL07<sup>MT</sup> – inversion of *H* polarization curves (2004)

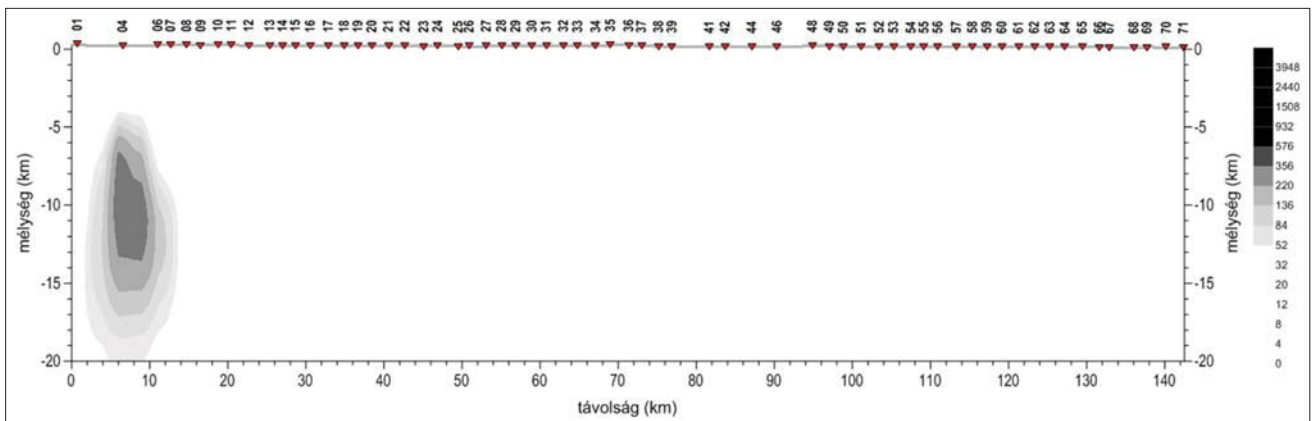
elektromos térerősség. Tehát az irányanizotrópia valamilyen formában mindkét polarizációban megjelenhet, de mindkét esetben csak az egyik térkomponenst módosítja.

A CEL07 szelvény magnetotellurikus közös inverziója nemhogy egyszerűsítene a helyzetet (4. ábra), hanem inkább tovább bonyolítja. Földtani ismereteink alapján a

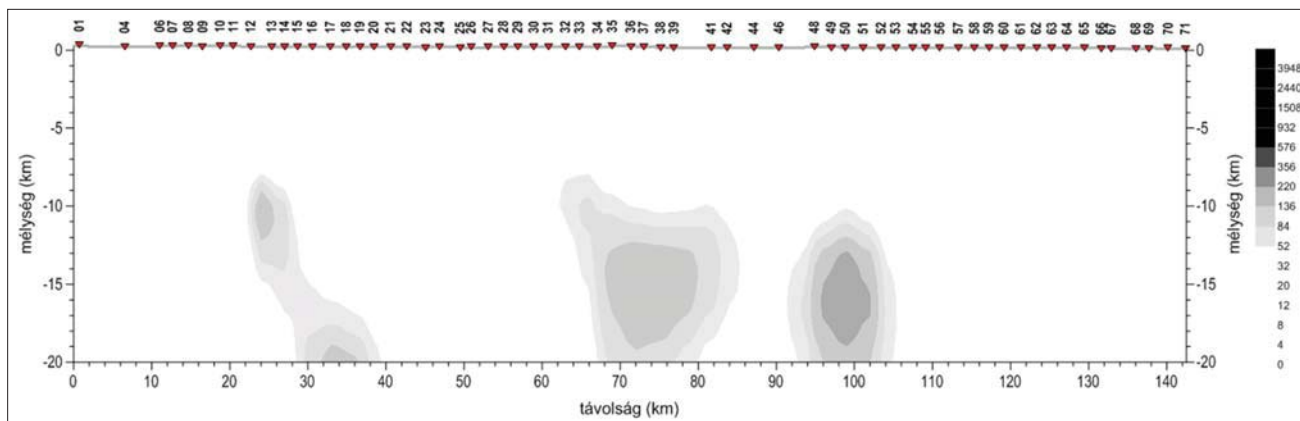
prekainozoos nagy ellenállású medencealjzat lefutása több-kevésbé ismertnek tekinthető, ezt azonban csak szakaszosan és eltérő helyeken azonosíthatjuk a TE, TM és közös inverziós szelvényen, aminek oka a szerkezeti tagoltság, azaz a fizikai paraméterekben meglévő anizotrópia.



4. ábra | A CEL07<sup>MT</sup> fajlagosellenállás-szelvény – kétdimenziós, közös inverzió (2004)  
 Figure 4 | Resistivity section of profile CEL07<sup>MT</sup> – joint 2D inversion (2004)



5. ábra | A  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  mennyiség a CEL07 szelvény mentén  
 Figure 5 | Section of  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  values along the profile CEL07

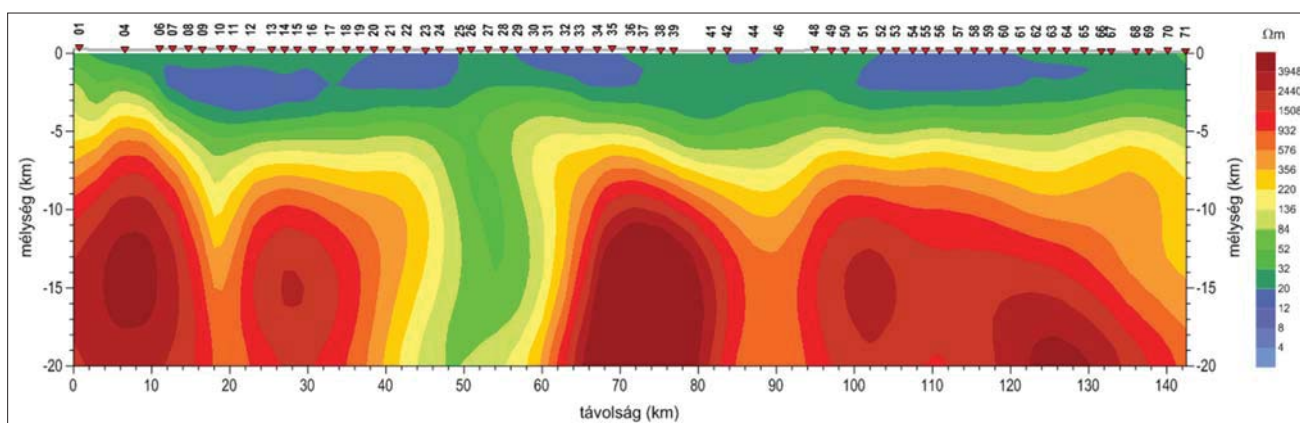


**6. ábra** | A  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  mennyiség a CEL07 szelvény mentén  
**Figure 6** | Section of  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  values along the CEL07 profile

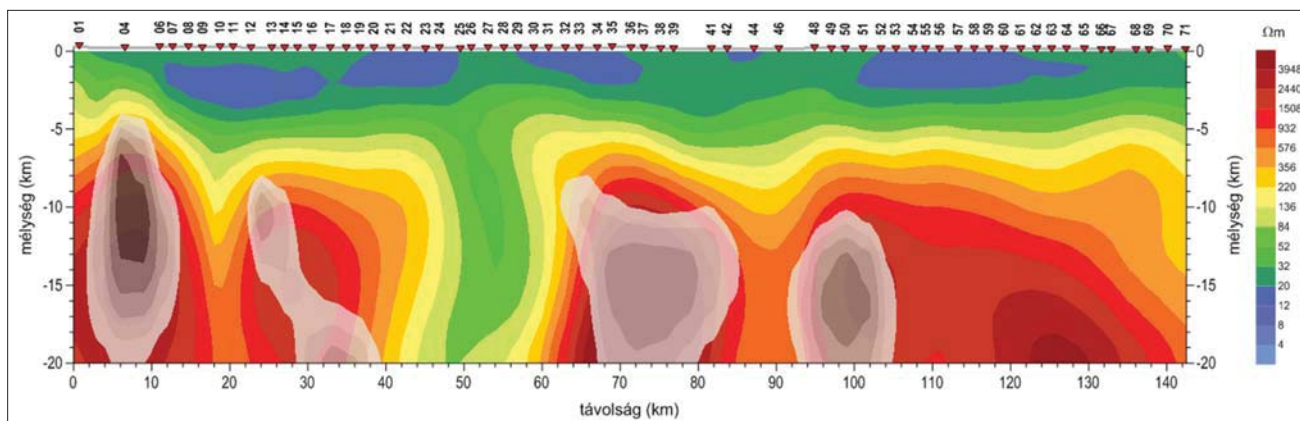
A két polarizáció közötti eltérés iránymutató lehet, felhívhatja a figyelmünket arra, hogy hol jelentkezik a legnagyobb eltérés, azaz az irányanizotrópiából származó határátmeneti hatás. Felhasználva a TE és TM inverzió eredményeként kapott fajlagosellenállás-rácsokat kiszámítjuk a  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  (5. ábra) és a  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  (6. ábra) arányokat, azaz az anizotrópiából származó eltéréseket.

Ahol a két rács között kicsi az eltérés, ott nincs határátmenetre utaló hatás, ahol ezek a mennyiségek maximumot adnak, ott felmerül annak gyanúja, hogy az eltérés irányanizotrópiából, azaz határátmeneti törvényszerűségekből adódik.

