

MGE

Gratulálunk Verő József Akadémikusnak! — Tanulmányi verseny Eötvös Loránd tiszteletére — A Szeniorok Bizottságának hírei 45, BIII

EAGE

65. EAGE-konferencia és kiállítás 46

SZAKCIKKEK

Hosszanti és haránttörések az elektromágneses leképezésben az ÉNy-Dunántúlon

Ádám Antal..... 48

A magnetotellurikus értelmezés néhány kérdése diszperziós (IP) hatások esetén

Nagy Zoltán..... 58

HÍREK, BESZÁMOLÓK

Elektromágnesség égen-földön — Az utolsó polihisztor — Aranydiplomás geofizikusok — Tájékoztató a Magyar Geofizikusok Egyesülete (MGE) és a Magyar Geofizikusokért Alapítvány (MGA) javára felajánlott 1%-ok felhasználásáról — Tájékoztató az Eötvös Loránd Geofizikai Alapítvány (ELGA) javára felajánlott 1%-ok felhasználásáról..... 91, BIII

44. évfolyam 2. szám



2003

CONTENTS

MGE (Association of Hungarian Geophysicists)

News 45

EAGE

News 46

Geophysical Papers

Longitudinal and transversal fractures as they appear in the electromagnetic imaging in NW Transdanubia

A. *Ádám* 48

Aspects of magnetotelluric interpretation in the case of resistivity frequency-dispersion (IP)

Z. *Nagy* 58**News and Reports** 91

A szerkesztőség a szakcikkeket szaklektorálás után közli. A szaklektorok névsora az évfűző kötetben jelenik meg.
A lapban megjelenő cikkek adatainak és állításainak helyességéért, ill. közölhetőségéért a felelősséget kizárólag a szerzők viselik.

MAGYAR GEOFIZIKA

Kiadja: Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet
1145 Budapest, Kolumbusz u. 17–23.

Telefon: (1)252-4999

Felelős kiadó: dr. Bodoky Tamás igazgató
Lombos Nyomda Kft., Budapest — Felelős vezető: Juhász Péter

Előfizethető a Magyar Geofizikusok Egyesületénél: 1371 Budapest, Pf. 433, tel.: (1)201-9815,
egyesületi tagoknak tagdíj ellenében. Megjelenik évente négyszer

Index: 26 507

65. EAGE-KONFERENCIA ÉS KIÁLLÍTÁS

Stavanger, 2003. június 2–5.

„Két konferencia” címmel SZARKA László összehasonlításában már szó került a Magyar Geofizika oldalain a minden évben megrendezett EAGE-konferencia és kiállítás eseményéről, melynek idén a Stavanger Forum kongresszusi központja adott helyet.

Norvégia, mint harmadik legnagyobb olajexportáló, nem először színhelye ennek a találkozásnak, ahol az ország szénhidrogén-iparának fontossága miatt a megnyitóbeszéd megtartására nem kisebb személyiség, mint V. HARALD, Norvégia királya kerített sort.



NYÁRI Zsuzsanna és ...

Bár a kiállítások által elfoglalt négyzetméterek mennyisége szerint az utóbbi 13 év negyedik legnagyobb területén mutatták be termékeiket, szolgáltatásaikat, eredményeiket a cégek és intézmények, a rendezvény a résztvevők száma szerint, az előző évi firenzei létszámtól is elmaradva, a tizenegyedik a listán. Lehet találgatni és sorolni az okokat: gazdasági pangás, az iraki háború utóhatásai, a terrorizmus, amely a nemzetközi utazásokat visszavetette. Számomra ennek ellenére érthetetlen, hogy bár az olaj ára az utóbbi években jelentősen ingadozott és egyelőre 25–30 dolláros szinten stabilizálódott, mégsem növekszik a kutatási igény. A kitermelést végző vállalatok nem hajlandók megfizetni a legújabb mérési módszerek, eszközök használatát a szeizmikus mérések területén, pedig a készletek kimerülése a norvég kontinentális talap-

zaton is elérte azt a szintet, ahol a jelenlegi termelési szint már csak egy-két évig tartható.



... SCHOLTZ Péter, az ELGI előadó

A konferencia iránti érdeklődés hanyatlásán az sem változtatott lényegesen, hogy az EAGE-hez csatlakozott EEGS szervezet mára már teljesen integrálódott és a „Near Surface Geoscience Division” hangsúlyozott megjelenése is csábítja a földtudományok mind szélesebb körét.



Preikestolen: a konferencia védjegye és Norvégia egyik látványosság



Vacsorára várva — FANCSIK Tamás, Markku PELTONIEMI, SCHOLTZ Péter, HEGYBÍRÓ Zsuzsanna, NÉMETH Gézáné, BODOKY Tamás, valamint ...



... NÉMETH Géza, TÖRÖS Endre, SZARKA László — konferenciaest a koncertközpontban

A csökkenés az előadások számában is megmutatkozott, melyben a szóbelieké drasztikusan, mintegy 30%-kal lett kevesebb. A magyar résztvevők egy szóbeli és három poszter előadás bemutatásával járultak hozzá a szakmai programhoz:

- L. SZARKA, D. ZHANG: Correlation between Alternative Magnetotelluric Response Functions and 3-D Model Parameters (F-19),
- Zs. NYÁRI: Problems of Detecting Buried 3-D Objects with 2D Geoelectric Profiling Methods (P-095),
- P. SCHOLTZ: Constructing an Output Signal Estimate of a Vibratory Source (P-233),
- N. P. SZABÓ, M. DOBRÓKA, L. HURSÁN: The Interpretation of Well Log Data by Means of Float Encoded Genetic Algorithm (P-261).

A kelet-európai országok, így a magyar előadók részvételi költségeihez is a PACE Alapítvány nyújtott támogatást, melynek BODOKY Tamás is kuratóriumi tagja.



Az MGE standja, NYÁRI Zsuzsával

Levezető elnökként HEGYBÍRÓ Zsuzsanna, SZARKA László, valamint TÖRÖS Endre működött közre, aki nem mellesleg a konferencia idején az EAGE új divíziójának, a „Near Surface Geoscience Division”-nak a technikai programokért felelős hivatalnokja volt, mára viszont már választott elnökhelyettese.

A geofizikáért és az egyesületért végzett munka alapján, illetve a magas szintű előadásokért, cikkekért mintegy tízféle díjat és tiszteletbeli tagságot adományoztak a záró ceremónián. Az Eötvös Loránd-díjat Kaushik DAS és szerzőtársai kapták, a Geophysical Prospecting 50. évfolyamának 5. számában megjelent „Experimental validation of the wavefield transform of electromagnetic fields” című cikkükért.

Hazai kiállítóként idén is csak a Magyar Geofizikusok Egyesülete, élve a társult szervezet státuszával, képviselte országunkat.

A konferenciaest a stavangeri koncert központban került megrendezésre, ahol többféle ízlésnek megfelelő látványos zenei bemutatót szerveztek a szokásosan bőséges vacsora mellé.

Valószínűleg a jövő évi, Párizsban tartandó konferencia nagyobb látogatottságú lesz, ami remélhetőleg nem egyedül a világváros szépségeinek lesz betudható.

Scholtz Péter

Hosszanti és haránttörések az elektromágneses leképezésben az ÉNy-Dunántúlon¹

ÁDÁM ANTAL²

A tanulmány azt vizsgálja, hogy az ÉNy-Dunántúlon magnetotellurikus (MT) mélyszondázással megállapított, többnyire fedett, ÉK–DNY-i irányú (hosszanti) mélytörések — oldaleltolódások — nyomai mennyire követhetők a felszínen (tektonikai térképen), továbbá folyamatosak-e vagy különböző méretű önálló jólvezető dike-oknak a hosszanti törések mentén való elrendeződései, amelyeknek kialakulásában jelentős szerepet játszottak a hosszanti és haránttörések metsződései.

A tellurikus térképek, továbbá a magnetotellurikus inverziók és egyéb paraméterek ez utóbbi feltevést látszanak alátámasztani.

A. ÁDÁM: Longitudinal and transversal fractures as they appear in the electromagnetic imaging in NW Transdanubia

It has been studied whether the deep fractures detected by magnetotelluric soundings along the longitudinal strike slips in the NE-SW direction can be followed on the surface (in the tectonic maps), further on are they continuously open (loosed) in their total length or not. In this latter case they consist of a series of conducting dikes arranged along the main tectonic directions. In the generation of these dikes the crossing of the longitudinal and transversal fractures can play the decisive role.

The telluric map(s) and the magnetotelluric and magnetovariation profile seem to confirm the latter statement.

Bevezetés

Az elektromágneses indukciós munkatalálkozók anyagát tanulmányozva látható, hogy a magnetotellurikus (MT) módszerrel elért eredmények közül kiemelkednek a törések, nyírási zónák, áttolódási síkok stb., tehát a tektonika indikációi a mélyszerkezetekben. A tektonika a kőzetek fellazításával megnöveli a porustérfogatot, amelyet kedvező esetben folyadék tölt ki és ez a kőzetek fajlagos ellenállását nagyságrendekkel csökkentheti, amint az az 1. ábrán [OLHOEFT 1981] látható. Amennyiben tehát a porusokban folyadék van, a fajlagos ellenállás a porozitás függvényében az Archie-törvény értelmében változik:

$$\rho_o = \frac{a}{\phi^m} \rho_w,$$

ahol

ρ_o — folyadékkal telített kőzet fajlagos ellenállása;

ρ_w — a folyadék ellenállása;

ϕ — a kőzet porozitása $1,3 < m < 23$; $0,5 < a < 1$.

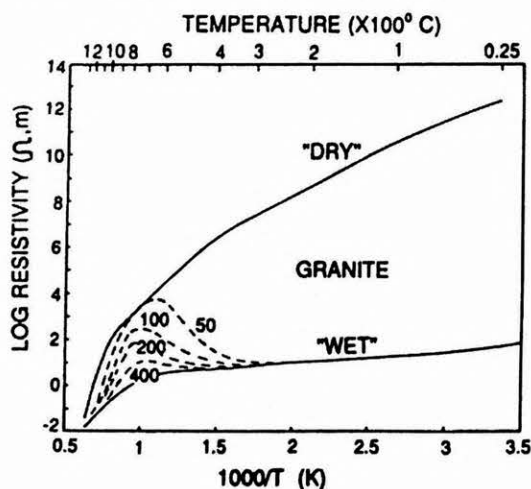
A tektonika — amely bármikor megújulhat — felismerését segítik a kis ellenállású és kis viszkozitású grafitos fekete palák (ún. black schist-ek) is, továbbá a kőzetszemcsék felületét beborító grafitfilm („grain boundary graphite film”). (Ezek mechanizmusának tárgyalása külön fejezetet igényel.) A fekete palák tektonikai szerepével kapcsolatban idézzük az Ensenada-i EM Indukciós Munkatalálkozó (1990) megállapítását:

„A kis szilárdságú grafitos (fekete) palák magukba fókuszálják a tektonikai deformációkat és ez a nyírási zónákban a karbon akkumulációjához vezethet [HJELT 1990].

A nagy tapasztalattal, sok földtanilag/tektonikailag ér-

dekes területen tevékeny német geofizikus V. HAAK mondta a 2001-es belski NATO-konferencián a fentieket megerősítve:

„A kéregben lévő vezetőképesség-anomáliák az építő és főként pusztító folyamatok, mint a törések, nyírások, áttolódások „maradványai” (paleotektonika), amelyek a litoszférát kialakították, formálták” [ÁDÁM 2001a].



1. ábra. A folyadék (<0,1 mol NaCl-oldat) hatása a gránitok elektromos fajlagos ellenállására a hőmérséklet és nyomás függvényében [OLHOEFT 1981]. A szaggatott vonalak különböző víznyomás (MPa) mellett adják a fajlagos ellenállást. A ρ összefüggésben k –Boltzmann-állandó, T [K°]–abszolút hőmérséklet

Fig. 1. The effect of the fluid to the resistivity of granites vs. temperature and pressure. The dashed lines are for various water pressure in MPa and for water salinities are less than 0.1 molar NaCl. In the ρ relationship: k –Boltzmann constant, T [K°]–absolute temperature

Jól ismert a tektonika szerepe a földrengések keletkezésében. ZHAO et al. [2002] hatalmas mennyiségű japán

¹ Beérkezett: 2003. június 11-én

² MTA FKK Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet (GGKI), 9401 Sopron, Pf. 5

földregés adatot elemzett a földregések kipattanási helyének geofizikai paramétereivel együtt és arra a következtetésre jutottak, hogy a „nagy földregések nem akárhon keletkeznek, hanem csak fizikailag, kémiaiilag anomális területeken, amelyek geofizikai módszerekkel kimutathatók. Ez utóbbi területek fizikájának „tanulmányozása elősegítheti a földregések gerjesztési folyamatának jobb megértését és ezáltal a földregésveszély enyhítését”. A tanulmány címe: „A folyadék és a magma hatása a földregésekre: szeizmológiai evidencia”. Az anomáliák okát tehát elsősorban ezekben a kis viszkozitású anyagokban keresik. Az Izmit-i (1999. augusztus 17.) földregéses terület MT vizsgálatával kapcsolatban S. BULENT TANKnak neves japán kutatókkal írt tanulmányában [BULENT TANK et al. 2002] szerepel a következő mondat: „Jelen megfigyelések arra utalnak, hogy szoros korreláció van a földregések és a folyadék között.”

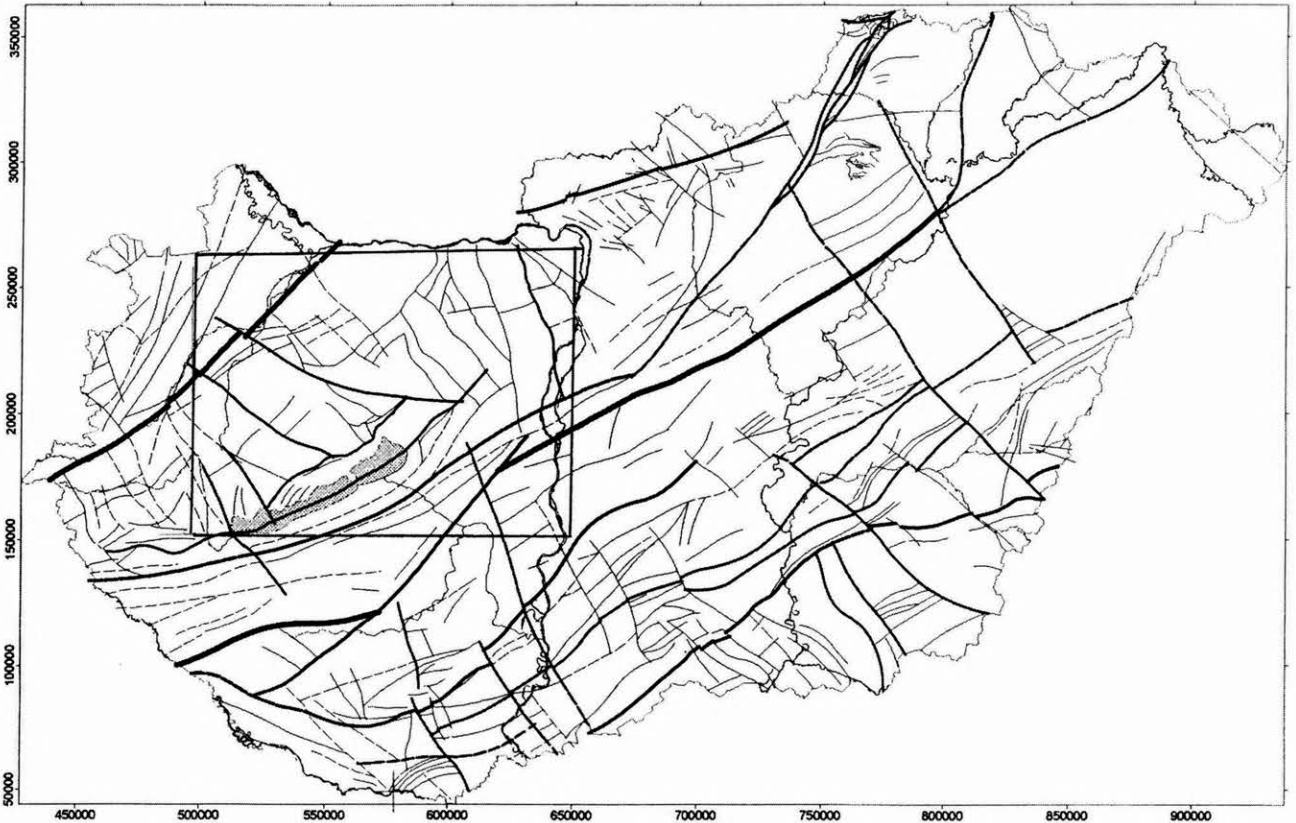
Az EM indukciós kutatások alkalmasak mind a tektonika (paleotektonika) követésére, mind a tektonikai övek folyadék és grafit/fémes ásványok tartalmának kimutatására. Mindezek jelentős elektromos vezetőképesség növekedést okozhatnak.

A fenti közetfizikai és módszertani szempontok alapján

megvizsgáljuk az ÉNy-Dunántúl tellurikus/magneto-tellurikus adatrendszerének tektonikai indikációit és azok kapcsolatát az eddigi földtani/tektonikai ismereteinkkel, továbbá a terület szeizmicitásával.

1. Tektonikai szerkezetek földtani (azaz felszíni, felszínközeli fúrásos) megfigyelések alapján az ÉNy-Dunántúlon

Az ÉNy-Dunántúl jelenlegi, egyik tektonikai vázlata szerint [DANK, FÜLÖP (Eds) 1986] is a felszínen észlelt tektonikai vonalak durván két jellegzetes irányba: ~ÉK-DNy és ~ÉNy-DK irányába rendeződnek. Ezek közül kiemelkedik a közel ÉK-DNy-i „Rába-vonal”, továbbá a „kettős” „Balaton-vonal”, amelyek közül az egyik a Balaton tengelyében, a másik attól D-re húzódik. Általában az utóbbit tekintik Balaton-vonalnak (2. ábra). Ezek hosszanti törések, feltolódási, oldal-eltolódási vonalak stb. A fentiekhez hasonlóan vastag vonallal jeleztek a 2. ábrán több elsőrendű(?) haránttörést is. Vékony vonalakkal felszíni megfigyelésekkel megállapított rövidebb tektonikai vonalakat is beszerkesztettek az ábrába.



2. ábra. Tektonikai vázlat Magyarországról [DANK, FÜLÖP (Eds) 1986]. Az 5. ábrán ábrázolt három jólvezető dike-rendszer területét egy négyszögbe foglaltuk

Fig. 2. The tectonic map on Hungary by DANK, FÜLÖP (Eds)'s [1986]. The area of the three conductive dike systems from Fig. 5 is remarked with a square

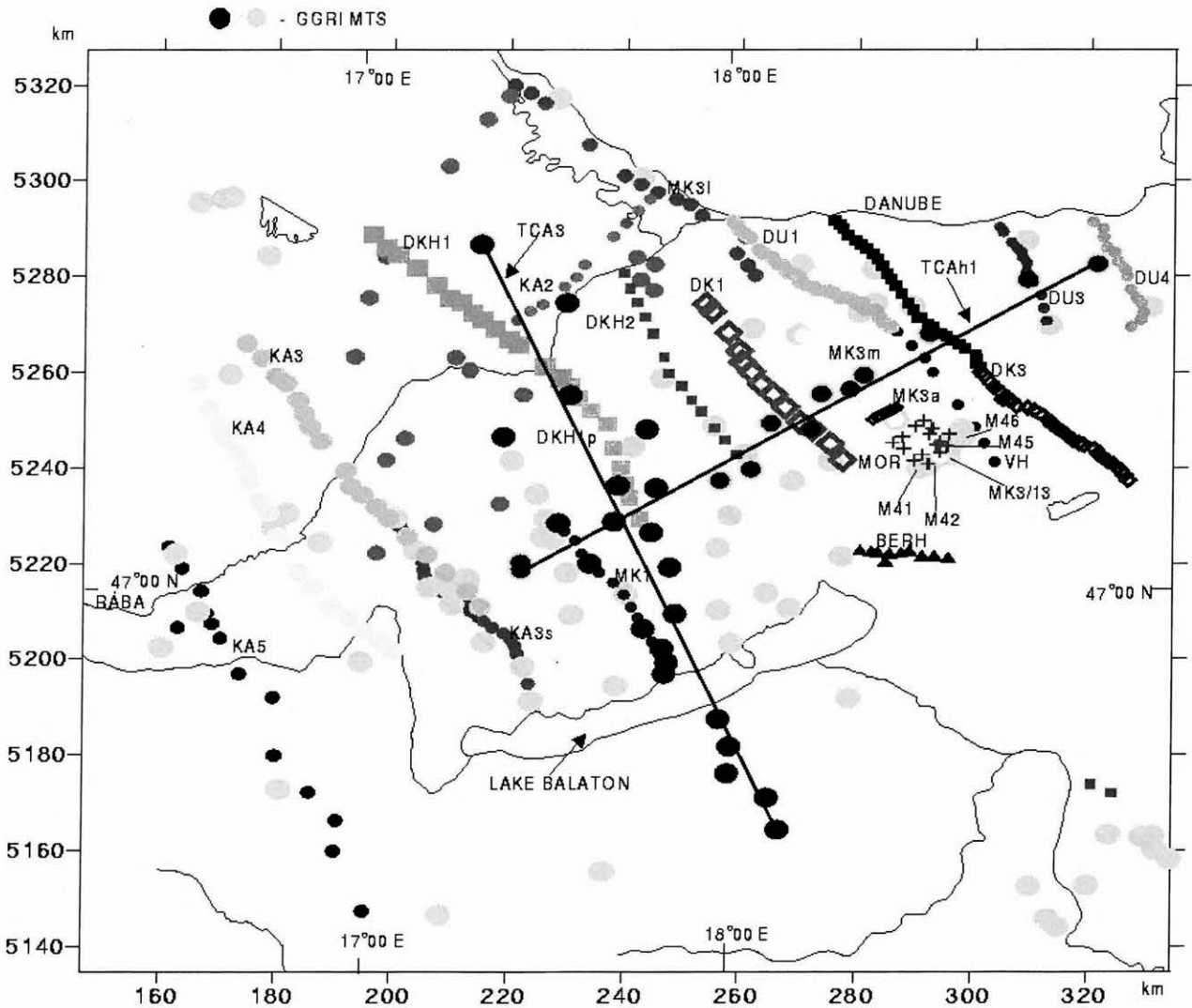
2. Tektonikai indikációk az elektromágneses (tellurika, magnetotellurika) leképezésben

2.1. Mélytörések és nyomaik a felszínen

A 3. ábrán a Dunántúli Vezetőképesség-anomálián az ELGI és a GGKI (GGRI) által mért magnetotellurikus szondázási pontok és két inverziós szelvény (TCA3 és TCAh₁) vonala látható.

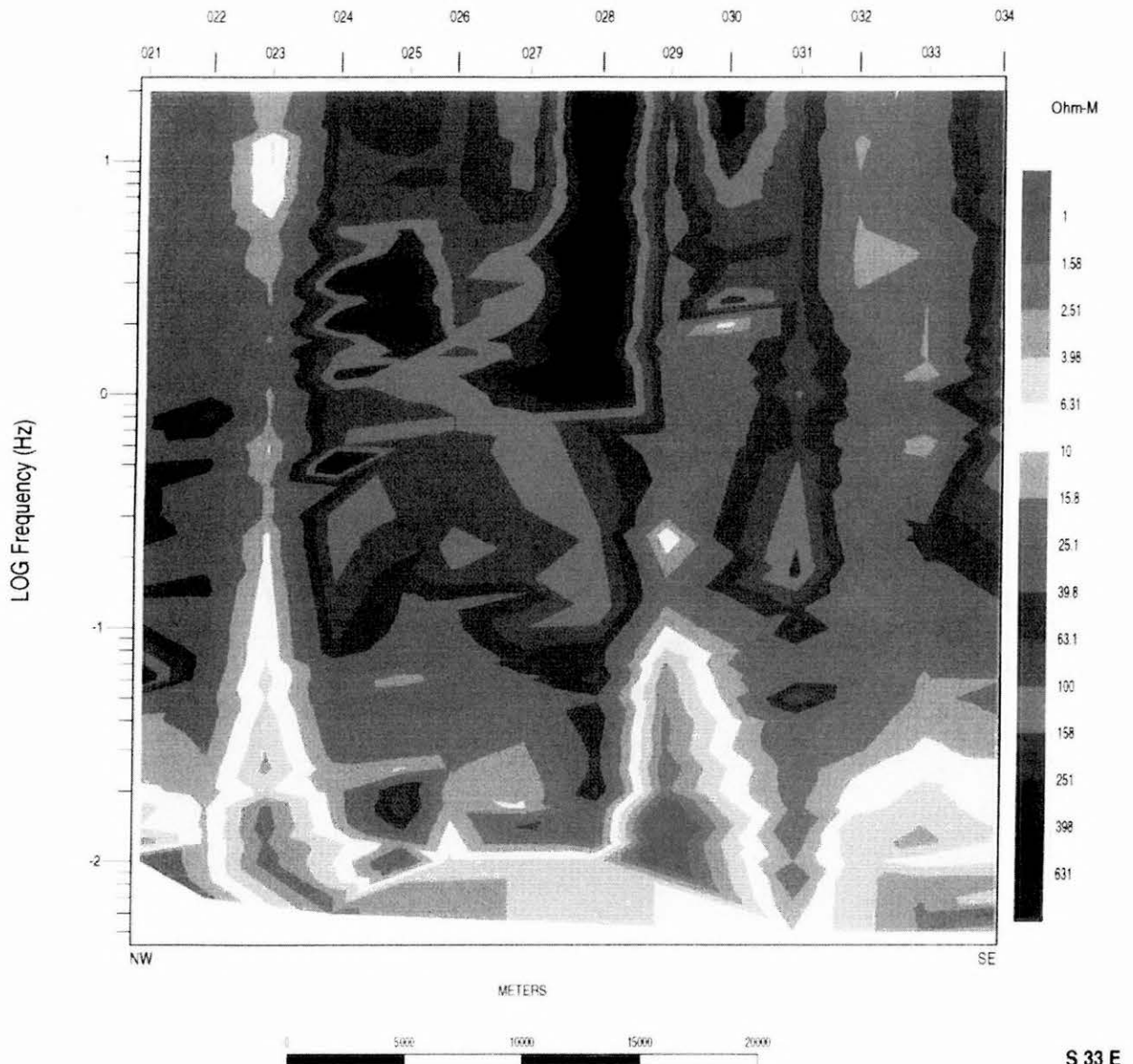
A 4. ábrán bemutatjuk az ELGI MK1-es szelvényének egyik, ún. pszeudoszelvényét, amely az elektromágneses természetes tér periódusának függvényében, azaz a tér behatolási mélységével arányosan a szelvény mentén a látszólagos fajlagos ellenállás (R_{ho}) egyik szélsőértékének (R_{homin}) változását ábrázolja R_{ho} értékek szerinti színkóddal. Két, $1 \Omega\text{m}$ -nél kisebb fajlagos ellenállású jólvezető dike-ot mutat a pszeudoszelvény, közöttük pedig egy nagy ellenállású blokkot. A pszeudoszelvény szerkesztését követő adatfeldolgozási lépésben, az adatok (esetünkben 2-D) inverziója során a jólvezető dike mélységét 5-6 km-ben határoztuk meg. A pszeudoszelvény a törési síkot képviselő

jólvezető dike-nak két típusát jeleníti meg. A 23. számú pontnál a Balaton-felvidék alatt egy olyan törés van, amely feltehetőleg a felszínen is nyomozható, hiszen a jólvezető képződmény a legkisebb mért periódusoknál még meg is erősödik. A 30. számú pontnál a dike felett nagy ellenállású képződmények vannak, bár ez a dike is hosszan átmetszi a felette lévő karbonátos nagy ellenállású kőzeteket, de nem ér ki a felszínre. Ez a két, vertikális kiterjedésében különböző dike szemlélteti, hogy a 2. ábra vékony tektonikai vonalrendszere miért szaggatott: a mélybeni töréseknek csak egy töredéke mutatkozik meg a geológusok számára is észlelhetően a felszínen. Ezért olyan nagy behatolású elektromágneses szondázásokra van szükség, amelyek a mélybeni — felszínen rejtett —, de potenciálisan veszélyt hordozó tektonikát jelezni tudják. Az MT szondázás fő impedancia polárdiagramjai szélsőértékeikkel kijelölik a szerkezet csapás- és dőlésirányát. Nyilvánvalóan a kisebb látszólagos fajlagos ellenállás iránya jelzi a szerkezet csapását, amennyiben a dike feletti kéregrész inhomogenitása azt el nem torzítja.



