MAGYAR GEOFIZIKA
51. évf. (2010) 2. szám, 73–87

TANULMÁNY

Mágneses fázisátalakulás és a magnetotellurika

KISS JÁNOS[1,@], PRÁCSER ERNŐ[1], SZARKA LÁSZLÓ[2], ÁDÁM ANTAL[2]

[1]Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, H-1145, Budapest, Kolumbusz u. 17–23.
[2]MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet, H-9400, Sopron, Csatkai E. u. 6–8.
[@]E-mail: kiss@elgi.hu

Egy korábbi publikációnkban feltételeztük, hogy a mágneses szuszceptibilitásnövekedéssel járó és a Curie-hőmérsékleten bekövetkező ún. másodrendű mágneses fázisátalakulás a földkéregben is előfordulhat, sőt a felszínen mágneses és magnetotellurikus anomáliákat okozhat. A jelenség kézenfekvő magyarázatot nyújtana több ismeretlen eredetű földmágneses és magnetotellurikus anomália eredetére. Ebben a cikkben a mágneses fázisátalakulás magnetotellurikus következményeit vizsgáljuk egy- és kétdimenziós modellezés segítségével. Eredményeink szerint egy nagy mágneses permeabilitású, rétegszerű ható nagyon hasonló hatást okoz, mint egy jól vezető réteg, csak ellentétes előjellel. A klasszikus magnetotellurikus inverzió eredményeiben a nagy mágneses permeabilitású réteg a Curie-mélységben kezdődő, irreálisan nagy ellenállású és rendkívül vastag rétegként jelenik meg. Azokon a helyeken, ahol e jelenséggel találkozunk, és a területen található mágneses anomália hullámhossza is ugyanarra a mélységre utal, ott nem zárható ki a másodrendű mágneses fázisátalakulás jelenléte. Ilyen sajátságokat mutat a PGT–1 szelvény mentén a Túrkeve-Csodaballa térségében tapasztalt magnetotellurikus és mágneses anomália. Bár a jelenség bizonyításához közvetlen kőzetfizikai kísérletek lennének szükségesek, különféle szilárdtestfizikai anyagvizsgálatok eredményei egyre valószínűbbé teszik, hogy a kéreg eredetű geofizikai anomáliák egyik okozója a Curie-hőmérsékleti mágneses fázisátalakulás.

Kiss, J., Prácser, E., Szarka, L., Ádám, A.: Magnetic phase transition and the magnetotellurics

In an earlier paper we suggested a possible additional source of geomagnetic and crustal conductivity anomalies: the so-called second-order magnetic phase transition in the Earth's crust, namely a significant enhancement of the magnetic susceptibility near the Curie (Néel) depth. Some geomagnetic anomalies of unknown origin can be easily explained by this phenomenon. In this paper we summarize the one- and two-dimensional magnetotelluric signatures due to a thin but very high-permeability body at mid-crustal depths. The magnitude of the anomaly due to a high-permeability layer is comparable to that due to a high-conductivity layer, with opposite sign. Wherever the classical magnetotelluric interpretation produces an unrealistic high-resistivity and extremely thick layer, and the nearby geomagnetic anomalies have a spatial wavelength indicating the same depth as the depth of the high resistivity layer, the second-order magnetic phase transition might be also considered as a possible explanation. Although it has been still questionable whether this phenomenon exists in the Earth's crust, some recent solid state physics laboratory results make it more and more probable that the magnetic phase transition might be a potential source of various geophysical crustal anomalies.

Beérkezett: 2010. június 14.; *elfogadva:* 2010. augusztus 19.

1. Bevezetés

Az anyagok mágnesezettsége (M) két részből áll: egyrészt az anyagra jellemző spontán vagy remanens mágnesezettségből (M_r), másrészt a külső mágneses tér által gerjesztett indukált mágnesezettségből (M_i). Az indukált mágnesezettség gyenge mágneses tér esetén arányos a külső gerjesztő térrel (H). A mágnesezettséget ennek megfelelően – skalárisan – a következőképpen írhatjuk fel:

$$M = M_{\text{total}} = M_r + M_i = M_r + \chi H. \quad (1)$$

Az arányossági tényező a mágneses szuszceptibilitás ($\chi = dM_i/dH$), amely függ többek között a mágneses tér erejétől (H) és a hőmérséklettől (T). A mágneses szuszceptibilitás ($\chi_{\text{SI}} = 4\pi\chi_{\text{CGS}}$) és a relatív mágneses permeabilitás közötti összefüggés a következő:

$$\mu_r = 1 + \chi, \text{ ahol } \mu_r = \mu/\mu_0 \text{ és } \mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\ \text{Vs/(Am)}. \quad (2)$$

ISSN 0025-0120 © 2010 Magyar Geofizikusok Egyesülete

A Föld mágneses tere (H_E) gyenge, 40 A/m (~0,5 oersted, 47 500 nT[a)]) térerősségű. A mágnesezettség értéke adott T hőmérsékleten és H_E mágneses térerősség esetén a következő képlettel írható le:

$$M_{\text{total}}(T, H_E) = M_r(T, 0) + H_E \sum \chi, \qquad (3)$$

ahol az összegzés arra a mágnesezhető közegre vonatkozik, amelyet a χ mágneses szuszceptibilitástenzorral jellemezhetünk.

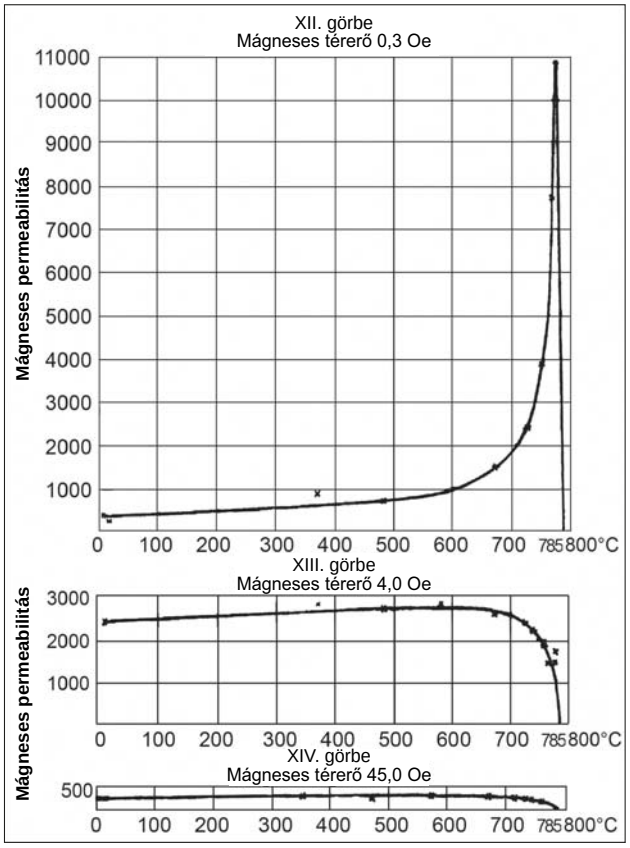
Az anyagban lejátszódó mágneses fázisátalakulás (azaz az anyag átalakulása a Curie-hőmérsékleten ferromágneses állapotból paramágneses állapotba) egy másodrendű fázisátalakulás. Másodrendű, mert az energia második deriváltjában, a mágneses szuszceptibilitás értékében figyelhető meg szakadás. A szakadás anyagfüggő, és a mágneses szuszceptibilitás rendkívüli mértékű megnövekedésével jelentkezik, közvetlenül a Curie-hőmérséklet alatt.

Vasmintákon végzett laboratóriumi kísérleteiben John Hopkinson már a XIX. század végén kimutatta:

– a mágneses permeabilitás 50-szeres (~200-ről ~11 000-ig) megnövekedését, azaz a később róla elnevezett, *1. ábrán* látható Hopkinson-csúcsot (Hopkinson 1889);
– a fajhő körülbelül 200-szoros megnövekedését (Hopkinson 1890), amelyre a kihűlő vas átkristályosodási hőleadása (vagy újrafelizzása, az ún. *re-calescence* jelenség) alapján jött rá;
– az elektromos ellenállás (Hopkinson 1889) hőmérsékleti koefficiensének megváltozását.

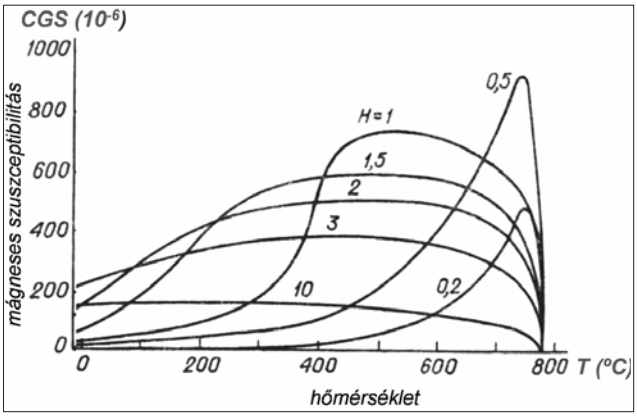
Hopkinson kísérleteiből *(1. ábra)* látszik, hogy a fázisátalakulás során a mágneses szuszceptibilitás változása a mágneses térerősségtől függ. Kis és nagy térerősség – 0,3 Oe, illetve 4,0 Oe – esetén eltérő mértékű változásokat lehet tapasztalni a szuszceptibilitás értékében *(2. ábra)*. A görbék 1,0 Oe-nél nagyobb térerő esetén, a Curie-hőmérséklet környezetében (a vas esetében 770 °C) szuszceptibilitáscsökkenést, kisebb térerő esetén szuszceptibilitásnövekedést, illetve -maximumot mutatnak.

A XX. századi anyagismereti kutatások nemcsak igazolták ezeket a korai mérési eredményeket, de elvezetnek bennünket a napjaink szilárdtest-fizikai kutatásainak középpontjában álló kritikus jelenségekig. Ideális esetben a mágneses szuszceptibilitás megnövekedése a Curie-hőmérsékleten (ferrimágneses anyagok esetén Néel-hőmérsékleten) elvileg végtelen nagyságú (Cracknell et al. 1976). Különböző anyagokon elvégzett precíz laboratóriumi kísérletek (mikrorétegeken elvégzett vizsgálatok) nemcsak a mágneses szuszceptibilitás, hanem a fajhő értékében és más fizikai paraméterek esetében is jelentős változásokat, maximumokat mutattak ki. A másodrendű mágneses fázisátalakulás során végbemenő változásokat – a remanens mágnesezettség, a szuszceptibilitás és a fajhő megváltozását – a *3. ábra* mutatja (Gould és Tobochnyik 2005 vagy Jiles 1998). A remanens mágnesezettség a kritikus hőmérséklet közelében megszűnik, az indukált mágnesezettség – a mágneses szuszceptibilitásnövekedésnek köszönhetően – viszont egyre jelentősebb, ld. a (3) képletet.