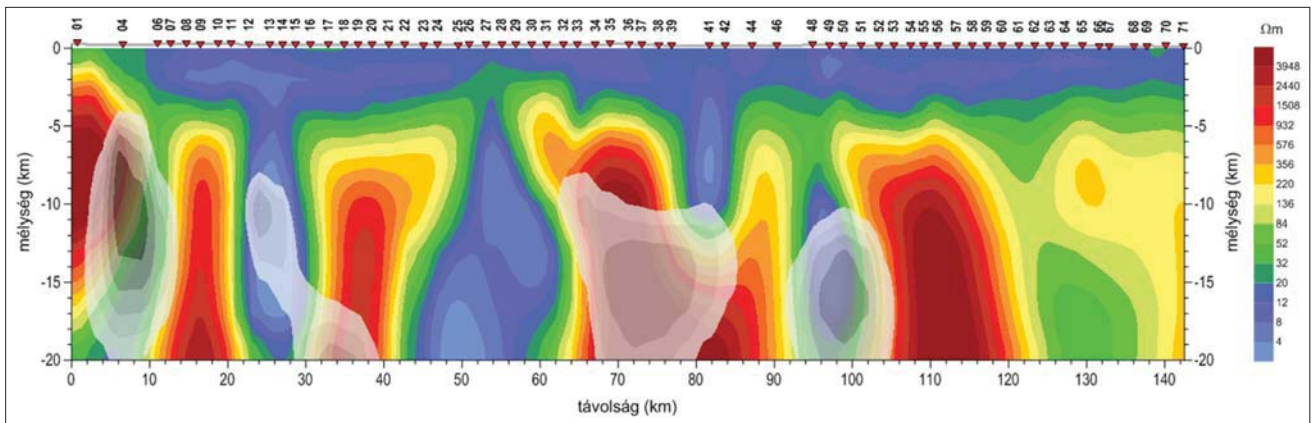
A  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  arány maximumot ad a szelvény elején, az Alpokalján. Ez azt jelenti, hogy itt egy szerkezeti vonal



**7. ábra** | CEL07<sup>MT</sup> analitikus fajlagosellenállás-szelvény  
**Figure 7** | CEL07<sup>MT</sup> analytical resistivity section



**8. ábra** | CEL07<sup>MT</sup> analitikus fajlagosellenállás-szelvény az anizotrópiamaximumokkal  
**Figure 8** | Analytical resistivity section along the profile CEL07<sup>MT</sup> together with the anisotropy maxima



9. ábra | CEL07, a kétdimenziós közös inverzió fajlagosellenállás-szelvénye az anizotrópiamaximumokkal  
 Figure 9 | Joint 2D inversion resistivity section along the profile CEL07 with the anisotropy maxima

mentén a mágneses permeabilitás hirtelen megváltozása növeli meg az impedanciát és ebből adódóan a fajlagos ellenállás értékét 5–20 km mélységben. A CEL07 szelvény mentén a legerősebb mágneses anomália (200 nT) éppen a szelvény elején (1. ábra), az Alpokalja metamorf kristályos közeteinek a megjelenéséhez köthető (Kiss 2005).

A  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  arány máshol hozza a maximum helyeket. A TM relatív túlsúlya arra utalhat, hogy a közeg dielektromos permittivitásában áll be komoly változás 10 km alatti mélységekben.

A kétféle polarizáció esetében gyakran felmerül, hogy az  $E$  polarizációban túlsúlyba kerül a jól vezető hatás (2. ábra), míg a  $H$  polarizációban (3. ábra) inkább a szigetelő hatás, amit az „áramkanalizáció” (árambecsatornázás) jelenségével szoktunk magyarázni. Kellene tehát egy olyan egyszerű eljárás, amely ezt a jelenséget valamilyen szinten kezelni tudja. A potenciáltér-elméletekben használjuk az analitikus jel fogalmát, amely a különböző irányderiváltakat használja fel a térgradiens (összváltozékonyság) kiszámítására.

A magnetotellurika esetében a deriváltakhoz hasonló irányfüggőséget figyelhetjük meg az  $E$  és  $H$  polarizációban. A két hatást akkor tudjuk együttesen figyelembe venni, ha képezzük az analitikus jelet, azaz:

$$\rho_{AS} = [\rho_{xy}^2 + \rho_{yx}^2]^{1/2} \quad (35)$$

A  $\rho_{AS}$  szelvényt (7. ábra) nevezzük *analitikus fajlagosellenállás-szelvénynek!*

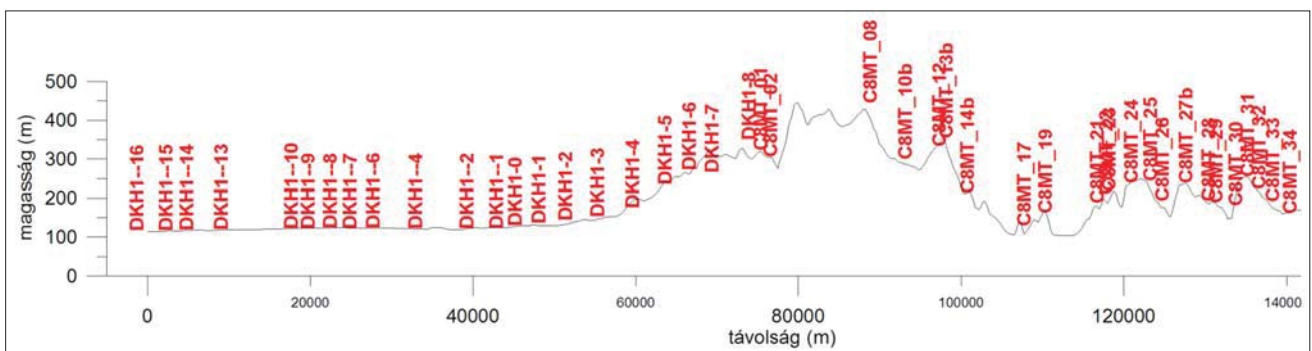
Ha a  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  és a  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  arányok maximumértékeit elhelyezzük az MT analitikusjel-szelvényen (8. ábra), akkor azt tapasztaljuk, hogy mindegyik jellegzetesség nyoma, maximumként azonosítható. Ahol nincs anizotrópiamaximum, ott mindkét polaritás hasonló jelleget mutat, és a modell egydimenziósnek tekinthető.

A közös 2D inverzió fajlagosellenállás-szelvénye pedig úgy tűnik, hogy a szerkezetekre lesz nagyon érzékeny, de az irányanizotrópiából származó változások okainak azonosítása ezen már sokkal komplikáltabb (9. ábra).

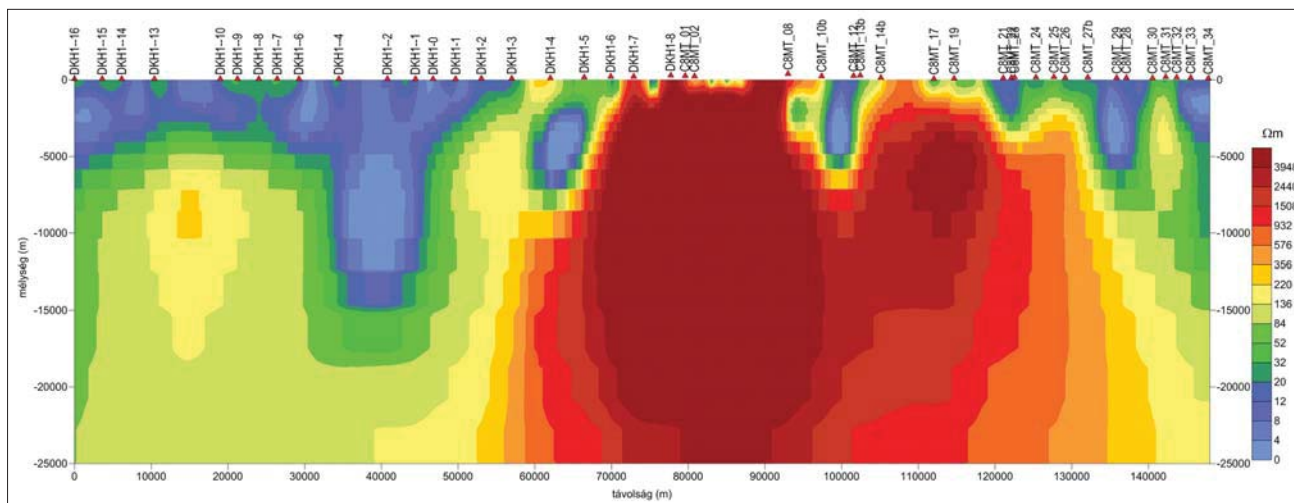
Az MT analitikus fajlagosellenállás-szelvényen a kristályos medencealjzat felszíne sokkal jobban azonosíthatóvá válik, mint a TE, TM, vagy közös 2D inverzióval elkészített fajlagosellenállás-szelvényeken.