3. ábra. Az ELGI és a GGKI (GGRI) által a Dunántúli Vezetőképesség-anomália területén mért magnetotellurikus (MT) szondázási pontok és két inverziós szelvény (TCA3 és TCAh₁) vonala [ÁDÁM 2001b]

Fig. 3. MT measuring sites by ELGI and GGRI and two inversion profiles (TCA3 and TCAh₁) [ÁDÁM 2001b]



4. ábra. Az MK1 jelű ELGI MT szelvény Rhomin értékeivel szerkesztett pseudoszelvény [ÁDÁM 2001b]

Fig. 4. Rhomin pseudosection of the MK1 magnetotelluric profile measured by ELGI [ÁDÁM 2001b]

ÁDÁM [2001b] az ELGI ÉNy–DK-i irányú magnetotellurikus szelvényeinek 2-D inverziójával három olyan hosszanti ~ÉK–DNy-i szerkezeti vonalat rajzolt ki a dike-ok sorozatával (5. ábra), amelyek — a 4. ábra esetében tapasztaltak szerint — a felszínen csak részben mutatkoznak meg, de megmutatkozhatnak. A 2. ábra szerint a felszínen észlelt vékony ÉK–DNy-i tektonikai vonalak a 3 dike-rendszer közelébe esnek. Az egyezés jónak mondható. Ezáltal a mélybeni törések jelenléte és a magnetotellurikus szondázások hatékonysága is bizonyítékot kapott a felszíni megfigyelésekkel.

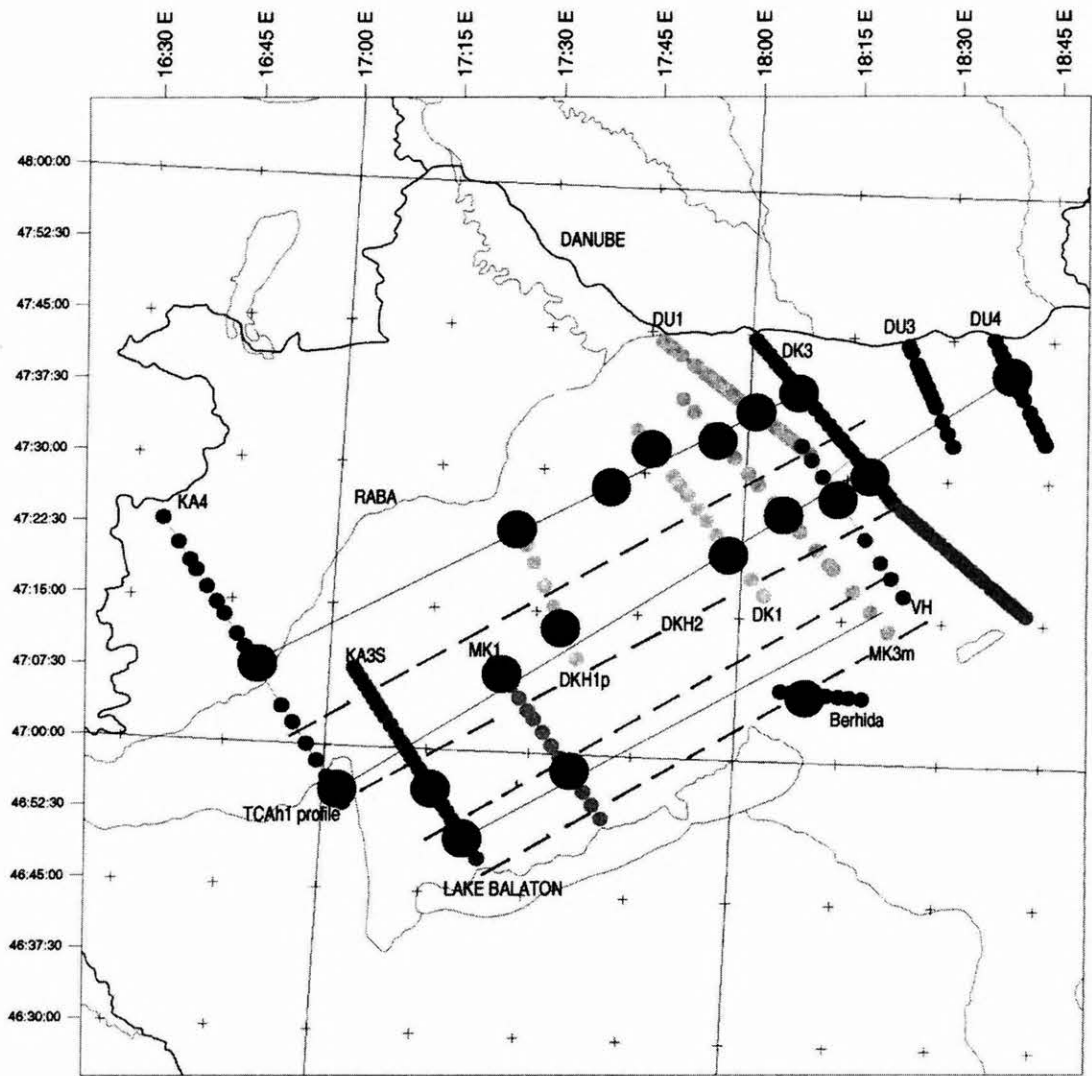
2.2. Folyamatosak-e a törések (oldaleltolódások)?

Dike-ok a hossz- és haránttörések metszésében?

Kérdés, hogy a 5. ábrán a jólvezető dike-ok teljesen összefüggő rendszert alkotnak-e, vagy csupán egy hosszanti

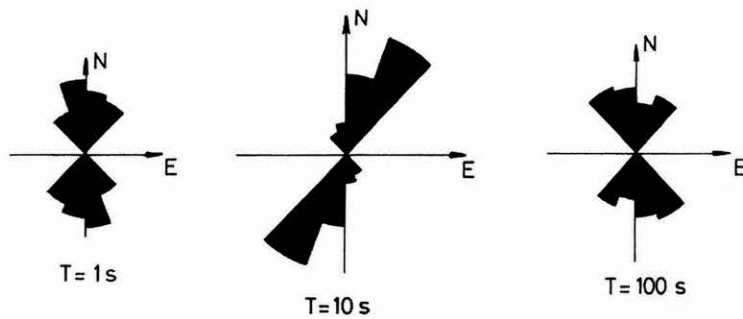
törés mentén felsorakoznak és létrejöttükben jelentős szerepet játszanak a haránttörések, azaz a két alapvető törés-rendszer metszésében képződnek a dike-ok? A két törés-rendszer a GROOM, BAILEY [1989] dekompozíció csapás-irányával — különböző periódusokon — szerkesztett rózsadiagramokon (6. ábra) is észlelhető, bár az MT szondázási görbéken a dike-okat jelző csökkenő görbeágak közepén (~10 s) az ÉK–DNy-i csapás az uralkodó.

A dike-ok szétválása a hosszanti törés mentén csak valószínűsíthető egy nem teljesen szabályos 2-D inverzióval, amelyet az összes Rhomin értékkel végeztünk, függetlenül azok irányától, durván a 5. ábra középső törésvonala mentén, a GGKI adataival. A Rhomin értékek egy kisebb része nem a hosszanti, hanem a haránttörések irányába mutat. A dike-ok ezen inverziós ábrán valóban elkülönülnek (7a,b. ábra). Ezt az elkülönülést véljük felismerni az MT



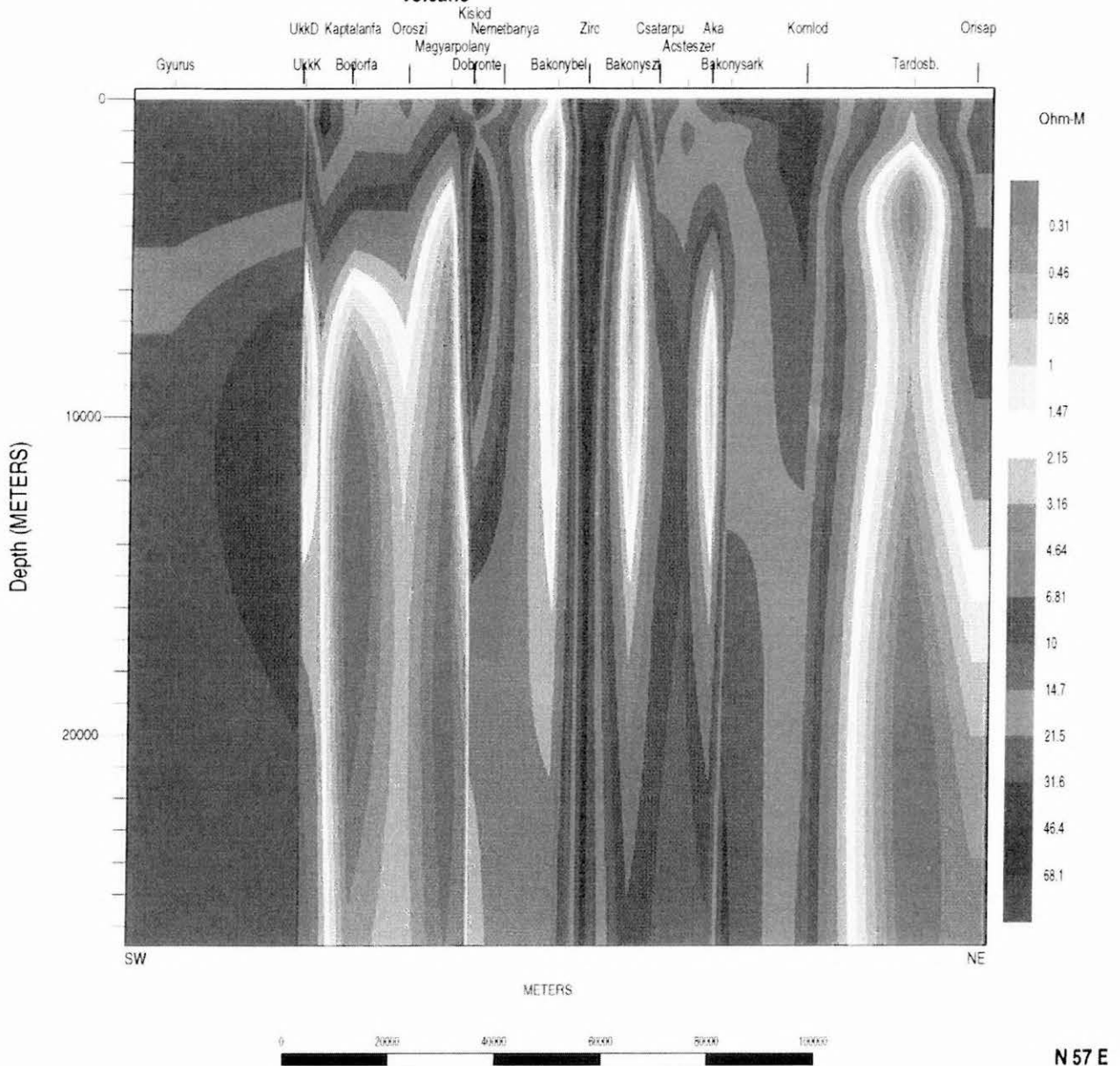
5. ábra. Jólvezető dike-ok (nagy pontok) sorozata ÉK–DNy-i oldaleltolódások mentén a Dunántúli Vezetőképesség-anomália területén az ELGI ÉNy–DK-i MT szelvényeinek (kis pontok) RRI inverziója alapján a regionális csapásirány-ba beforgatott és arra merőleges impedancia-értékekkel [ÁDÁM 2001b]. A szaggatott vonal a 9. ábrán látható anomális indukciós nyilakat határolja

Fig. 5. Conducting dikes (great dots) arranged along the NE–SW strike slips in the area of the Transdanubian Conductivity Anomaly. They have been calculated by the RRI joint inversion of the NW–SE basic MT profiles of ELGI (MT sites are small dots) with impedance values rotated to the regional strike NE–SW and to the dip direction [ÁDÁM 2001b]. The dashed lines limit the anomalous induction arrows in Fig. 9



6. ábra. Groom–Bailey dekompozícióval meghatározott csapásirányok rózsadiagramjai 1, 10 és 100 s-os periódusok esetében

Fig. 6. Rose diagrams of the strikes determined by Groom–Bailey decomposition at periods 1, 10 and 100 s



7a. ábra. A GGKI magnetotellurikus Rhomin értékeivel végzett RRI inverzió ÉK–DNY-i TCAh1 szelvény mentén (3. ábra): RRI inverzióval

Fig. 7a. RRI inversion of the magnetotelluric Rhomin sounding curves measured by GGRI along a profile NE–SW (See TCAh1 in Fig. 3)

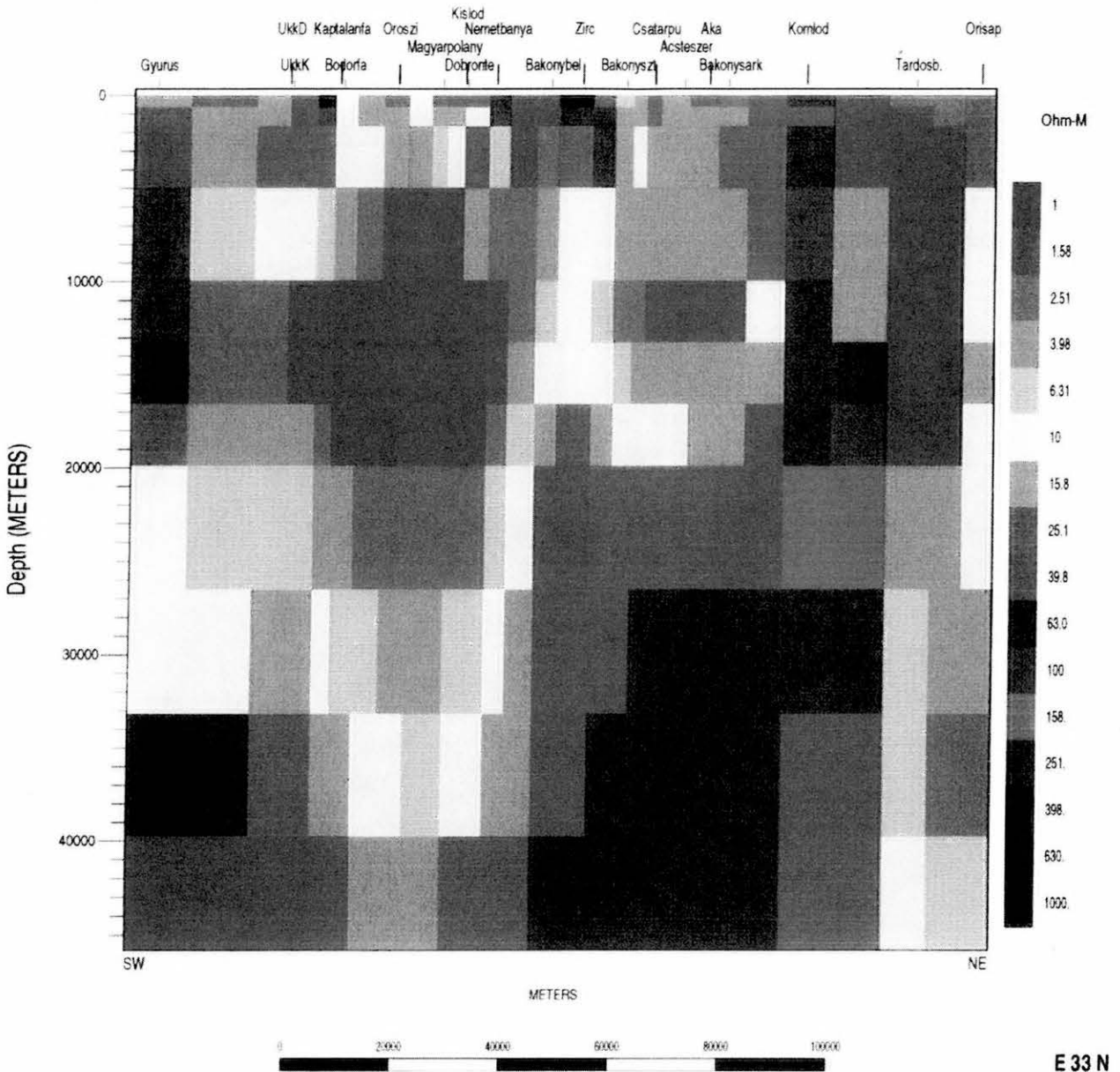
szondázási görbék jellegét és a jölvezető mélységét bemutató hagyományos ábrázolásunkon is [pl. ÁDÁM 1981], amelynél az E és H(B) polarizációs görbéken (TE és TM módus) észlelt csökkenő szakaszok szögét (a jölvezető képződmények indikációjának mértékét) egy-egy félkörön érzékeltettük. Ezen a térképen a jölvezetőnek a szomszédos pontokban észlelt fokozatos elmélyülése az E polarizációra jellemző oldalhatásra (8. ábra), és így a dike-ok elkülönülésére utal.

Az indukciós vektorok térképén két nagy sávot határolunk körül, amelyeken belül a vektorok uralkodó iránya DNY-i (9. ábra). Az északi sávban azonban megfigyelhető a vektorok elforgása, mint pl. Á (Ácsteszer) és P

(Porva) között a Bsz (Bakonyszentkirály) pontban. Ez ismét a dike-ok legalább egy részének különállását jelezheti. Hasonló tendencia a déli sávban nem tapasztalható.

2.3. Tellurikus és nagy S értékű MT anomáliák egyezése. A haránttörések szerepéről

Figyelemreméltó szétválasztást végzett MADARASI és VARGA [2000] a tellurikus horizontális vezetőképességet (S érték – conductance) ábrázoló térképen az üledék és a pretercier medencealjzatban lévő hatók S értéke között (10. ábra). Levonva az üledékre jellemző értékeket, olyan anomáliákat kaptak, amelyek jól összeegyeztethetők (korrelálhatók) az ÁDÁM [2001b]-féle dike-vonula-



7b. ábra. A GGKI magnetotellurikus Rhomin értékeivel végzett RRI inverzió ÉK–DNy-i TCAh1 szelvény mentén (3. ábra): Occam inverzióval

Fig. 7b. Occam inversion of the magnetotelluric Rhomin sounding curves measured by GGRI along a profile NE–SW (See TCAh1 in Fig. 3)

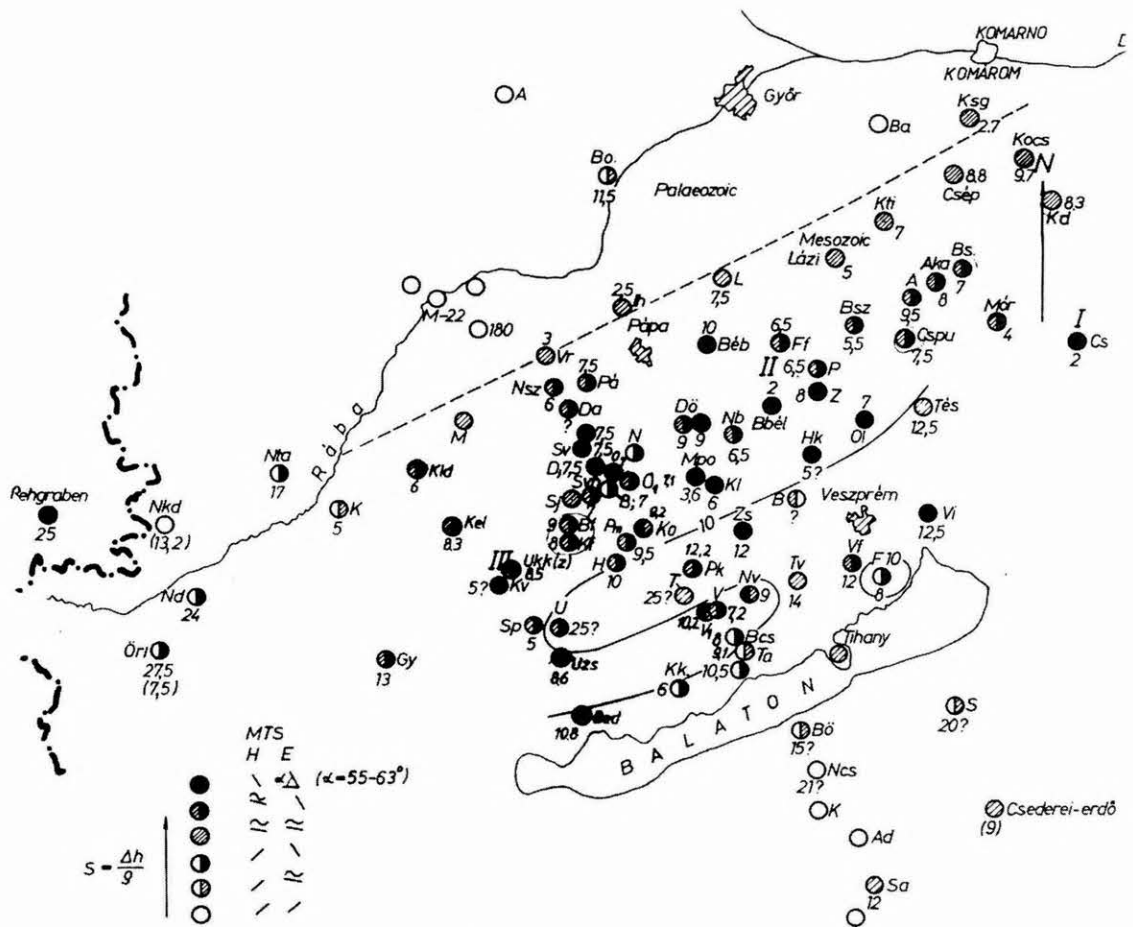
tokkal (5. ábra). Ezek közül a Rába-vonallal közel párhuzamosan futó anomáliák földtanilag a mezozoós és paleozoós kőzetek BALÁZS [1967]-féle térképen fúrásokkal igazolt, üledék alatti átmenetét reprezentálják, amely egy törési zónán keresztül történik [ÁDÁM 2001b 14. ábrája]. Ez az anomália durván három nagy egységre oszlik szét, amelyeket a tektonikai térképen (2. ábra) a transzverzális (ÉNy–DK-i) törések határolnak.

A 4. ábra középső dike-rendszerébe illeszkedik bele MADARASI és VARGA [2000] Nagygörbön észlelt és tellurikus ellipszisekkel jól körülírt jólvezető anomáliája, továbbá az ÉK-en megjelenő igen töredékes, de jól elkülönülő nagy S értékű kis anomália folt.

A fenti, különálló jólvezető dike-ok arra utalhatnak,

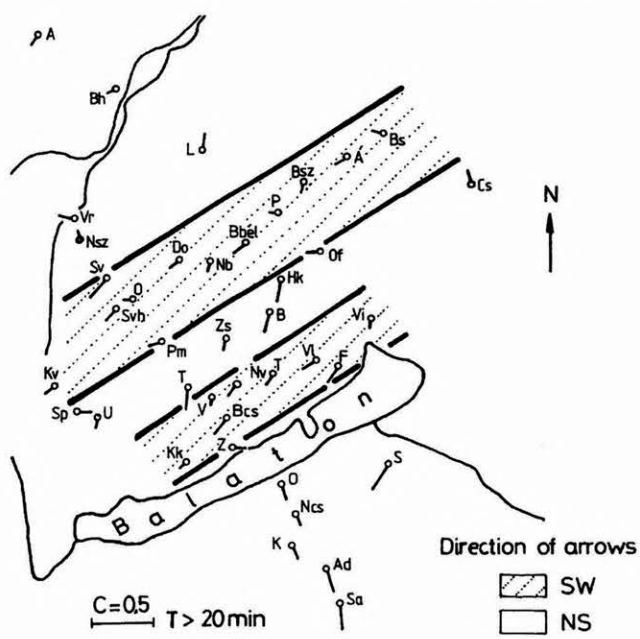
hogy a törések nem teljes hosszukban lazultak fel, utat nyitva a folyadéknak és a folyadék által szállított jólvezető anyagoknak (I. ÁDÁM, TÁTRAI [2002]-ben a bright spot-okat mint folyadék indikációt), elsősorban a paleozoós rétegből származó grafitnak (karbonnak), amely a nagy, esetenként 10 000 siemenst is meghaladó (csapásirányú) horizontális vezetőképességet okozza.