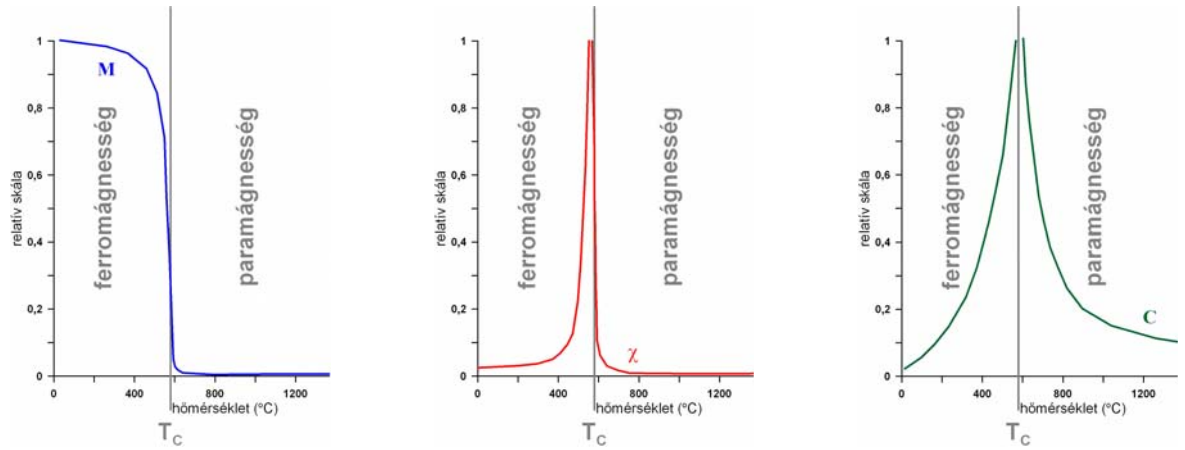
1. ábra John Hopkinson 1885-ben végzett kísérletének eredménye: a mágneses permeabilitás hőmérsékletfüggésének viselkedése a vasnál háromféle (0,3, 4,0 és 45,0 Oe) eltérő térerő alkalmazása esetén (Hopkinson 1889)

Figure 1 Variation of the magnetic permeability of iron as a function of the temperature, in case of three external magnetic field intensities: 0.3, 4.0 and 45.0 Oe (orginal figure by Hopkinson 1889)



2. ábra A szuszceptibilitásváltozás hőmérsékletfüggése különféle intenzitású mágneses tér esetén a vasnál (Logacsov és Zaharov 1979), görbeparaméter: mágneses térerő oerstedben

Figure 2 Variation of the magnetic susceptibility of iron as a function of the temperature (after Logachev and Zakharov 1979) at different external magnetic field (parameter of the curves: field value in oersted)



3. ábra A remanens mágnesezettség (*M*), a szuszceptibilitás (χ) és a fajhő (*C*) elvi megváltozása a mágneses fázisátalakulás során (Gould, Tobochnik 2005 alapján)

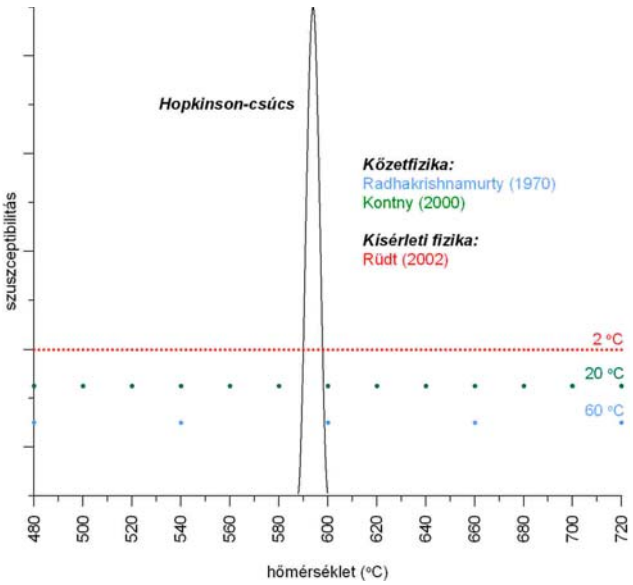
Figure 3 Schematic behavior of the magnetization (*M*), magnetic susceptibility (χ) and specific heat capacity around the Curie temperature (*C*) (after Gould, Tobochnik 2005)

Mivel a mágneses anyagok többségének kritikus hőmérséklete a kéreg, illetve a középső kéreg mélységében van (a leggyakoribb mágneses ásvány, a magnetit kritikus hőmérséklete például 580 °C), így azt feltételeztük (Kiss et al. 2005a,b), hogy ez a jelenség fontos szerepet játszhat a kéregbeli különféle geofizikai anomáliák kialakulásában.

Ebben a tanulmányban a szuszceptibilitásnövekedés magnetotellurikus következményeit taglaljuk. Korábbi tanulmányunk (Szarka et al. 2010) gondolatmenetét követve megvizsgáljuk a földkéregbeli Hopkinson-csúcs nagyságát, majd a jelenség mágneses és magnetotellurikus következményeit vesszük számba. A mágneses fázisátalakulás elmélete mellett új analitikus és numerikus számítási eredményeket, valamint egy terepi esettanulmányt is bemutatunk, továbbá felhívjuk a figyelmet néhány, a fázisátalakulással kapcsolatban felmerülő merőben új összefüggés lehetőségére.

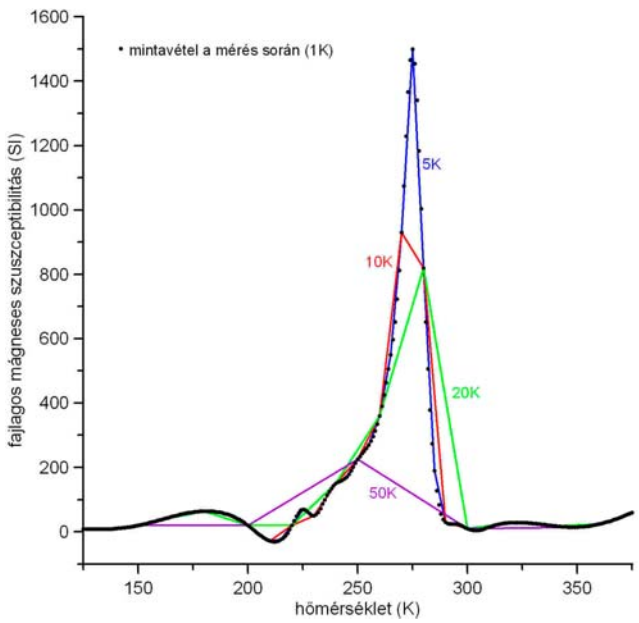
2. Mekkora Hopkinson-csúcs alakulhat ki a földkéregben?

Míg az ideális anyagokon (mikrovastagságú lemezeken) elvégzett kísérletek a Hopkinson-csúcson körülbelül 100-szoros mágneses szuszceptibilitásnövekedést mutatnak (Rüdt et al. 2002), addig a kőzetfizikai kísérletek során mindössze legfeljebb 3–4-szeres növekedést állapítottak meg (Dunlop[b)] és Özdemir 2007). Így a kőzetfizikusok eléggé szkeptikusak a földkéregbeli Hopkinson-effektus megítélésével kapcsolatban (Hrouda 2006, Márton 2008). Sajnos a kőzetfizikai Curie-pont-meghatározások lényege nem a Hopkinson-csúcs kimérése, hanem – a Curie-hőmérséklet alapján – az ásványos összetétel meghatározása (Petrovský, Kapička 2006). A modern kőzetfizikai mérési körülmények alkalmasak a Curie-hőmérséklet körülbelüli megmérésére (ami elegendő az ásványtani azonosításhoz), de elégtelenek a Hopkinson-csúcs pontos meghatározására. A másodrendű mágneses fázisátalakulás egy kb. 10–15 °C-os hőmérsékleti intervallumban zajlik le. A hőmérséklet-szuszceptibilitási görbe teljes megismeréséhez nagyon sűrű (legalább 1 °C-os) mintavételezés lenne szükséges az általánosan elterjedt 10–20 °C-onkénti mintavételezéssel szemben. A mintavételezésből származó problémákat a *4.* és *5. ábra* illusztrálja. A *4. ábra* az anyagvizsgálati (Rüdt et al. 2002) és kőzetfizikai vizsgálatok (Kontny, de Wall 2000; Radhakrisnamurty, Likhite 1970) eltérő mintavételezési gyakorlatát szemlélteti. Az *5. ábra* egy pontosan kimért Hopkinson-effektus (Rüdt et al. 2002) szuszceptibilitás-csúcsértékének torzulását mutatja be a mintavétel ritkítása esetén. Meg kell említeni még néhány méréstechnikai elégte-



4. ábra Anyag- és kőzetfizikai vizsgálatok eltérő mintavételezési gyakorlatának szemléltetése

Figure 4 Inappropriate and appropriate sampling rate *(Rock Physics and Solid State Physics)*



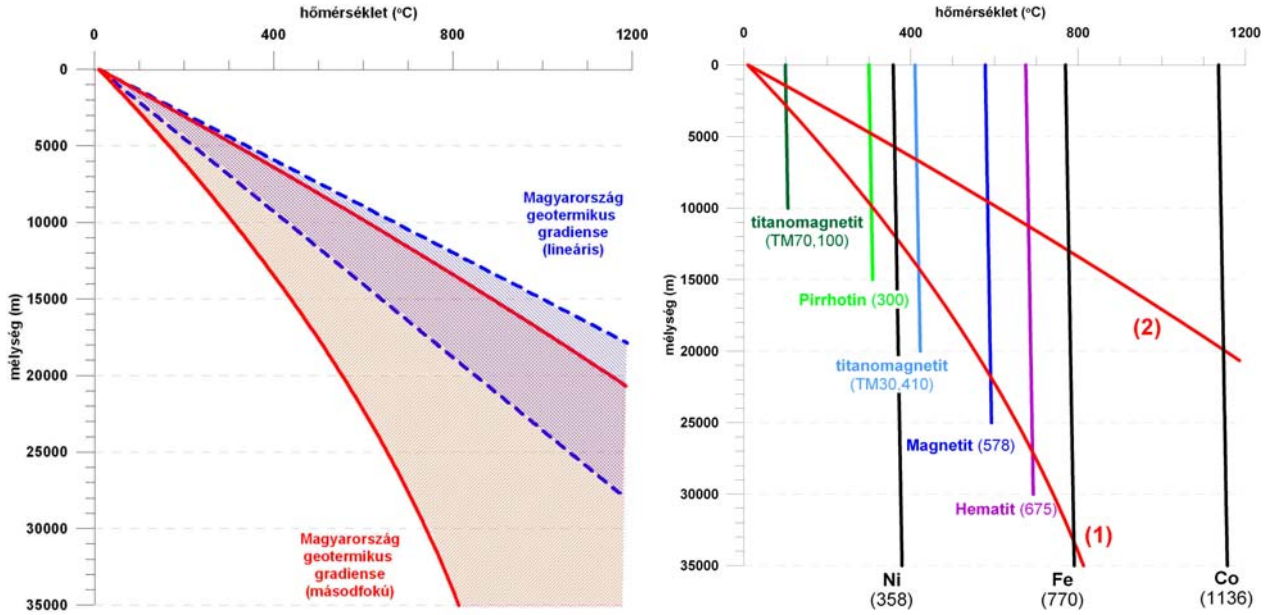
5. ábra A Hopkinson-effektus szuszceptibilitás-csúcsértékének torzulása a mintavételezési sűrűség csökkentése esetén

Figure 5 Effect of the sampling rate: if the sampling interval is larger the Hopkinson effect will be smaller

lenséget is: a mintatesten belüli hőmérsékleti inhomogenitást (a minta nem egyenletes felfűtése miatt a közepe később, a kérge előbb éri el az adott hőmérsékletet), valamint a földi mágneses térnél sokkal erősebb mágnesező tér alkalmazását (a mágneses szuszceptibilitás viselkedése függ a térerő nagyságától). Már Hopkinson (1889) is azt tapasztalta, hogy a földihez hasonló kis mágneses térerősségek (0,3 Oe) esetén észlelhető a legintenzívebb csúcs, a szuszceptibilitás maximuma, de tízszeresre megnövekedett mágneses térerősség (4,0 Oe) alkalmazása már szuszceptibilitáscsökkenést eredményez. A mai szuszceptibilitásmérő berendezések (kappaméterek) a földi térerő 7,5 szeresének megfelelő 300 A/m térerősség (KLY-2) mellett mérik a szuszceptibilitás változását[c].