*CEL08 szelvény*

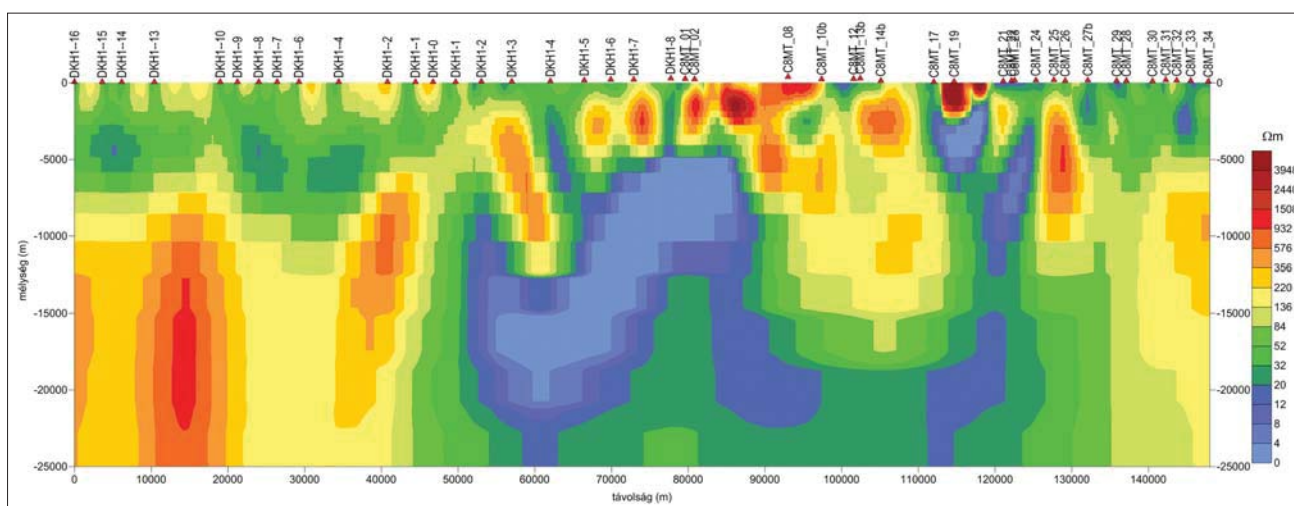
A másik litoszférakutató szeizmikus szelvény, a CEL08-as szelvény mentén (1. ábra) is végeztünk MT méréseket. Még nem értünk a mérésekkel a szelvény végére, de az előzetes eredmények vizsgálata a mi szempontunkból már így is érdekes eredményeket hozott. A szelvény eleje még a kalföldi, 1983-ban mért Dkh-1 szelvény pontjait tartalmazza, amelyek kisebb eltéréssel a CEL08 nyomvonalának



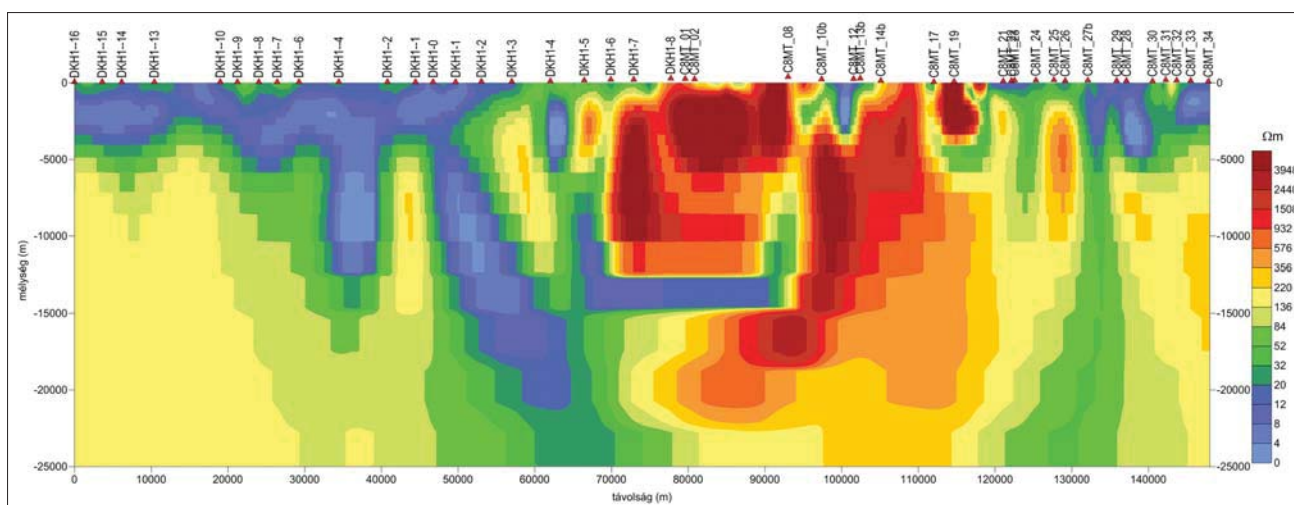
10. ábra | Magnetotellurikus szondázási pontok elhelyezkedése a domborzaton, CEL08 vonal  
 Figure 10 | Location of magnetotelluric soundings along the profile CEL08 plotted on the surface relief map



11. ábra A CEL08<sub>MT</sub> fajlagos ellenállás szelvény – E polarizációs inverziós eredmény  
 Figure 11 Resistivity section of profile CEL08<sub>MT</sub> – inversion of E polarization curves



12. ábra A CEL08<sub>MT</sub> fajlagosellenállás-szelvény – H polarizációs inverziós eredmény  
 Figure 12 Resistivity section of profile CEL08<sub>MT</sub> – inversion of H polarization curves



13. ábra A CEL08<sub>MT</sub> fajlagosellenállás-szelvény – kétdimenziós, közös inverziós  
 Figure 13 Resistivity section of profile CEL08<sub>MT</sub> – joint 2D inversion

megfelelnek. Ezeket folytattuk a Dunántúli-középhegység területén, valamint a Balatontól D-re, így a teljes szelvény (~222 km) kétharmad része (~150 km) van lefedve magnetotellurikus szondázásokkal.

A pontok földrajzi elhelyezkedését az 1. ábra mutatja, illetve a 10. ábra jelzi a pontok helyzetét a domborzaton. Jól azonosítható a kisl földi síkvidék, a középhegységi szakasz, a balatoni süllyedék, benne a tihanyi tanúhegygel, majd a somogyi dombság hullámzó domborzatával, meredek északi és lankás déli lejtőkkel.

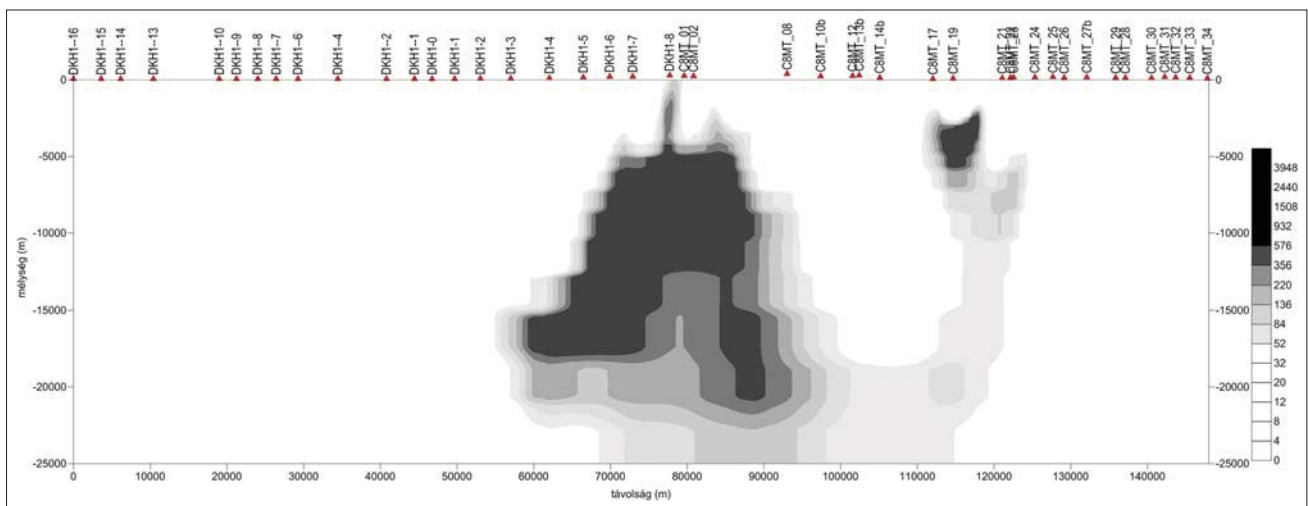
A szelvény középső részén, a középhegységi vonulat kezdeténél (10. ábra) jelentkezik a legnagyobb eltérés a TE (11. ábra) és TM módú (12. ábra) invertált fajlagosellenállás-szelvények között. A eltérés a felszín közelében (2–3 km mélységben) csak foltokban jelentkezik, alatta viszont az E polarizáció szigetelő ( $\rho \approx \infty$ ) közeget, a H polarizáció viszont „szupravezetőt” ( $\rho \approx 0$ ) mutat.

A 2D közös inverzióból kapott kép (13. ábra) meglehetősen bonyolult fajlagosellenállás-eloszlást eredményez.

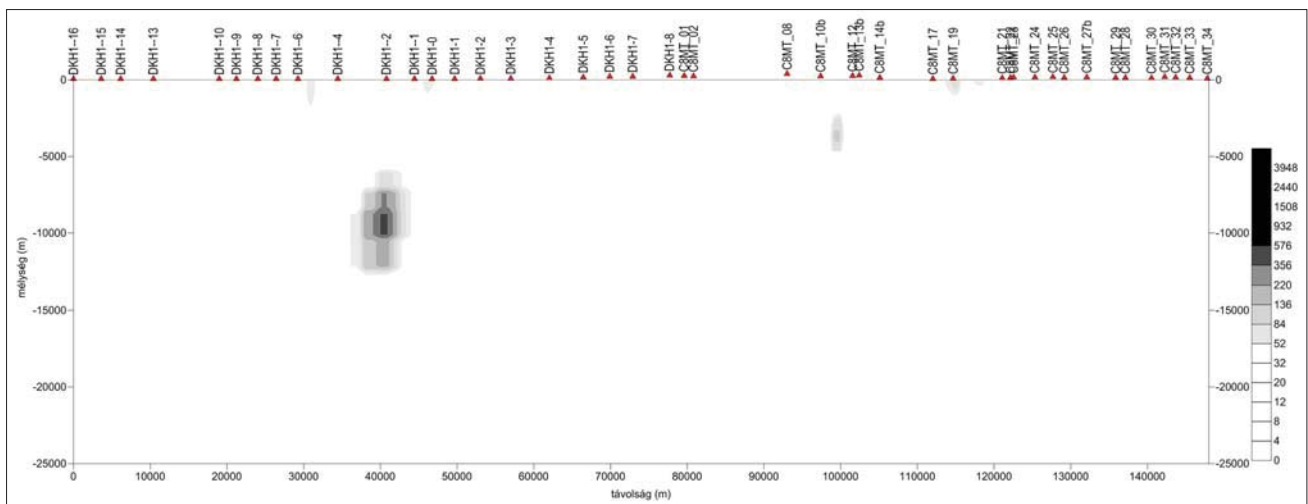
Az eltérést a  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  arány (14. ábra) is szépen mutatja. Abból, hogy a  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  arány képzésekor jelenik meg, arra következtethetünk, hogy a mágneses permeabilitás megváltozása okozza az anizotrópiát. Ennek forrása pedig, a balatonfelvidéki bazalt-bazanit vulkanizmus lehet (pl. a Kab-hegy). Erre utal a 13. ábra másik maximuma, amely 115 km-nél jelenik meg, a 17 és a 19-es pontoknál, azaz Tihany alatt.