A grafit (karbon) akkumulálódása a nyírási zónákban a bevezetőben említett kis törési szilárdságú fekete palák révén is történhet, amelyek a tektonikát megvezetik. Ugyanakkor azonban a dike-ok felsorakoznak a hosszanti törések, vagy éppen a haránttörések mentén. Ez utóbbi változat is elképzelhető.



8. ábra. A Dunántúli Vezetőképesség-anómia térképe. A körök a mérési helyeket jelzik és a mellettük lévő szám megadja a jólvezető réteg(?) 1-D inverzióval számított mélységét. A körök fedettsége a szondázási görbék jellegét mutatja külön az E és H(B) polarizáció esetére. (L. a szimbólumokat az ábra bal sarkán.) A teljesen befeketített kör tökéletes vezetőre utal az aljzatban. Ekkor az MT görbe csökkenő ága $\sim 55-63^\circ$ -os szöget (α) zár be a \sqrt{T} tengellyel (T-periódus)

Fig. 8. The map of the Transdanubian Conductivity Anomaly. The circles indicate the measuring sites and the numbers next to the circles give the depth to the conducting layer(?) calculated by 1-D inversion. The shading of the circles shows the character of the sounding curve separately for E and H(B) polarization (see the symbols below on the left corner). The totally black circle indicates perfect conductor in the basement. The angle (α) of the decreasing branch of the MT sounding curves is about $55-63^\circ$ with the \sqrt{T} axis (T-period)

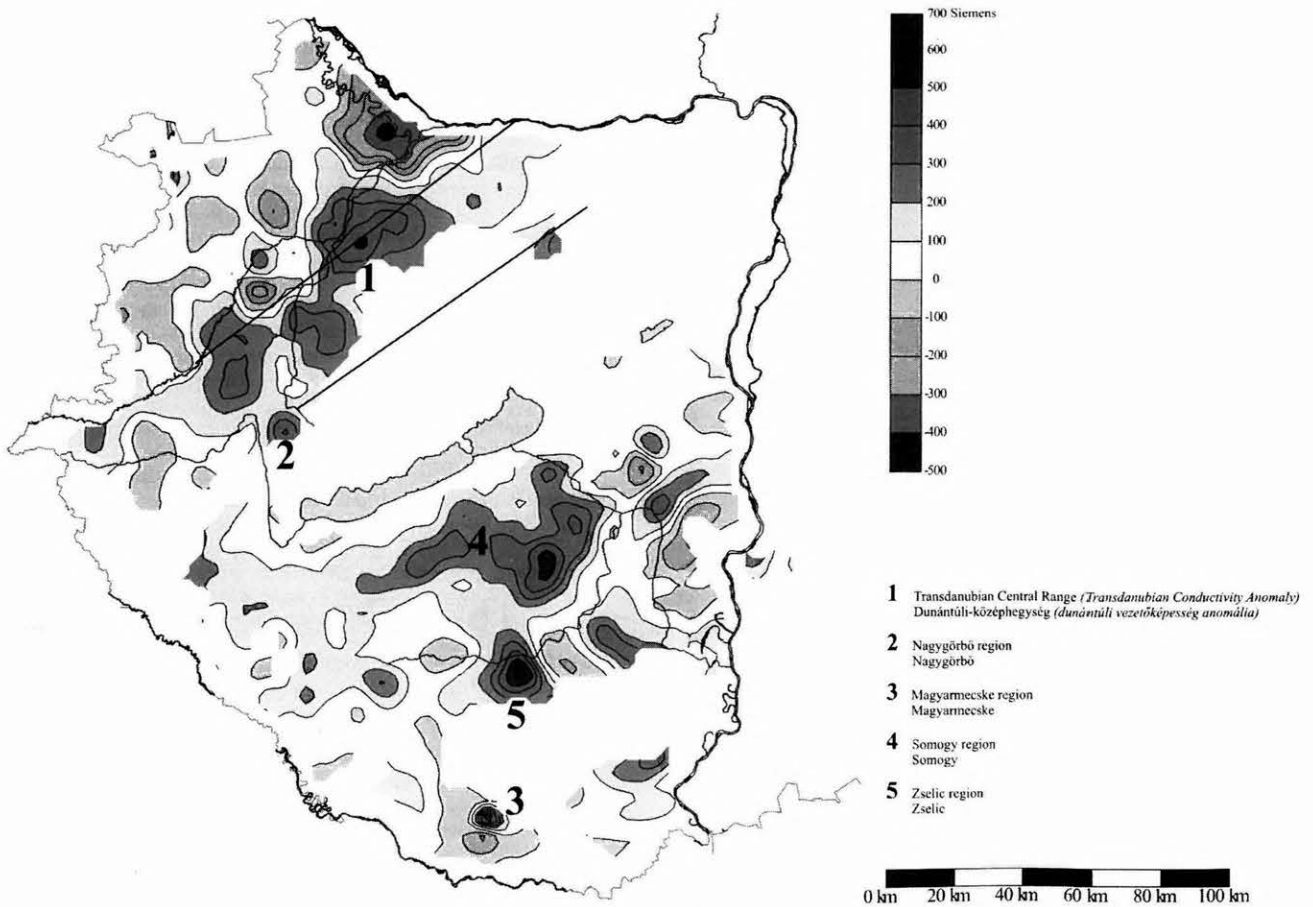


9. ábra. Indukciós (Wiese) vektorok a Dunántúli Vezetőképesség-anomálián

Fig. 9. Induction (Wiese) vectors in the area of the Transdanubian Conductivity Anomaly

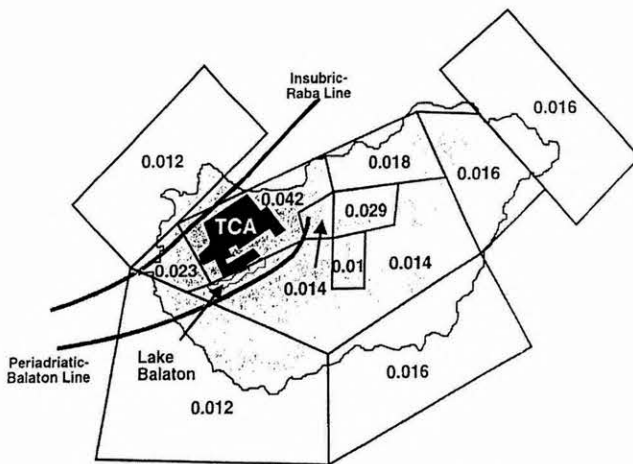
Összefoglalás

A Dunántúli Vezetőképesség-anómia egyik érdekes kérdését — grafit vagy folyadék okozza-e a vezetőképesség-növekedést a paleozoós képződmények mélységtartományában — egyik legutóbbi tanulmányunkban [ÁDÁM, TÁTRAI 2002] megkíséreltük elfogadható kompromisszummal lezárni(?). A fémes ásványok, pl. a pirit szerepe is tisztázandó még. A szeizmikus bright spotok, a reflexiós amplitúdó-növekedés a vezetőképes anyag, a grafit szállításában a folyadék szerepére, a nagy, több ezer, sötétzezezer siemenst is meghaladó horizontális vezetőképesség-növekedés pedig a grafit (karbon) akkumulációjára utalhat a nyírási zónában.



10. ábra. Az üledékhatástól megszabadított — a pretercier medencealjzatra jellemző — horizontális vezetőképesség-anomáliák az ÉNy-Dunántúlon [MADARASI, VARGA 2000]. A két vékony vonal az 5. ábra északi és középső dike-rendszerét követi

Fig. 10. Difference between the telluric conductance and conductance of Cenozoic sediments [MADARASI, VARGA 2000]. The two thin lines correspond to the northern and middle dike-system in Fig. 5



11. ábra. Szeizmikus csillapítási értékek ($\alpha = 10^{-3} \text{ km}^{-1}$) területi eloszlása a Pannon-medence területén ZSÍROS [1985] szerint

Fig. 11. Areal distribution of the seismic attenuation values (10^{-3} km^{-1}) in the Pannonian Basin according to ZSÍROS [1985]

A jólvezető dike-ok kialakulásában, azok rendszerbe állásában az ÉNy-Dunántúli jellegzetes hossz- és haránttöréseinek szerepe azonban még megválaszolásra vár(t). A

fenti írás erre kereste a bizonyítékokat, feltételezve a dike-ok kialakulásában a két törési rendszer metsződésének szerepét, de hangsúlyozva a dike-ok rendeződését is a hosszanti törések mentén (ÉK–DNy-i irányban, amint az az 5. ábrán látható).

Említettük a bevezetőben a japán kutatók legfrissebb vizsgálatai alapján a kéregben lévő képlékeny anyagok (folyadék, magma és grafit(?)) szerepét a nagy földrengések keletkezésében. ÉNy-Dunántúlon, a Pannon-medence egyik szeizmikusan aktív területén ezek a feltételek — folyadék, grafit (karbon) — adva vannak, amint az MT mérésekből ez nyilvánvalóvá vált. Ezt erősítik meg ZSÍROS [1985] szeizmikus csillapítási számításai, amelyek szerint a Dunántúli ÉNy-i részén a legnagyobb a szeizmikus csillapítás (11. ábra). Ezt MEISSNER [1986] formulája szerint feltehetően a kis viszkozitású folyadék/grafit jelenléte okozza.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszöni a tanulmányhoz az OTKA T037694 projekt által nyújtott támogatást, valamint a szakmai lektorok tanácsait, főleg az ábrák jobbításában.

HIVATKOZÁSOK

- ÁDÁM A. 1981: Statistische Zusammenhänge zwischen elektrischer Leitfähigkeitsverteilung und Bruchtektonik in Transdanubien (Westungarn). *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.* **16**, 97–113
- ÁDÁM A. 2001a: Report on the NATO Advanced Research Workshop „Deep electromagnetic soundings of the mantle around the Teisseyre-Tornquist Zone” held at Belsk, Poland, May 30–June 2, 2001. *Acta Geoph. Polonica* **49**, 517–521
- ÁDÁM A. 2001b: Relation of the graphite and fluid bearing conducting dikes to the tectonics and seismicity (Review on the Transdanubian crustal conductivity anomaly). *Earth Planets Space* **53**, 903–918
- ÁDÁM A, TÁTRAI M 2002: Segíthetnek-e szeizmikus amplitúdó-anomáliák a dunántúli elektromos vezetőképesség-anomália értelmezésében? *Magyar Geofizika* **42**, 3, 103–111
- BALÁZS E. 1967: A Kisalföld Ny-i részének aljzatában lévő paleozoós képződmények közeteinek elemzése. Kőolaj- és Földgázbányászat Tud. Közl. **38**, 265–277
- BULENT TANK S., HONKURA Y., OGAWA Y., KEMAL M., CELIK C., TOLAK E. 2002: Magnetotelluric imaging of western part of the North Anatolian Fault Zone. Program and Abstracts, the 16th Workshop on EM Induction in the Earth, Santa Fe, June 16–22, EM-6-49
- DANK V., FÜLÖP J. (Eds) 1986: Magyarország tektonikai térképe 1:500 000 méretarányban. MÁFI adattár
- GROOM R. W., BAILEY R. C. 1989: Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three dimensional galvanic distortion. *J. Geophys. Res.* **94**, 1913–1925
- HAAK V. 2001: Magnetotelluric studies of lithospheric shear zones. Abstract volume of the NATO Advanced Research Workshop Belsk, May 30–June, p. 10
- HJELT S. E. 1990: Report on the 10th EM Induction Workshop, Ensenada, August 22–29. Manuscript
- MADARASI A., VARGA G. 2000: Separation of the young sediments’ and pre-Tertiary formations’ conductance. *Geophys. Trans.* **43**, 3–4, 257–262
- MEISSNER R. 1986: The continental crust. A geophysical approach, *International Geophysics Series* **34**, Academic Press, New York
- OLHOEFT G. R. 1981: Electrical properties of granite with implications for lower crust. *J. Geophys. Res.* **86**, 931–936
- ZHAO D., MISHRA O. P., SANDA R. 2002: Influence of fluids and magma on the earthquakes: seismological evidence. *Phys. Earth. Planet. Inter.* **132**, 249–267
- ZSÍROS T. 1985: An estimation of seismic hazard in Hungary. *Gerlands Beitr. Geophys.* **94**, 111–122

A magnetotellurikus értelmezés néhány kérdése diszperziós (IP) hatások esetén¹

NAGY ZOLTÁN²

Fenomenológiai szempontból a gerjesztett polarizációs (IP) hatás az elektromos tér relaxációja vezető közegben, ami a geofizika nézőpontjából a diszperziós tulajdonságú közegnek a gerjesztő EM tér hatására mérhető — frekvencia- vagy időfüggő — komplex fajlagos elektromos vezetőképessége.

IP hatások megjelenése elsősorban olyan földtani modellek esetében várható, amelyekhez hintett vagy koncentrált formában szulfidos ércásványok előfordulása kapcsolódik. Tipikusan ilyen modellt képezhetnek a geotermikus tárolók, különösképpen a medencealjzat törésszónáihoz kapcsolódó, nagy entalpiájú hidrotermális rendszerek, valamint — az utóbbi másfél évtized folyamán ismertté vált elméletek és kutatási tapasztalatok szerint — a szénhidrogén- (kőolaj- és földgáz-) előfordulások és közvetlen környezetük. Frekvencia-diszperziós hatások megjelenése várható a grafitos képződmények előfordulásakor is.

A szerzetkutatási feladatokra alkalmazott elektromágneses módszerek (a magnetotellurika, illetve a dipólus forrású tranziens és frekvenciatartományban végzett EM szondázások) tárgyalása, általános esetben, frekvenciafüggetlennek tekinti a fajlagos elektromos vezetőképességet, így tehát az IP jelenséget is elhanyagolja.

A magnetotellurikában a hetvenes évek közepétől kezdve több szerző is figyelmet fordított a diszperziós hatások figyelembevételére és az elhanyagolásuk lehetséges következményeire. Ennek ellenére az MT adatok kiértékelésében és az eredmények értelmezésében jelenleg is a diszperziómentes elektromos vezetőség feltelezése az uralkodó.

A dolgozat célkitűzése a teljesség igénye nélkül az, hogy felhívja a figyelmet a címében megjelölt téma aktualitására és használható számítási algoritmust közöljön az IP hatásokat figyelembe vevő 1-D magnetotellurikus modellezéshez. Ennek felhasználásával a dolgozat példákat mutat be MT szondázási görbékben az IP hatások megjelenésére, valamint a levonható következtetések céljából valóságot közelítő modelleket is vizsgál.

Z. NAGY: Aspects of magnetotelluric interpretation in the case of resistivity frequency-dispersion (IP)

Phenomenologically the IP effect is considered synonymous with electrical relaxation in conductors. With regard to the geophysical aspects of IP it is considered the frequency dependent complex conductivity of an electrically dispersive medium, induced by an external EM field.

IP effects are primarily expected in connection with the occurrence of sulphide ore minerals, either in massive ore body or in disseminated form. Experience proves, that the geothermal reservoirs, principally the high enthalpy hydrothermal systems, which are connected with the tectonic zones in the basement, as well as the close environment of hydrocarbon (oil and natural gas) accumulations — due to the hydrocarbon induced alterations, which have been acknowledged on the evidence of facts obtained worldwide during the last two decades — can form further sources of the IP effect. Resistivity frequency-dispersion is characteristic in the graphitic formations, too.

In general, the resistivity is considered frequency independent one in discussion of the theory of magnetotellurics, and that of the other frequency domain EM sounding methods applied to structural investigation. Thus, IP effects have generally been ignored.

Since about the middle of 1970's several studies in magnetotellurics have been conducted in order to insight into the magnitude of errors arising when data taken over a dispersive model are interpreted in terms of a non-dispersive structure. In spite of all these, the use of non-dispersive model assumption in the magnetotelluric interpretation is predominant up to the present day.

With no aim of completeness, the purpose of this paper is to pay attention to the topicality of the consideration of IP effects in the magnetotelluric interpretation, and to describe a proper algorithm in order to calculate the MT+IP response of the 1-D layered structure for the case of resistivity frequency-dispersion. Several examples for the MT+IP response calculated for dispersive models are presented.

1. Bevezetés

1.1. Célkitűzések

A dolgozat célkitűzése a teljesség igénye nélkül az, hogy felhívja a figyelmet a címében megjelölt téma aktualitására, amely az MT mérési eredmények értelmezésének kérdéskörén át, közvetve, a magnetotellurikus módszerrel történő szénhidrogén-kutatást, valamint a geotermikus tárolók és részben a medencealjzat nagyszerkezeti elemeinek kutatá-

sát is érinti. Mindezek az MT módszer hazai alkalmazásának a tárgyát képezték az elmúlt évtizedek folyamán.

A magnetotellurikus módszer szemszögéből a frekvencia-diszperzió problémái elsősorban a következők:

- a frekvencia-diszperzióból (IP) eredő hatások jellemzői és megjelenésük az MT szondázási görbékben,
- a frekvencia-diszperziós hatások felismerhetősége a magnetotellurikus szondázási görbék adataiban,
- a gyakorlatban várható hatások és ezek következményei.

A dolgozat tárgyi célkitűzése, hogy használható számítási algoritmust közöljön az IP hatásokat figyelembe vevő 1-D magnetotellurikus modellezéshez. Célja továbbá, hogy MT szondázási görbékben példákat mutasson be az IP hatá-

¹ Beérkezett: 2003. április 24-én

² H-1124 Budapest, Vécse u. 6.

sok megjelenésére, és a levonható következtetések céljából a valóságot közelítő modelleket is vizsgáljon.

1.2. Előzmények

A dolgozat címében szereplő *diszperziós hatás*, valamint a dolgozat további részében többször használt *diszperziós közeg* kifejezés többféle, egymástól eltérő fizikai, kémiai stb. fogalomkör megjelölésére is szolgál. A jelen dolgozat a diszperziós hatás fogalmát kizárólag az *elektromos fajlagos ellenállás frekvenciafüggésére* korlátozza, ezen belül is az alkalmazott geofizikában *gerjesztett polarizációként* (IP) ismert és a korábbi időkben elsősorban érc kutatására használt módszer alapját képező *jelenségre*.

Fenomenológiai szempontból az IP hatás az elektromos tér relaxációja vezető közegben. A geofizika nézőpontjából a gerjesztett polarizáció (IP) a diszperziós tulajdonságú közegnek a gerjesztő EM¹ tér hatására mérhető, frekvencia- vagy időfüggő, komplex fajlagos elektromos vezetőképessége, amire gyakran komplex elektromos fajlagos ellenállásként is utalnak. A jelenség legfőbb előidézője az elektromos áramfolyásnak az a frekvenciafüggő akadály, amely az ionos vezetőség rétegvíz és az ércesedett kőzetek félvezető ércásványainak kontakt felületei között jön létre. A frekvenciafüggő elektromos fajlagos vezetőképesség létezhet az üledékes kőzetekben, valamint az agyagtartalmú homokokban is, ahol az agyagásványok felszíni töltést hordoznak és meggátolják az ionok előrehaladását a poruszjáratokban [SHUEY, JOHNSON 1973, NABIGHIAN 1993, DANKHÁZI 1995].

Az IP módszer, az ötvenes években megjelent kezdeti közléseket [BLEIL 1953, SEIGEL 1959] követően, széleskörű alkalmazást nyert az érc- és ásványkutatásban, különösen a *szulfidos ércleletek* felkutatásában [PARANIS 1973, PELTON et al. 1978, GAUCHER 1983]. A tapasztalatok szerint a *grafitos képződmények* is szignifikáns IP anomáliákkal jellemezhetők. Újabbban az IP módszer alkalmazására további lehetőségeket adnak a környezetvédelemmel kapcsolatos mérnöki kutatások is [TURAI, DOBRÓKA 2001].

A fentiek ellenére sajnálatos, de igaz megállapítás, hogy az IP módszer — főleg a mélyfúrás geofizikában — még napjainkban is gyakran a mellőzött eljárások közé tartozik [DANKHÁZI 1995]. Az ebből eredő hátrányok a jelen dolgozat tárgykörét is érintik, mivel általában hiányoznak a mélyfúrásokban azonosítható formációkra vonatkozó referencia IP adatok. Ilyen adatokra szükség lenne például az MT modellszámítások megfelelő paraméter választásához is.

Az IP jelenség spektrális jellemzőinek meghatározására végzett elméleti és laboratóriumi vizsgálatok eredményeként általánosan elterjedt az ún. Cole-Cole relaxációs modell használata az IP hatás leírására [COLE, COLE 1941, SEIGEL 1959, PELTON et al. 1978, DANKHÁZI 1995].

A Cole-Cole-modell paramétereinek közetfizikai értelmezhetőségét a hazai szakirodalomban legújabbban DANKHÁZI [1995] vetette kritikai vizsgálat alá, egyértelmű magyarázatot adó új definíciók bevezetésével, különös tekintettel a folyadékkal kitöltött porózus képződményekben létrejövő IP hatásokra.

A jelen dolgozat csak a választott téma tárgyalásához szükséges mértékben foglalkozik az irodalmi közlésekből részletesen megismerhető IP jelenség spektrális tulajdonságaival. Az IP módszer részletesebb ismertetését adó releváns publikációk a hivatkozások között megtalálhatók [KELLER, FRISCHKNECHT 1966, SUMNER 1976, PELTON et al. 1978, DANKHÁZI 1995].

A szerkezetkutatási feladatokra alkalmazott elektromágneses módszerek (*a magnetotellurika, illetve a dipólus forrású tranziens és frekvenciatartományban végzett EM szondázások*) tárgyalása általános esetben frekvenciafüggetlennek tekinti a fajlagos elektromos vezetőképességet, így tehát az IP jelenséget is elhanyagolja. Frekvenciafüggetlen elektromos vezetési paramétereket feltételező algoritmusokon alapulnak az említett módszereknek az elmúlt évtizedek folyamán kifinomult értelmezés rendszerei is [CAGNIARD 1953, VANYAN 1965, BERGYICSEVSZKIJ 1968, KAUFMAN, KELLER 1981, KAUFMAN, KELLER 1983, SMITH, BOOKER 1991, GEOTOOLS[®]MT 1997].

A magnetotellurikában, a hetvenes évek közepétől kezdve napjainkig, már több szerző is figyelmet fordított a diszperziós hatások figyelembevételére és elhanyagolásuk lehetséges következményeire. Frekvencia-diszperziós hatások esetére magnetotellurikus görbéket is közöltek [FINZI-CONTINI, LOSITO 1974, STOYER 1976, PATELLA 1979, PATELLA 1987]. Ennek ellenére az MT adatok kiértékelésében és az eredmények értelmezésében jelenleg is a diszperziómentes elektromos vezetőség feltételezése az uralkodó.

Az esetek többségében ez a feltevés elfogadható, bizonyos esetekben azonban nem. A kőzetek elektromos tulajdonságai elvileg a frekvencia komplex függvényeként kezelhetők, azonban a frekvenciafüggés mértéke és tartománya, többek között, a vizsgált közeg összetételétől és mikrostrukturális felépítésétől is függ [PELTON et al. 1978, NABIGHIAN 1993]. Ezért megvizsgálandó kérdés az, hogy a magnetotellurikus szerkezetkutatás szempontjából prioritással bíró 100 Hz – 100 s közötti frekvencia-, illetve periódustartományban² milyen feltételek mellett várható az értelmezést befolyásoló IP hatások megjelenése?

Az előzőek alapján valószínű, hogy elsősorban olyan földtani modellek esetében várható jellemző IP hatások megjelenése a magnetotellurikus adatokban, amelyekhez, hintett vagy koncentrált formában, szulfidos ércásványok előfordulása kapcsolódik. Ismereteink szerint tipikusan ilyen modellt jelenthetnek egyrészlől a geotermikus tárolók, különösképpen a medencealjzat törésszónáihoz kapcsolódó nagy entalpiájú hidrotermális rendszerek, amelyekben számos tényező együttes hatásaként a hidrotermális ércásvány-kiválásokhoz kapcsolódnak a gerjesztett polarizációs (IP) hatások, az elektromos fajlagos ellenállás szignifikáns lecsökkenése mellett [WRIGHT et al. 1985].

Másrészlől hasonló modellt jelenthet a szénhidrogén- (kőolaj- és földgáz-) előfordulások közvetlen környezete is a szénhidrogének migrációja által okozott változások következtében, az utóbbi másfél évtized folyamán ismertté

¹ Az elektromos dipólussal végzett hagyományos IP mérések mellett ismeretes az elektromos dipól és mágneses hurok kombinációt használó mágneses gerjesztett polarizációs (MIP®) mérés is [SEIGEL, HOWLAND-ROSE 1983].

² Ez a periódustartomány a Pannon-medence viszonyai között, a felszínközeli egy-kétszáz méteres intervallumot kivéve, a legmélyebb medencereszeken is biztosítja a megfelelő lehatolást a medencealjzat felszíné alá.

vált elméletek és az ezeket megerősítő kutatási tapasztalatok szerint [HUGHES et al. 1985, STERNBERG 1991].

Erre a — többek által sokáig vitatott — modellre vonatkozó megalapozott és elfogadható ismérveket foglalta tézisszerűen össze az AAPG³ által 1994 áprilisában Vancouverben megrendezett nemzetközi *Hedberg Research Conference*, amelynek az egyetemi tudományos körök és az olajipar szakértőiből álló nemzetközi résztvevői kritikus vitát folytattak a szénhidrogén-migráció folyamatairól, valamint a migrációs környezetben létrejövő mélybeli és felszínközeli változásokról és jelenségekről [SCHUMACHER, ABRAMS 1996].

Az ott elfogadott és publikált tézisek közül a jelen dolgozat szempontjából az a megállapítás a lényeges, hogy a szénhidrogén-migráció főleg vertikális irányú és kiterjedhet a rétegsor több ezer méteres vertikális intervallumára, bármilyen törés vagy repedezettség jelenléte nélkül is. Ebben a zónában a könnyű szénhidrogének migrációja (főleg a metántól a pentánig) általában szulfidok és oxidok (pirit, markazit, pirrotin, magnetit, maghemit) kiválásához vezet, különböző földtani és geokémiai körülmények által befolyásolt reakciók eredményeként, amivel együtt jár az elektromos fajlagos ellenállás szignifikáns lecsökkenése és a gerjesztett polarizációs (IP) hatások megnövekedése. Emellett, bizonyos feltételek között, a pórusteret kitöltő rétegvízből kalcium-karbonát kiválás is történhet, ami viszont a fajlagos ellenállás lokális megnövekedését okozza [SCHUMACHER 1996, CARLSON, ZONGE 1996].