A mikrorétegeken (Rüdt et al. 2002) és a kőzetfizikai laboratóriumokban végzett mérések között még egy számottevő különbség van, a minta geometriája. A mágnesesség szempontjából a ferromágneses test geometriájának fontos szerepe van a könnyű, illetve a nehéz mágnesezettségi irányok miatt. Ugyanannak az anyagnak az „elnyújtott" rétegszerű vagy őrleményszerűen kevert, esetleg izomorf alakú változata eltérő eredő mágneses hatást mutat, ami a doménok egymáshoz való helyzetével, illetve azok kölcsönhatásával és a lemágnesesődési paraméter változásával magyarázható.

A földkéregben – ebben a természetes földi laboratóriumban – a mágneses fázisátalakulás kialakulásához és tartós fenntartásához ideálisak a körülmények: állandó a hőmérséklet, és megfelelő értékű a mágnesező tér. A határfelületek mentén található mágneses anyagok esetében könnyen kialakulhat a könnyű mágnesezési irányba mutató mágnesezettség. A bázikus összetételű kőzetek az oxidációs zónába kerülve[d] alakulnak át mágneses hatóvá. Ebből következik, hogy a bázikus összetételű kőzetek kontaktusa mellett, pl. tektonikai vonalak mentén, szinte mindenhol számíthatunk mágneses hatókra.



6. ábra Hőmérséklet–mélység függés a (4) másodfokú összefüggés alapján és a ferromágneses ásványok Curie-hőmérsékletének mélysége Magyarországon, geotermikus minimális (1), illetve maximális (2) hőfluxus esetén

Figure 6 The depth–temperature dependence of Hungary by using the quadratic formula (4) and the possible depth of Curie temperature at these minimal (1) and maximal (2) geothermal conditions of different elements and minarals

A kőzetfizikusok a földkéreg anyagi összetételének inhomogenitásából kiindulva kételkednek a jelenség természetes előfordulásában. A mágneses fázisátalakulás kialakulásához valóban szükséges az anyag homogenitása is, helyenként azonban könnyen elképzelhető, hogy kellően homogén, mágnesezhető anyag található a Curie-mélységben.

Vizsgálataink során az egyszerűség kedvéért a kritikus állapotban lévő anyagok relatív mágneses permeabilitását 100-nak vesszük. (A részleteket lásd Kiss et al. (2005a) 1. táblázatában.)

3. Geotermikus tényezők

A különböző módszerek alapján végzett hőmérséklet–mélységre vonatkozó meghatározások hamar bebizonyították, hogy a lineáris geotermikus gradiens korlátozottan alkalmazható, de csak áttételesen veszi figyelembe a hőtermelési, hővezetési és hőáramlási tényezőket. Magyarország geotermikus adottságaival korábbi években behatóan foglalkozott Dövényi et al. (1983) és Lenkey et al. (2002). Munkáikban publikálták az átlagos (minimális és maximális) geotermikus adottságokat. Ezeket figyelembe véve sokkal pontosabb mélységi hőmérsékletfüggés számítható.

Ennek megfelelően a lineáris hőmérséklet–mélység összefüggés (Kiss et al. (2005b), 2. ábra) helyett Fowler (2005) alapján számított, négyzetes mélység–hőmérséklet összefüggést alkalmazunk *(6. ábra)*, ami jobban figyelembe veszi a Kárpát-medence átlagos geotermikus adottságait. Fowler (2005) kétféle képletet is közzétett a hőmérséklet–mélység összefüggésre. Az egyik – az egyszerűbb –, amikor az asztenoszféra felett csak egy réteggel számol, a következő:

$$T = (A/2k)\,Z^2 + [(Q + Ad)/k]\,Z\,, \qquad (4)$$

ahol a Pannon-medencére alkalmazott paraméterek a következők:

	1)	2)
hővezetés (k):	2,67 W/(m°C),	2,67 W/(m°C),
hőtermelés (A):	1,5 μW/m^3,	1,5 μW/m^3,
hőfluxus (Q):	50 mW/m^2,	130 mW/m^2,
köpenymélység (d):	25 km,	25 km,
mélység (Z)	mint független változó,	
hőmérséklet (T)	mint függő változó.	

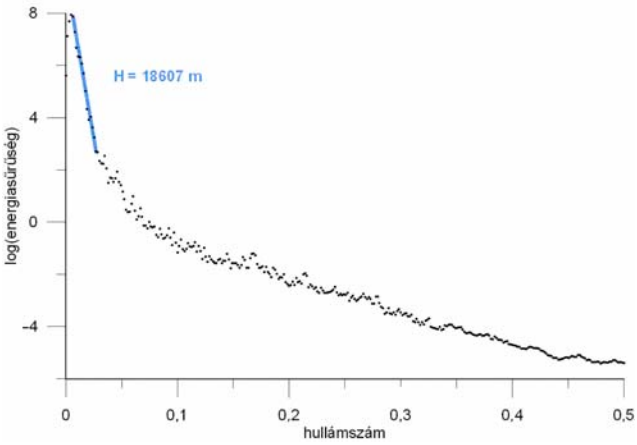
A mágneses fázisátalakulás mélysége az adott helyen előforduló mágneses ásvány Curie-hőmérsékletétől függ. A természetben előforduló ásványok Curie-hőmérséklete a 100–700 °C közötti tartományban található (titanomagnetit: összetételtől függően 100–300 °C, pirrhotin: 400 °C, magnetit: 578 °C, hematit: 675 °C). A Curie-hőmérséklet mélységét a geotermikus adottságok szabják meg. Mivel mélyfúrási hőmérsékletadatok csak kb. 300 °C-ig léteznek (Derecske–1 fúrás, Dövényi, Horváth 1988), így a geotermikus adottságokról és a Curie-mélység tényleges értékéről csak közvetve szerezhetünk információt. A *6. ábra* az ásványok Curie-hőmérsékletét mutatja a Fowler-féle hőmérséklet–mélység összefüggést leíró görbékkel, amelyekkel a Curie-mélységet legalább becsülhetjük. Az ábrán a Curie-hőmérsékletet jelző vonalak ferdeségét a gyenge nyomásfüggőség okozza (Carmichael 1982).

Az a hőmérséklet-tartomány, amelyben a mágneses szuszceptibilitás maximális értékű, kb. 10 °C-ot foghat át, ami első közelítésben – 20–50 °C/km geotermikus gradiens esetén – 500–200 m vastagságú kritikus állapotú réteget jelent. Így, ha a földkéregben a mágneses fázisátalakuláskor jelentkező szuszceptibilitásnövekedés reális, akkor azt egy vékony, lemezszerű, vízszintesen elnyúlt modellként (a modell felvételénél végtelen kiterjedésű, vagy egyik, esetleg mindkét vízszintes irányban véges kiterjedésű vékony lemezként) lehet elképzelni. Az egydimenziós alapmodell ennek megfelelően nagyon egyszerű: egy olyan féltér, amely az elektromos vezetőképesség szempontjából homogén, a mágneses permeabilitás szempontjából ugyanakkor háromréteges.

4. Földmágneses anomáliák

A földmágneses anomáliák spektrális jellege alapján becslés adható a mágneses hatók mélységére. A legnagyobb térhullámhossz (azaz a legkisebb térfrekvencia) a legmélyebben fekvő mágneses hatók mélységére, a Curie-mélységre utal. A mágneses fázisátalakulás jelenségének feltételezésével a mágneses anomáliák okozója nemcsak a Curie-hőmérsékletnél kisebb hőmérsékleten jelenlévő – ásványtani tanulmányokból ismert mágneses szuszceptibilitású – kőzet, hanem közvetlenül a Curie-hőmérsékleten kritikus állapotú, igen nagy mágneses szuszceptibilitású anyag is.

A magyarországi pólusra redukált mágneses anomáliák alapján meghatározott (Kiss 2009) átlagos Curie-pontmélység 18–19 km *(7. ábra)*, amely összhangban van a geotermikus adottságok alapján meghatározott Curie-mélységgel *(6. ábra)*. A titanomagnetit Hopkinson-csúcsa alacsonyabb hőmérsékletű, ennek megfelelően a kritikus állapot is kisebb mélységben jelentkezik.



7. ábra A mágneses anomáliák spektruma alapján meghatározott átlagos Curie-mélység Magyarországon

Figure 7 Spectral depth estimation of deepest magnetic sources, the average Curie depth of Hungary

Érdemes megjegyezni, hogy egy vízszintes mágneses lemeznek csak a peremei okoznak a felszínen kimutatható mágneses anomáliát, a középső része nem, ezért a mágneses mellett keresni kell egy másik geofizikai módszert, amely érzékenyen reagál a lemez középső részén is a nagy relatív mágneses permeabilitásra. Erre lehet alkalmas a magnetotellurika.

5. Magnetotellurika

A magnetotellurikában általánosan feltételezik, hogy $\mu \approx \mu_0$. Ez a feltételezés a szokásos kőzetmágnesség-értékek esetén jól működik. A relatív mágneses permeabilitás jelentős megnövekedése azonban drasztikusan megváltoztatja a helyzetet, és a $\mu \approx \mu_0$ feltételezéssel a magnetotellurikus inverzió hibás eredményt ad. A jelenséget Rijo (2003) és Cao et al. (2004) is tapasztalta. A következőkben összefoglaljuk a rendkívül nagy relatív mágneses permeabilitás hatását a magnetotellurikus direkt és inverz feladat megoldására.

5.1. Homogén féltér

Homogén féltér esetén az elektromágneses hullámterjedést (a csillapodást) a γ hullámszám határozza meg, amely egy komplex szám:

$$\gamma^2 = i\omega\mu\sigma, \tag{5}$$

ahol ω a körfrekvencia, μ a mágneses permeabilitás és σ az elektromos vezetőképesség.

Nagy mágneses permeabilitású közegben az elektromágneses hullám csillapodása nagyobb, ebből adódóan a behatolási (vagy *skin*-) mélység (δ) kisebb lesz:

$$\delta = \frac{1}{\mathrm{Re}\,\gamma} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}, \tag{6}$$

ahol $\mathrm{Re}\,\gamma$ a hullámszám valós része.

A fázissebesség ν értéke szintén csökkenni fog:

$$\nu = \frac{\omega}{\mathrm{Re}\,\gamma} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} = \sqrt{2}\cdot\sqrt{\frac{\omega}{\mu\sigma}}. \tag{7}$$

Az eddig vizsgált paraméterek (γ, δ, ν) mindegyikére igaz, hogy a mágneses permeabilitás (μ) és az elektromos vezetőképesség (σ) hasonló módon változtatja meg, azaz a μ növekedése ugyanolyan hatást okoz, mint a σ növekedése.