A  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  arány (15. ábra) szintén ad egy maximumot, amely viszont a DKH1–2 pont, azaz a kemenesháti bazaltok alatt jelentkezik. Érdekes módon ez is kapcsolódik a bazaltokhoz, s így a mágneses szuszceptibilitáshoz, pedig a  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  arány inkább a dielektromos permittivitás megváltozására utalhat.

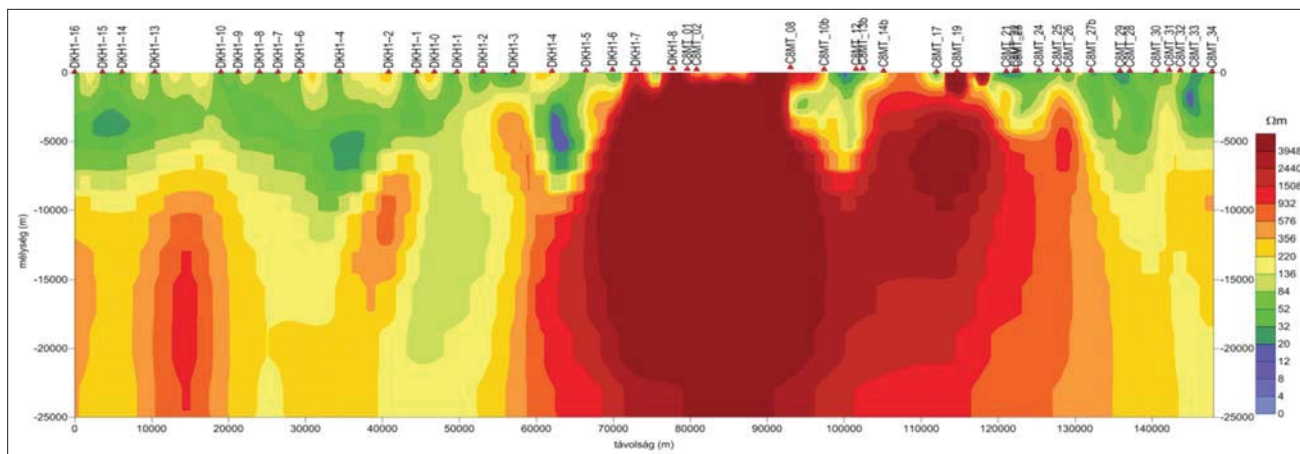
A két polarizációból képzett analitikus fajlagosellenállás-szelvény (16. ábra) a nagyobb értékeket erősíti fel, de ez megítélésünk szerint közelebb van a földtani valósághoz, mint a kétdimenziós közös inverzióból kapott bonyolult kép (13. ábra). A magnetotellurikus mérésekről csak akkor kaphatunk teljes képet, ha a TM módú, TE



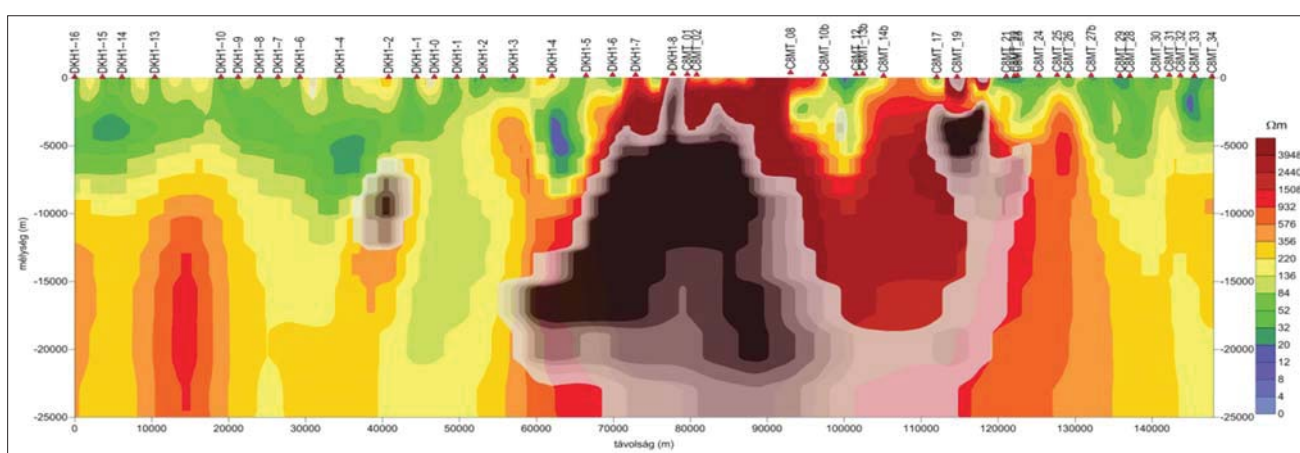
14. ábra | A  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  mennyiség a CEL08 szelvény mentén  
 Figure 14 | Section of  $\rho_{TE}/\rho_{TM}$  values along the CEL08 profile



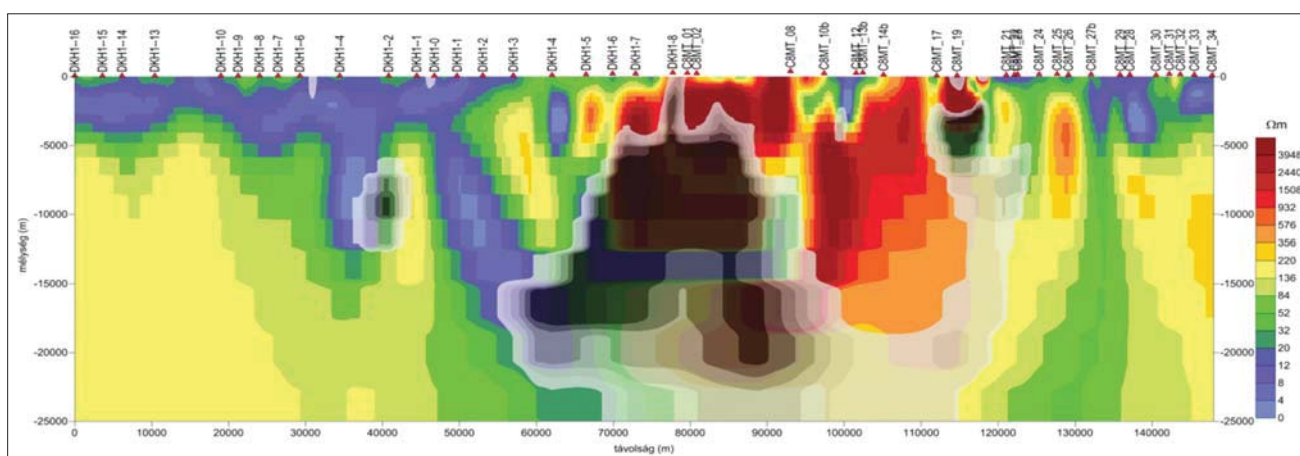
15. ábra | A  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  mennyiség a CEL08 szelvény mentén  
 Figure 15 | Section of  $\rho_{TM}/\rho_{TE}$  values along the CEL08 profile



16. ábra | CEL08<sup>MT</sup> analitikus fajlagosellenállás-szelvény  
Figure 16 | CEL08<sup>MT</sup> analytical resistivity section



17. ábra | CEL08<sup>MT</sup> analitikus fajlagosellenállás-szelvény az anizotrópiamaximumokkal  
Figure 17 | Analytical resistivity section along the profile CEL08<sup>MT</sup> together with the anisotropy maxima



18. ábra | CEL08, a kétdimenziós közös inverzió fajlagosellenállás-szelvénye az anizotrópiamaximumokkal  
Figure 18 | Joint 2D inversion resistivity section along the profile CEL08 with the anisotropy maxima

módú és közös kétdimenziós inverzió eredménye mellett figyelembe vesszük a maximális anizotrópiát is, amelyet a kettő arányaiból tudunk képezni.

A határfelületek miatt kialakult anizotrópiamaximumok (röviden „AniMax”) magyarázatot adnak a különböző irányú mérések eltéréseire és részben a mélybeli változások okaira is.

A CEL08 szelvény esetében képzett analitikus fajlagosellenállás-szelvény (16. ábra) egy „egyszerűbb” ellenállás-eloszlási képet eredményezett. A szelvényen feltüntetett anizotrópiamaximum-helyek (17. ábra) beazonosítása könnyebb, mint a 2D inverziós szelvény alapján (18. ábra).

## Összefoglalás

A cikkben néhány új magnetotellurikus feldolgozási lépést mutattunk be, amelyek közelebb vihetnek minket a mért adatok földtani értelmezéséhez.