Az előzőkhöz hasonlóan az elektromos fajlagos ellenállás csökkenése és frekvencia-diszperziós hatások megjelenése várható a grafitos képződmények előfordulásakor is.

A 80-as évek közepétől napjainkig szerzett hazai magnetotellurikus tapasztalatok mindhárom modell típus előfordulását igazolták.

Mind a nagy mélységben feltárt geotermikus tárolók feletti magnetotellurikus mérések (Fábiánsebestyén 1988, Nagyszénás 1990), mind a kisebb mélységben lévő aljzati tárolóknál (Bogács 1986 és Mezőkovesd, Zsóri-fürdő 1988) mért MT, illetve EM adatok igazolták a tárolókhöz kapcsolódó elektromos vezetésváltozást, vagyis az elektromos fajlagos ellenállás csökkenését [NAGY et al. 1992, 1994]. Ennek alapján feltehető, hogy a mérési adatokban ugyanott az IP hatások is megjelentek.

Hasonlóképpen, számos hazai szénhidrogén-előforduláson mért MT, illetve EM szondázási adatok jeleztek — minden esetben — a környezeti hatásoktól elkülöníthető, esetenként szignifikánsan nagy elektromos vezetésváltozást okozó anomáliát [NAGY et al. 1990, 1996]. Ezeknek az eseteknek a többségében a jellemző fajlagosellenálláscsökkenéssel együtt, valószínűsíthető volt az IP hatások megjelenése is a fázisban mért anomális adatok alapján [NAGY 1996, 1997].

A Dunántúli Vezetőképesség-anomália (DVA) jelensége ÁDÁM Antal értelmezése szerint [ÁDÁM 1997, ÁDÁM, TÁTRAI 2002] a medencealjzathoz kapcsolódó tektonikai zónákban előforduló grafitos képződményekkel magyarázható. Következésképpen ebben az esetben is számolni kell a magnetotellurikus adatokban az IP hatások valószínű előfordulásával.

Aktuális problémaként GASPERIKOVA, MORRISON [2001] egy közelmúltban megjelent tanulmányának tárgyát is az IP hatások vizsgálata képezte, a magnetotellurikus mérések adataival kapcsolatban. A publikáció olyan kísérletekről számolt be, amikor a hagyományos dipólusos méréssel felfedezett, jelentős IP anomáliákat harántoló szelvények mentén utólag végzett MT szondázások adataiból kimutathatók és — bizonyos feltételek mellett — kiértékelhetők voltak az IP hatások is. A 2-D modellezéssel kiegészített vizsgálatok eredményei szerint, az IP hatások felismerése és elválasztása az indukciós eredetű hatásoktól a TM módusú adatok alapján lehetséges, de csak olyan esetekben, amikor a ható kiterjedése véges és mind az amplitúdó-, mind a fázisadatok mérése eléggé pontos a hatások megbízható detektálásához.

1.3. A diszperziós hatások leszűkítése az IP jelenségre

A magnetotellurika a természetes eredetű forrásokból származó elektromágneses síkhullám terét alkalmazza. Vegyük figyelembe a hullámszám teljes kifejezését:

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

ahol

σ — a fajlagos elektromos vezetőképesség,

$\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ — a felszín alatti közeg abszolút dielektromos állandója,

ϵ_0 — a vákuum abszolút dielektromos állandója,

ϵ_r — a relatív dielektromos állandó,

μ — a mágneses permeabilitás [NABIGHIAN 1993].

Az (A) képletben a k hullámszám két részét vizsgálva: ha $\sigma \gg \epsilon\omega$, akkor hagyományosan *vezetési* (az elektromos térerősséggel fázisban lévő — in phase) *áramokról* beszélünk. Ha $\epsilon\omega \gg \sigma$, akkor az áramok *eltolási áramokat* (out of phase) jelentenek. A jelen dolgozatban figyelembe vett $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$ periódus intervallumhoz viszonyítva az $\epsilon\omega \gg \sigma$ feltétel csak a nagyságrendekkel magasabb frekvenciák tartományára jellemző, normál viszonyok között. Emiatt az eltolási áramokat a továbbiakban figyelmen kívül hagyhatjuk. A geoelektromágneses módszerek tárgyalásánál ez a feltétel általánosan elfogadott. További vizsgálódásunk tehát csak a gerjesztett polarizációs diszperzióra irányul.

2. A diszperziós féltér síkhullámú bemeneti impedanciája és a magnetotellurikus diszperziós látszólagos ellenállás

2.1. Diszperziós közeg elektromos fajlagos ellenállása

Az elektromos fajlagos ellenállás frekvencia-diszperziójának (vagyis egy diszperziós közeg frekvencia-, vagy időfüggő komplex elektromos fajlagos ellenállásának) leírására általánosan elfogadott az ún. Cole-Cole relaxációs modell az alkalmazott geofizikai gyakorlatban, az eltolási áramok elhanyagolását megengedő frekvencia-tartományban [COLE, COLE 1941, PELTON et al. 1978, NABIGHIAN 1993, DANKHÁZI 1995]. Ez a modell az IP jelenség spektrális leírását egyértelműen lehetővé teszi a ρ_{DC} , m , τ és c paraméterek segítségével:

$$\rho(\omega) = \rho_{DC} \left\{ 1 - m \left[1 - \frac{1}{1 + (j\omega\tau)^c} \right] \right\}, \quad (1)$$

³ The American Association of Petroleum Geologists, Tulsa, Oklahoma, USA

ahol

$\rho(\omega)$ — az aktuális körfrekvenciára vonatkozó diszperziós komplex fajlagos ellenállás,

ρ_{DC} — az egyenáramú fajlagos ellenállás, ami megfelel a diszperziómentes közegek fajlagos ellenállásának,

ρ_{HF} — a diszperziós közeg fajlagos ellenállásának aszimptotikus értéke nagy frekvenciákon,

m — a tölthetőség,

j — a képzetes egység ($j^2 = -1$),

τ — az időállandó,

c — a frekvenciafüggés tényezője.

Az időtartománybeli IP hatás matematikai leírásánál [SEIGEL 1959] „tölthetőségként” definiált (m) paraméter, illetve a frekvenciatartományban mért IP hatás jellemzésére a gyakorlatban használt „frekvenciahatás (FE)” paraméter fogalmának azonosságára hívta fel a figyelmet a közel-múltban DANKHÁZI [1995], a fizikai és elektrokémiai megfontolások szerint általa bevezetett új, az IP hatás egységes szemléletű értelmezését segítő, közetfizikai paraméterek alapján.

Ennek megfelelően a frekvenciatartományban értelmezhető ρ_{DC} és ρ_{HF} értékekkel kifejezett frekvenciahatás, illetve tölthetőség [DANKHÁZI 1995]:

$$FE = m = \frac{\rho_{DC} - \rho_{HF}}{\rho_{DC}} \quad (2)$$

Egyes szerzők korábban a tölthetőséget (m) és a frekvenciahatást (FE) két eltérő paraméterként kezelték. A PARASNIS által adott definíció szerint [PARASNIS 1973]

$$FE = \frac{\rho_{DC} - \rho_{HF}}{\rho_{HF}} \quad (2A)$$

Egyértelmű, hogy a (2) és a (2A) képlet a számláló azonos értéke esetén is számszerűen eltérő eredményre vezet, az eltérő nevező következtében. Ugyanígy a (2) képlettől eltérő eredményre vezet PELTON szerint a tölthetőségre megadott további kifejezés [PELTON et al. 1978]:

$$m = \frac{1}{1 + \frac{\rho_{HF}}{\rho_{DC}}} \quad (2B)$$

Az eltérő képletekkel részben megmagyarázható az FE és m paramétereknek DANKHÁZI által említett korábbi megkülönböztetése. Érdekes viszont megjegyezni, hogy az elektromos relaxáció matematikai tárgyalásánál SHUEY, JOHNSON [1973] szintén a (2) képletet tekintette a tölthetőség definíciójának. Tekintet nélkül az eltérő definíciókból eredő ellentmondások következményeire, a jelen dolgozat a (2) összefüggést tekinti irányadónak a tölthetőség (m) meghatározására. Ekkor az m tölthetőség a Cole-Cole relaxációs modell szerinti definícióval, valamint a frekvenciatartományban mérhető, ρ_{DC} és ρ_{HF} értékekkel definiált FE frekvenciahatás egymással megegyező eredményre vezet.

Az (1) összefüggés alapján meghatározhatók a diszperziós közeg $\rho_D(\omega)$ komplex fajlagos ellenállásának valós és képzetes összetevői, valamint az aktuális frekvenciára vonatkozó abszolút értéke és argumentuma (fázisszöge), amelyek az IP hatás spektrális leírásának jellemző értékei.

A dolgozat további részében az (1) összefüggés szerinti

diszperziós komplex fajlagos ellenállás általános jelölésére használt felírás mód

$$\rho_D(\omega) = \rho_1[A(\omega) + jB(\omega)], \quad (3)$$

amelynek valós és képzetes része

$$V\rho_D = \rho_1A(\omega), \quad \text{illetve} \quad K\rho_D = \rho_1B(\omega), \quad (4)$$

ahol ρ_1 a diszperziós közeg egyenáramú fajlagos ellenállása, ami megfelel a diszperziómentes közeg fajlagos ellenállásának.

Egy adott frekvencián a diszperziós közeg fajlagos ellenállásának abszolút értéke

$$|\rho_D(\omega)| = \sqrt{(V\rho_D)^2 + (K\rho_D)^2} = \rho_1\sqrt{(A(\omega))^2 + (B(\omega))^2} \quad (5)$$

Az $A(\omega)$ és $B(\omega)$ tényezőknek az IP paraméterektől és a frekvenciától függő értékei az F1. függelék (F1.7) és (F1.8) képletei alapján számíthatók ki.

A diszperziós közeg fajlagos ellenállásának fázisszögében kifejezett argumentuma az adott frekvencián:

$$\varphi = \text{Arg}\rho_D = \arctg \frac{B(\omega)}{A(\omega)} \quad (6)$$

Tekintetbe véve, hogy (F1.7) szerint $B(\omega)$ értéke mindig negatív és $A(\omega)$ értéke mindig pozitív, a fajlagos ellenállás argumentumából kapott fázisérték a $0^\circ \geq \varphi \geq -90^\circ$ szögtartományba esik.

2.2. A frekvencia-diszperzió spektrális jellemzői

Az IP jelenség spektrális tulajdonságait befolyásoló m , τ és c paraméterek szerepének szemléltetése céljából vizsgáljuk meg a diszperziós közeg elektromos fajlagos ellenállására számított, és az 1., 2. és 3. ábrán bemutatott példákat.

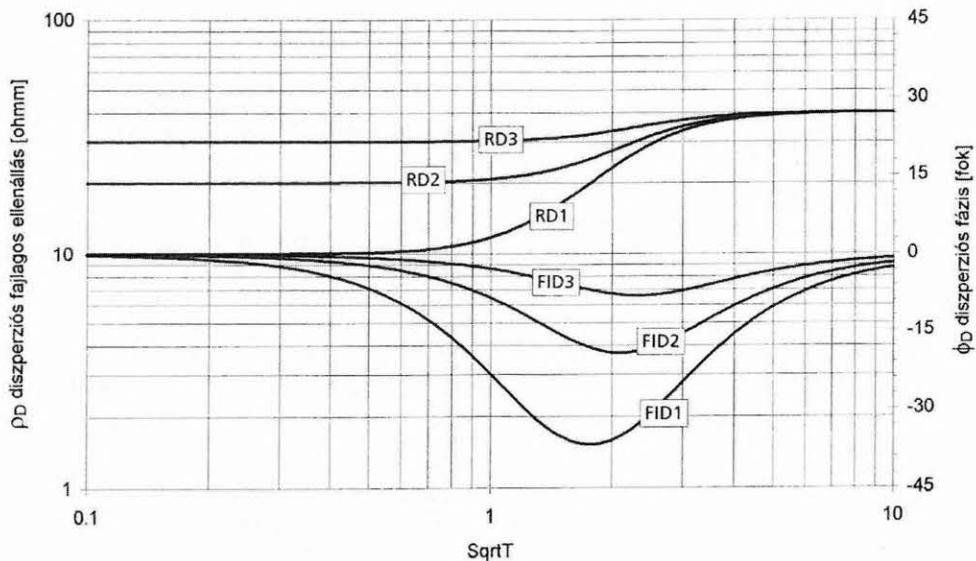
Összehasonlítás céljából a kiválasztott periódus-tartományban mindhárom ábrán együtt láthatók a példaként választott 40 ohmm egyenáramú fajlagos ellenállású diszperziós közeg komplex fajlagos ellenállása abszolút értékei, valamint az argumentumának megfelelő fázisértékek a $\sqrt{T} \equiv \text{Sqrt}T$ paraméter függvényében (ahol T —a periódusidő), valamelyik IP paraméter változó értékei mellett.

A bemutatott példákhoz tartozó diszperziós paramétereket az 1. táblázat tartalmazza.

	Közeg	ρ_{DC} [ohmm]	m	τ [s]	c
1. ábra	1	40	0,75	1	1
	2	40	0,5	1	1
	3	40	0,25	1	1
2. ábra	1	40	0,75	5,00	1
	2	40	0,75	0,5	1
	3	40	0,75	0,25	1
3. ábra	1	40	0,75	1	1
	2	40	0,75	1	0,5
	3	40	0,75	1	0,25

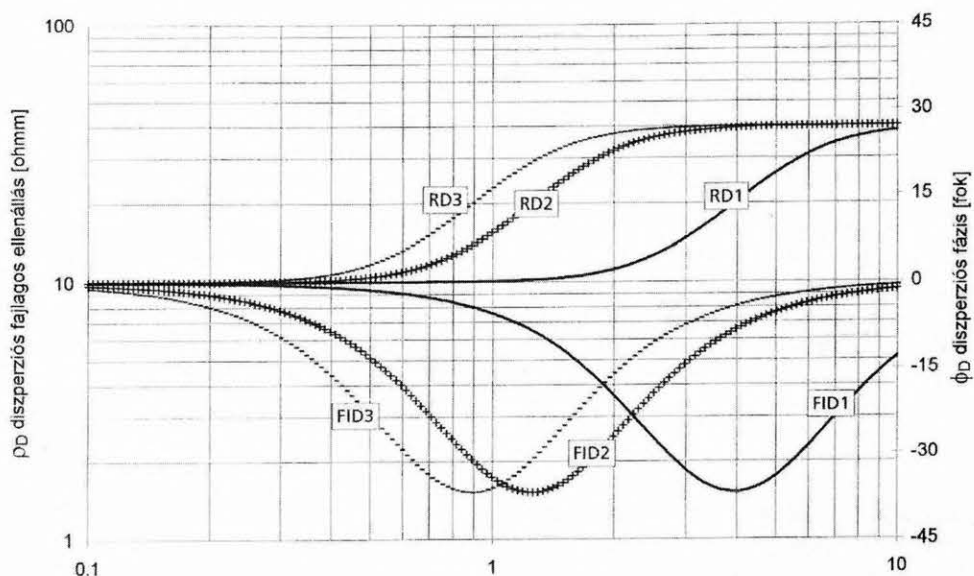
1. táblázat. Az 1., 2. és 3. ábrán bemutatott példák IP paraméterei

Table 1. IP parameters used for the calculated examples shown in Figs 1, 2 and 3



1. ábra. Homogén diszperziós közegek komplex fajlagos ellenállásának abszolút értéke és argumentuma az MT mérésnél gyakori $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$ periódus tartományban, változó m paraméter mellett. A frekvencia-diszperziós közeg (IP) paraméterei: $R_{DC}=40 \text{ ohmm}$, $\tau=1$, $c=1$, $m_1=0,75$, $m_2=0,5$, $m_3=0,25$

Fig. 1. Absolute value and argument of complex resistivity of a homogeneous medium in the case of frequency dispersion, with various values of chargeability (m), for a usual range of period T applied to MT: $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$. IP spectral parameters: $R_{DC}=40 \text{ ohmm}$, $\tau=1$, $c=1$, $m_1=0,75$, $m_2=0,5$, $m_3=0,25$



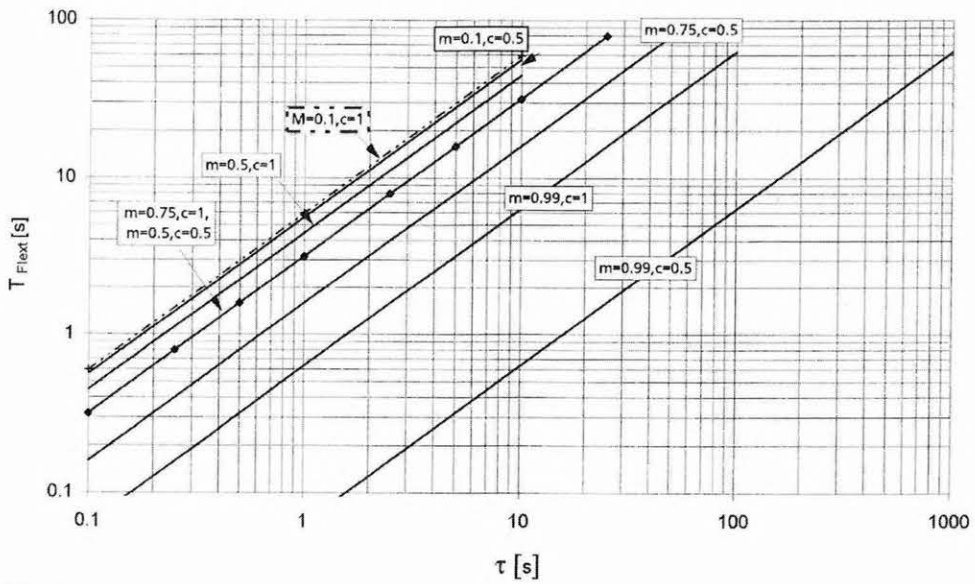
2. ábra. Homogén diszperziós közegek komplex fajlagos ellenállásának abszolút értéke és argumentuma az MT mérésnél gyakori $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$ periódus tartományban, változó τ paraméter mellett. A frekvencia-diszperziós közeg (IP) paraméterei: $R_{DC}=40 \text{ ohmm}$, $m=0,75$, $c=1$, $\tau_1=5$, $\tau_2=0,5$, $\tau_3=0,25$

Fig. 2. Absolute value and argument of complex resistivity of a homogeneous medium in the case of frequency dispersion, with various values of time constant (τ), for a usual range of period T applied to MT: $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$. IP spectral parameters: $R_{DC}=40 \text{ ohmm}$, $m=0,75$, $c=1$, $\tau_1=5$, $\tau_2=0,5$, $\tau_3=0,25$

Az ábrák alapján tekintsük át a frekvencia-diszperziós jelenség spektrális tulajdonságait — az IP paraméterekhez kapcsolódó fizikai vagy elektrokémiai háttér magyarázata nélkül — és vizsgáljuk meg az IP paraméterek változásának a fajlagos ellenállás és fázis értékekre gyakorolt hatását. Részletesebb leírást ad PELTON et al. [1978]. Megjegyzendő, hogy a spektrális tulajdonságok nem függenek a fajlagos ellenállás egyenáramon mért ρ_{DC} értékétől.

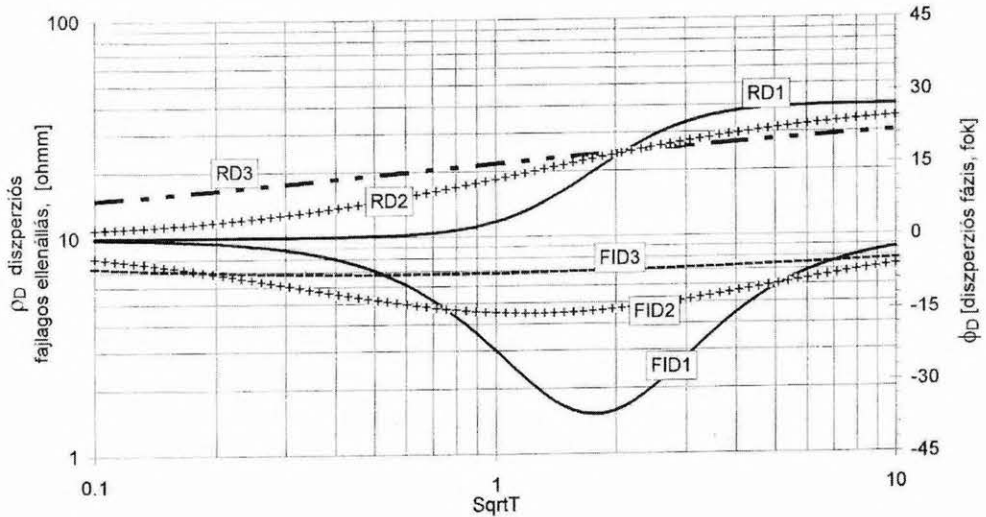
Az 1. ábra alapján szemléletes, hogy a tölthetőség (m)

számszerűen a ρ_{DC} egyenáramú fajlagos ellenállásnak a kisfrekvenciás és a nagyfrekvenciás aszimptotikus tartományok közötti %-os megváltozását (csökkenését) fejezi ki, a (2) egyenletnek megfelelően. Tehát az 1. közeg tölthetőségére megadott $m = 0,75$ érték alapján, a $\rho_0 = 40 \text{ ohmm}$ fajlagos ellenállás lecsökkenése a nagyfrekvenciás aszimptotának az ábráról leolvasható $\rho_{HF} = 10 \text{ ohmm}$ értékére, 75%-s változásnak felel meg.



2A. ábra. A homogén diszperziós közeg fázis szélsőértékéhez tartozó periódusidő (T_{Fiext}) a közeg IP paramétereinek függvényében

Fig. 2A. Function diagrams of the period T_{Fiext} belonging to the extreme value of the phase, for a homogeneous medium in the case of frequency-dispersion, plotted against the time constant, with various values of IP spectral parameters



3. ábra. Homogén diszperziós közegek komplex fajlagos ellenállásának abszolút értéke és argumentuma az MT mérésnél gyakori, $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$ periódus tartományban, változó c paraméter mellett. A frekvencia-diszperziós közeg (IP) paramétere: $R_{\text{DC}}=40 \text{ ohmm}$, $m=0,75$, $\tau=1$, $c_1=1$, $c_2=0,5$, $c_3=0,25$

Fig. 3. Absolute value and argument of complex resistivity of a homogeneous medium in the case of frequency-dispersion, with various values of frequency dependence (c), in a usual range of period T applied to MT: $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$. IP spectral parameters: $R_{\text{DC}}=40 \text{ ohmm}$, $m=0,75$, $\tau=1$, $c_1=1$, $c_2=0,5$, $c_3=0,25$

A kis- és nagyfrekvenciás aszimptotikus tartományok közötti intervallumban az m paraméter növekedésével együtt növekszik a polarizálhatóságot jellemző fázisszög maximális értéke. Ugyanígy, az m paraméter növekedésével együtt, a fajlagos ellenállás folyamatos csökkenésével jellemzett diszperziós tartomány kiterjedése is megnő az $\text{Sqrt}T$ tengely mentén. A fajlagos ellenállás adatokban ennek a diszperziós tartománynak a kiterjedése a *frekvenciatengely* mentén csak fele akkora, mint a frekvenciafüggő polarizációs fázis tartományáé.

Amint a 2. ábrán is megfigyelhető, frekvencia-diszperziós homogén közegben a τ időállandó változása

elmozdítja a diszperziós tartomány megjelenésének helyét a frekvencia- (jelen esetben $\text{Sqrt}T$) tengely mentén. Ha τ növekszik, az IP jelenség — változatlan fajlagos ellenállás és fázis értékekkel — a nagyobb periódusidők irányába helyeződik át, ha τ csökken, az IP jelenség a nagyobb frekvenciák irányába tolódik. Ha az időállandó változása pl. egy dekád, akkor az IP jelenség eltolódása a frekvencia (periódus) skálán is egy dekádot tesz ki. A jelen dolgozat ábrái a frekvenciatengely helyett az MT módszernél szokásos $\text{Sqrt}T$ skálát mutatják, amit a τ változása és az IP jelenség eltolódása közötti viszony vizsgálatánál figyelembe kell vennünk.

Nyilvánvaló a τ időtényező szerepe abban, hogy milyen periódustartományban jelennek meg egy adott esetre jellemző IP hatások. Elvileg előfordulhatna olyan eset is, amikor a diszperziós hatások megjelenésére jellemző intervallum, az adott modell feltételeitől függően, nem esik a jelen dolgozatban vizsgált tartományba. A frekvencia-diszperziós tartomány közepét jellemző fázis szélsőértékhez tartozó periódusidőt mutatja a 2A. ábra a τ időtényező függvényében, különböző m és c paraméterek mellett. Az ábra szerint a diszperziós paraméterek igen kiterjedt tartományára jellemző, hogy az okozott IP hatás a $0,01 \text{ s} < T < 100 \text{ s}$ periódus ablakban jelenik meg.

A frekvenciafüggés c paraméterének változásából eredő hatásokat illusztrálja a 3. ábra, az 1. ábra 1. közegére vonatkoztatva. A diszperziós fajlagos ellenállás, valamint a polarizációs fázis frekvenciafüggő tartományait a c paraméter csökkenése mindkét irányban elnyújtja a $\text{Sqrt}T$ tengely mentén. A c paraméter csökkenésével együtt, csökken a fajlagos ellenállás frekvencia-diszperziós szakaszának meredeksége, valamint a polarizációs fázis szélsőértékének magnitúdója is.

A bemutatott példák IP paramétereinek értéke tetszőleges, csak a hatások megkülönböztethetőségét célozza. Az egyes paraméterek fizikai vagy elektrokémiai hátterének magyarázata nem tartozik a jelen dolgozat témaköréhez. A továbbiakban még visszatérünk a különböző közegekre jellemző paramétertartományokhoz. Ide vonatkozó utalásokat és tapasztalati adatokat közölt többek között PARASNIS [1973], PELTON et al. [1978], NABIGHIAN [1993], DANKHÁZI [1995] és TURAI, DOBRÓKA [2001].