Érdemes megjegyezni, hogy az ún. $M_{xy} = E_x/B_y$ magnetotellurikus tenzorelem (Weaver 1994) lényegében a fázissebességet adja meg (attól csak egy konstans szorzó értékével, $\sqrt{2}$-vel tér el):

$$M_{xy} = \left|\frac{E_x(\omega)}{B_x(\omega)}\right| = \frac{\omega\mu}{\mu|\gamma|} = \sqrt{\frac{\omega}{\mu\sigma}}. \tag{8}$$

A nagy mágneses permeabilitású közeg ugyanakkor megnöveli az impedancia értékét:

$$Z_{xy} = \left|\frac{E_x(\omega)}{H_y(\omega)}\right| = \frac{\omega\mu}{|\gamma|} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\omega\mu\rho}. \tag{9}$$

Itt már láthatjuk, hogy a mágneses permeabilitás (μ) az ellenállással ($\rho = 1/\sigma$) jelenik meg párhuzamosan, és a μ növekedése – a ρ növekedésének megfelelően – az impedancia növekedését okozza.

A nagy mágneses permeabilitású közeg következményei tehát a következők: erős csillapodás (azaz kis behatolás, ld. (6) képlet), kis fázissebesség (ld. (7) képlet) és nagy látszólagos fajlagos ellenállás (ld. (9) képlet).

5.2. Egydimenziós modellezés (rétegzett modell)

Amennyiben a közeg nem homogén, hanem pl. rétegzett féltérről van szó, akkor a (9) képlet a következőképpen módosul:

$$Z_{xy} = \frac{E_x(\omega)}{H_y(\omega)} = \frac{\omega\mu_1}{|\gamma_1|}R_n, \tag{10}$$

ahol

$$R_n = f(\gamma_1, d_1, \mu_1, \gamma_2, d_2, \mu_2, \ldots, \gamma_n, d_n, \mu_n). \tag{11}$$

A (10), (11) összefüggések rekurziós képletét a Függelék mutatja részletesen.

Tételezzünk fel egy mágneses permeabilitás szempontjából háromréteges, az elektromos fajlagos ellenállás szempontjából homogén féltérmodellt *(1. táblázat):*

1. táblázat | Egydimenziós rétegzett modell, a kiindulási modell

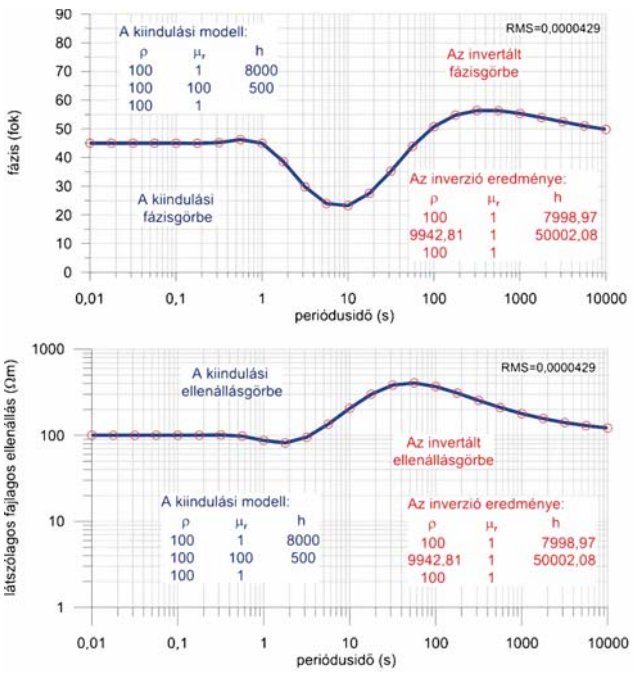
Rétegek (j)	$(\mu_r)_j$	ρ_j [Ωm]	d_j [m]	h_j [m]
1	1	100	8000	0
2	100	100	500	8000
3	1	100		8500

A klasszikus magnetotellurikus inverzió rendkívül nagy ellenállású és rendkívül vastag réteget jelez. Az eredményeket a *2. táblázat* és a *8. ábra* mutatja.

2. táblázat | Az inverzió után kapott rétegzett modell

Rétegek (j)	$(\mu_r)_j$	ρ_j [Ωm]	d_j [m]	h_j [m]
1	1	100	8000	0
2	1	9443	50002	8000
3	1	100		58002

A Függelék analitikus képletei, (F1) és (F2) alapján meggyőződhetünk róla, hogy az inverziós eredményekben megfigyelhető közel százszoros fajlagos ellenállás- és rétegvastagság-növekedést – mint ahogyan sejthető volt – valóban a mágneses permeabilitás százszoros megnövekedése okozza. Mivel a képletekben csak a $\gamma_j d_j$ és a γ_j/d_j mennyiségek szerepelnek, ezért a $\gamma_j d_j$ mennyiségből a $\mu_j d_j$ szorzat, míg a γ_j/μ_j-ből a $\mu_j\rho_j$ mennyiség határozható csak meg. Belátható tehát, hogy egydimenziós magnetotellurikus inverzióból a



8. ábra A háromréteges féltérmodellre kiszámított direkt feladat és az inverzió eredménye

Figure 8 Magnetotelluric sounding curves (impedance phase and apparent resistivity) together with the start model and the classical inversion results

réteg mágneses permeabilitását (μ_j) és fajlagos elektromos ellenállását (ρ_j) külön-külön lehetetlen meghatározni.

Három réteg esetén a magnetotellurikus inverzió az alábbi rétegparamétereket képes szolgáltatni:

$$\rho_1^* = \mu_{1r}\rho_1, \qquad d_1^* = \mu_{1r} d_1,$$
$$\rho_2^* = \mu_{2r}\rho_2, \qquad d_2^* = \mu_{2r} d_2,$$
$$\rho_3^* = \mu_{3r}\rho_3.$$

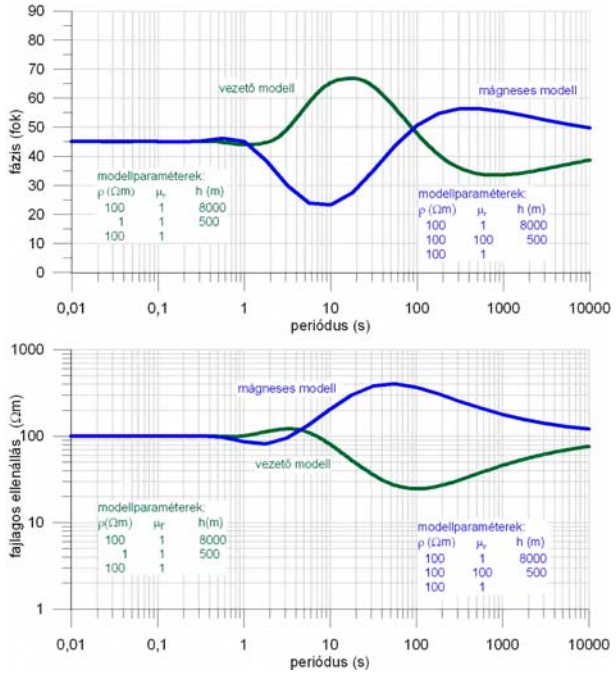
Ahol a relatív mágneses permeabilitás értéke $\mu_r = 1$, ott nyilván sem a fajlagos ellenállás, sem a vastagságparaméter nem fog torzulni. Ahol viszont a $\mu_r \gg 1$, ott az összlet ellenállása és vastagsága is μ_r-szeresére fog megnövekedni.

Mindezekből következően eredeti modellünkben a hagyományos inverzióval elméletileg a *3. táblázatban* összefoglalt eredményeket kapjuk:

3. táblázat A hagyományos inverzió után kapott rétegzett modell elméleti paraméterei

Rétegek (j)	$\rho_j^* = \mu_r \rho_j$ [Ωm]	$d_j^* = \mu_r d_j$ [m]
1	1 × 100	1 × 8000
2	100 × 100	100 × 500
3	1 × 100	

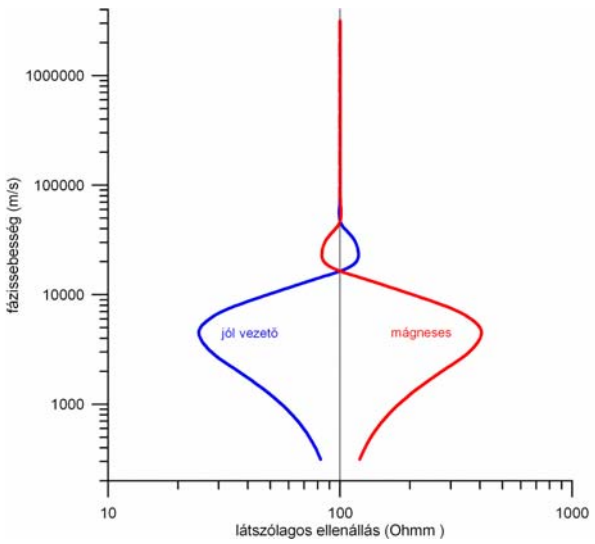
A rétegvastagság látszólagos megnövekedésének oka – amint az a (7) képletekből is látható – a mágneses rétegen belüli rendkívül kicsiny fázissebesség, ugyanis a nagy mágneses permeabilitás gátolja az elektromágneses hullám terjedését.



9. ábra A nagy mágneses permeabilitású és nagy vezetőképességű középső réteg ellentétes előjelű, közel szimmetrikus fajlagos ellenállás- és fázisgörbét eredményez

Figure 9 Magnetotelluric sounding curves (impedance phase and apparent resistivity) for the 1D high-permeability and high-conductivity model

Valamely réteg megnövekedett mágneses permeabilitásának és az ugyanolyan mértékben megnövekedett elektromos vezetőképességének hatása nagyjából egyforma mértékű, de ellentétes előjelű. A fajlagos ellenállásértékek a homogén féltér fajlagos ellenállásértékére, a fázisértékek a



10. ábra A vezető és a mágneses réteg esetén a fázissebesség és a látszólagos ellenállás együttes ábrázolása teljesen szimmetrikus görbéket ad

Figure 10 The phase velocities for high-conductivity and high-permeability layers show a perfect symmetry

45°-ra közel szimmetrikusak. (A két görbe csak végtelenül vékony réteg esetén lesz tökéletesen szimmetrikus; *9. ábra*.)

Amennyiben az anomális réteg relatív mágneses permeabilitása és elektromos vezetőképessége egyszerre és ugyanolyan arányban nő meg a környezetéhez képest, a réteg elvileg láthatatlanná válik. Amennyiben az anomális (jelen esetben második) réteg nem mágneses, csak a fajlagos ellenállása nagy, hatása – ilyen nagy mélység és ilyen kis vastagság esetén – lényegében észrevehetetlen.