Az egyik az „AniMax” (anizotrópiamaximum) eljárás, azaz az anizotrópiából származó eltérések kimutatása. Ezt dióhéjban a következőképpen lehetne összefoglalni:

2D szerkezet felett MT mérést végezve két, egymástól eltérő szondázási görbét kapunk az irányanizotrópia, az elektromágneses térben fellépő határfelületi jelenségek miatt. A két görbe közti eltérést lehetne megfelelő mélységlépték megválasztásával ábrázolni, már ez is fontos információt adhatna a feltételezett szerkezetről. Elsőre egyszerűbb nem magukat a görbéket, hanem az inverzió után kapott ellenállás-eloszlásokat vizsgáljuk. Mivel az inverzió a határfelületi jelenségeket nem tudja kezelni – mivel feltételeztük, hogy a relatív dielektromos állandó és a relatív mágneses permeabilitás konstans –, így a görbék közti eltérés az inverzió eredményében is megjelenik. Az eltérések az ellenállás-eloszlási rácsokon végzett egyszerű műveletekkel könnyen kiemelhetők, megjeleníthetők.

Lépésenként:

- magnetotellurikus terepi mérések;
- a szelvény mentén végzett MT szondázások  $E$  és  $H$  polarizációs görbéinek elkészítése;
- a mérési adatok  $E$  és  $H$  polarizációs valamint együttes inverziója;
- $E$  és  $H$  polarizációs inverziós eredményekből a  $\rho_{TE/TM}$  és a  $\rho_{TM/TE}$  arányok képzése;
- az aránytérképek megjelenítése az anizotrópiamaximumok kiemelésével;
- $E$  és  $H$  polarizációs inverziós eredményekből az analitikus fajlagosellenállás-szelvény képzése.

Amint a listából is látszik, a másik újszerű feldolgozási lépés az analitikus jel képzése, amelyet tulajdonképpen csak átveszünk egy másik geofizikai módszertől. Ennek lényege a következő. A kétdimenziós közös inverzió olyan helyeken, ahol nagy eltérés van az  $E$  és  $H$  polarizációs görbék között nagyon változékonny, szinte értelmezhetetlen fajlagosellenállás-szelvényt eredményez. Az anizotrópiamaximumok sokszor a nagy változékonyságú helyeken jelentkeznek, ami részben igazolja a határfelületi jelenségeket, ugyanakkor nem könnyíti meg az MT szelvények klasszikus földtani értelmezését. Ha a különböző polarizációjú inverziós eredményeket derivált jellegű szelvényeknek (térképnek) tekintjük, akkor a mágneses feldolgozási eszköztárból ismert „analytical signal” eljárást, azaz a derivált szelvények (térképek) vektoros összeadását –  $\rho_{AS} = [\rho_E^2 + \rho_H^2]^{1/2}$  – itt is alkalmazhatjuk. Az így kapott fajlagosellenállás-szelvény az anizotrópiamaximumokkal összhangban mutatja a szelvénymenti változásokat.

Az analitikus fajlagos ellenállás alkalmazása viszont, bizonyos szinten a klasszikus értelmezési eljárásokat is felülírják (a maximumhelyek nemcsak fajlagosellenállás-maximumok lesznek, hanem a mágneses permeabilitás

vagy az dielektromos permittivitás megváltozási helyei is)!

A határfelületi jelenségek vizsgálata alapján tehát a következő mondható el:

- Két közeg határfelületén  $E$  polarizációban (TE mód) a közeg mágneses permeabilitásának,  $H$  polarizációban (TM mód) a közeg dielektromos permittivitásának megváltozásával fordítottan arányos változásokkal kell számolni. A közös 2D inverzió során a két polarizáció határfelületi eltérése valamilyen szinten kiejtődik, de érdemes a különböző  $E$  és  $H$  polarizációbeli eltérésekkel jelzett paraméterbeli változások földtani okaival is foglalkozni.
- Két közeg határfelületén  $H$  polarizációban (TM módban) a relatív dielektromos permittivitás növekedése csökkenti az impedanciát, csökkenése értelemeszerűen növeli az impedanciát.
- Két közeg határfelületén  $E$  polarizációban (TE módban) a relatív mágneses permeabilitás növekedése növeli az impedanciát, csökkenése értelemeszerűen csökkenti az impedanciát.
- Ahol nagy az eltérés a  $H$  polarizációs és az  $E$  polarizációs mérési eredmények között (jelentős anizotrópia feltételezhető), ott eltérő fizikai paraméterekkel rendelkező földtani határfelület van.
- Eredményeink alapján az eltérő fizikai paraméterekkel rendelkező határfelületek esetén az MT szondázási pontok helyzete kiemelt szerephez jut (határfelület előtt, rajta és utána). Attól függően, hogy hol helyezkedik el a mérőeszköz, a mért hatás teljesen eltérő lehet! Nem zárható ki olyan szituáció sem, amikor tektonika miatti közzettani változások (fizikai paraméterváltozások) sűrűbben találhatóak, mint a mérési pontjaink! Ezt tovább bonyolíthatja a mágneses anomális tér irányítottága, ami hatással van a kialakuló elektromágneses térre is!
- A mágnesesadat-feldolgozásokban alkalmazott analitikus jel alkalmazása (ami térgradiens képzésnek felel meg – az  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  irányderiváltak vektorösszege) a magnetotellurikában is alkalmazható, általa a különböző irányú mérésekből adódó eltéréseket (anizotrópiát) tudjuk értelemeszerűen kezelni, együttesen megjeleníteni.

Feltételezhető még néhány érdekesség:

- A feldolgozásaink alapján nem zárható ki, hogy az elfogadott Curie-hőmérsékleti mélységnél nagyobb mélységben is lesznek anizotrópiamaximumok. Ebben az esetben kérdés, hogy csak geometriai ellenállás anizotrópiáról van-e szó, vagy pedig a Curie-mélység nem köthető a magnetithez ( $T_c = 578$  °C), hanem nagyobb mélységeknek is vannak mágneses ásványok. Ilyenek lehetnek például: a hematit ( $T_c = 675$  °C) vagy esetleg az elemi Fe ( $T_c = 770$  °C) illetve az elemi Co ( $T_c = 1136$  °C) vagy annak olyan ismeretlen, vagy a felszínen nem mágneses ásványváltozatai, amelyek a mélyben mágneses hatóként megjelennek.
- A remanens mágnesezettséget a klasszikus MT feldolgozásokban eddig nem vettük figyelembe, pedig annak mág-

neses tere ugyanolyan hatással lehet, mint az indukáló mágneses tér. A remanens mágnesezettség helyenként sokkal erősebb hatása a mágnesezettségi kontraszt miatt már a felszínközeli képződmények esetén is megjelenhet a mérésekben. A virtuális remanens mágneses szuszceptibilitás bevezetésével ez is kezelhető. Clark (1983, 1997) publikációi jelzik, hogy a fiktív mágneses permeabilitások paraméterével is számolni kell!

- Amíg a közeg mágnesezettsége konzervatív paraméternek (anyagilag állandónak) tekinthető, addig a közeg elektromos vezetőképesség- és a dielektromos permittivitástulajdonosságait a későbbi tektonikai mozgások a hézagszerkezet változásával (továbbá a víztartalom növekedésével) jelentősen befolyásolhatták.
- A „ferromágneses” jelenségek mellett a „ferroelektromos” jelenségek is jelen lehetnek a Föld mélyében, és azok a dielektromos permittivitás jelentős megváltozását okozhatják (1. Függelék). A határátmeneti törvényszerűségek vizsgálata rámutatott arra, hogy a relatív permittivitás megváltozása is fajlagosellenállás-anomáliákat okozhat.

S végül régi kedves kollégámnak, s e cikk lektorának, Verő Lászlónak sorait idézném befejezésképpen:

„Ha olyan valakinek kellene megmagyarázni, hogy miről is szól a cikk, aki még csak nem is hallott a magnetotellurikáról, azt mondanám: újabb bizonyíték arra, hogy a természet jobban tudja a fizikát, mint mi, emberek.

Ha pedig olyan valakinek, aki életében már látott magnetotellurikus szondázási görbéket, azt mondanám: ígéretes próbálkozás arra, hogy ne csak csodálkozzunk azon, mennyire eltérő görbéket, következésképp az inverzió után mennyire eltérő eredményeket kapunk ugyanazon a helyen az  $E$  polarizációs és  $H$  polarizációs görbéből, hanem közelebb jussunk az eltérések fizikai okainak megismeréséhez, kvantitatív leírását adjuk az eltéréseknek.

És ha egy földtanban járatos ember kérdezné meg ugyanezt, annak – a számára bonyolultnak tűnő inverziós szelvények helyett – az anizotrópiamaximumokat mutatom meg.”

*Összegezve, a magnetotellurikus szelvényeken a fajlagos ellenállás növekedésének oka:*

- Az elektromos vezetőképesség csökkenése ( $TE$ ,  $TM$ )
- A dielektromos permittivitás csökkenése ( $TM$ )
- A mágneses permeabilitás növekedése ( $TE$ )

*Figyelembe kell venni azt, hogy ismeretlen földtani felépítésű területen a  $TE$  és a  $TM$  irány sem ismert, másrészt egy szelvény nyomvonala mentén vízszintesen és függőlegesen is megváltozhat a szerkezeti s ennek következtében a polarizációs irány is!*

#### A tanulmány szerzői

Kiss János, Zilahi-Sebess László, Rádi Károly

#### Jegyzetek

- <sup>1)</sup>  $TE$  mód (vagy  $E$  polarizáció): az elektromos tér iránya, azaz a fő áramirány;  
 $TM$  mód (vagy  $H$  polarizáció): a mágneses tér iránya, azaz a fő áramirányra merőleges irány.
- <sup>2)</sup> A cikk végén a függelékben megadtuk néhány ásvány és kőzet dielektromos állandóját.
- <sup>3)</sup> A cikk végén, a függelékben megadtuk néhány ásvány és kőzet mágneses szuszceptibilitását és permeabilitását.
- <sup>4)</sup> Az EDI magnetotellurikus sztenderd formátum alapján.
- <sup>5)</sup> A változékonyságot az adatok statisztikai vizsgálata alapján a „szórás” paraméterrel jellemezhetjük. Ennek megfelelően a szórás egy adott terület- vagy szelvényegységre vonatkozó statisztikai paraméter, amelyet egy mozgóablakos szűrési eljárással lehet meghatározni. Az ablak nagysága az adatrendszer sűrűségétől, a vizsgálat céljától és a feldolgozást végző szakembertől függ. Ahol a mágneses tér legnagyobb változásai vannak, ott a szórás maximális értéket vesz fel. A mágneses hatók ezen a helyeken a legvalószínűbbek.