2.3. A diszperziós féltér síkhullámú bemeneti impedanciája és a magnetotellurikus diszperziós látszólagos fajlagos ellenállás

Határozzuk meg a diszperziós fajlagos ellenállású féltér felszínére vonatkozó síkhullámú bemeneti impedanciát, amelyből levezethető a féltér felszínére vonatkozó diszperziós magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás és a fázis értéke is!

PATELLA [1987] nyomán a diszperziós féltér felszínére vonatkozó magnetotellurikus bemeneti impedancia értéket úgy kapjuk meg, hogy a diszperziómentes közegre vonatkozó magnetotellurikus képletekbe a ρ_i fajlagos ellenállás konstans (egyenáramú) értéke helyett a $\rho_{iD}(\omega)$ diszperziós fajlagos ellenállás (F1.6) szerinti komplex kifejezését helyettesítjük be, beleértve ebbe az elektromágneses síkhullám komplex hullámszámának kifejezését is. Az i index itt a réteg sorszámát jelenti.

BERGYICSEVSZKIJ [1968] jelölési rendszerét követve a $\rho_{iD}(\omega)$ fajlagos ellenállású, egyrétegű diszperziós féltérben a komplex hullámszám kifejezése, az eltolási áramok elhanyagolásával

$$k_{iD}(\omega) = \sqrt{-\frac{j\mu\omega}{\rho_{iD}(\omega)}}, \quad (7)$$

a bemeneti impedancia pedig

$$Z_{iD}(\omega) = -\frac{j\omega}{k_{iD}(\omega)}. \quad (8)$$

A diszperziós közeg esetére az elektromágneses síkhullám hullámhosszát kifejező képlet:

$$\lambda_{iD} = \sqrt{10\rho_{iD}T}, \quad (9)$$

ahol

T [s] — a magnetotellurikus térváltozás periódusideje,

$|\lambda_{iD}|$ [km] — a hullámhossz,

$\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [Vs/Am] — a permeabilitás,

$|\rho_{iD}|$ [ohmm] — a fajlagos ellenállás abszolút értéke.

A (7) egyenlet a (9) felhasználásával átalakítható:

$$k_{iD} = \frac{2\pi}{\lambda_{iD}}(1-j), \quad (10)$$

így a bemeneti impedanciára vonatkozó komplex összefüggés:

$$Z_{iD}(\omega) = \frac{\sqrt{10}}{2} \sqrt{\frac{\rho_{iD}(\omega)}{T}}(1-j). \quad (11)$$

Az F.1 függelék (F1.12)–(F1.19) összefüggéseit felhasználva, a homogén fajlagos ellenállású diszperziós féltér $Z_{iD}(\omega)$ bemeneti impedanciájának abszolút értéke:

$$|Z_{iD}(\omega)| = \sqrt{\frac{5\rho_1}{T}} \left\{ \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2} \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

A diszperziós közeg komplex fajlagos ellenállásának argumentuma (φ), illetve a diszperziós féltér felszínére vonatkozó magnetotellurikus fázis (Φ) szögértéke közötti kapcsolat:

$$\Phi = \text{Arg } Z_{iD}(\omega) = \text{arctg} \left\{ \frac{\sin \frac{\varphi}{2} - \cos \frac{\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2} + \cos \frac{\varphi}{2}} \right\}, \quad (13)$$

ahol a (6) összefüggés szerint

$$\varphi = \text{arctg} \frac{B(\omega)}{A(\omega)}.$$

A diszperziós féltér felszínére vonatkozó magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás a konvencióknak megfelelően

$$\rho_{DMT1} = 0,2T |Z_{iD}(\omega)|^2 = 0,2T \frac{5\rho_1}{T} \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2} \quad (14)$$

Ebből

$$\rho_{DMT1} = \rho_1 \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2}, \quad (15)$$

amit összevetve az (5) egyenlettel, felírható, hogy

$$\rho_{DMT1} = |\rho_D(\omega)|. \quad (16)$$

A (15) és (16) összefüggések alapján nyilvánvaló a PATELLA által [1979] már megfogalmazott következtetés, hogy egy diszperziós közeg felszínén mért magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás hordozza a diszperziós (IP) hatásokat. Megállapítható továbbá, hogy a homogén fajlagos ellenállású diszperziós féltér esetében a felszínén mért magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás értéke számszerűen megegyezik a diszperziós közegeknek az aktuális frekvenciára vonatkozó fajlagos ellenállásával.

Diszperziómentes közeg ($m=0$) esetében a (13) és (15) képlet a homogén fajlagos ellenállású féltérre vonatkozó, értékekre vezet. Ha $m=0$, akkor $A(\omega) \equiv 1$ és $B(\omega) \equiv 0$ és $\varphi = \arctg 0 = 0^\circ$. Ezeket a (13) és (15) képletekbe behelyettesítve

$$\Phi = \arctg(-1) = -45^\circ, \quad (17A)$$

vagy ami ezzel ekvivalens:

$$\Phi = 135^\circ, \quad (17B)$$

illetve

$$\rho_{DMT1} = \rho_1, \quad (18)$$

ami megfelel a diszperziómentes, izotrop féltérre vonatkozó ismert magnetotellurikus adatoknak [BERGYCSEVSKIJ 1968].

A dolgozat a homogén esetre jellemző fázisértékként a (17B) szerinti $\Phi=135^\circ$ rendszert használja.

3. A két- és többréteges diszperziós modellek 1-D MT szondázási görbéinek számítása

3.1. Horizontálisan rétegzett modell bemeneti impedanciájának rekurziós képlete diszperziós közegek esetében

Az F.2. függelékben megadott jelölések és összefüggések figyelembevételével, két diszperziós tulajdonságú rétegből álló féltér esetében az egyes rétegek fajlagos ellenállásának komplex értékei legyenek

$$\rho_{1D} = V\rho_{1D} + jK\rho_{1D} \quad (19)$$

és

$$\rho_{2D} = V\rho_{2D} + jK\rho_{2D}. \quad (20)$$

Jelölje a két közeg egyenáramú fajlagos ellenállásainak hányadosát

$$\mu_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (21)$$

Diszperziós közegek esetében a (21) hányados *frekvenciafüggő komplex mennyiség*, amely a következő formában írható fel:

$$N_{12D}(\omega) = \frac{\rho_{1D}}{\rho_{2D}} = V_{N_{12D}} + jK_{N_{12D}}. \quad (22)$$

A komplex fajlagos ellenállás kontraszt valós és képzetes része az F.2. függelék (F2.1)–(F2.6) összefüggései alapján adható meg.

Frekvencia-diszperziós közegek esetére a horizontálisan homogén kétréteges modell felszínére vonatkozó bemeneti impedancia BERGYCSEVSKIJ [1968] és PATELLA [1987] nyomán

$$Z_{2D}(\omega) = -\frac{j\omega}{k_{1D}(\omega)} \operatorname{cth} \left\{ k_{1D}(\omega) h_1 + \operatorname{arcth} \frac{k_{1D}(\omega)}{k_{2D}(\omega)} \right\}, \quad (23)$$

amiből a kétréteges modellnek a homogén diszperziós féltér bemeneti impedanciájával normált, ún. *redukált* bemeneti impedanciája:

$$R_{2D}(\omega) = \frac{Z_{2D}(\omega)}{Z_{1D}(\omega)} = \operatorname{cth} \left\{ k_{1D}(\omega) h_1 + \operatorname{arcth} \frac{k_{1D}(\omega)}{k_{2D}(\omega)} \right\}. \quad (24)$$

Az egyszerűbb írásmód céljából a továbbiakban eltekinünk a frekvenciafüggőségre utaló (ω) szimbólum rendszeres kiírásától a képletekben, és azt csak indokolt esetben alkalmazzuk.

Az R_{2D} redukált diszperziós impedancia fogalmának az n rétegű diszperziós rétegsorra vonatkozó általános kiterjesztésével juthatunk el a tetszőleges rétegszámú diszperziós modellre vonatkozó rekurziós képletekhez.

BERGYCSEVSKIJ [1968] nyomán az n rétegű féltér felszínére ($z=0$) vonatkozó $Z(0)=Z_n$ bemeneti impedancia felírható a felszíni réteg talpára vonatkozó $Z(h_1)=Z_{n-1}$ impedancia segítségével. Ekkor Z_{n-1} az első réteg elhagyásával kapott $n-1$ rétegű rétegsor felszínére vonatkozó bemeneti impedanciának felel meg.

Ezt az elvet felhasználva, az F.2. függelék (F2.7)–(F2.11) összefüggéseinek figyelembevételével, az n rétegű diszperziós féltér Z_{nD} bemeneti impedanciájának számítása az

$$R_{(i+1)D} = \operatorname{cth} \left\{ \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10\rho_{(i+1)D}T}} (1-j) + \operatorname{arcth} \left[R_{iD} \sqrt{\frac{\rho_{iD}}{\rho_{(i+1)D}}} \right] \right\} \quad (25)$$

rekurziós képlet alkalmazásával végezhető. A (25) képlet alapján a gyakorlati számításra alkalmas algoritmust az F.2 függelék (F2.12)–(F2.53) összefüggései adják meg.

Fontos hangsúlyozni, hogy a rekurziós képlet gyakorlati alkalmazásánál a rétegek sorszámát jelölő i index alulról felfelé növekszik, eltérően az eddigi tárgyalásnál használt rétegsorszámoktól. Tehát a legfelső réteg kapja az $i = n$ indexet és a rétegsor aljzatának indexe lesz $i = 1$.

3.2. A rétegzett diszperziós modell magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállása és fázisa

Az n rétegű diszperziós féltérre vonatkozó $R_{(i+1=n)D}$ normált impedanciából az F.2. függelék (F2.54)–(F2.56) összefüggései alapján határozhatjuk meg a diszperziós látszólagos fajlagos ellenállást:

$$\rho_{DMT} = \rho_1 |R_{(i+1=n)D}|^2 = \rho_1 [V_{R_{(i+1=n)D}}^2 + K_{R_{(i+1=n)D}}^2], \quad (26)$$

valamint az impedancia fázisát:

$$\begin{aligned} \Phi_{DMT} = \operatorname{Arg} Z_{nD} &= -45^\circ + \operatorname{Arg} R_{(i+1=n)D} = \\ &= -45^\circ + \operatorname{arctg} \frac{K_{R_{(i+1=n)D}}}{V_{R_{(i+1=n)D}}}, \end{aligned} \quad (27A)$$

illetve az ezzel ekvivalens másik rendszer szerint

$$\begin{aligned} \Phi_{DMT} = \operatorname{Arg} Z_{nD} &= 135^\circ + \operatorname{Arg} R_{(i+1=n)D} = \\ &= 135^\circ + \operatorname{arctg} \frac{K_{R_{(i+1=n)D}}}{V_{R_{(i+1=n)D}}} \end{aligned} \quad (27B)$$

A dolgozatban bemutatott példák a (27B) egyenlet rendszerét követik.

4. Frekvencia-diszperziós modellek vizsgálata

STOYER [1976] és PATELLA [1987], a frekvencia-diszperzió hatását néhány 1-D MT modellen megvizsgálva axiomatikus megállapításokat közölt az IP hatások jellegéről, amelyek elsősorban azok főbb trendjeit jellemzik, de részletesebb elemzésre nem adtak lehetőséget.

STOYER [1976] szerint, mivel a frekvencia növekedésével diszperziós esetben növekszik a fajlagos vezetőképesség, a diszperziós modell mindig nagyobb elektromos vezetéssel bír, mint az azonos felépítésű nem diszperziós modell. Ha a modell aljzatát képező közeg nem diszperziós, akkor a diszperziós és nem diszperziós esetek válaszgörbéi a periódus növekedésével fokozatosan közelednek egymáshoz és egy határon túl egybeesnek. Egy mélyebben települt diszperziós réteg esetében az MT válasz a viszonylag rövid periódusoknál nem érzékeny a diszperziós rétegre, majd a periódus növekedésével a diszperziós hatás fokozatosan dominánssá válik és a periódus további növelésével a diszperziós hatás fokozatosan eltűnik. Ez természetes, hiszen az IP hatás gerjesztő síkhullám csak egy bizonyos frekvenciánál éri el a diszperziós réteget, ugyanakkor a kis frekvenciákra a frekvencia-diszperzió már nem jellemző.

PATELLA [1987] szerint az MT értelmezés legfőbb problémája a diszperziós hatásokkal kapcsolatban az a bizonytalanság, hogy valamilyen külső, releváns információ nélkül nem lehet feloldani egy diszperziós, illetve egy diszperziómentes modell közötti ekvivalenciát.

STOYER [1976] megállapítása szerint a diszperzió mértékének növekedésével (pl. növekvő m paraméter mellett) az MT fázisgörbén a diszperziós hatás szélsőértéke a hosszabb periódusok irányába mozdul el. Ez a megállapítás azért érdekes, mivel a diszperziós közeg (nem féltér!) fajlagos ellenállásához tartozó fázisgörbékben az m paraméter növekedése a fázis válasz szélsőértékét a rövidebb periódusok felé tolja el, amint ez az 1. ábra alapján is megállapítható.

Az IP hatások — és közöttük az előbbieken vázolt jelenségek — részletesebb vizsgálata céljából, a 3. fejezetben ismertetett algoritmusok felhasználásával, 2, 3 és 4 réteges modellekre történtek számítások.

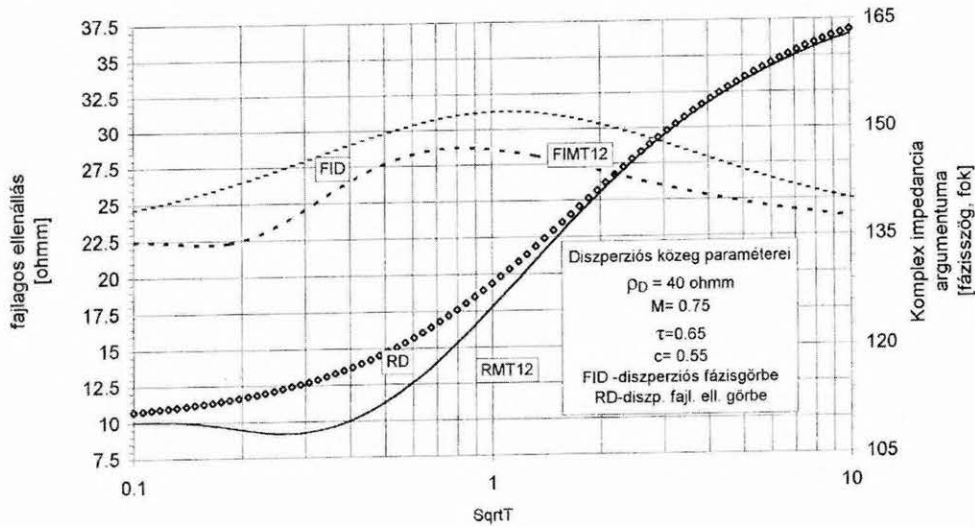
4.1. Ekvivalens hatások és eltérések a diszperziós féltér és nem diszperziós rétegzett modell összehasonlításánál

A modellszámítások eredményeiről a jelen dolgozatban közölt ábrákon a fajlagos ellenállás tengelye legtöbbször lineáris, a kimutatható hatások részletesebb szemléltetése céljából — a magnetotellurikában megszokott log beosztású skála helyett. Az ábrák vízszintes ($\text{Sqrt}T$) tengelyének skálája mindig log beosztású.

Az ekvivalencia probléma PATELLA által felvetett vonatkozásait szemlélteti a 3A. ábra. Itt a diszperziómentes kétréteges modell $R_2=40$ ohmm és $R_1=10$ ohmm fajlagos ellenállásai megfelelnek egy $R_{DC}=40$ ohmm egyenáramú fajlagos ellenállású és $m=0,75$ töltetőségű diszperziós féltér kis- és nagyfrekvenciás aszimptotikus fajlagos ellenállásainak. A példában szereplő $\tau=0,65$ és $c=0,55$ paraméterek mellett az $\text{Sqrt}T > 2$ periódusok tartományában a diszperziós és a diszperziómentes modell látszólagos fajlagos ellenállásai gyakorlatilag ekvivalensek, viszont a fázisuk adatai között lényeges az eltérés. A két modell tehát ebben a tartományban sem ekvivalens. Az $\text{Sqrt}T < 2$ tartományban a diszperziómentes fajlagosellenállás- és fázisgörbékben jól felismerhetők a kétréteges MT modell oszcillációs ismérvei, ezzel ellentétben a diszperziós féltérre jellemző folyamatos fajlagosellenállás- és fázisváltozás csak valamilyen sokréteges, nem diszperziós modell alapján lenne előállítható.

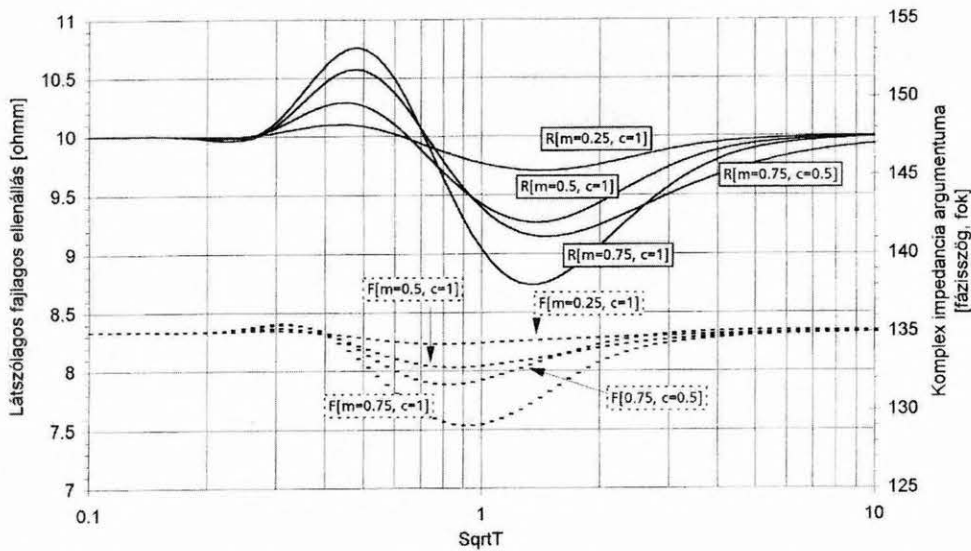
4.2. Az m paraméter változásának hatása a homogén féltérbe ágyazott diszperziós réteg esetében

A 3B. ábrán összehasonlítás céljából együtt láthatók a számított fajlagosellenállás- és fázisgörbék.



3A. ábra. Frekvencia-diszperziós homogén féltér és kétréteges, diszperziómentes modell magnetotellurikus szondázási görbéinek összehasonlítása. A rétegzett modell paraméterei: $R_1=10$ ohmm, $R_2=40$ ohmm, $h_1=500$ m; a diszperziós modellparaméterei: $R_{DC}=40$ ohmm, $m=0,75$, $\tau=0,65$, $c=0,55$. Jelmagyarázat: RMT12–kétréteges MT fajlagosellenállás-görbe, FIMT12–kétréteges MT fázisgörbe, RD–diszperziós fajlagosellenállás-görbe, FID–diszperziós fázisgörbe

Fig. 3A. Comparison of MT sounding curves of a non-dispersive two-layer model with those of a homogeneous half-space in the case of frequency dispersion. Model parameters: $R_1=10$ ohmm, $R_2=40$ ohmm, $h_1=500$ m; IP spectral parameters: $R_{DC}=40$ ohmm, $m=0.75$, $\tau=0.65$, $c=0.55$. Legend: RMT12–MT apparent resistivity curve of the two-layer model, FIMT12–MT phase curve of the two-layer model, RD–resistivity diagram of the dispersive half-space, FID–phase diagram of the dispersive half-space



3B. ábra. Homogén féltérbe beágyazott, konstans vastagságú, változó tölthetőségű (m) diszperziós zóna magnetotellurikus fajlagosellenállás- és fázisgörbéi. Modell paraméterek: $R=10$ ohmm, $h_1=1000$ m, $h_2=250$ m, m_2 és c_2 a görbék változó paramétereként megadva, $\tau=1$, R-fajlagosellenállás-görbék, F-fázisgörbék

Fig. 3B. MT apparent resistivity and phase response of a dispersive zone of constant thickness embedded in a homogeneous non-dispersive half-space with various values of chargeability (m). Model parameters: $R=10$ ohmm, $h_1=1000$ m, $h_2=250$ m; m_2 and c_2 are the variable parameters of the curves, $\tau=1$

A vizsgált modell egy 10 ohmm fajlagos ellenállású homogén féltér, amelybe $h_1 = 1000$ m mélységben, $h_2 = 250$ m vastagsággal diszperziós zóna ágyazódik. Ennek paraméterei $R_{DC} = 10$ ohmm, $\tau_2 = 1$, $c_2 = 1$ illetve 0,5; m_2 változó értékei a vizsgált esetben 0,75, 0,5 és 0,25. Ilyen modellválasztás esetén a számított válaszfüggvények kizárólag csak az IP hatást mutatják.

Az ábra alapján megállapítható, hogy az m paraméter csökkenése együtt jár a diszperziós hatás csökkenésével, mind a fajlagos ellenállás, mind a fázis értékekben. Az m paraméter változása 0,75-ről 0,5-re nagyobb csökkenést okozott az IP hatásban, mint változatlan m paraméter mellett a c paraméter csökkenése 1-ről 0,5-re.

A 3B. ábra szerint, összhangban STOYER megállapításával, mind az m , mind a c paraméter növekedésével együtt eltolódik a diszperziós fázisválasz szélsőértékének helye az $\text{Sqrt}T$ tengely mentén a nagyobb periódusok felé.

4.3. Magnetotellurikus szondázási görbék homogén féltérbe ágyazott diszperziós zóna felett, változó modell- és IP paraméterek esetében

A 4.2. fejezetben láttuk, hogy az IP hatások vizsgálatára célszerűen felhasználható az olyan 3 réteges modell, amelyben a homogén fajlagos ellenállású féltérbe beágyazott diszperziós zóna egyenáramú fajlagos ellenállása megegyezik a nem diszperziós homogén féltér fajlagos ellenállásával. Ekkor a diszperziós zóna IP paramétereinek, illetve vastagságának és mélységbeli elhelyezésének változtatása kizárólag a kapcsolódó diszperziós hatások vizsgálatára ad lehetőséget.

Ezt az alapmodellt vázlatosan a 4. ábra mutatja, amelyre több változatban történt számítás.

Felszín	
1. réteg	h_1 vastagság ρ_1 egyenáramú fajlagos ellenállás
2. réteg	h_2 vastagság ρ_2 egyenáramú fajlagos ellenállás IP paraméterek: m_2 , τ_2 , c_2
3. réteg	ρ_3 egyenáramú fajlagos ellenállás

4. ábra. 3 réteges alapmodell

Fig. 4. Three-layer structure of the reference model

4.4. Az alapmodellre végzett számítások eredményeiből levonható következtetések

A modellezés eredményeiből levonható következtetéseknél különös tekintettel kell lennünk a kimutatott hatások magnitúdójára. Előfordulhat, hogy a számított IP hatás, ami a bemutatásra választott lépték mellett igen karakterisztikus, a gyakorlatban csak a mért adatok bizonytalanságával azonos rendű jelenséget takar, ha a terepi méréseknél előforduló jel/zaj viszonyokat is figyelembe vesszük.

Mindazonáltal a választott alapmodell esetében minden kimutatható eltérés a homogén féltér 10 ohmm fajlagos ellenállásától, illetve a 135° fázisértéktől a frekvencia-diszperzió hatását jelenti.

A kimutatott IP hatások mértékének viszonyítására és minősítésére elsősorban a diszperziós MT görbék látszólagos fajlagos ellenállás és fázis szélsőértékeit, illetve a hozzájuk tartozó periódusok $\text{Sqrt}T$ értékét használjuk. Viszonyításra ad lehetőséget továbbá egy adott diszperziós zóna válasainak összehasonlítása a vele azonos hely-

zetű és vastagságú diszperziómentes réteg válaszaival, amikor a nem diszperziós réteg fajlagos ellenállása a diszperziós zóna nagyfrekvenciás (ρ_{HF}) fajlagos ellenállásának felel meg. Ilyen esetben az általunk vizsgált periódusstartományban, a diszperziós látszólagos fajlagos ellenállás várhatóan a ρ_{HF} fajlagos ellenállású diszperziómentes réteg MT válaszához közelít a τ időtényező elegendően nagy értékénél. A fázis viselkedése ugyanakkor ettől eltérő lehet.

1. sz. modellváltozat — Homogén féltérbe ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna

Modellparaméterek:

$h_1 = 1000$ m, $\rho_1 = 10$ ohmm,

$h_2 =$ változó (10–7000 m),

$\tau_2 = 5$, ill. $\tau_2 = 0,5$, $c_2 = 1$, illetve

$\rho_2 = \rho_{HF2} = 2,5$ ohmm diszperziómentes referencia réteg,

$\rho_3 = 10$ ohmm.

A számított MT fázisgörbék az 5A., 5C. és 5D. ábrákon, a fajlagosellenállás-görbék az 5B., 5E. és 5F. ábrákon láthatók. Az 1. sz. modellváltozat fajlagosellenállás- és fázisgörbéi szélsőértékeinek adatait a 2. táblázat tartalmazza. Összehasonlítás céljából mindegyik ábrán látható az aktuális nagyfrekvenciás $\rho_{HF} = \rho_{DC} (1 - m)$ fajlagos ellenállású diszperziómentes réteg válasza is, a $h_2 = 50$ m és $h_2 = 5000$ m rétegvastagságok esetére.