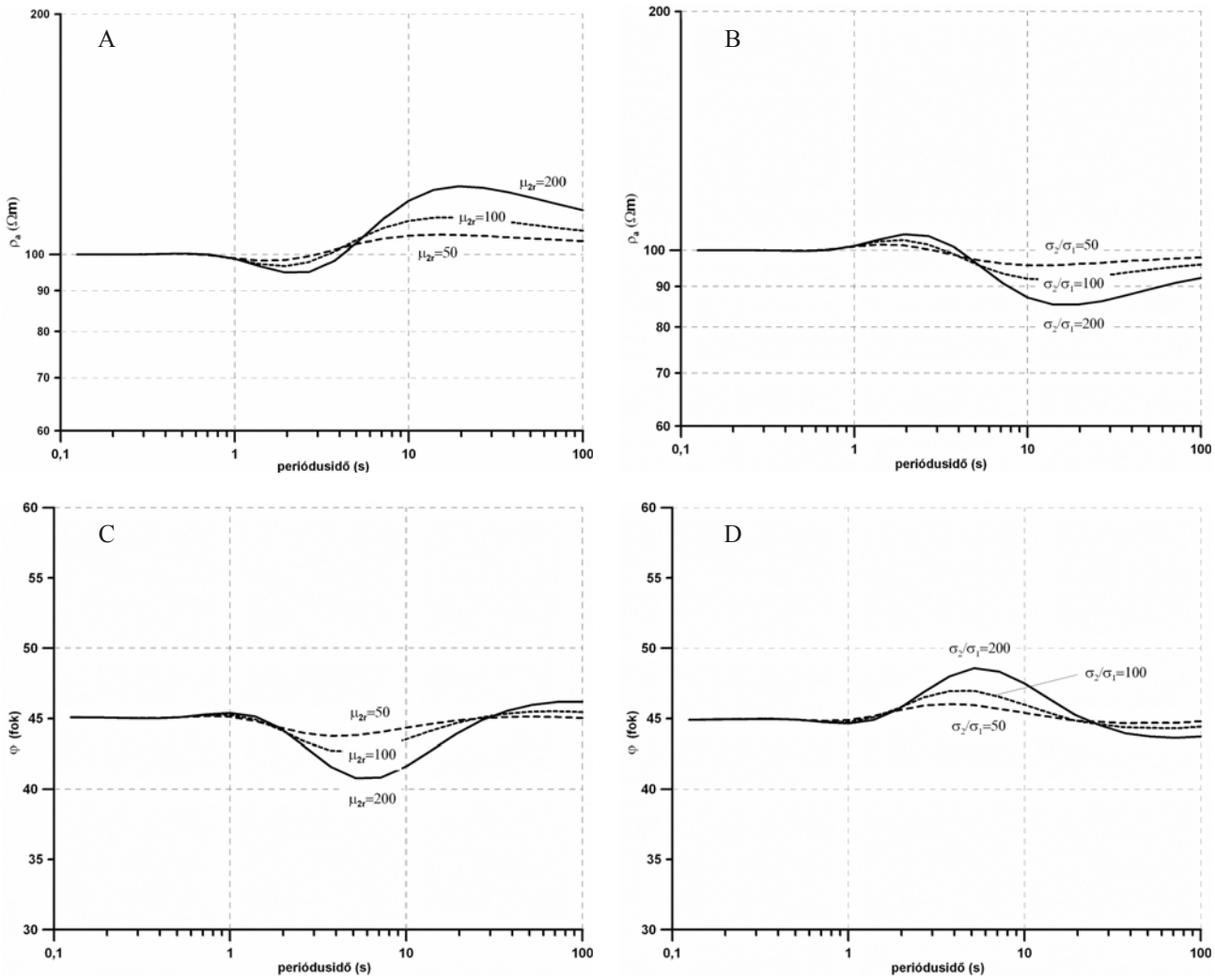
Ugyanerre a modellre kiszámítottuk a fázissebesség és a látszólagos fajlagos ellenállásértékeit. Amint várható volt, a mágneses permeabilitás és a vezetőképesség növekedése a fázissebességet hasonlóan (7), viszont az impedanciát és az ebből számolt látszólagos fajlagos ellenállást ellentétesen (9), (10), (11) változtatja meg. Ez látszik a *10. ábra* görbéin is, amelyeken a mágneses réteg és a vezető réteg okozta változások, teljesen szimmetrikusan jelentkeznek.

5.3. Kétdimenziós modellezés

Kétdimenziós modellezés esetén (amikor a modelltest az egyik vízszintes irányban lehatárolt) a vízszintes határfelületek mellett függőleges határfelületek is megjelennek, és az ún. E- és H-polarizációban eltérő hatások jelentkeznek.

Kétdimenziós modellszámítási programunkban a mágneses permeabilitás hatását mint változó modell paramétert tudjuk figyelembe venni (Cao et al. 2004, Prácser 2006, Franke et al. 2006). Numerikus eredményeink jó egyezést mutatnak a Rijo (2003) eredményeivel.

Egy 100 Ωm ellenállású homogén féltérben elhelyezett, 1 km széles, 500 m vastag, 10 km mélyen lévő kétdimenziós dájk *(dyke)* felett E- és H-polarizációban is elvégeztük a modellezést. A modellezés során széles tartományban változtattuk a modell mágneses permeabilitását (μ_r = 50, 100, 200) és elektromos vezetőképességét (σ = 50, 100, 200 S/m,



11. ábra A mágneses permeabilitás és az elektromos vezetőképesség hatása a kétdimenziós modellezési eredményekben: látszólagos fajlagos ellenállás-, valamint a fázisgörbék H-polarizációban (A, C) és E-polarizációban (B és D)

Figure 11 Magnetotelluric sounding curves for models, having "high-permeability and "high-conductivity" 2D embeddings, the resistivity curves and the impedance phase curves in B-polarization (A and C) and in E-polarization (B and D)

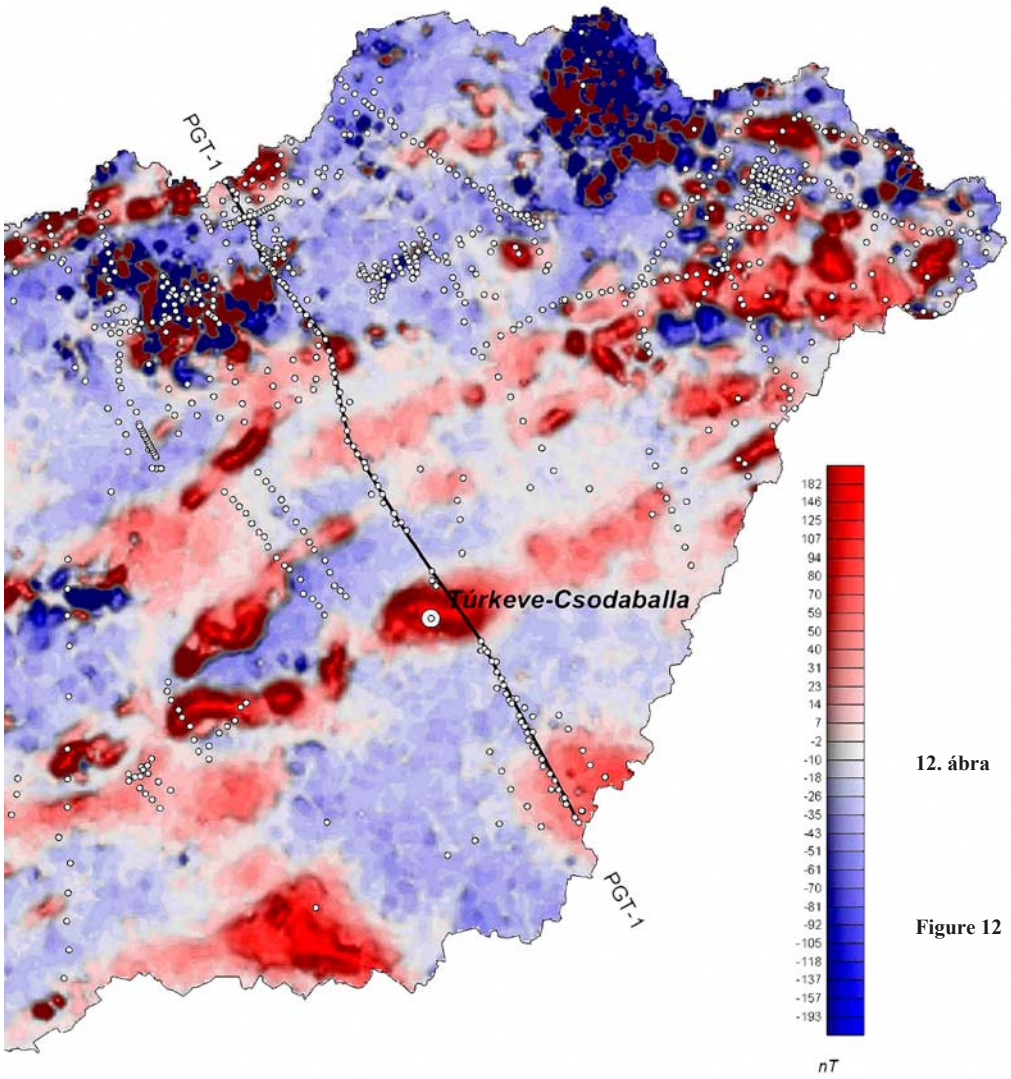
azaz ρ = 2, 1, 0,5 Ωm). Úgy találtuk, hogy a nagy mágneses permeabilitású modell H-polarizációs hatása a nagy vezetőképességű modell E-polarizációs hatásának majdnem tükörképe, ahol a szimmetriatengely a környező közeg fajlagos ellenállásértékénél meghúzott vízszintes egyenes. A szimmetria – az egydimenziós modellezésből már ismert módon – csak vékony réteg esetében tökéletes. A kétdimenziós modellezés néhány eredményét mutatja a *11. ábra* (Szarka et al. 2007). A kétdimenziós dájk esetén a mágneses permeabilitásnak E-polarizációban, a nagy vezetőképességnek H-polarizációban nem lesz hatása.

5.4. Háromdimenziós modellezési lehetőségek

A háromdimenziós számítások (az eddigi modellek, mélybeli vékony korong, illetve kocka esetében) különösen az egy-, de még a kétdimenziós modelléhez képest is még μ_r = 100 esetén is nehezen észlelhető anomáliát adnak. A Franke et al. (2006) által kifejlesztett 3D szoftver képes kezelni a mágneses permeabilitás és az elektromos vezetőképesség hatását is. Emlékeztetünk arra, hogy másodrendű fázisátalakulás esetén μ_r értéke elvileg végtelen lehet, úgyhogy a μ_r = 100-at sokszorosan meghaladó mágneses permeabilitású háromdimenziós modellek igenis észrevehető magnetotellurikus anomáliával rendelkezhetnek.