#### Hivatkozások

- Borradaile G. J., Jackson M. (2004): Anisotropy of magnetic susceptibility (AMS): magnetic petrofabrics of deformed rocks. In: Martin-Hernandez F., Lüneburg C. M., Aubourg C., Jackson M. (eds) 2004. Magnetic Fabric: Methods and Applications. Geological Society, London, Special Publications, 238, 299–360.
- Carmichael R. S. (1982): CRC Handbook of physical properties of rocks, CRC Press, Vol. 2, Boca Raton, Fla.
- Clark D. A. (1983): Magnetic properties of pyrrhotite – applications to geology and geophysics. M.Sc. Thesis, University of Sydney, p. 256.
- Clark D. A. (1997): Magnetic petrophysics and magnetic petrology: aids to geological interpretation of magnetic surveys – AGSO Journal of Australian Geology & Geophysics, 17/2, 83–103.
- Csókás J. (1977): Geofizika I. Gravitációs és mágneses módszerek. Tankönyvkiadó, Budapest
- Dobrynin B. M., Vendelstein B. J., Kozsevnyikov D. A. (1991): Petrofizika, Nyedra Kiadó, Moszkva [Добрынин Б. М., Вендельштейн Б. Ю., Кожеников Д. А. (1991): Петрофизика, Недра, Москва]
- Egerer F., Kertész P. (1993): Bevezetés a kőzetfizikába, Akadémiai Kiadó, Budapest
- Feyman R. P., Leighton R. B., Sands M. (1986): Mai Fizika 5., Elektromágnesesség, Elektrosztatika, Dielektrikumok, Magnetosztatika, (3. kiadás), Műszaki Könyvkiadó, p. 216.
- Hunt C. P., Moskowitz B. M., Banerje S. K. (1995): Rock Physics and Phase Relations. A Handbook of Physical Constants. AGU Reference Shelf. Vol. 3; <http://dx.doi.org/10.1029/RF003p0189>
- Kiss J. (2005): A CELEBRATION-7 szelvény komplex geofizikai vizsgálata, és a sebességanómália fogalma. Magyar Geofizika, 46/1, 25–34.
- Kiss J. (2009a): Gravitációs és mágneses feldolgozások és modellezések a földtani környezet megismerése céljából. Doktori (PhD) értekezés, p. 126, Nyugat-Magyarországi Egyetem, Kitaibel Pál Környezettudományi Doktori Iskola, Geokörnyezettudományi Program, Sopron



- Kiss J. (2009b): A CEL08 szelvény geofizikai vizsgálata. Magyar Geofizika, 50/2, 59–74.
- Kiss J. (szerk., 2017): Mélyföldtani kutatások geofizikai módszerekkel. MBFSZ Kézirat, MBFG Adattár, p. 33.
- Kiss J., Prácser E., Szarka L., Ádám A. (2010): Mágneses fázisátalakulás és a magnetotellurika. Magyar Geofizika, 51/2, 73–87.
- Kiss J., Szarka L., Prácser E. (2005): Second order magnetic phase transition in the Earth. Geophysical Research Letters, 32, L24310, DOI: 10.1029/2005GL024199
- Kiss J., Zilahi-Sebess L., Szarka L. (2011): A mágnesség jelensége és a Hopkinson-effektus. Magyar Geofizika, 52/3, 151–169.
- Kiss J., Cserkés-Nagy Á., Zilahi-Sebess L., Rádi K., Vértesy L., Gulyás Á., Bauer M., Gúthy T., Orosz L., Deák Zsuzsa V., Paszera Gy. (2019): Mélyföldtani kutatások, Kézirat, MBFSZ Kézirat, MBFG Adattár, p. 57.
- Koenigsberger J. G. (1938a): Natural residual magnetism of eruptive rocks Part 1 – Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, 43/2, 119–130.
- Koenigsberger, J. G. (1938b): Natural residual magnetism of eruptive rocks Part 2 – Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, 43/3, 299–320.
- Logacsov A. A., Zaharov V. H. (1979): Mágneses kutatómódszer, Nyedra Kiadó, Moszkva [Логачёв А. А., Захаров В. П. (1979): Магниторазведка, Недра, Москва]
- Michelsen K. J., Ferré E. C., Law R. D., Boyd J. D., Ernst W. G., de Saint-Blanquat M. (2007): Spatial distribution of magnetic susceptibility in the Mt. Barcroft granodiorite, White Mountains, California: implications for arc magmatic processes. Eos Transactions of the American Geophysical Union, 88(52), Fall Meeting Supplement, Abstract T11B-0567
- Szarka L., Ádám A., Kiss J., Madarasi A., Novák A., Prácser E., Varga G. (2004): Magnetotelluric images from SW-Hungary, completed with gravity, magnetic and seismic measurements. 17th EM Induction Workshop, Hyderabad, India
- Szarka L., Kiss J., Prácser E., Ádám A. (2010): The magnetic phase transition and geophysical crustal anomalies. Chinese Journal of Geophysics, 53/3, 612–621, DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2010.03.015
- Znamenszkij V. V. (1980): Terepi geofizika, Nyedra Kiadó, Moszkva [Знаменский В. В. (1980): Полевая геофизика, Недра, Москва]

## 1. Függelék

### Anyagok, kőzetalkotó ásványok, kőzetek, dielektromos tulajdonságai

A dielektromos állandó (permittivitás) a szigetelő anyagok jellemzője. Az ásványok a vezetőképesség mértéke és jellege, valamint a dielektromos permittivitás alapján három csoportra oszthatók:

1. Termésvémek és grafit – *a vezetők*:  
Fajlagos ellenállás  $\rho = 10^{-8} - 10^{-5} \Omega\text{m}$ ,  $\epsilon_r \rightarrow 0$ .
2. Oxidok, szulfidok, arzenidok és szelenidok nagy része – *a félvezetők* (galenit, pirrhotin):  
Fajlagos ellenállás  $\rho = 10^{-6} - 10^8 \Omega\text{m}$ , dielektromos állandó  $\epsilon_r > 80$ .

3. *A tipikus dielektrikumok* (kvarc, földpátok, kalcit, anhidrit, kősó):  
Fajlagos ellenállás  $\rho = 5 \times 10^7 - 3 \times 10^{16} \Omega\text{m}$ , dielektromos állandó  $\epsilon_r = 4-8$ .

A három csoport alapján megállapítható, hogy a fajlagos ellenállás (vezetőképesség) és a dielektromos polarizáció más szempontok alapján ugyan, de hasonlóan jellemzik az anyag elektromos tulajdonságait.

2. táblázat | Ásványok és kőzetek relatív dielektromos permittivitása ( $\epsilon_r$ )

Table 2 | Relative dielectric permittivity of minerals and rocks ( $\epsilon_r$ )

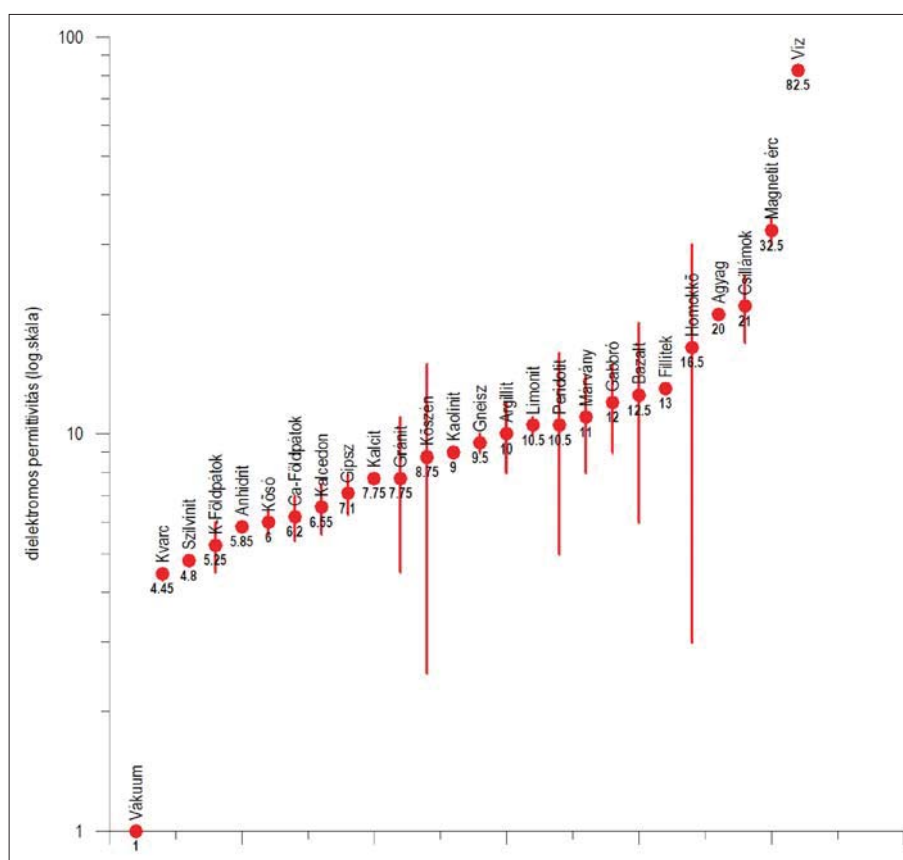
Földtani képződmények	Dielektromos permittivitás		Földtani képződmények	Dielektromos permittivitás	
	értéke	szórása		értéke	szórása
Vákuum	1	–	Homok	3–5	2
Korund (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	8,5–9,0	1,5	Vizes homok	20–30	10
Kvarc (SiO <sub>2</sub> )	3,5–4,6	1,1	Homokkő	3–30	27,0
Kalcedon	5,6–7,5	1,9	Szerves talaj	12	–
K-Földpátok	4,5–6,0	1,5	Argillit	8–12	4,0
Ca-Földpátok	5,4–7,0	1,6	Fillitek	13	–
Kalcit	7,5–8,0	0,5	Gneisz	9–10	1,0
Anhidrid	5,7–6,0	0,3	Mészkö	4-8	4,0