Az 5A. és 5B. ábra fázis- és fajlagosellenállás-görbéin a frekvencia-diszperziós hatás kezdetéhez tartozó periódusokon ($\text{Sqrt}T < 0,9$) a diszperziós zóna fajlagos ellenállása az adott $m_2 = 0,75$ $\tau_2 = 5$ és $c = 1$ paraméterek mellett, a $\rho_{HF} = 2,5$ ohmm nagyfrekvenciás értékkel egyenlő. Ez a megállapítás a 2. ábra alapján is nyilvánvaló. Ennek megfelelően az $m = 0,75$ paraméterrel számított MT görbék vi-

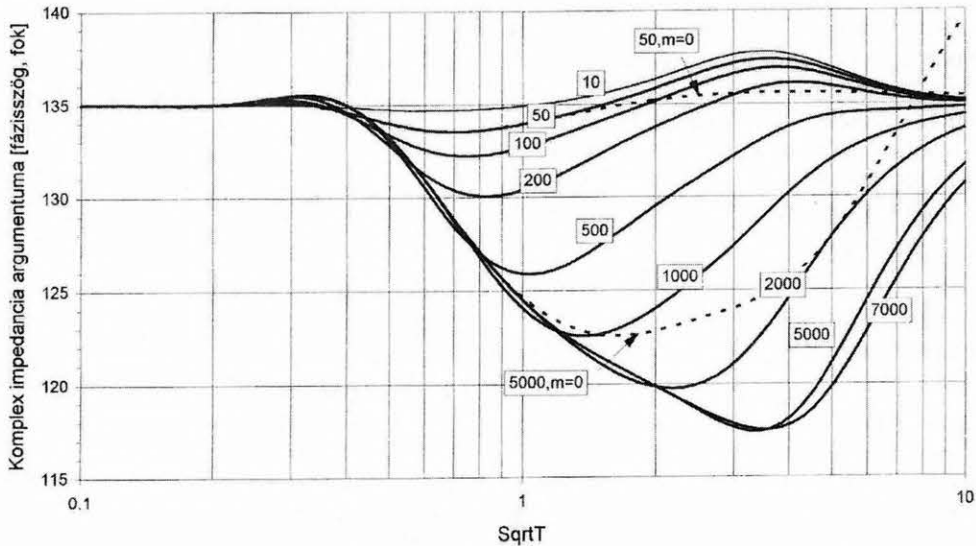
selkedése, a diszperziós zóna kis vastagságainál, egy 10 ohmm fajlagos ellenállású homogén féltérbe ágyazott 2,5 ohmm fajlagos ellenállású diszperziómentes rétegnek megfelelő 3 réteges modell válaszfüggvényeivel mutat *korlátozott analógiát*.

A diszperziós modell velejáró tulajdonsága az, hogy a periódusidő növekedésével a diszperziós zónán belül a fajlagos ellenállás fokozatosan közeledik az egyenáramú értékhez. Ez a jelenség a zóna vastagságának növekedésével válik fokozatosan kifejezetté. Emiatt a diszperziós modell jellege a kisebb frekvenciákon fokozatosan eltér a diszperziómentes 3 rétegű modell esetétől, ahhoz viszonyítva növekvő látszólagos fajlagos ellenállást, vagyis kisebb vezetést mutatva.

A diszperziós zóna vastagságának növekedése egy határon túl már nem okoz számottevő változást (ellentétben a nem diszperziós 3 réteges esettel), mivel a $\rho(\omega)_2 \rightarrow \rho_3$ feltétel fokozatos érvényre jutásával a kisebb frekvenciákon csökken, majd elmosódik a kontraszt a diszperziós zóna és az aljzat fajlagos ellenállása között.

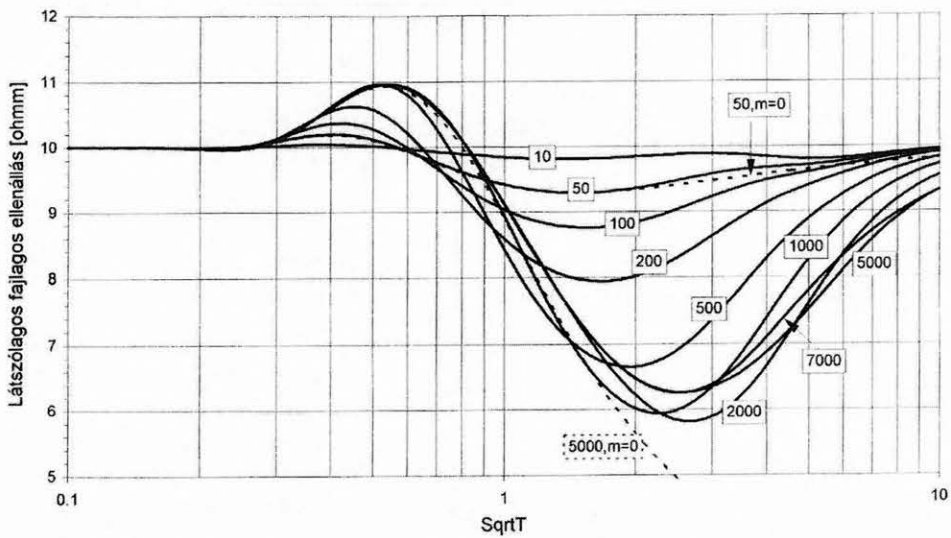
Ez a hatás figyelhető meg a $h_2 > 200$ m paraméterű fázisgörbéknek alulról a 135° fázisértékhez tartó, konvergens menetében az 5A. ábrán. Ezzel szemben, a $h_2 \leq 200$ m paraméterű fázisgörbéknek a $\text{Sqrt}T > 2$ tartományban $\Phi > 135^\circ$ szélsőértékeket mutató szakasza a reaktáns összetevőben még határozottan kifejeződő kontrasztot jelez az ágyazó féltér és a diszperziós zóna vezetési tulajdonságai között.

Nagy rétegvastagság ($h_2 = 5000$ m) esetére, az időtényező adott értéke ($\tau = 5$) mellett, a diszperziós és a diszperziómentes esetnek mind a fajlagosellenállás-, mind a fázisgörbéi között határozott a különbség. Az 5B. ábra magnetotellurikus fajlagosellenállás-görbéi alapján nyilvánvaló,



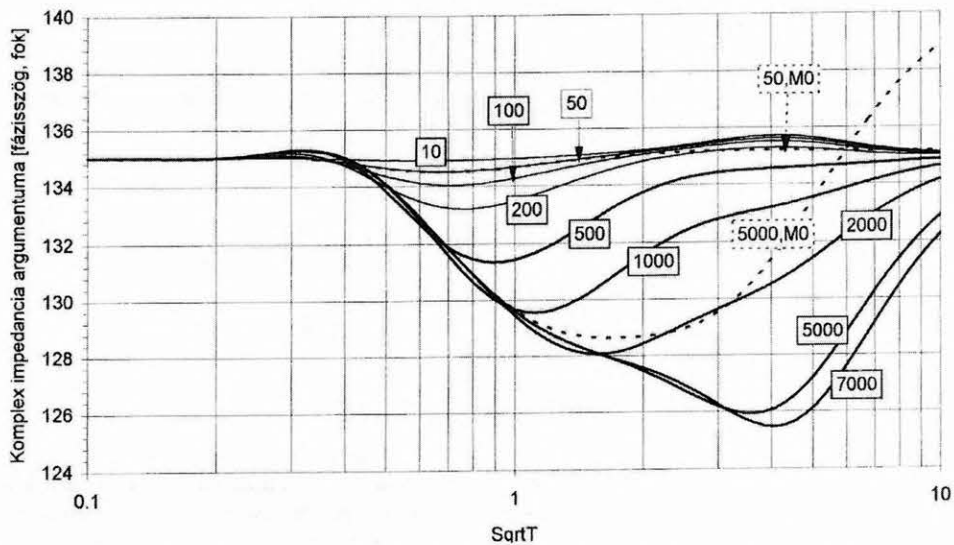
5A. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ($R=10$ ohmm) ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna magnetotellurikus fázisgörbéi. Modell paraméterek: a felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere. A diszperziós zóna IP paraméterei: $m_2=0,75$, $\tau_2=5$, $c_2=1$, a diszperziómentes réteg: $R_2=2,5$ ohmm, $m=0$

Fig. 5A. 1st version: MT phase response of a dispersive zone of variable thickness embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone h_2 [m] is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0.75$, $\tau_2=5$, $c_2=1$; resistivity of the non-dispersive layer $R_2=2.5$ ohmm



5B. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ($R=10$ ohmm) ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna magnetotellurikus fajlagosellenállás-görbéi. Modell paraméterek: A felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,75$, $\tau_2=5$, $c_2=1$, a diszperziómentes réteg: $R_2=2,5$ ohmm, $m=0$

Fig. 5B. 1st version: MT apparent resistivity response of a dispersive zone of variable thickness embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone h_2 [m] is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0,75$, $\tau_2=5$, $c_2=1$; resistivity of the non-dispersive layer $R_2=2,5$ ohmm



5C. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna, illetve $R_2=5$ ohmm fajlagos ellenállású diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fázisgörbéi. Modellparaméterek: A féltér egyenáramú fajlagos ellenállása 10 ohmm. A felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere. A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,5$, $\tau_2=5$, $c_2=1$

Fig. 5C. 1st version: MT phase responses of a dispersive zone of variable thickness and a non-dispersive layer ($m=0$) of $R_2=5$ ohmm resistivity, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of $R=10$ ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone $h_2=[m]$ is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0,5$, $\tau_2=5$, $c_2=1$

hogy az $m = 0,75$ paraméter mellett összehasonlítási alapul vett 2,5 ohmm fajlagos ellenállású réteg vezetése többszörösen meghaladja az azonos vastagságú diszperziós zóna eredő vezetését az adott időtényező mellett. Viszont ugyan ezen paraméterek mellett, a diszperziós zóna a diszperziómentes modell fázisválaszát jóval meghaladó reaktáns vezetést mutat, az 5A. ábra szerint. Ez a jelenség, amely nyilvánvalóan a diszperziós fázis spektrális tulajdon-

ságaiból következik, a modell megváltoztatott IP paramétere mellett is megfigyelhető.

Nagy rétegvastagság ($h_2/h_1=5$) esetén, a hosszú periódusokon, a diszperziómentes modell $\Phi > 135^\circ$ fázisválasza határozottan jelzi a kisellenállású réteg talpát, szemben a diszperziós fázisgörbéknek a 135° fázisértéket alulról közelítő, konvergens menetével.

A fedő réteghöz viszonyított vastagság	Modellparaméterek							
	$m = 0$ $h_1 = 1000$ m $R_1 = 10$ ohmm $R_2 = 2,5$ ohmm $R_3 = 10$ ohmm		$m = 0,75$ $h_1 = 1000$ m $R_{DC} = 10$ ohmm $R_{HF} = 2,5$ ohmm $\tau = 5, c = 1$		$m = 0,5$ $h_1 = 1000$ m $R_{DC} = 10$ ohmm $R_{HF} = 5$ ohmm $\tau = 5, c = 1$		$m = 0,5$ $h_1 = 1000$ m $R_{DC} = 10$ ohmm $R_{HF} = 5$ ohmm $\tau = 0,5, c = 1$	
	A látszólagos fajlagos ellenállás R_{homin} [ohmm] szélsőértékei és a hozzájuk tartozó $SqrtT$ értékek							
h_2/h_1	Rho_{min}	SqT_{min}	Rho_{min}	SqT_{min}	$Rhomin$	$SqTmin$	$Rhomin$	$SqTmin$
0,01	9,849	1,401	9,809	1,401	9,944	1,401	9,888	1,401
0,05	9,3	1,482	9,286	1,482	9,753	1,482	9,809	1,252
0,1	8,717	1,567	8,749	1,567	9,535	1,567	9,722	1,184
0,2	7,805	1,753	7,936	1,658	9,157	1,658	9,595	1,22
0,5	6,168	2,195	6,65	1,962	8,356	1,855	9,448	1,324
1	4,893	2,907	5,935	2,322	7,637	2,195	9,515	1,567
2	3,863	4,072	5,812	2,66	7,152	2,748	9,781	2,38
3	3,419	5,097	6,028	2,82	7,128	2,99	9,88	3,74
4	3,169	6,381	6,203	2,748	7,236	3,075	9,917	4,819
5	3,01	7,552	6,252	2,598	7,362	3,075	9,938	5,85
6	2,9	8,449	6,254	2,598	7,449	3,075	9,958	6,94
7	2,819	9,454	6,249	2,598	7,486	2,907	9,96	7,77
h_2/h_1	Az impedancia fázis görbék F_{imin} [fok] szélsőértékei és a hozzájuk tartozó $SqrtT$ értékek							
	F_{imin}	$SqTmin$	F_{imin}	$SqTmin$	F_{imin}	$SqTmin$	F_{imin}	$SqTmin$
0,01	134,7	0,68	134,7	0,64	134,9	0,64	134,9	0,6
0,05	133,5	0,71	133,5	0,71	134,5	0,68	134,5	0,71
0,1	132,3	0,74	132,2	0,76	134	0,71	134	0,76
0,2	130,2	0,8	130	0,85	133,2	0,76	133,1	0,85
0,5	126,2	1	125,9	1,06	131,3	0,89	131,1	1
1	123,4	1,25	122,6	1,32	129,5	1,12	129,5	1,18
2	122,1	1,66	119,7	2,2	128	1,57	128,7	1,4
5	122,6	1,66	117,4	3,44	125,9	3,64	129	1,4
7	122,6	1,66	117,5	3,64	125,5	4,07	129	1,4

2. táblázat. Az 1. sz. modellváltozat eredményei

Table 2. Calculated results of 1st model version

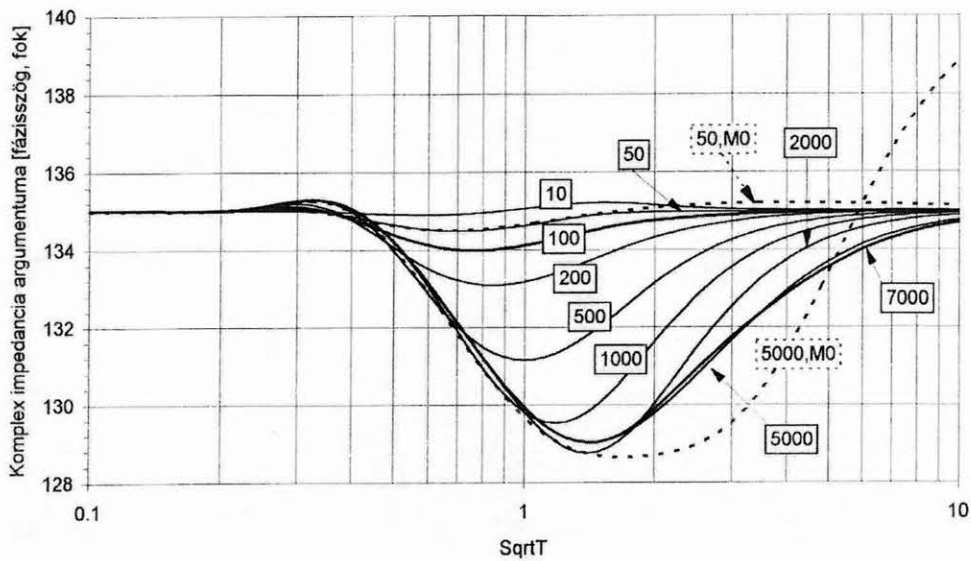
Az $m_2 = 0,5$, $\tau = 5$ és $\tau = 0,5$ paraméterekkel számított MT görbék, az m paraméter változásának megfelelően, az $m_2 = 0,75$ esethez viszonyítva lecsökkent IP hatást mutatnak. A görbéket bemutató 5C., 5D., 5E. és 5F. ábrákon az erre az esetre vonatkozó, $\rho_{HF} = \rho_{DC}(1 - m_2) = 5$ ohmm fajlagos ellenállású, diszperziómentes 3 réteges modell válaszfüggvényei is láthatók, a $h_2 = 50$ m és $h_2 = 5000$ m rétegvastagság esetére. Megállapítható, hogy nagy rétegvastagság ($h_2/h_1 = 5$) mellett a $\tau = 5$ paraméterrel számított diszperziós modell válasza csak a $SqrtT > 1$ periódustartományban tér el jelentősen a diszperziómentes esettől. A hosszabb periódusokon a diszperziós látszólagos fajlagos ellenállások jóval meghaladják a nem diszperziós eset értékeit, tehát a diszperziós zóna eredő vezetése ebben az esetben is kisebb, mint a diszperziómentes vastag rétegé. Viszont ugyanebben a periódustartományban a diszperziós fázisválaszban megjelenő reaktáns vezetés szintén jelentősen meghaladja a diszperziómentes esetét.

A $\tau = 0,5$ paraméterrel számított diszperziós modell fázis válasza ugyanezen rétegvastagság mellett, az előzőekkel ellentétben, már kisebb reaktáns vezetést mutat a hosszabb periódusokon, mint a nem diszperziós rétegé. Ebben

az esetben jelentősen lecsökkent a diszperziós látszólagos fajlagos ellenállásokban az IP hatás, ami, figyelembe véve az 5F. ábra vertikális tengelyének léptékét, már nem haladja meg a $\pm 5\%$ -os értéket. Az összehasonlítás a τ paraméter szerepére tett korábbi megállapítást igazolja.

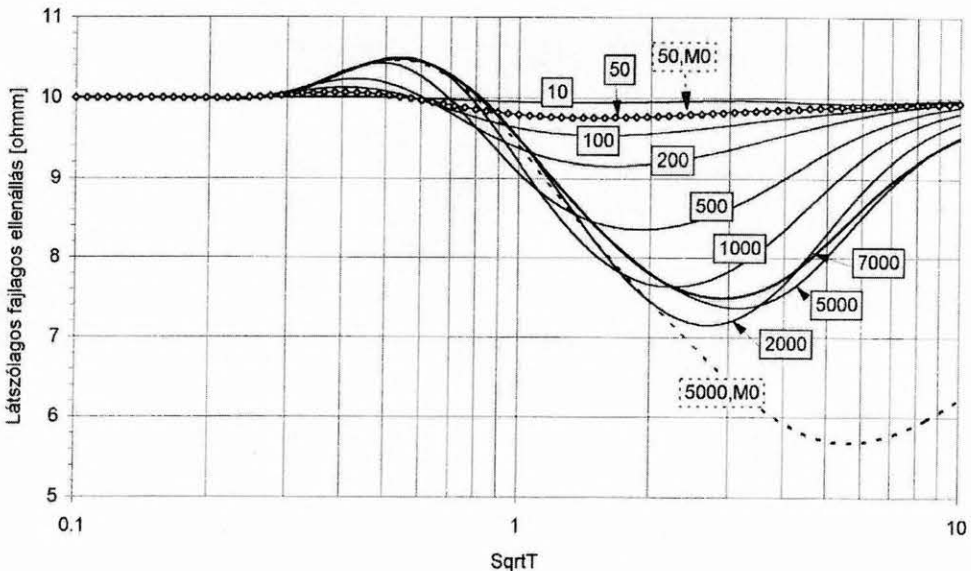
Az 5C. és 5D. ábrák szerint, kis rétegvastagság ($h_2/h_1 = 0,05$) esetében a $SqrtT < 2$ tartományban a diszperziós és a diszperziómentes fázisválasz is, mind a $\tau = 5$, mind a $\tau = 0,5$ esetre vonatkozóan ekvivalens. Az ennél hosszabb periódusokon a fázisválaszok között megjelenő eltérés már függ a τ paramétertől.

Az 5E. ábra szerint kis rétegvastagságnál a $\tau = 5$ paraméterre vonatkozó diszperziós és diszperziómentes látszólagos fajlagosellenállás-görbék a teljes periódustartományban ekvivalensek. Az 5F. ábrán, a $\tau = 0,5$ paraméterre vonatkozó vékony réteges esetben, a diszperziós és diszperziómentes fajlagosellenállás-görbék hasonló eltérést mutatnak, mint az 5E. ábrán a nagy rétegvastagságra $\tau = 5$ paraméterrel kapott eredmények. Azonban az 5F. ábrán a kimutatható fajlagosellenállás-változások magnitúdója az ágyazó közeg 10 ohmm értékéhez viszonyítva már csak 1,5–2,5%.



5D. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna, illetve $R_2=5$ ohmm fajlagos ellenállású diszperzió-mentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fázisgörbéi. Modell paraméterek: A féltér egyenáramú fajlagos ellenállása 10 ohmm. A felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,5$, $\tau_2=0,5$, $c_2=1$

Fig. 5D. 1st version: MT phase responses of a dispersive zone of variable thickness and a non-dispersive layer ($m=0$) of $R_2=5$ ohmm resistivity, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of $R=10$ ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone h_2 [m] is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0.5$, $\tau_2=0.5$, $c_2=1$

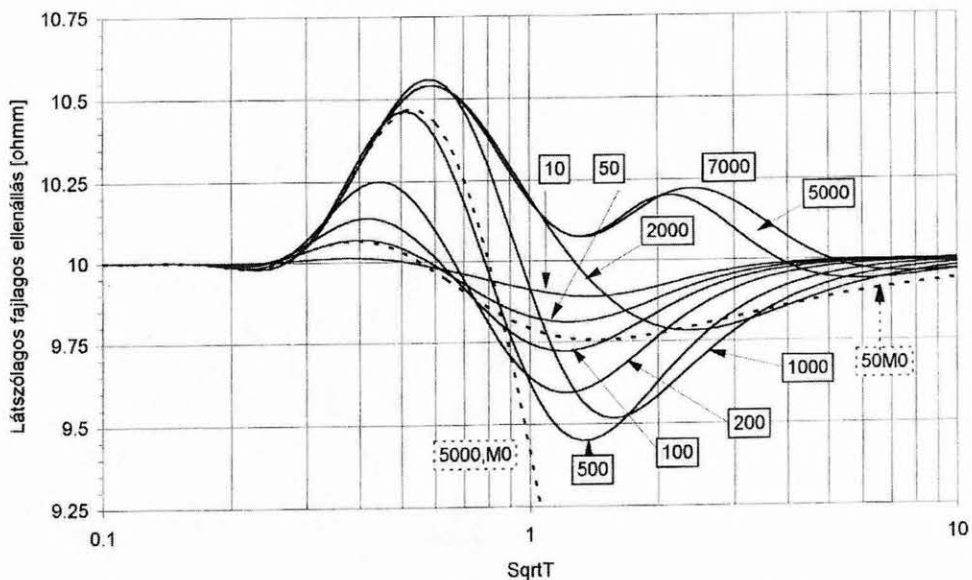


5E. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna, illetve $R_2=5$ ohmm fajlagos ellenállású diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fajlagos ellenállás görbéi. Modell paraméterek: A féltér egyenáramú fajlagos ellenállása 10 ohmm. A felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,5$, $\tau_2=5$, $c_2=1$

Fig. 5E. 1st version: MT apparent resistivity responses of a dispersive zone of variable thickness and a non-dispersive layer ($m=0$) of $R_2=5$ ohmm resistivity, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of $R=10$ ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone h_2 [m] is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0.5$, $\tau_2=5$, $c_2=1$

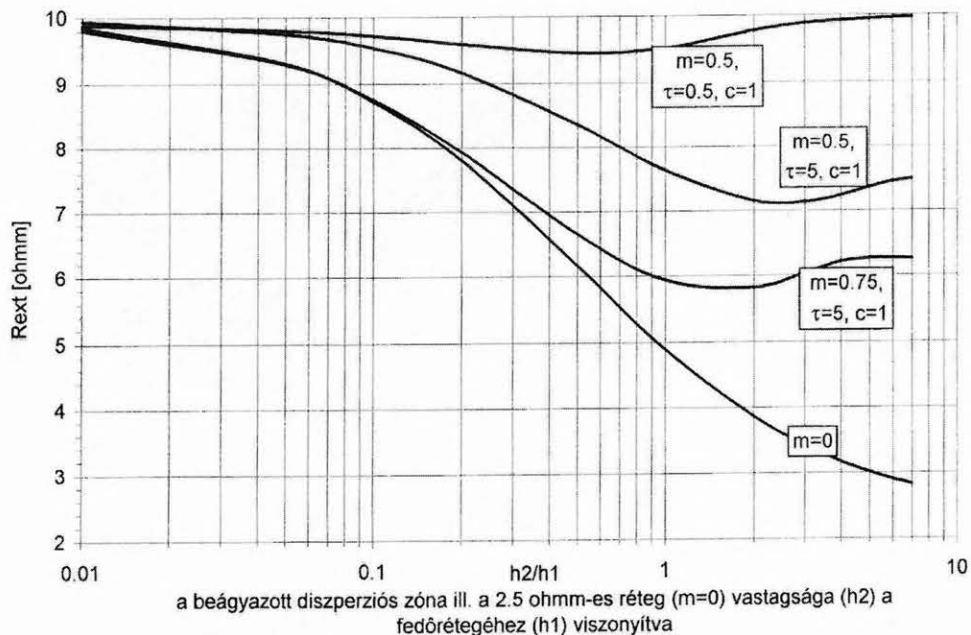
Az 1. sz. modellváltozat eredményeinek áttekintését az 5G., 5H. és az 5J. ábra segíti. Az 5G. és 5H. ábrák a látszólagos fajlagos ellenállás és a fázis szélsőértékének változását mutatják, az IP paraméterek különböző eseteire, a disz-

perziós zóna, illetve a diszperziómentes réteg vastagságának függvényében. Az 5J. ábra szemlélteti a fajlagos ellenállás és a fázis szélsőértékek eltolódását az SqrtT tengely mentén.