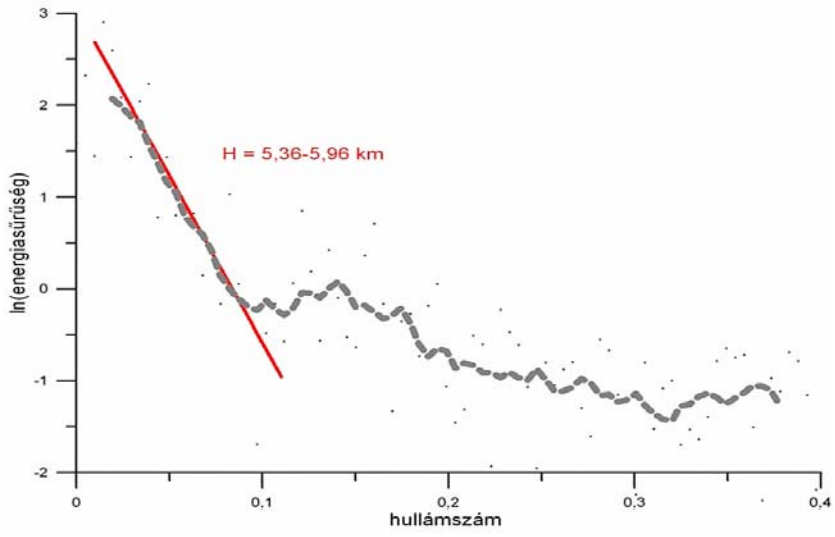
5.5. Terepi esettanulmány

A másodrendű mágneses fázisátalakulás magnetotellurikus diagnosztikája tehát a rendkívül nagy vastagságú és irreálisan nagy fajlagos ellenállású invertált rétegek kimutatása. Elkezdtünk tehát keresgélni ilyen terepi magnetotellurikus görbéket. A Pannon Geotraverz–1 (PGT–1) vonalában a Túrkeve-Csodaballa magnetotellurikus pont egy ilyen szondázási görbét ad. A mérési pont egy mágneses anomálián van *(12. ábra)*, amelynek spektrálanalízise 5–6 km-es hatómélységet valószínűsít *(13. ábra)*. Az automatikus, félautomatikus feldolgozások alapján az 5 km-es mélység a mágneses ható felső peremének mélysége, és a ható a nagyobb mélységben lefelé folytatódik. (Nagy vertikális kiterjedésű mágneses ható alsó peremének kimutatása általában nem lehetséges, mivel a felsőbb részek elnyomják az



12. ábra Magnetotellurikus szondázási pont a Túrkeve-Csodaballa környéki mágneses anomálián, a Pannon Geotraverz–1 (PGT–1) vonalában (MT szondázási pontok fehér körökkel)

Figure 12 Magnetotelluric site near Túrkeve-Csodaballa on the pole-reduced geomagnetic map, along the PGT–1 profile (other MT stations: white circles)



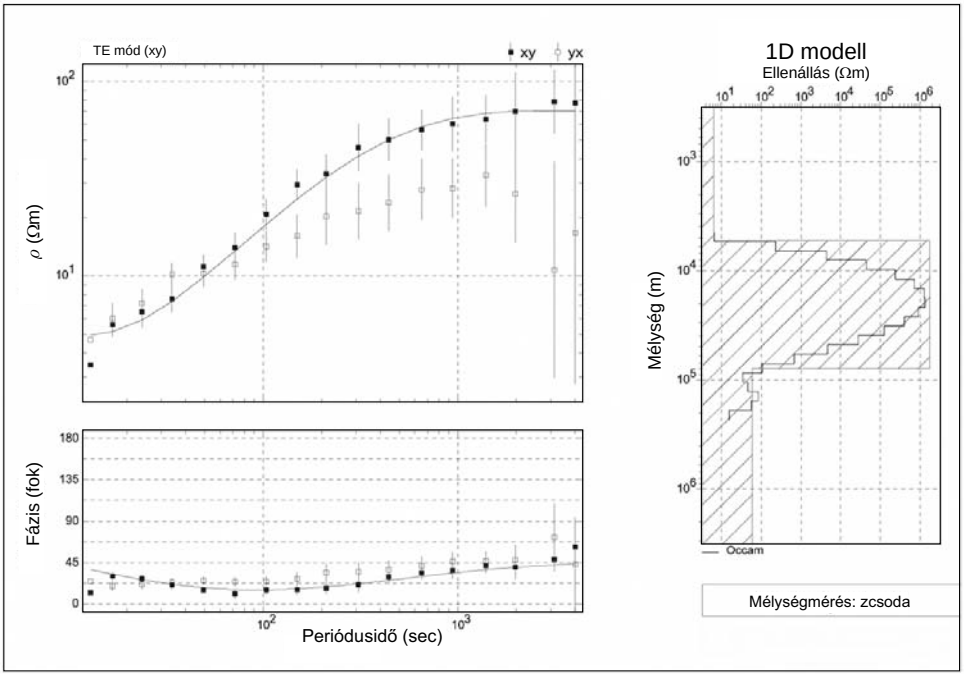
13. ábra Spektrális mélységbecslés a Túrkeve-Csodaballa környéki pólusra redukált mágneses anomália alapján

Figure 13 Spectral depth estimations from pole-reduced geomagnetic data at Túrkeve-Csodaballa

alsó perem hatását.) Ebben a mélységtartományban normál geotermikus adottságok alapján egy, a titanomagnetitre jellemző Curie-hőmérsékletet érünk el.

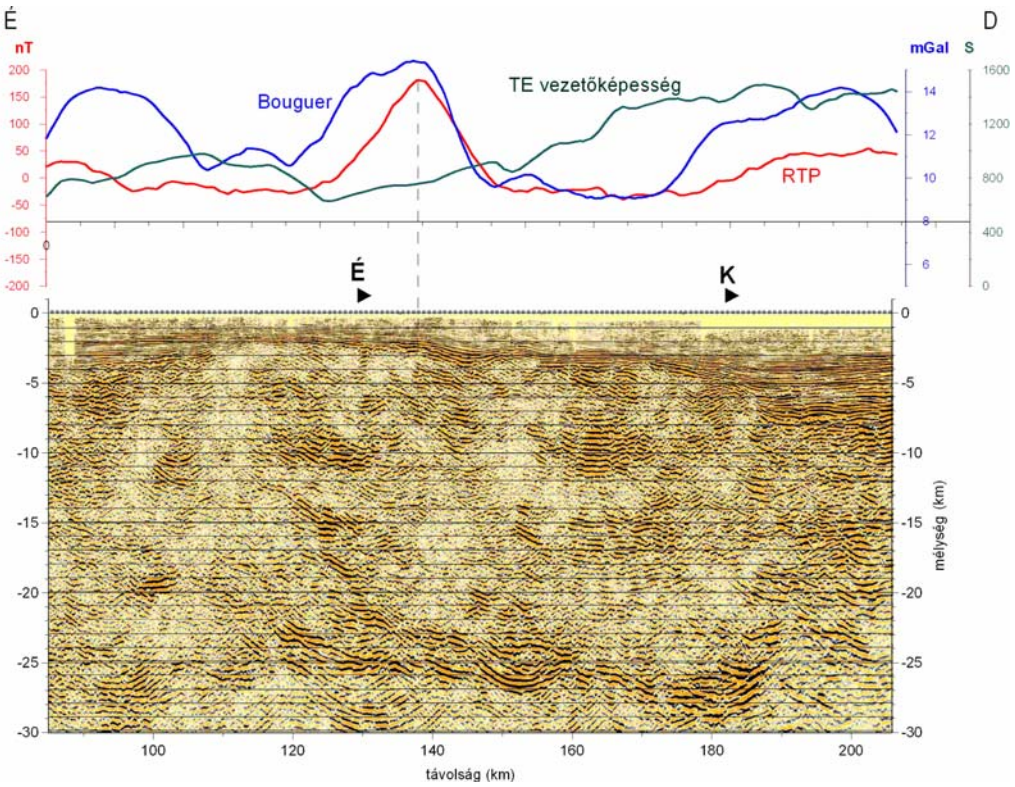
E pontban a hagyományos magnetotellurikus feldolgozás (a többréteges és az Occam inverzió egyaránt) egy kb. 70 km vastag és rendkívül nagy fajlagos ellenállású (500 000 Ωm-es) réteget jelez, amelynek teteje 5–6 km-es mélységben valószínűsíthető *(14. ábra)*. Tellurikus vezetőképességi térkép (Madarasi 2006) alapján bizton állítható, hogy a magnetotellurikus pont környezetében a behatolási mélységig nincs nagy ellenállású (kis vezetőképességű) anomális zóna. Így tehát az inverzióból kapott irreális vastagság- és rendkívül nagy fajlagos ellenállásértékek, másrészről az azonos mágneses és magnetotellurikus hatómélység nem zárja ki, hogy néhány kilométeres mélységben valóban egy vékony, de erősen mágneses réteg helyezkedik el.

Feltételezve a relatív mágneses permeabilitás jelentős megnövekedését, $\mu_r = 1000$ esetén a réteg feltételezett vastagsága mindössze 70 m lenne, ellenállása pedig 500 Ωm-nek adódna, amely értékek teljesen szokásosak. Ez azonban gyökeresen eltér attól a széles körben elfogadott megoldástól (Ádám et al. 1993), amely az inverzióval a hetvenegynéhány km-ben adódó fajlagos ellenállás-csökkenést az asztenoszféra mélységével hozza összefüggésbe. A területen az OKGT további MT méréseket is végzett (digitális adatrögzítésű PHOENIX berendezéssel); az adatok felkutatása folyamatban van. További érdekes helyszín lehet a Békési-medence (Ádám 2008), ahol szintén sikerült több hasonló



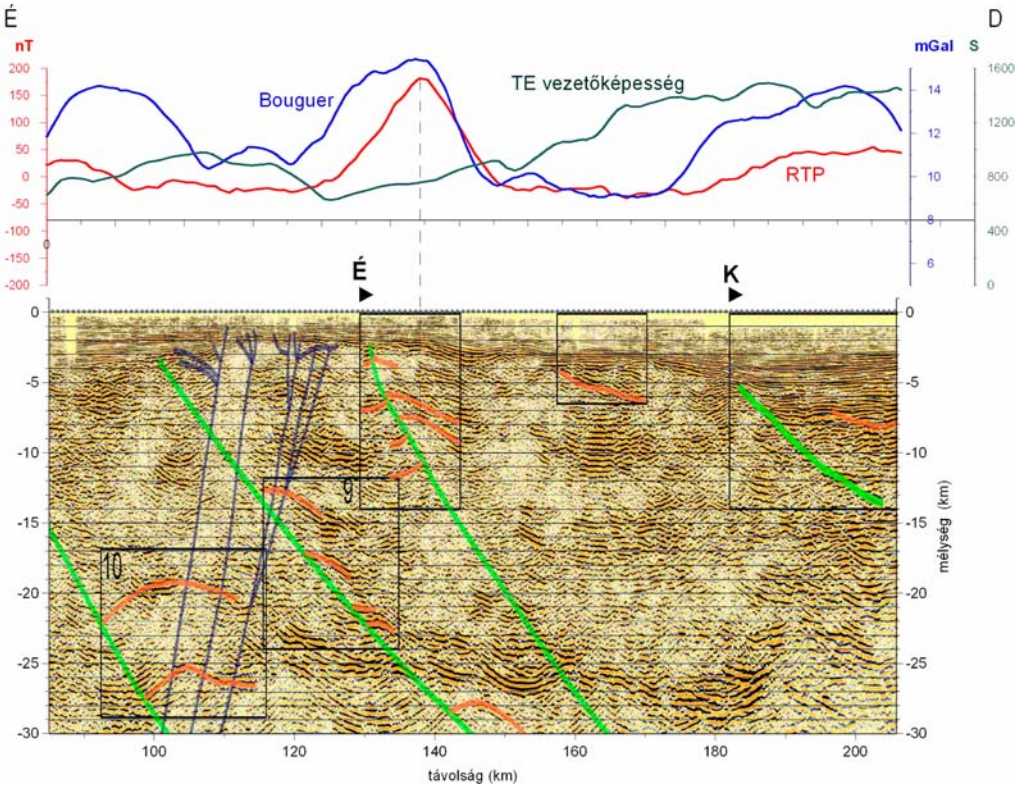
14. ábra Hagyományos magnetotellurikus feldolgozás (Occam inverzió) eredménye