2. táblázat Ásványok és kőzetek relatív dielektromos permittivitása ( $\epsilon_r$ ) (folyt.)Table 2 Relative dielectric permittivity of minerals and rocks ( $\epsilon_r$ ) (cont'd)

Földtani képződmények	Dielektromos permittivitás		Földtani képződmények	Dielektromos permittivitás	
	értéke	szórása		értéke	szórása
Gipsz	6,3–7,9	1,6	Márvány	8–14	6,0
Kősó	5,6–6,4	0,8	Kőszén	2,5–15	12,5
Szilvinit	4,8	–	Peridotit	5–16	11,0
Limonit (FeO(OH), $nH_2O$ )	10–11	1,0	Gabbró	9–15	6,0
Csillámok	17–25	8,0	Gránit	4,5–11	6,5
Kaolinit	9	–	Bazalt	6–19	13,0
Vulkáni hamu	4–7	3,0	Magnetit érc	30–35	5,0
Agyag	5–40	35	Víz	80–85	5,0
Iszap	5–30	25	Rutil (TiO <sub>2</sub> )	80–100	20,0

A 2. táblázat és a 18. ábra alapján megállapítható, hogy a dielektromos permittivitás szélsőértékei a vákuum ( $\epsilon_r = 1$ ) és a víz ( $\epsilon_r = 85$ ) értékei esetén figyelhetők meg, bár a szakirodalombeli utalások alapján a fémek és a félvezetők dielektromos permittivitása a víznél jóval nagyobb lehet (lásd például a rutilt).

A víztartalom tehát komoly szerepet játszik kőzetek (elsősorban a porózus üledékes kőzetek esetében) a dielektromospermittivitas-értékek kialakulásában. Ebből adódik, hogy a dielektromos permittivitas értékében a legnagyobb szórás a homokkő és a kőszén esetében figyelhető meg. Szórás szempontjából a következő csoport a



19. ábra Különböző anyagok permittivitása sorrendbe szervezve (minimális, maximális és középértékkel)

Figure 19 Permittivity of different materials organized in order (with minimum, maximum and mean values)

peridotit és a bazalt, amit már nem a pórusterben megjelenő víztartalom, hanem inkább a vezető és félvezető anyagok jelenléte okozhat.

Az anyagok dielektromos permittivitásának aránya csak a táblázat értékei alapján 1–85 között, a vákuum és a víz kizárásával 1–20 között változhat, ami hatással lehet a  $H$  polarizációs magnetotellurikus mérési eredményekre. A vezetők és félvezetők nagy dielektromos permittivitását a vezetőképességgel való összevetés alapján lehetne csak pontosan megítélni.

Még egy jelenséget meg kell említeni a „ferroelektromosság” jelenségét, amely nagyon hasonló a ferromágnesesség jelenségére. Feynman és társai (1986) ezt írják:

„Közvetlenül a Curie-hőmérséklet felett az  $\epsilon_r$  értéke óriási. Hatalmas mértékű felerősítési hatással van dolgunk: a relatív permittivitás elérhet 50 000 és 100 000 közötti értékeket is... A relatív permittivitás nagyon érzékeny a hőmérsékletre.”

Ez viszont azt mutatja, hogy bizonyos mélységben és hőmérséklet mellett a földkéregben a dielektromos permittivitás a Hopkinson-effektushoz hasonló jelenséget produkál, amikor a relatív permittivitás értéke szélsőségesen megváltozhat. Ez viszont a (23) és (30) összefüggés miatt hatással lesz a magnetotellurikus mérésekre is.

## 2. Függelék

### Anyagok, kőzetalkotó ásványok, kőzetek mágneses tulajdonságai

Az anyagok a mágneses szuszceptibilitásuk alapján 3 csoportra oszthatók: ferromágneses, paramágneses és diamágneses anyagok. Ezek közül láthatóan (3. táblázat) csak a ferromágneses anyagoknak van egytől különböző relatív mágneses permeabilitásuk, ami hatással lehet az elektromágneses mérésekre.

A 4. táblázat alapján látszik, hogy a kőzetek ferromágneses (Co, Ni, Fe) ásványtartalma előidézhetheti már az indukált mágnesezettség esetén is, de még inkább a remanens mágnesezettség esetén, hogy a relatív mágneses permeabilitás értéke jóval nagyobb legyen, mint 1 ( $\mu_r \gg 1$ ). Ez viszont azt jelenti, hogy a ferromágneses ásványtartalmú kőzetek esetén a relatív mágneses permeabilitás megnövekedése miatt módosítani fogja az  $E$  polarizációs magnetotellurikus mérési eredményeket.

Az 5. táblázat alapján a diabáz, bazalt, amfibolit, serpentin és peridotit esetében, erős a remanens mágnesezettséget feltételezve, a mágneses permeabilitás értéke már a szokásos  $Q = 10$  esetén is érezhető lesz, nem beszélve a  $Q = 100$  (esetleg néhányszor 100) értékű Königsberger-arány esetében megjelenő, sokkal erősebb hatásról. Ilyen értékekkel az óceáni kéreg esetében gyakran találkozhatunk.

Clark (1983, 1997) publikációiban találtuk ezeket az összefoglaló táblázatokat, amelyek nagy valószínűséggel általánosíthatók az egész Földre.

A 20. ábra a mágneses ásványok Königsberger-arányait mutatja. Látszik, hogy a TRM, azaz termális és a SIRM, azaz telített izotermikus remanens mágnesezettség esetén a legnagyobbak a  $Q$  értékei, akár 10000-es értéket is elér-

3. táblázat | Az anyagok mágneses tulajdonságai (Wikipédia)

Table 3 | Magnetic properties of materials (Wikipedia)

Csoport	Anyag	$\mu_r$
Ferromágneses anyagok	Kobalt	100–400
	Nikkel	200–500
	Vas	300–6000
	Permalloy ötvözetek	5000–300000
Paramágneses anyagok	Platina	1,0000004
	Alumínium	1,0000043
	Mangán	1,0004
Diamágneses anyagok	Arany	0,99997
	Ezüst	0,999975
	Kén	0,99998
	Réz	0,99999
	Víz	0,9999901

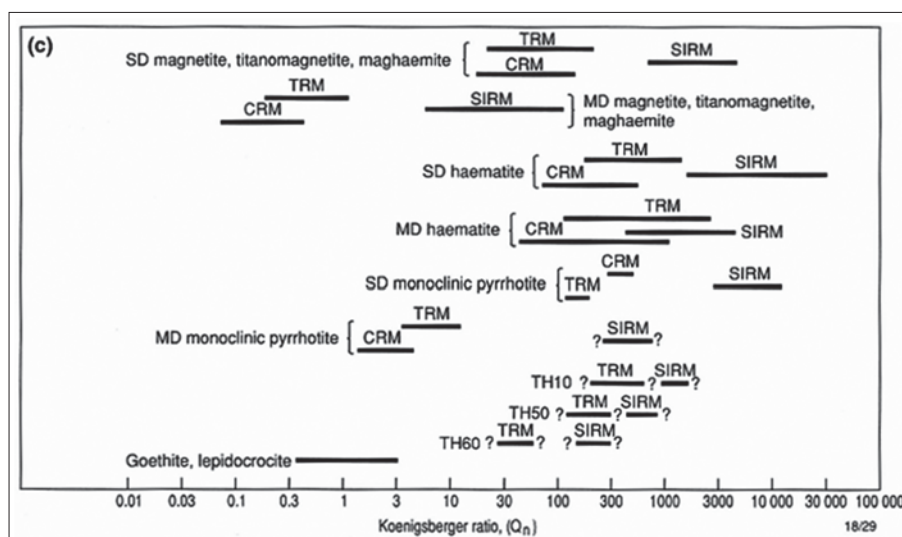
**4. táblázat** Ferromágneses ásványok mágneses szuszceptibilitása és relatív permeabilitása (A–C oszlop) (Csókás 1977, Logacsov, Zaharov 1979 alapján) valamint a 10-es Königsberger-arányra kiszámolt, remanens mágnesezettségből származó fiktív szuszceptibilitás és relatív mágneses permeabilitás várható értéke  
**Table 4** Magnetic susceptibility and relative permeability of ferromagnetic minerals (columns A–C) (Csókás 1977, Logacsov, Zaharov 1979) and the expected value of the virtual susceptibility and relative magnetic permeability due to remnant magnetization calculated for the Königsberger ratio of 10

Ferromágneses ásványok	(Indukált) mágneses szuszceptibilitás (SI)	(Indukált) relatív mágneses permeabilitás (SI)	(Remanens/fiktív) mágneses szuszceptibilitás (SI)	(Remanens/fiktív) relatív mágneses permeabilitás (SI)
A	B	C	D	E
Magnetit (Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> )	3,75–25	4,75–26	37,5–250	38,5–251
Maghemit (γFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	3,75–25	4,75–26	37,5–250	38,5–251
Pirrhotin (Fe <sub>n</sub> S <sub>n+1</sub> )	0,1–1,25	1,1–2,25	1–12,5	2–13,5
Hematit (Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	(2,5–12,5)×10 <sup>-3</sup>	1,0025–1,0125	(2,5–12,5)×10 <sup>-2</sup>	1,025–1,125
Titanomagnetit (Fe <sub>3-n</sub> Ti <sub>n</sub> O <sub>4</sub> )	10 <sup>-5</sup> –1	1,00001–2,0	10 <sup>-4</sup> –10	1,0001–11