5F. ábra. 1. sz. modellváltozat: Homogén féltérbe ágyazott, változó vastagságú frekvencia-diszperziós zóna, illetve $R_2=5$ ohmm fajlagos ellenállású diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fajlagos ellenállás görbéi. Modell paraméterek: A féltér egyenáramú fajlagos ellenállása 10 ohmm. A felszíni réteg vastagsága $h_1=1000$ m, a diszperziós zóna vastagsága h_2 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,5$, $\tau_2=0,5$, $c_2=1$

Fig. 5F. 1st version: MT apparent resistivity responses of a dispersive zone of variable thickness and a non-dispersive layer ($m=0$) of $R_2=5$ ohmm resistivity, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of $R=10$ ohmm resistivity. Model parameters: Thickness of the upper layer $h_1=1000$ m; thickness of the dispersive zone h_2 [m] is the variable parameter of the phase-curves; IP spectral parameters: $m_2=0.5$, $\tau_2=0.5$, $c_2=1$

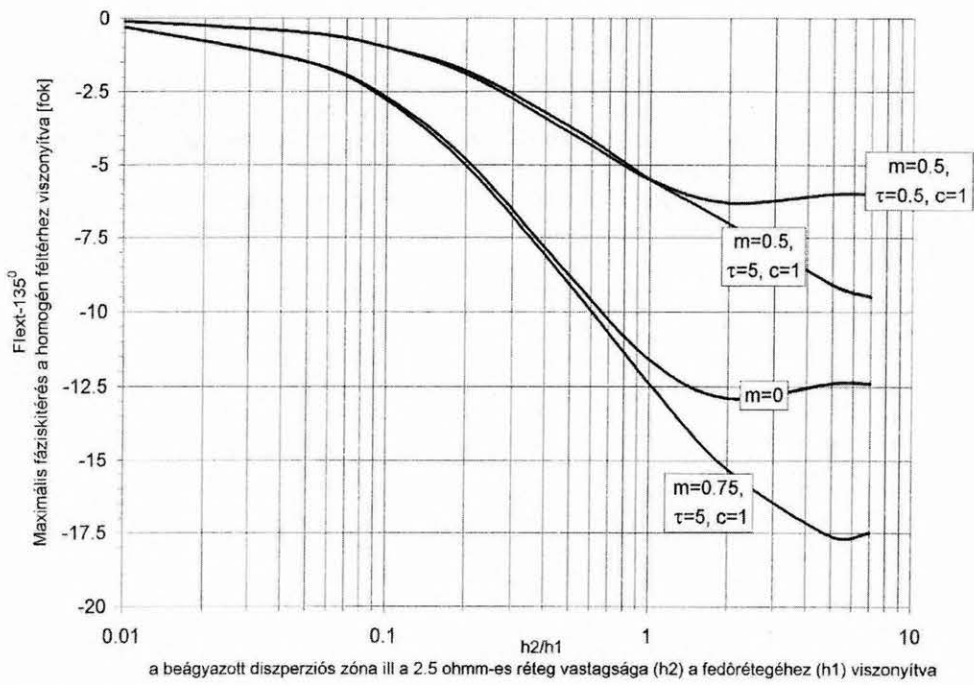


5G. ábra. A látszólagos fajlagos ellenállás görbék szélsőértéke h_2/h_1 relatív rétegvastagság és a diszperziós paraméterek függvényében

Fig. 5G. Function diagrams of the extreme value of MT apparent resistivity curves, plotted against h_2/h_1 the relative thickness of the dispersive zone, with various values of IP spectral parameters

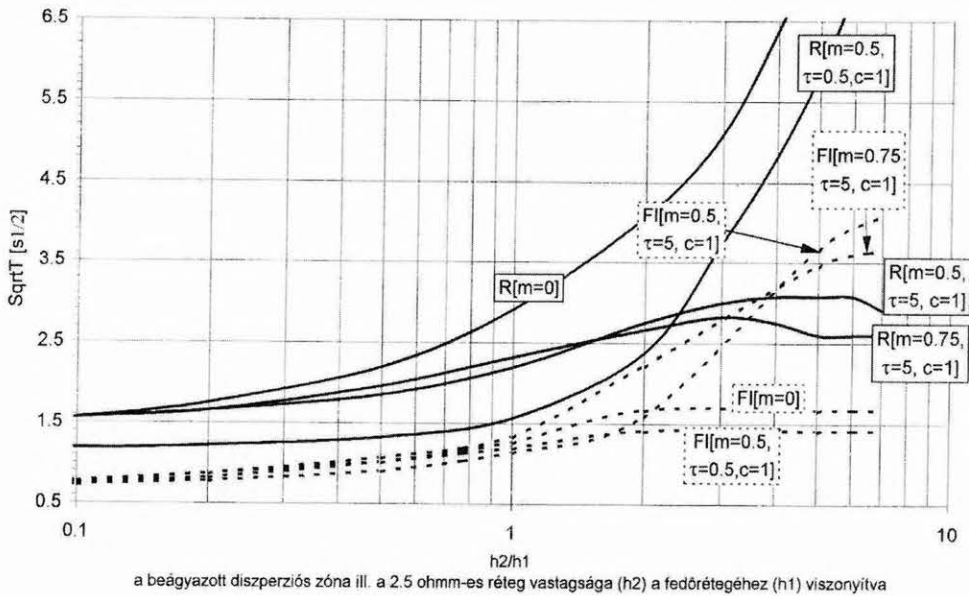
A dinamikusabb változások mindhárom esetben a $h_2/h_1 > 1$ tartományt jellemzik. Az 5J. ábra alapján megállapítható, hogy kisebb τ paraméter ($\tau = 0,5$) esetében a diszperziós görbék szélsőértékeinek eltolódása a diszperziómentes esettel mutat analógiát, mind a fajlagos-ellenállás-, mind a fázisgörbéken. A nagyobb τ paraméter ($\tau = 5$) mellett a diszperziós görbék szélsőértékeinek elto-

lódását az m paraméter változása csak kisebb mértékben differenciálja, a domináns hatás a τ paraméteré. Összevetve a $\tau = 5$ esetek és a diszperziómentes modell eredményeit is, megállapítható, hogy az említett modelleket illetően felcserélődik a fajlagos ellenállás és a fázis szélsőértékek eltolódásának tendenciája. A diszperziós esetben a fázis szélsőértékének helye mutat dinamikusabb változást, a fajlagos



5H. ábra. A fázisgörbék szélsőértékének változása a h_2/h_1 relatív rétegvastagság és a diszperziós paraméterek függvényében

Fig. 5H. Function diagrams of the extreme value of MT phase curves, plotted against h_2/h_1 the relative thickness of the dispersive zone, with various values of IP spectral parameters



5J. ábra. A fajlagos ellenállás $[R]$ és a fázis görbék $[F]$ szélsőértékéhez tartozó $SqrtT$ változása a rétegvastagság és a diszperziós paraméterek függvényében

Fig. 5J. Function diagrams of $SqrtT$ value belonging to the extreme value of MT phase $[F]$ or apparent resistivity $[R]$ curves, plotted against h_2/h_1 the relative thickness of the dispersive zone, with various values of IP spectral parameters

ellenállásé egy maximális érték elérése után kissé csökkenik, majd tovább nem változik. Ezzel ellentétben a diszperziómentes modellnél a fajlagosellenállás-görbe szélsőértékének helye folyamatosan tolódik a nagyobb $SqrtT$ értékek felé, viszont a fázis a $h_2/h_1 \geq 3$ tartományban már nem változik.

Az előzőekhez hasonló megállapítás tehető az 5G. és 5H. ábrák alapján is. Eszerint a rétegvastagság függvényében a diszperziómentes modell fajlagos ellenállás szélsőér-

tékeinek változása a diszperziós fázis válasz szélsőértékének változásával mutat analógiát, a τ paraméter nagyobbik ($\tau = 5$) értékénél (tehát pl. az $m = 0$ eset fázis szélsőértékei az $m = 0,75, \tau = 5$ eset fajlagos ellenállás szélsőértékeivel). Ez az analógia kölcsönös, megfordítva is fennáll (pl. az $m = 0$ eset fajlagos ellenállás szélsőértékeinek változása és az $m = 0,75, \tau = 5$ eset fázis szélsőértékei között).

Az említett jelenség visszavezethető a diszperziós közeg spektrális tulajdonságaira. A 2. ábra szerint a diszperziós

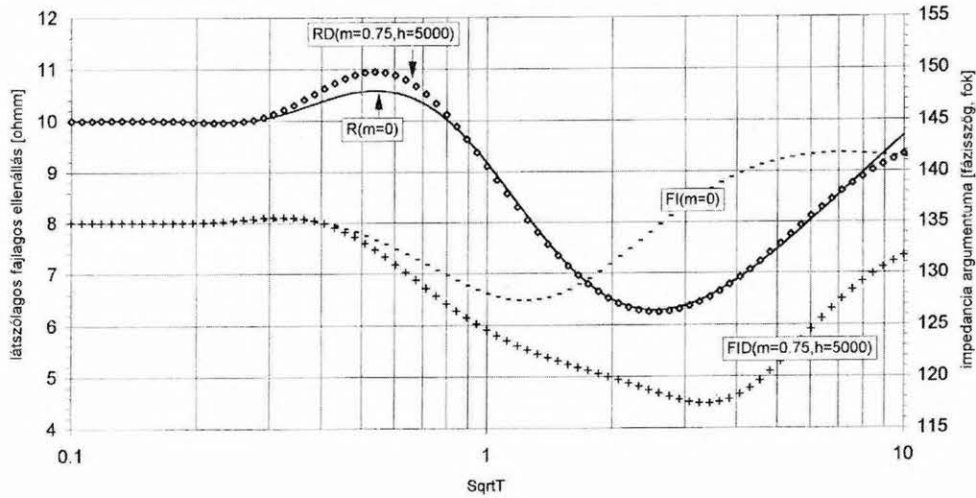
fajlagos ellenállás monoton változásának inflexiós pontjához tartozó perióduson ($\text{Sqrt}T = 4$) a fajlagos ellenállásban kifejezett vezetés csak 50%-a a nagyfrekvenciás aszimptotánál mérhető vezetésnek. Ezzel szemben a fázisban kifejezett reaktáns vezetésnek az említett inflexiós ponthoz tartozó perióduson van a maximuma. Ezek következtében a fajlagos ellenállásban kimutatható diszperziós vezetés-növekedés a vizsgált periódustartomány határán ($\text{Sqrt}T = 10$ -nél) már gyakorlatilag eltűnik a $\tau = 5$ esetben, viszont a reaktáns vezetésre jellemző fázisválasz ugyanitt még meghaladja a szélsőértékének 1/3-át.

Az eddigieket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a diszperziós és a diszperziómentes modellek magnetotellurikus látszólagos fajlagosellenállás- és fázisgörbéinek összehasonlítása az ekvivalens esettől a karakterisztikus

eltérésig terjedő eredményekre vezetett, a modellek és a diszperzió paramétereitől függően.

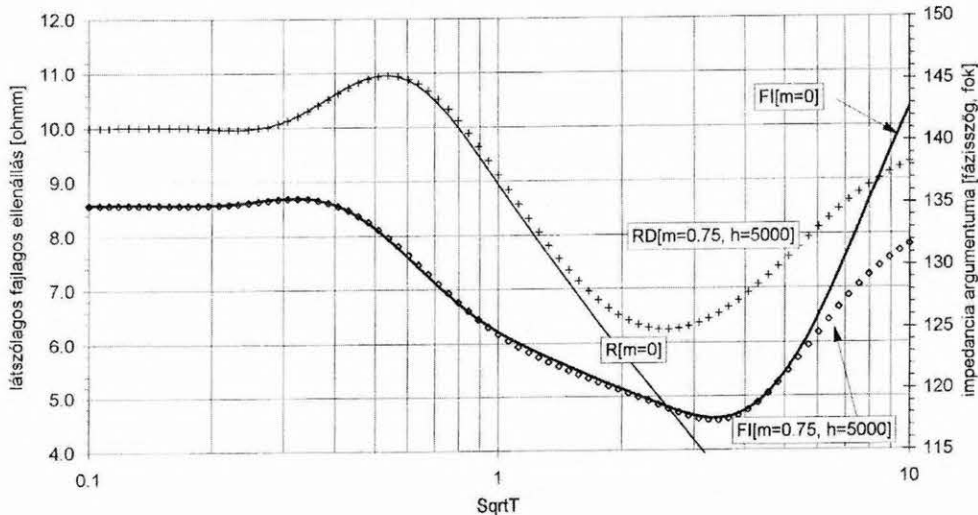
Mindez a PATELLA [1987] által problematikusnak mondott ekvivalencia kérdését illetően olyan lehetőségre utal, hogy kedvező feltételek mellett, releváns külső információ nélkül is különbség tehető a diszperziós és a diszperziómentes esetek magnetotellurikus görbéi között, a fajlagos ellenállás és a fázis válaszok célszerűen megválasztott elemzésével.

Ehhez a megállapításhoz kapcsolódnak az 5K. és 5L. ábrán bemutatott eredmények, amelyek a homogén féltérbe ágyazott diszperziós zónának a magnetotellurikus fajlagos ellenállásban, illetve az impedancia fázisában kimutatható IP hatásait és egy, az IP hatást megközelítő „ekvivalens” diszperziómentes modell válaszgörbéit mutatják.



5K. ábra. Homogén féltérben lévő diszperziós zóna ($m=0,75$, $h_2=5000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$) és hatását a fajlagos ellenállásban megközelítő diszperziómentes modell ($m=0$) fajlagosellenállás- (R) és fázisgörbéi (FI)

Fig. 5K. Comparison of the MT apparent resistivity [R] and phase [FI] responses of a dispersive zone ($m_2=0.75$, $h_2=5000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$), embedded in a homogeneous half-space in $h_1=1000$ m depth, and a non-dispersive three-layer model ($m=0$), whose apparent resistivity response is considered equivalent in an extended range to that of the dispersive zone



5L. ábra. Homogén féltérben lévő diszperziós zóna ($m=0,75$, $h_2=5000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$) és hatását az impedancia fázisában megközelítő diszperziómentes modell ($m=0$) fajlagosellenállás- (R) és fázisgörbéi (FI)

Fig. 5L. Comparison of the MT apparent resistivity [R] and phase [FI] responses of a dispersive zone ($m_2=0.75$, $h_2=5000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$), embedded in a homogeneous half-space in $h_1=1000$ m depth, and a non-dispersive three-layer model ($m=0$), whose phase response is considered equivalent in an extended range to that of the dispersive zone

A diszperziós modell paraméterei: $\rho_1 = \rho_{2DC} = \rho_3 = 10$ ohmm, $h_1 = 1000$ m, $h_2 = 5000$ m, $m_2 = 0,75$, $\tau_2 = 5$, $c_2 = 1$.

A diszperziós hatást a látszólagos fajlagos ellenállás görbén — az 5K. ábra szerint — megközelítő 3 réteges diszperziómentes modell paraméterei: $h_1 = 1000$ m, $\rho_1 = 10$ ohmm, $\rho_2 = 4,25$ ohmm, $h_2 = 1450$ m, $\rho_3 = 14$ ohmm. Ebből a diszperziós hatásnak megfelelő diszperziómentes „ekvivalens” réteg eredő vezetése 341,2 siemens. Az 5K. ábra szerint a diszperziós modell fázisgörbéje jelentősen eltér az ekvivalens modell fázisválaszától, az $m_2 = 0,75$ tényezőnek megfelelően megnövekedett reaktáns (kapacitív) vezetést következtében.

Az 5L. ábrán látható fázisgörbén a diszperziós hatás csak 4 réteges diszperziómentes modell fázisválaszával volt közelíthető. A diszperziómentes „ekvivalens” modell paraméterei: $h_1 = 1000$ m, $\rho_1 = 10$ ohmm, $\rho_2 = 2,4$ ohmm, $h_2 = 1100$ m, $\rho_3 = 1$ ohmm, $h_3 = 2300$ m, $\rho_4 = 25$ ohmm. A diszperziós hatásnak megfelelő 2. és 3. réteg eredő longitudinális vezetése 2758,3 siemens és helyettesítő fajlagos ellenállása $\rho_{23} = 1,23$ ohmm — 3400 m eredő rétegvastagság mellett.

A diszperziómentes „ekvivalens” modell látszólagos fajlagosellenállás- és fázisgörbéi egymástól jelentősen eltérő eredő vezetést képviselnek. Ennek következtében, a bemutatott példának megfelelő diszperziós modell esetén, a magnetotellurikus fajlagosellenállás- és fázisgörbék együttes inverziója ellentmondásos megoldásra vezetne — diszperziómentes modell illesztése esetén. A fázis szerinti ekvivalens réteg vezetése több mint 8-szorosa a látszólagos fajlagos ellenállás szerinti ekvivalens réteg vezetésének. Emiatt az ekvivalens réteg fajlagos ellenállására sokkal kisebb érték adódna a fázisból, mint a látszólagos fajlagos ellenállás görbéből. Ugyanakkor az ekvivalens rétegek vastagsága is hasonlóan nagymértékű eltérést mutatna a fajlagos ellenállás, illetve a fázis adatok alapján.

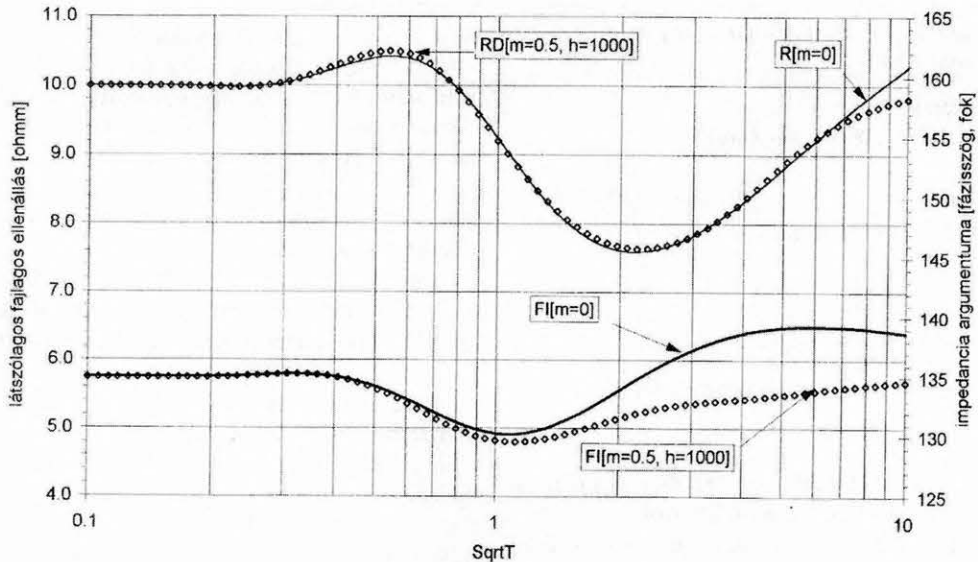
A fajlagos ellenállás és a fázis szerinti diszperziómentes

„ekvivalens” rétegek vezetése közötti eltérés csökken a diszperzió mértékének csökkenésével, de ellentmondásos jellegük továbbra is fennmarad, amit az 5M. és 5N. Ábrákon bemutatott példa szemléltet. Itt a diszperziós modell paraméterei: $\rho_1 = \rho_{2DC} = \rho_3 = 10$ ohmm, $h_1 = 1000$ m, $h_2 = 1000$ m, $m_2 = 0,5$, $\tau_2 = 5$, $c_2 = 1$. Az előző példában szerepelt modellhez viszonyítva, a tölthetőség értékén kívül csökkent a diszperziós zóna vastagsága is.

Az 5M. ábrán a diszperziós hatást a látszólagos fajlagos ellenállás görbén megközelítő 3 réteges diszperziómentes modell paraméterei: $h_1 = 1000$ m, $\rho_1 = 10$ ohmm, $\rho_2 = 5,5$ ohmm, $h_2 = 1240$ m, $\rho_3 = 12,5$ ohmm. Ebből a diszperziós hatásnak megfelelő diszperziómentes „ekvivalens” réteg eredő vezetése 225,45 siemens. Az ekvivalens réteg fázis válasza ebben az esetben is határozottan eltér a diszperziós modell fázis válaszától.

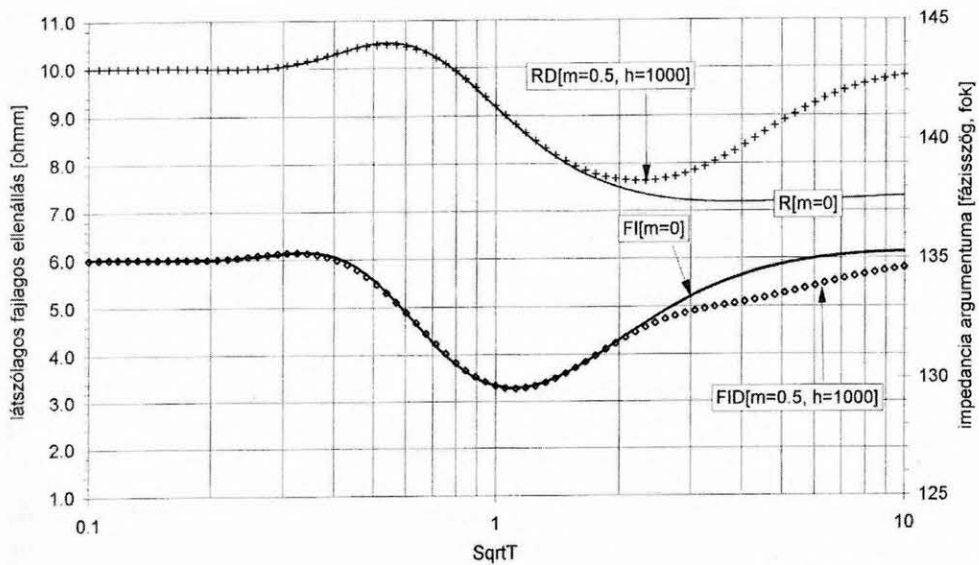
Az 5N. ábrán látható fázisgörbén, az 5L. ábrán látható esethez hasonlóan, a diszperziós hatás szintén csak 4 réteges diszperziómentes modell segítségével volt megközelíthető. Azonban, összehasonlítva az 5L. ábrán bemutatott eredménnyel, a közelítés itt csak egy szűkebb periódustartományra vonatkozik. A diszperziómentes „ekvivalens” modell paraméterei: $h_1 = 1000$ m, $\rho_1 = 10$ ohmm, $\rho_2 = 5,4$ ohmm, $h_2 = 350$ m, $\rho_3 = 3,4$ ohmm, $h_3 = 250$ m, $\rho_4 = 7,5$ ohmm. A diszperziós hatásnak megfelelő 2. és 3. réteg eredő longitudinális vezetése 138,34 siemens és helyettesítő fajlagos ellenállása 4,33 ohmm — 600 m eredő réteg-vastagság mellett.

Az utóbbi esetben — részben a lecsökkent tölthetőségi tényező, részben a csökkentett rétegvastagság következtében — a fajlagos ellenállás szerinti ekvivalens réteg vezetése haladja meg a fázis szerinti ekvivalens réteget. Az inverzió szempontjából azonban változatlanul fennáll a fázis, illetve a fajlagos ellenállás szerinti „ekvivalens” diszperziómentes modellek ellentmondásossága.



5M. ábra. Homogén féltérben lévő diszperziós zóna ($m=0,5$, $h_2=1000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$) és a hatásával a fajlagos ellenállásban ekvivalens diszperziómentes modell ($m=0$) fajlagosellenállás- (R) és fázisgörbéi (FI)

Fig. 5M. Comparison of the MT apparent resistivity [R] and phase [FI] responses of a dispersive zone ($m_2=0.5$, $h_2=1000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$), embedded in a homogeneous half-space in $h_1=1000$ m depth, and a non-dispersive three-layer model ($m=0$), whose apparent resistivity response is considered equivalent in an extended range to that of the dispersive zone



5N. ábra. Homogén féltérben lévő diszperziós zóna ($m=0,5$, $h_2=1000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$) és a hatásával az impedancia fázisában ekvivalens diszperziómentes modell ($m=0$) fajlagosellenállás- (R) és fázisgörbéi (FI)

Fig. 5N. Comparison of the MT apparent resistivity [R] and phase [FI] responses of a dispersive zone ($m_2=0,5$, $h_2=1000$ m, $\tau_2=5$, $c_2=1$) embedded in $h_1=1000$ m depth in a homogeneous half-space, and a non-dispersive three-layer model ($m=0$), whose phase response is considered equivalent to that of the dispersive zone in an extended range

A gyakorlatban az ilyen ellentmondás a frekvencia-diszperziós jelenség előfordulásának lehet az ismérve, mivel diszperziómentes esetben az 1-D magnetotellurikus fajlagosellenállás- és fázisgörbék inverziója ellentmondás nélkül vezet közös modellel, ha az invertálandó görbék nem terhelik egyéb, torzulásból vagy nem megbízható mérésekből eredő hibák.

A diszperziós MT algoritmus alkalmazása jelentheti a tárgyalta probléma megoldását az inverzióban.

2. sz. modellváltozat — Homogén féltérbe változó mélységben beágyazott, azonos vastagságú diszperziós zóna, változó IP paraméterekkel

Modellparaméterek:

$h_1 =$ változó (500, 1000, 2000 és 4000 m),

$\rho_1 = 10$ ohmm,

$h_2 = 250$ m,

$\rho_{DC2} = 10$ ohmm, diszperziós zóna,

$m_2 = 0,75$ és $0,5$,

$c_2 = 1$ és $0,5$,

$\tau_2 = 5$ és $\tau_2=0,5$,

illetve

$\rho_2 = \rho_{HF2} = 2,5$ ohmm és 5 ohmm, diszperziómentes referenciaréteg,

$\rho_3 = 10$ ohmm.

A számított MT fázisgörbék a 6A. és 6C., a fajlagosellenállás-görbék a 6B. és 6D. ábrákon láthatók.

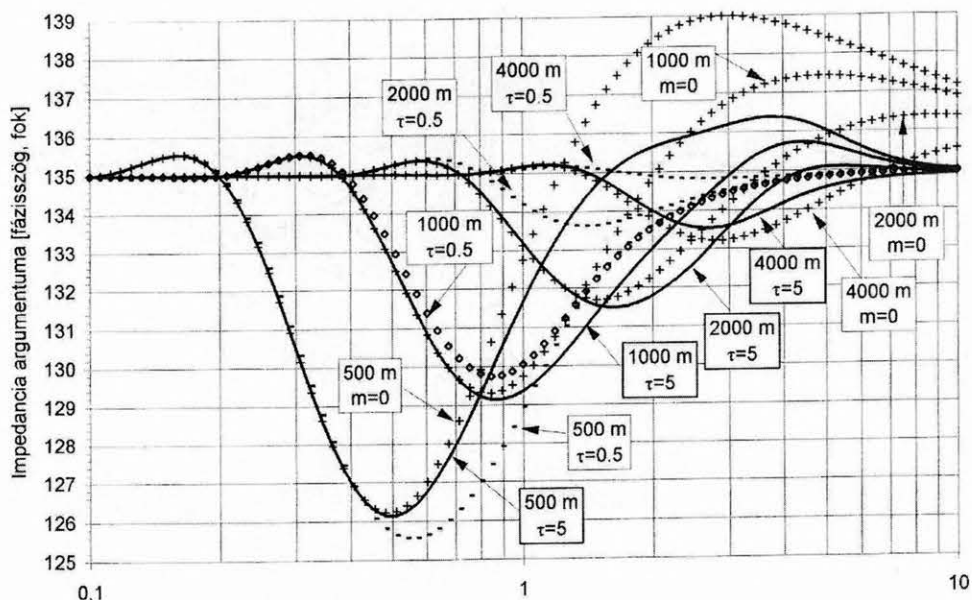
A 2. modellváltozatban, a diszperziós zóna növekvő települési mélységének megfelelően, az IP hatások megjelenésének periódusstartományja fokozatosan eltolódik a hosszabb periódusok felé és ezzel együtt lecsökken az IP hatás magnitúdója is. Emiatt a magnetotellurikus görbék szélsőértékeihez tartozó periódusidő vizsgálatának itt nincs szerepe. Az eredményeket elsősorban az IP hatás kimutathatósága, valamint a diszperziómentes esettel ekvivalens hatások megítélése szempontjából vizsgáljuk.