Figure 14 Results of classical (Occam) inversion of magnetotelluric data



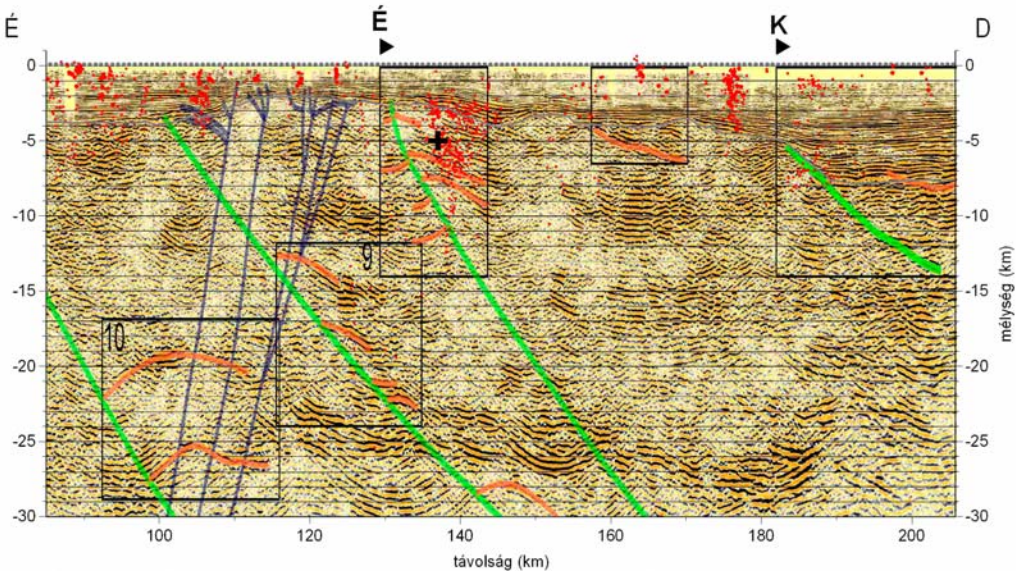
15. ábra Gravitációs Bouguer-anomália, pólusra redukált mágneses anomália (RTP), tellurikus vezetőképesség-anomália és a PGT–1 szeizmikus reflexiós szelvényen (a túrkeve-csodaballai mágneses anomália szaggatott vonallal jelölve)

Figure 15 Gravity Bouguer anomaly, pole-reduced magnetic anomaly (RTP), telluric conductance and seismic reflection data along PGT–1 (Túrkeve-Csodaballa magnetic anomaly is shown by dashed line)



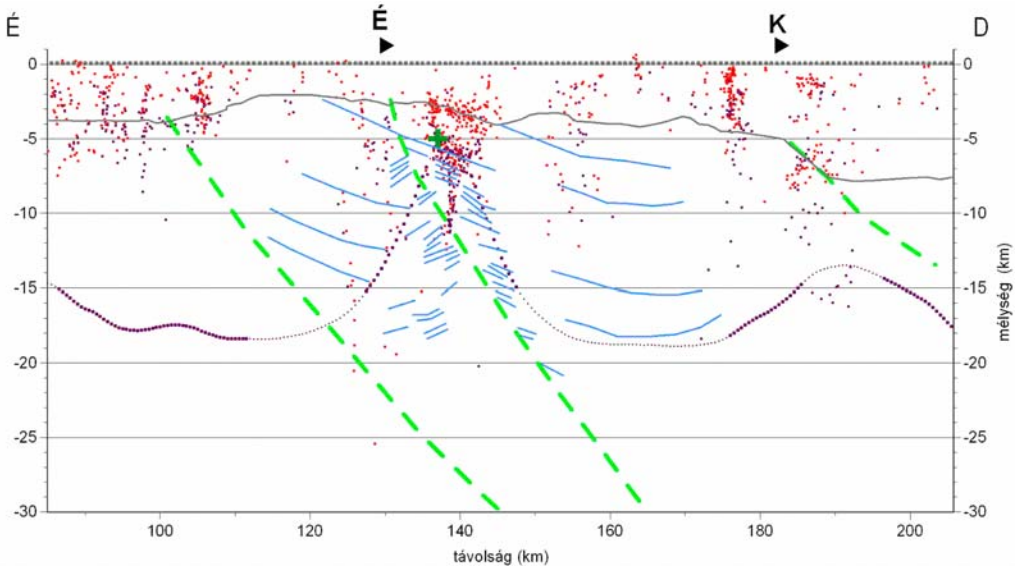
16. ábra Bouguer-anomália, pólusra redukált mágneses anomália (RTP), tellurikus vezetőképesség-anomália és a PGT–1 szeizmikus szelvény (Posgay et al. (2009) értelmezésével – észak-erdélyi takaró (É), és a Kodru-takaró feltolódási sík (K))

Figure 16 Bouguer anomaly, pole-reduced magnetic anomaly (RTP), telluric conductance and interpreted (by Posgay et al. 2009) seismic section



17. ábra A ferromágneses anyag tetejének helyzete a mágneses automatikus megoldások (piros pontok) és a magnetotellurikus szondázás (fekete kereszt) kiértékelése alapján, a PGT–1 értelmezett reflexiós szelvényen

Figure 17 The possible location of ferromagnetic material from magnetic automatic depth estimations (red points) from the interpretation of magnetotelluric sounding curve (black +) on the interpreted reflection seismic section



18. ábra A ferromágneses ható tetejének helyzete a mágneses automatikus megoldások (piros, lila pontok) alapján és a magnetotellurikus szondázás nagy ellenállású szintje (zöld kereszt) néhány kiemelt reflexióval (kék vonal) és a Posgay et al.-féle elmozdulási síkok (zöld vonal)

Figure 18 The possible location of the top of ferromagnetic material from magnetic automatic depth estimations (red and violet points) and the top of high resistive body from the interpretation of magnetotelluric sounding (green +) with some special reflections (blue lines) and some nappe structures interpreted by Posgay et al. (green dashed lines)

magnetotellurikus szondázást találni, és ott a mélységértékek inkább a magnetit Curie-mélységéhez esnek közel.

Megvizsgálva a rendelkezésre álló többi geofizikai adatot *(15. ábra)* a PGT–1 szelvény mentén, megállapítható volt, hogy a reflexiós szeizmikus mérések alapján (Posgay et al. 1995, Posgay et al. 2009) a medencealjzatban *(15., 17. ábra)* jelentkezik egy olyan elmozdulási zóna, az észak-erdélyi takaró feltolódási vonala (É), amelynek DDK-i oldalán a felboltozódó reflexiók a mágneses és magnetotellurikus feldolgozásból meghatározott ferromágneses ható helyzetével vannak kapcsolatban. Posgay et al. (2009) értelmezése szerint: „Az elmozdulási zóna környékén a reflektáló felületek a zóna felé emelkednek és közvetlenül a zóna DDK-i részén visszahajlanak”.

A mágneses ható felső pereme gyakorlatilag a medencealjzat felszíne, a legerősebben mágneses rész a mágneses automatikus hatókijelölések alapján 6 km mélységben jól azonosítható (*17. ábra:* piros pontok, *18. ábra:* piros és lila

pontok), és helyzete a magnetotellurikus feldolgozásból kapott – a nagy ellenállású és nagy vastagságú – rétegnek megfelelő szinten jelentkezik (*17. ábra:* fekete kereszt, *18. ábra:* zöld kereszt). A *18. ábra* mutatja az észak-erdélyi takaró (É) és a Kodru-takaró feltolódási síkját (K) zöld szaggatott vonalakkal, valamint néhány, kéregbeli, jól reflektáló szintet és a feltolódási vonal mentén kialakuló reflexiókat (kék vonal). Az ábrán látható a reflexiók tetején jelentkező mágneses ható, amelyet az automatikus hatókijelölő (Euler- és Werner-dekonvolució) eljárások segítségével tudtunk pontosan azonosítani. A pszeudogravitációs adatok alapján végzett Cordell-Henderson-mélységinverzió a szelvény ÉNy-i és DK-i részén 15–18 km-es mélységben ad megoldást (*18. ábra,* lila pontvonal), míg az észak-erdélyi takaró feltolódási vonal mentén a megoldások 6–15 km között jelentkeznek. A mélységinverzió eredménye – meglepően jó összhangban a szeizmikus képpel – olyan határfelületként jelentkezik, amely elkülöníti az erős és gyenge reflexiókkal jelentkező részterületeket.

Az erősen mágneses ható a mágneses és magnetotellurikus geofizikai mérési adatok alapján is 6 km körüli mélységben jelentkezik, amely jóval sekélyebb a magnetit 18 km-es Curie-mélységénél. A mélység alapján a ható egy normál mágnesezettségű képződmény is lehetne, de ennek ellentmond a magnetotellurikus szondázási görbe kiértékeléséből kapott irreálisan megnövekedett rétegellenállás és rétegvastagság. Ezek a Hopkinson-effektus jelenlétére utalnak, ami kétféleképpen lehetséges: az egyik szerint a ferromágneses anyag sok titánt tartalmaz, és a titanomagnetit Curie-hőmérséklete (200–600 °C) jóval alacsonyabb, mint a magnetité (600 °C). Másik lehetőségként az merülhet fel, hogy a feltöredezett elmozdulási zóna (feltolódási sík (Posgay et al. 2009)) mentén olyan hőmérséklet-anomália van, amelyet a mélyből felfelé áramló magas hőmérsékletű fluidumok okoznak, amelyeket vízzáró összletek izolálnak a környezetüktől. Ez a geotermikus hatás megnövelve az adott zóna hőmérsékletét ferromágneses anyagok lokális fázisátalakulását idézi elő. Egy ilyen feltételezés a magyarországi összes nagyszerkezeti vonal mentén megjelenő mágneses anomália eredetére magyarázatot adhat. A ferromágneses anyag, pl. egy bázikus, bazalt-gabbro összetételű kőzet lehet, amely a törésrendszerek mentén felszínközelbe kerül.

6. Egyéb fizikai paraméterek viselkedése a mágneses fázisátalakulás során

Egyre több kísérleti eredmény (Jiles 1998) bizonyítja, hogy a másodrendű mágneses fázisátalakuláskor nemcsak a mágneses szuszceptibilitás, hanem pl. a fajhő, a hőtágulási koefficiens, az összenyomhatósági paraméterek, a rugalmassági állandó, a hangsebesség is jelentős változást szenved. A rugalmassági állandók változása különösen érdekes lehet, mert ez a paraméter a hullámterjedést határozza meg. Nem zárható ki, hogy a mágneses fázisátalakulás szintje szeizmikus diszkontinuitásként is jelentkezik. Vegyük észre, hogy a leggyakoribb mágneses ásvány, a magnetit kritikus 578 °C-os hőmérséklete (minimális és maximális gradiens esetén is) a Pannon-medencében éppen a kéreg középső tartományába esik. Ehhez kapcsolódik McKenzie és társai (2010) reológiai kutatása, amely során a kontinentális kéreg földrengéshullámait vizsgálva azt tapasztalták, hogy az 5,5-ös magnitúdójúnál nagyobb rengések minden esetben 600 °C-nál (amely durván a magnetit Curie-hőmérséklete) kisebb hőmérsékletű kéregben jelentkeznek, és ez a kontinentális kéreg rugalmassági tulajdonságának megváltozásával van kapcsolatban.

A Conrad-felülettel, vagyis a gabbro-bazalt összetételű alsó kéreggel való egybevetés a Pannon-medence esetében egyelőre merész gondolat. Kovácsvölgyi a PGT szelvények mentén végzett mágneses feldolgozásaiban (Posgay et al. 1995) már korábban is feltételezte az alsó kéreg jelenlétét; mindenesetre elkezdtük ennek a lehetőségnek a további vizsgálatát.

7. Összefoglalás

A mágneses fázisátalakulás jelenségét a földkéregben elméleti megfontolások és gyakorlati anyagismereti, szilárdtest-fizikai vizsgálatok valószínűsítik. Egyedül kőzetfizikai mérésekkel nincsen (még) igazolva. Úgy ítéljük meg, hogy a kőzetfizikai laboratóriumokban kialakult mérési gyakorlat (a mintavételezési sűrűség, a felfűtési idő, az alkalmazott mágnesező térerő) egyelőre nem alkalmas a jelenség precíz kimérésére, ezáltal cáfolására sem.