**5. táblázat** Kőzetek mágneses szuszceptibilitása (különböző szerzők munkái alapján)

**Table 5** Magnetic susceptibility of rocks (based on the work of various authors)

Kőzet	κ <sub>max</sub> (SI)	κ <sub>max</sub> (SI)	κ <sub>max</sub> (SI)	κ <sub>max</sub> (SI)	κ <sub>max</sub> (SI)
	Znamenszkij (1980)	Logacsov és Zaharov (1979)	Dobrynin et al. (1991)	Carmichael (1982)	Egerer és Kertész (1993)
Kvarcporfir	–	0,009	0,009	–	–
Gránit	0,072	0,063	0,040	0,050	0,070
Andezit	0,214	0,038	0,040	–	0,070
Diabáz	0,234	0,150	0,150	0,029	0,080
Bazalt	0,327	0,250	0,250	0,180	0,100
Amfibolit	–	–	0,150	–	0,150
Szerpentinit	–	0,628	0,600	0,075	–
Peridotit	0,267	–	0,500	0,157	0,100



**20. ábra** Königsberger-arány a főbb mágneses ásványok esetén (Clark 1997) (CRM = kémiai remanens mágnesezettség, TRM = termoremanens mágnesezettség, SIRM = telített izotermikus remanens mágnesezettség, SD = egydomén, MD = multidomén)

**Figure 20** Permittivity of different materials 20. Königsberger ratio for major magnetic minerals (Clark 1997) (CRM = chemical remnant magnetisation, TRM = thermoremanent magnetisation, SIRM = saturation isothermal remanent magnetisation, SD = single domain, MD = multi domain) in order (with minimum, maximum and mean values)

**6. táblázat** Főbb ferromágneses ásványok mágneses szuszceptibilitása és Curie-hőmérséklete  
**Table 6** Magnetic susceptibility and Curie temperature of major ferromagnetic minerals

Ásvány	Képlet	Mágneses szuszceptibilitás ( $10^{-6}$ SI)	Curie-hőmérséklet °C
Magnetit	$Fe_3O_4$	5 700 000 <sup>a)</sup>	578
Titanomagnetit	$Fe_{(3-x)}Ti_xO_4$	620 000 <sup>b)</sup>	-200 – +580
Titanomaghemit	$Fe_{(3-x)R}Ti_{xR}□_{3(1-R)}O_4$	2 800 000 <sup>b)</sup>	-200 – + 600
Ulvöspinel	$Fe_2TiO_4$	4 800 <sup>b)</sup>	-153
Hematit	$\alpha Fe_2O_3$	40 000 <sup>a)</sup>	675
Ghoetit	$\alpha FeOOH$	12 000 <sup>a)</sup>	120
Sziderit	$FeCO_3$	4 900 <sup>b)</sup>	580
Maghemit	$\gamma Fe_2O_3$	2 500 000 <sup>a)</sup>	600
Ilmenit	$FeTiO_3$	3 800 000 <sup>c)</sup>	-233
Pirrhotin	$FeS$	3 200 000 <sup>a)</sup>	300

<sup>a)</sup> Borradaile, Jackson 2004

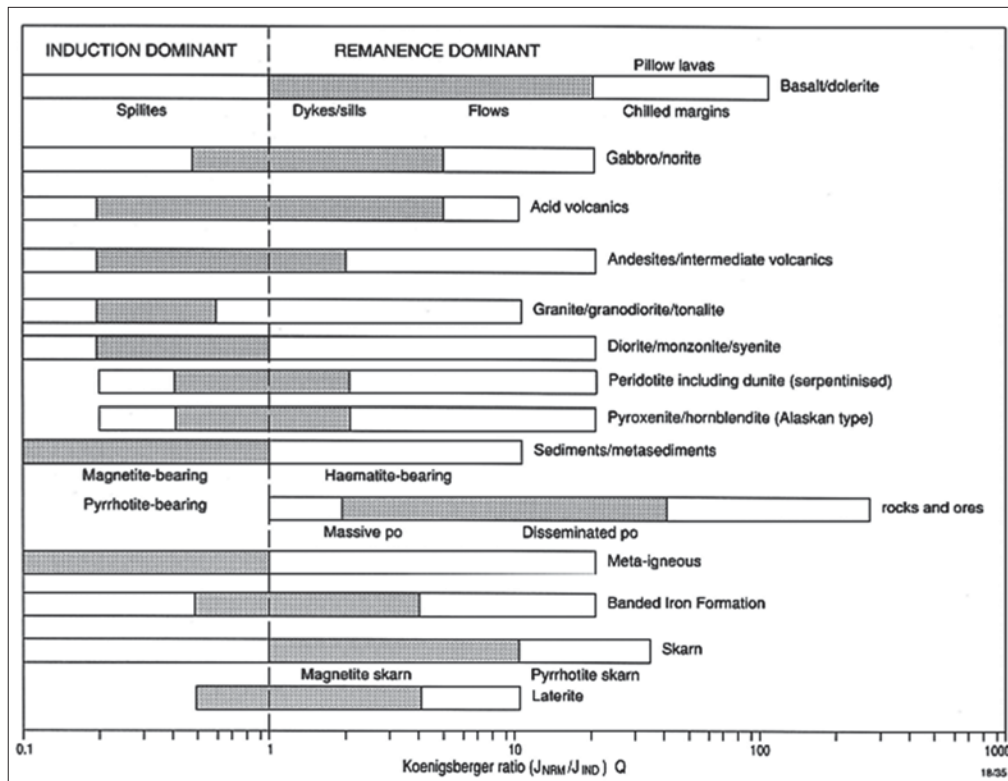
<sup>b)</sup> Hunt et al. 1995

<sup>c)</sup> Michelsen et al. 2007

hetnek. Érdekeség továbbá, hogy tulajdonságai alapján a magnetitet tartjuk a leginkább mágneses ásványnak, mégis a remanens mágnesezettség vizsgálatok a pirrhotin és a hematit tűnik a legerősebben mágnesezettnek.

Itt persze felmerül a kérdés, hogy ezeknek az ásványoknak mekkora a mágneses szuszceptibilitása, ha nagyon kicsi, akkor annak az ezerszerese sem lesz túl nagy érték!

A 6. táblázat alapján elmondható, hogy a magnetit, az ilmenit, a maghemit és a pirrhotin mágneses szuszceptibilitása a legnagyobb a ferromágneses ásványok között, így a pirrhotin remanens mágnesezettsége és/vagy magas Königsberger-aránya miatt a virtuális remanens mágnesezettségnek már a felszíni kőzetek esetén is érzékelhető hatása lehet. A hematit viszonylag alacsony szuszceptibilitása



**21. ábra** Königsberger-arány a főbb mágneses kőzetek esetén (Clark 1997)

**Figure 21** Königsberger ratio for major magnetic rocks (Clark 1997)

esetén vizsgálni kell a magas Königsberger-arány hatását, azaz mennyire növeli meg a mágneses permeabilitás értékét a virtuális mágneses szuszceptibilitás!

A 21. ábra a mágneses kőzetek Königsberger-arányait mutatja, itt csak extrém értékek esetében (lávakőzet és ércek) érik el a 100-at. A sötét sávok a középértéket mutatják, a világos sávok a szélsőértékekig terjednek. Érdekes megfigyelni, hogy a középértékek alapján a gránitra, a granodioritra, a diorit, a monzonitra (mélységi magmás kőzetekre), a metavulkanitokra és a magnetittartalmú üledékre az indukált mágnesezettség a jellemző. Ugyanakkor a bazaltra, a doleritre (kiömlési magmás kőzetekre), a pirhotintartalmú és szkarnos kőzetekre, ércekre a remanens mágnesezettség a jellemző.

Az indukált, de főleg a remanens mágnesezettség eredője (relatív mágneses permeabilitás) hatással van a magnetotellurikus mérésekre a (24) és (29) összefüggés alapján.

### Megjegyzés

Az egész eddig leírtakat kicsit árnyaltabbá teszik a következő megállapítások:

- A gyakorlatban csak az  $E$  és a  $B$  mérésére vagyunk alkalmasak, ezért nem is tanítják a  $D$ -t és a  $H$ -t a középfokú tananyagban. A  $D$ -re és a  $H$ -ra következtetés útján jöttünk rá, ezek elméleti mennyiségek, amire a következő idézetek utalnak.
- „Hogy a Maxwell-egyenleteket egyszerű alakban lehessen írni, egy újabb  $D$  vektort definiáltak oly módon, hogy az lineáris kombinációja legyen  $E$ -nek és  $P$ -nek:  $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} + \mathbf{P}$ .” (Feynman et al. 1986, 143. oldal).
- A Maxwell-egyenletek elsődlegesen  $E$ -re és  $B$ -re voltak felírva, csak később egészültek ki a  $D$  és a  $H$  mennyiségekkel, ahogyan Feynman és társai is jelzik! Analóg módon a mágneses tér esetében is megvan tehát a lineáris kombinációja  $B$ -nek és  $H$ -nak:  $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + \mathbf{M}$ .

A fenti idézetek viszont ráirányítják a figyelmünket arra, hogy a régóta alkalmazott geofizikai módszereknél, mint a mágneses vagy magnetotellurikus módszer, mágneses tér-erőről ( $\mathbf{H}$ ) beszélünk, miközben mérés technikailag csak a mágneses indukciót ( $\mathbf{B}$ ) tudjuk mérni. Ha viszont ez így van, akkor a módszertani, feldolgozási eszköztáraink (alapképleteink) pontosításra szorulnak!