Bemutattuk, hogy a megnövekedett mágneses permeabilitás, amennyiben jelen van, ugyanolyan magnetotellurikus hatást okozhat, mint egy vékony jól vezető réteg, csak ellentétes előjellel. Egy ilyen hatás jellegzetességeit (1: rendkívül nagy vastagságú és irreálisan nagy fajlagos ellenállású réteg, 2: az erősen mágneses réteg magnetotellurikus és mágneses mélységmeghatározásának egyezése) a terepi mérések alapján viszonylag könnyű azonosítani. A valóságban csakugyan találhatók ilyen magnetotellurikus szondázási görbék, ahol a mágneses anomália épp abban a mélységben jelentkezik, ahol egy irreálisan nagy fajlagos ellenállású, rendkívül vastag réteg teteje található.

A kritikus állapotú földi anyagok fizikai tulajdonságai még sok meglepetést tartogathatnak a földkéregkutatás számára.

Köszönetnyilvánítás

A kutatómunka az OTKA (NKTH) K68475 témaszámú projekt keretében folyik az ELGI-ben és az MTA–GGKI-ben.

Jegyzetek

[a)] Az anyag belsejében a $B = \mu H$ igaz, így a CGS rendszerben, mivel $\mu = 1$, a $B = H$. A geomágneses kutatásban hagyományosan a térerősség (CGS-ben oersted) helyett a számban ugyanakkora mágneses indukció (CGS-ben gauss) használatos! Az oerstedből, az A/m dimenziókba (SI rendszer) az átmenetet az 1000-rel való szorzás és 4π-vel való osztás biztosítja. SI rendszerben a térerősség (A/m) és az indukció (Vs/m^2, azaz tesla)

közötti szorzótényezőt a vákuumbeli mágneses permeabilitás jelenti, amelynek értéke $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am.

b) Bár Dunlop (1974) publikációja 20-szoros növekedésről is beszél: „Single domain hematite (0.1–1 micrometer) gave a spectacular Hopkinson peak, with susceptibility enhancement by a factor 20 at 640 °C."

c) Az AGICO MFK1 műszere már 2–700 A/m külső térerő mellett képes mérni a szuszceptibilitást, kiküszöbölve ezt a problémát!

d) olivin + oxigén = magnetit (vagy hematit) + kvarc

Hivatkozások

Ádám A., 2008: Keressük a Hopkinson-hatást, azaz a Curie-hőmérséklet közelében történő szuszceptibilitásnövekedést a Pannon-medencében. Magyar Geofizika 49/2, 68–74

Ádám A., Szarka L., Steiner T., 1993: Magnetotelluric approximations for the asthenospheric depth beneath the Békés Graben, Hungary. Journal of Geomagnetism and Geoelectricity 45, 761–773

Cao J., Li X., He Z., 2004: MT inversion including magnetic parameter. 6th China International Geo-electromagnetic workshop, Extended abstracts, 5–8

Carmichael R. S., 1982: Magnetic properties of minerals and rocks. In: CRC Handbook of Physical Properties of Rocks, Vol. 2. Ed.: Carmichael R. S., CRC Press, Boca Raton, Fla., 229–287

Cracknell A. P., Lorenc J., Przystawa J. A., 1976: Landau's theory of second-order phase transitions and its application to ferromagnetism. J. Phys. C: Solid State Phys. 9, 1731–1758

Dövényi P., Horváth F., Liebe P., Erki I., 1983: Geothermal conditions of Hungary, Geophysical Transactions 29/1, 3–114

Dövényi P., Horváth F., 1988: A review of temperature, thermal conductivity, and heat flow data from the Pannonian Basin. In: The Pannonian Basin, a Study in Basin Evolution. Eds.: Royden L. H., Horváth F., American Association of Petroleum Geology, Memoirs 45, 195–233

Dunlop D. J., 1974: Thermal enhancement of magnetic susceptibility, J. Geophys. 40, 439–451

Dunlop D. J., Özdemir Ö., 2007: Magnetizations of rocks and minerals. In: Treatise in geophysics. Volume 5. Ed.: Schubert G., Geomagnetism, Elsevier

Fowler C. M. R., 2005: The Solid Earth: An Introduction to Global Geophysics. Cambridge University Press, New York

Franke A., Boerner R. U., Spitzer K., 2006: Three-dimensional finite-element simulation of electromagnetic fields using unstructured grids. 18th EMIW, 3-13

Gould H., Tobochnik J., 2005: Introduction to Computer Simulation Methods: Applications to Physical Systems, Ferromagnetic phase transition. http://www.ibiblio.org/e-notes/Perc/trans.htm

Hopkinson J., 1889: Magnetic and Other Physical Properties of Iron at a High Temperature. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A180, 443–465

Hopkinson J., 1901: Presidential address to the institution of Electrical Engineers (Magnetism), 9th January 1890. In: Original paper by the late John Hopkinson, Cambridge at the University Press

Hrouda F., 2006: Személyes közlés

Jiles D., 1998: Introduction to magnetism and magnetic materials. Taylor and Francis, Boica Raton–London–New York

Kiss J., Szarka L., Prácser E., 2005a: Second-order magnetic phase transition in the Earth. Geophysical Research Letters 32, L24310, doi: 10.1029/2005GL024199

Kiss J., Szarka L., Prácser E., 2005b: Mágneses fázisátalakulás a Földben. Magyar Geofizika 46/3, 102–110

Kiss J., 2009: Gravitációs és mágneses adatfeldolgozás és modellezés a geokörnyezet megismerése céljából, PhD-értekezés, Nyugat-magyarországi Egyetem

Kontny A., de Wall H., 2000: The use of low and high $k(T)$-curves for the characterization of magneto-minerological changes during metamorphism. Phys. Chem. Earth 25, 421–429

Lenkey L., Dövényi P., Horváth F., Cloetingh P. L., 2002: Geothermics of the Pannonian basin and its bearing on the neotectonics, EGU Stephan Mueller Special Publication Series, 3, 29–40

Logacsov A. A., Zaharov V.H., 1979: Mágneses kutatómódszer, Nyedra Kiadó, Moszkva

Madarasi A., Nemesi L., Varga G., 2006: Telluric map of East Hungary (M = 1:500000), Geophysical Transactions 45/2

Márton E., 2008: Személyes közlés

McKenzie D., Jackson J., Priestley K., 2010: The rheology of the oceanic and continental lithosphere, Geophysical Research Abstracts, Vol. 12, EGU2010-8772, EGU General Assembly

Petrovský E., Kapička A., 2006: On determination of the Curie point from thermomagnetic curves. J. Geophys. Res. 111/B12, 27, doi: 10.1029/2006JB004507

Posgay K., Bodoky T., Hegedüs E., Kovácsvölgyi S., Lenkey L., Szafián P., Takács E., Timár Z., Varga G., 1995: Asthenospheric structure beneath a Neogene basin in southeast Hungary, Tectonophysics 252, 467–484

Posgay K., Falus Gy., Kovács I., Kovács A. Cs., Bodoky T., Hegedűs E., 2009: A Tisza nagyszerkezeti egység takaróinak litoszféra méretű vázlata, In: Magmás és metamorf képződmények a Tiszai Egységben, GEOLitera, Szeged

Prácser E., 2006: Modellparaméterek alkalmas megválasztása szelvény menti mérések inverziója során, PhD-értekezés, Miskolci Egyetem

Radhakrisnamurty C., Likhite S. D., 1970: Hopkinson effect, blocking temperature and Curie point in basalts. Earth and Planetary Science Letters 7, 389–396

Rijo L., 2003: "Magnetic Statics" shift effects on 2-D TE magnetotelluric sounding. In: 8th International Congress of the Brasilian Geophysical Society, Rio de Janeiro 1, 1–6

Rüdt C., Poulopoulos P., Babersche K., Blomquist P., Wäppling R., 2002: Curie temperature and critical exponent g in a Fe2/V5 superlattice. SCM 2001, Physical Status Solidi (a), 189, 362

Szarka L., Franke A., Prácser E., Kiss J., 2007: Hypothetical mid-crustal models of second-order magnetic phase transition. 4th International Symposium on Three-Dimensional Electromagnetics Freiberg, Germany, September 27−30

Szarka L., Kiss J., Prácser E., Ádám A., 2010: The magnetic phase transition and geophysical crustal anomalies. Chinese Journal of Geophysics 53/3

Weaver J. T., 1994: Mathematical methods for geo-electromagnetic induction, Research Studies Press, Ltd., Taunton, Somerset, England

Függelék

A j-edik, σ_j elektromos vezetőképességű, d_j vastagságú rétegben ω körfrekvencia, illetőleg $\gamma_j = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_j}$ komplex hullámszám esetén amennyiben a μ_r mágneses permeabilitás minden rétegben azonos a vákuuméval, tehát ha $\mu_r = \mu_0$, a $Z_j(\omega)$ magnetotellurikus impedancia értéke a jól ismert rekurzív képlettel – a legalsó (n-edik) réteg $Z_n(\omega) = \sqrt{i\omega\mu_0/\sigma_n}$ impedanciájából kiindulva – a következő alakú:

$$\begin{aligned} Z_j(\omega) &= \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_j} \times \frac{(\gamma_j/(i\omega\mu_0))Z_{j+1}(\omega)\,\mathrm{cth}(\gamma_j d_j) + 1}{(\gamma_j/(i\omega\mu_0))Z_{j+1}(\omega) + \mathrm{cth}(\gamma_j d_j)} \\ &= \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_j}\,\mathrm{cth}\left(\gamma_j d_j + \mathrm{arcth}\left(\frac{\gamma_j}{i\omega\mu_0} Z_{j+1}(\omega)\right)\right). \end{aligned} \tag{F1}$$

Amennyiben a mágneses permeabilitás (μ_j) is rétegfüggő, akkor $Z_n(\omega) = \sqrt{i\omega\mu_n/\sigma_n}$, és a rekurzív képletben a j-edik réteg impedanciája:

$$\begin{aligned} Z_j(\omega) &= \frac{i\omega\mu_j}{\gamma_j} \times \frac{(\gamma_j/(i\omega\mu_j))Z_{j+1}(\omega)\,\mathrm{cth}(\gamma_j d_j) + 1}{(\gamma_j/(i\omega\mu_j))Z_{j+1}(\omega) + \mathrm{cth}(\gamma_j d_j)} \\ &= \frac{i\omega\mu_j}{\gamma_j}\,\mathrm{cth}\left(\gamma_j d_j + \mathrm{arcth}\left(\frac{\gamma_j}{i\omega\mu_j} Z_{j+1}(\omega)\right)\right). \end{aligned} \tag{F2}$$

Az (F2) képletben a közegparaméterek kizárólag az $i\omega\mu_j/\gamma_j$ és $\gamma_j d_j$ kombinációkban fordulnak elő. A rétegenkénti két információ kizárja, hogy a közegek σ_j elektromos vezetőképessége, μ_j mágneses permeabilitása és d_j vastagsága – az inverzió típusától függetlenül – külön-külön meghatározható legyen. Ami végül meghatározható az inverzió során, az:

1) a relatív mágneses permeabilitás és a fajlagos ellenállás szorzata, $\mu_{rj}\rho_j$, valamint
2) a relatív mágneses permeabilitás és a rétegvastagság szorzata, $\mu_{rj} d_j$.