A diszperziós hatás viszonyításához ebben az esetben is a $\rho_2 = \rho_{HF} = \rho_{DC}(1-m_2)$ fajlagos ellenállású diszperziómentes réteget tartalmazó modell szolgált referenciaként. A referenciamodellnek a megfelelő paraméterekkel számított válaszgörbéi mindegyik ábrán megtalálhatók. A 6A. és 6B. ábra, $m_2 = 0,75$ és $c = 1$ paraméterekkel, az időtényező kétféle értéke ($\tau = 0,5$ és $\tau = 5$) mellett mutatja a magnetotellurikus fázis-, illetve a látszólagos fajlagos ellenállás-görbéket. A 6C. és 6D. ábrán a frekvencia kitevő kétféle értékére ($c = 0,5$ és $c = 1$) láthatók a válaszgörbék, $m_2 = 0,5$ és $\tau = 5$ paraméterekkel.

A diszperziós zóna, valamint a diszperziómentes referenciaréteg hatásának magnitúdóját a 3. táblázatban közölt adatok jellemzik. A táblázatban a fajlagosellenállás-görbék szélsőértékei az ágyazó közeg fajlagos ellenállásához viszonyított %-os eltérésként vannak megadva. A fázisgörbék szélsőértékei a homogén féltér 135° fázis értékéhez viszonyított kitérést jelentik.

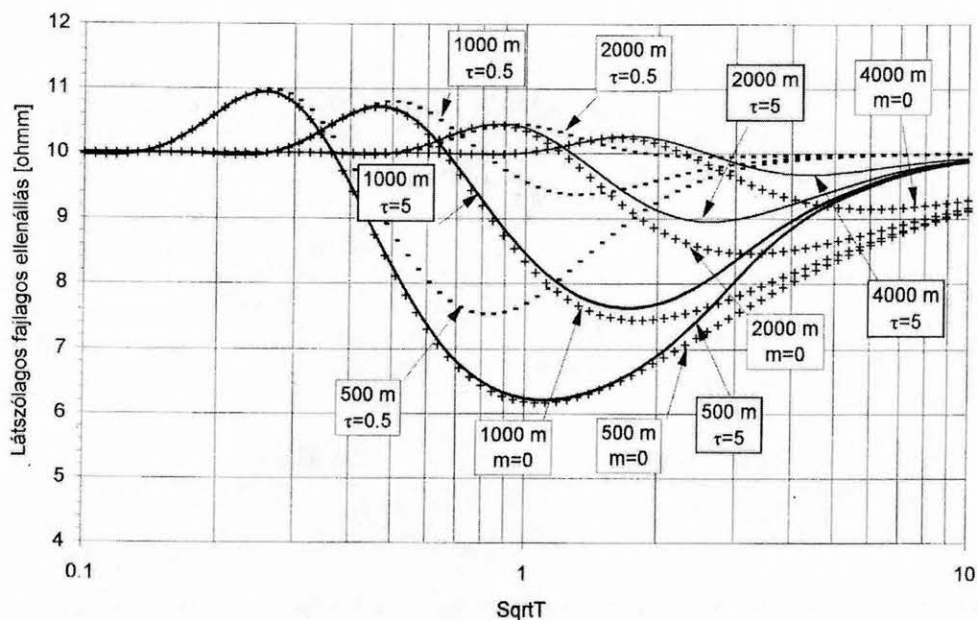
A diszperziós modellek fajlagosellenállás- és fázisgörbéin az IP hatás a diszperziós zóna települési mélységének megfelelő periódusoknál kezdődik és a $\tau_2 = 5$, $c = 1$ paraméterű görbék a szélsőértékig tartó szakaszukon gyakorlatilag ekvivalensek a diszperziómentes modell válaszával. A diszperziós fajlagosellenállás-görbék a szélsőértéket követő szakaszukon, az IP hatás csökkenése miatt, egyre növekvő eltérést mutatnak a diszperziómentes eset válaszához képest. A diszperziós fázisgörbéken viszont, a szélsőértéket követő hosszú periódusoknál, a mélységnek egy határon túl való növekedésével csökkenni kezd az eltérés a diszperziómentes modell válaszával.

A $\tau_2 = 0,5$ vagy a $c = 0,5$ paraméterű görbék kezdő szakaszán, az IP hatás csökkenése következtében, már nem áll fenn az ekvivalencia és a mélység növekedésével jelentősen növekszik az eltérés a diszperziómentes modell görbéitől, elsősorban a diszperziós hatás gyors csökkenése miatt.



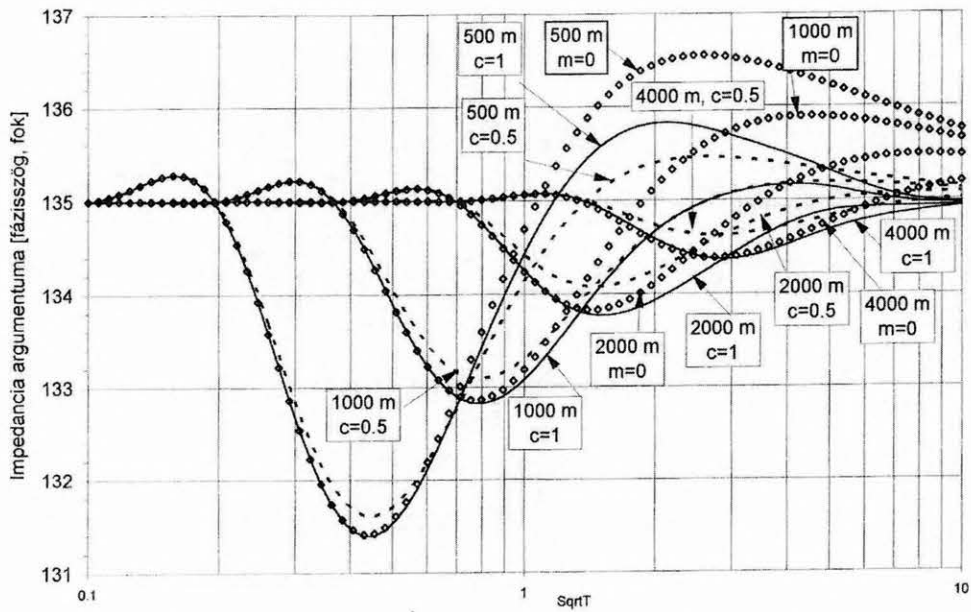
6A. ábra. 2. sz. modellváltozat: Homogén féltérben ($R=10$ ohmm) lévő, változó mélységben beágyazott, konstans vastagságú ($h_2=250$ m) diszperziós zóna, illetve diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fázisgörbéi. Modellparaméterek: A mélység h_1 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,75$, $c_2=1$, τ_2 a görbék változó paramétere, $\rho_2=2,5$ ohmm

Fig. 6A. 2nd version: MT phase responses of a dispersive zone of $h_2=250$ m thickness and that of a non-dispersive layer of $\rho_2=2,5$ ohmm resistivity, with the same thickness, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity with variable depth. Model parameters: Depth h_1 [m] is the variable parameter of the curves; IP spectral parameters: $m_2=0.75$, $c_2=1$, τ_2 is the variable parameter of the phase curves



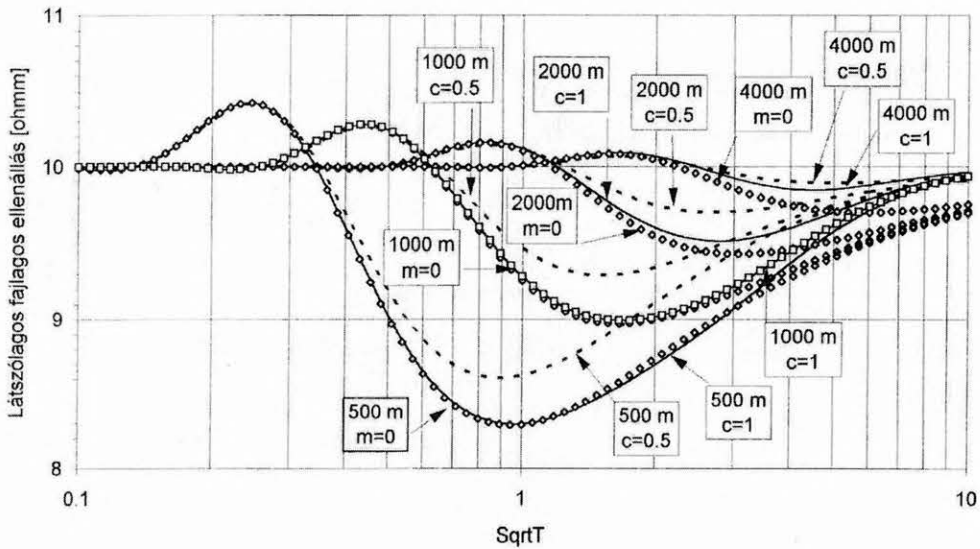
6B. ábra. 2. sz. modellváltozat: Homogén féltérben ($R=10$ ohmm) lévő, változó mélységben beágyazott, konstans vastagságú ($h_2=250$ m) diszperziós zóna, illetve diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fajlagosellenállás-görbéi. Modell paraméterek: Mélység h_1 [m] a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paramétere: $m_2=0,75$, $c_2=1$, τ_2 a görbék változó paramétere, $\rho_2=2,5$ ohmm

Fig. 6B. 2nd version: MT apparent resistivity responses of a dispersive zone of $h_2=250$ m thickness and those of a non-dispersive ($m=0$) layer of $\rho_2=2.5$ ohmm resistivity, with the same thickness, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity, with variable depth. Model parameters: Depth h_1 [m] is the variable parameter of the curves; IP spectral parameters: $m_2=0.75$, $c_2=1$, τ_2 is the variable parameter of the apparent resistivity curves



6C. ábra. 2. sz. modellváltozat: Homogén féltérben ($R=10$ ohmm) lévő, változó mélységben beágyazott, konstans vastagságú ($h_2=250$ m) diszperziós zóna, illetve diszperziómentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fázisgörbéi. Modellparaméterek: Mélység (h_1) a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paraméterei: $m_2=0,5$, $\tau_2=5$, c_2 a görbék változó paramétere, $\rho_2=5$ ohmm

Fig. 6C. 2nd version: MT phase responses of a dispersive zone of $h_2=250$ m thickness and those of a non-dispersive layer of $\rho_2=5$ ohmm resistivity, with the same thickness, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity, with variable depth. Model parameters: Depth h_1 [m] is the variable parameter of the curves; IP spectral parameters: $m_2=0.5$, $\tau_2=5$, c_2 is the variable parameter of the phase curves



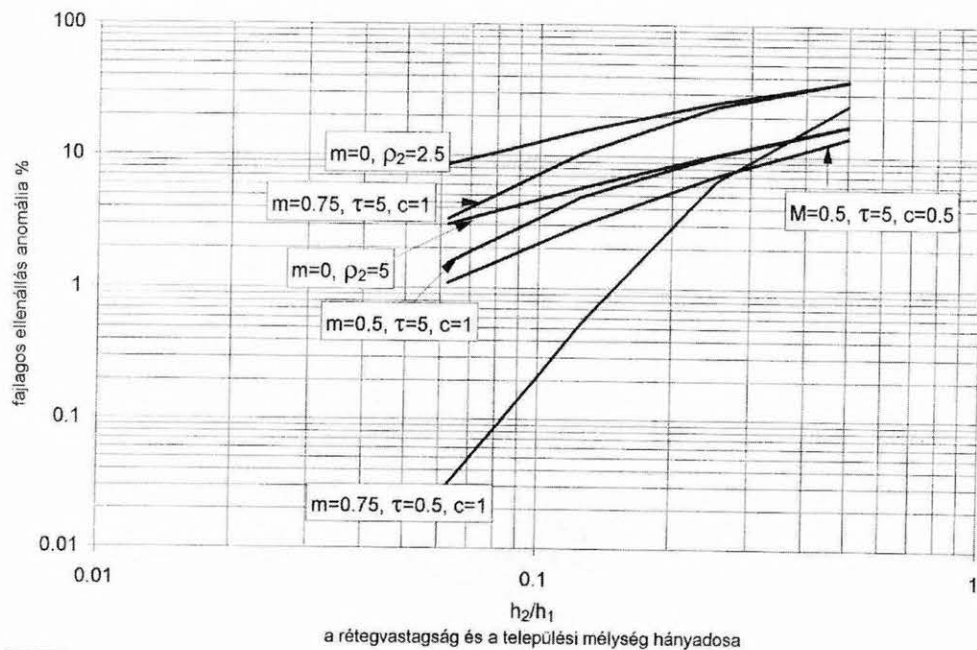
6D. ábra. 2. sz. modellváltozat: Homogén féltérben ($R=10$ ohmm) lévő, változó mélységben beágyazott, konstans vastagságú ($h_2=250$ m) diszperziós zóna, illetve diszperzió-mentes réteg ($m=0$) magnetotellurikus fajlagos ellenállás görbéi. Modellparaméterek: Mélység h_1 a görbék változó paramétere; A diszperziós zóna IP paraméterei: $m_2=0,5$, $\tau_2=5$, c_2 a görbék változó paramétere, $\rho_2=5$ ohmm

Fig. 6D. 2nd version: MT apparent resistivity responses of a dispersive zone of $h_2=250$ m thickness and those of a non-dispersive ($m=0$) layer of $\rho_2=5$ ohmm resistivity, with the same thickness, both are embedded in a homogeneous non-dispersive half-space of 10 ohmm resistivity, with variable depth. Model parameters: Depth h_1 [m] is the variable parameter of the apparent resistivity curves; IP spectral parameters: $m_2=0.5$, $\tau_2=5$, c_2 is the variable parameter of the apparent resistivity curves

Modellparaméterek							
$h_2 = 250$ m		$m_2=0,75$		$m_2=0,5$		$m_2=0$	
$h_1 =$ változó mélység		$\rho_{2DC}=10$ ohmm				Diszperziómentes réteg	
		$c_2=1$		$\tau_2=5$			
		τ_2		c_2		ρ_2 [ohmm]	
		0,5	5	0,5	1	2,5	5
h_1 [m]	h_2/h_1	A látszólagos fajlagosellenállás-görbék szélsőértékei az ágyazó közeg 10 ohmm fajlagos ellenállásának %-ában					
500	0,5	24,67	37,85	13,91	17,06	37,48	17,12
1000	0,25	6,37	23,71	7,07	10,07	25,58	10,27
2000	0,125	0,54	10,48	3,00	4,88	15,38	5,71
4000	0,0625	0,03	3,31	1,09	1,55	8,56	3,02
h_1 [m]	h_2/h_1	A homogén féltér 135° fázisértéke és a fázisgörbék szélsőértéke közötti különbség ($135-\Phi_{ext}$) [fok]					
500	0,5	9,4	8,9	3,4	3,6	17,6	3,6
1000	0,25	5,2	5,9	1,9	2,2	5,7	2,1
2000	0,125	1,4	3,5	0,9	1,2	3,3	1,2
4000	0,0625	0,2	1,5	0,4	0,6	1,8	0,6

3. táblázat. Az IP hatás magnitúdói a 2. sz. modellváltozatra számított MT görbékben

Table 3. Calculated magnitudes of IP effect in the MT resistivity and phase responses of the 2nd model version



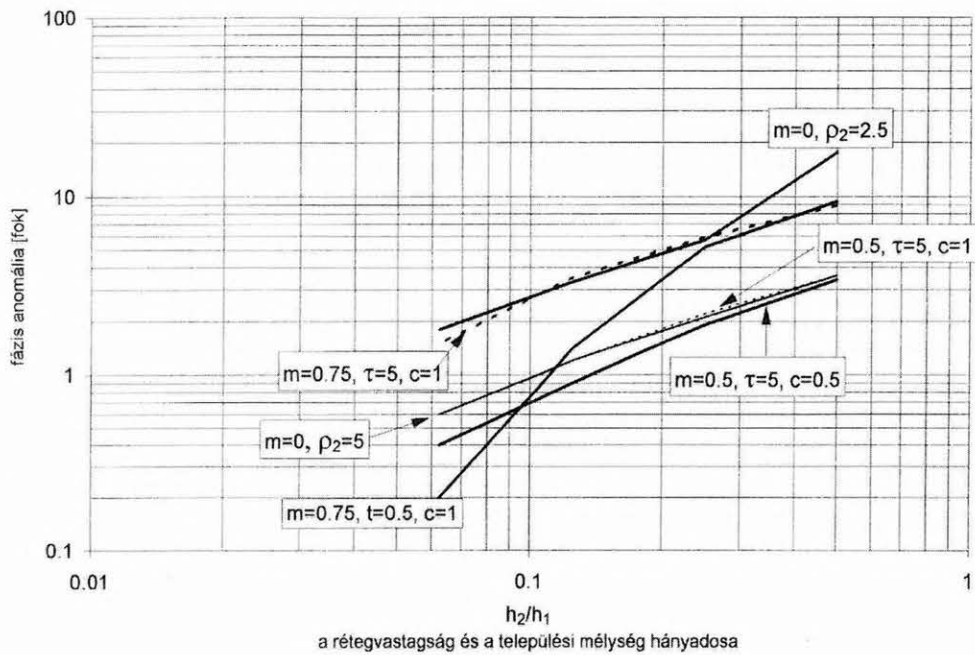
6E. ábra. 10 ohmm fajlagos ellenállású féltérbe ágyazott, $h_2=250$ m vastagságú diszperziós zóna, illetve diszperziómentes réteg hatása a fajlagos ellenállásra, a modellparaméterek és a relatív települési mélység h_2/h_1 függvényében

Fig. 6E. Function diagrams of the resistivity anomaly (expressed in per cent) caused by a dispersive zone of 250 m thickness, embedded in a homogeneous half space, and those of a non-dispersive layer ($m=0$) of the same thickness, against h_2/h_1 the relative depth, with variable IP parameters. Model and IP parameters are the variables of the curves

Az IP hatás csökkenését a 3. táblázat adataiból szerkesztett 6E. és 6F. ábra szemlélteti. A diszperziós zóna és a referenciamodell maximális hatásainak összehasonlítására a 4. táblázat adatai adnak lehetőséget.

Az IP hatás mélység szerinti változásáról a $\tau_2 = 5$ paraméterrel számított összes esetben megállapítható, hogy a diszperziós fajlagosellenállás-görbéken az IP hatás magnitúdója köze-

lítőleg egy nagyságrenddel csökken, a mélység nyolcszoros növekedése mellett. A 6E. ábra szerint a legkisebb mélységhez tartozó magnitúdót elsősorban az m , másodsorban a c és a τ paraméterek értéke befolyásolja. Azonban a $\tau_2 = 0,5$ paraméter esetében már 3 nagyságrendet csökkent a fajlagos ellenállásban a hatás magnitúdója és gyakorlatilag már a 2000 m mélységnél sem mutatható ki IP hatás ebben az esetben.



6F. ábra. 10 ohmm fajlagos ellenállású féltérbe ágyazott, $h_2=250$ m vastagságú diszperziós zóna, illetve diszperziómentes rétegnek a fázisban okozott hatása a modellparaméterek és a települési mélység függvényében

Fig. 6F. Function diagrams of the phase anomaly (expressed in degrees) caused by a dispersive zone of 250 m thickness, embedded in a homogeneous half space, and those of a non-dispersive layer ($m=0$) of the same thickness, against h_2/h_1 the relative depth. Model and IP parameters are the variables of the curves

Modellparaméterek					
$h_2 = 250$ m		$m_2=0,75$		$m_2=0,5$	
$h_1 =$ változó mélység		$\rho_{2HF}=2,5$ ohmm		$\rho_{2HF}= 5$ ohmm	
		$c_2=1$		$\tau_2=5$	
		τ_2		c_2	
		0,5	5	0,5	1
h_1 [m]	h_2/h_1	A diszperziós fajlagosellenállás-görbék szélsőértékeinek eltérése a referenciamodell szélsőértékétől %-ban			
500	0,5	-17,0	+0,6	-3,7	-0,1
1000	0,25	-20,5	-2,5	-3,4	-0,2
2000	0,125	-14,9	-5,5	-2,8	-0,9
4000	0,0625	-8,5	-5,4	-2,0	-1,5
h_1 [m]	h_2/h_1	A fázisgörbék és a referenciamodell szélsőértékei közötti különbség ($\Phi_{m_0}-\Phi_p$) [fok]			
500	0,5	-8,2	-8,7	-0,2	0,0
1000	0,25	-0,4	+0,2	-0,2	0,0
2000	0,125	-1,9	+0,2	-0,3	+0,1
4000	0,0625	-1,6	-0,3	-0,2	0,0

4. táblázat. A diszperziós zóna és a diszperziómentes réteg hatásának eltérései

Table 4. Deviations between the magnitudes of the effects of a dispersive-zone and a non-dispersive layer

A fázisgörbék $\tau_2 = 5$ paraméterre vonatkozó eseteiben, az IP hatás magnitúdójának mélység szerinti változása gyakorlatilag a diszperziómentes modellnek felel meg. A $c = 1$ paraméterrel modellezett nyolcszoros mélységváltozásnál a magnitúdó csökkenése a fázisban csak kb. Hatszoros, $c = 0,5$ paraméterrel kb. nyolcszoros. A $\tau_2 = 0,5$ esetre viszont már fázisban is elér másfél nagyságrendet a csök-

kenés. A 6F. Ábra szerint, az $m_2 = 0,75$, $\tau_2 = 5$ esetben, megfelelő korszerű módszertan alkalmazásával még a számított legnagyobb mélységnél (4000 m) is mérhető lenne a fázisban az IP hatás. Azonban a diszperzió mértékének csökkenésével, az ábrán bemutatott összes többi esetben, kb 3000 m mélységnél már 1° alá csökken a fázisban az IP hatás magnitúdója.

5. Tapasztalati modellek vizsgálata

5.1. A valós környezetre vonatkozó megfontolások

Az előzőekben végzett számításoknál a diszperziós zóna egyenáramú fajlagos ellenállása megegyezett az ágyazó feltér fajlagos ellenállásával. A többrétegű, valós földtani modellek esetében a frekvencia-diszperziós tulajdonságot hordozó képződmény fajlagos ellenállása nyilvánvalóan eltér az ágyazó összetétel fajlagos ellenállásának értékétől.

A szerzőnek a hazai szénhidrogén-kutatásban szerzett tapasztalatai szerint a produktív fúrásokban a szénhidrogéntároló feletti kőzetösszetétel átlagos elektromos fajlagos ellenállása számos esetben mutat észlelhető, vagy szignifikánsan nagy csökkenést, a telep határán kívül mélyült, de azonos formációkat harántolt fúrásban mért adatokhoz viszonyítva, az elektromos lyukszelvényekből számított, kumulált vezetési adatok alapján [NAGY 1997].

Bizonyos esetekben a fajlagos ellenállás csökkenése a szénhidrogén-tárolóhoz vagy közvetlenül a tároló felett elhelyezkedő rétegösszlettel kapcsolódott, de sekélyebb mélységben feltárt földgáz-előfordulásra a teljes pannonkorú fedő összetétel fajlagos ellenállásának jelentős, 45–58%-os csökkenése is kimutatható volt. Egyes hazai kőolaj-előfordulásoknál a tárolóban, vagy a fedőmárgákban jellemző piritisedés tapasztalható a kútvizsgálatok adatai szerint. Ilyen előfordulásokon végzett nagyszámú EM frekvenciaszondázás, illetve kisebb számban végzett magnetotellurikus mérés tapasztalatai szerint a síkhullámú frekvenciatartományban mért impedancia fázis adatok minden esetben kimutatható anomáliákkal jelezték a reaktáns (kapacitív) vezetés növekedését a meddő környezethez viszonyítva, amit a jelen ismeretek birtokában az IP hatás megjelenésével értelmezhetünk.

Ezek szerint az IP hatásokat okozó szulfidos, vagy grafitos képződmények előfordulása vagy koncentrációjuk megnövekedése, továbbá a tektonizált kőzetösszetétel hézagterefogatát kitöltő mineralizált, nagy hőmérsékletű fluidumok jelenléte — az irodalmi közlések [WRIGHT et al. 1985] is figyelembe véve — együtt járhat a diszperziós közeg egyenáramú fajlagos ellenállásának csökkenésével. STOYER [1976] megállapításai szerint ilyen esetekben a diszperziós modell elektromos vezetése minden esetben nagyobb, mint a diszperziómentesé. Ennek következményeként a magnetotellurikus görbékben megjelenő IP hatások esetenként nagyobbak is lehetnek, mint az előző modelleken vizsgált példákban voltak.

Mindezekből logikusan következik annak a kérdésnek a felvetése, hogy milyen módon változhat meg egy diszperziómentes megoldással invertált eredmény, ha a körülmények ismeretében indokolt a diszperziós hatás figyelembevétele az értelmezésben. Ez a kérdés visszavezet az előzőekben már érintett ekvivalencia problémához.

Mielőtt ennek részletezésébe bocsátkoznánk, ki kell térnünk a diszperziós paramétereknek a valós földtani viszonyok között várható értékeire.

5.2. A frekvencia-diszperziós paraméterek tapasztalati értékei

A frekvencia-diszperziós paraméterek értékeiről, bizonyos elvi megállapításokon kívül, laboratóriumi és „in situ” mérési eredmények inverziójából kapott adatok ismertek,

azonban általános értelemben még nem teljesen tisztázott, hogy az egyes paraméterek milyen petrofizikai sajátságot takarnak [PARASNIS 1973, PELTON et al. 1978, PELTON et al. 1984, NABIGHIAN 1993, DANKHÁZI 1995, TURAI, DOBRÓKA 2001].

A dolgozat szempontjából a szénhidrogén-előfordulásokhoz kapcsolódó pirités képződmények IP hatásai érdekesek elsősorban. Piritet tartalmazó mesterséges kőzetekkel⁴ végzett laboratóriumi vizsgálatok alapján, a pirittartalom térfogatszázaléka és a szemcsenagyság függvényében, sikerült empirikus összefüggéseket meghatározni a tölthetőség (m) és az időtényező (τ) változására [PELTON et al. 1978, 1984]. Eszerint, adott szemcsenagyság mellett, a szulfidkoncentráció növekedésével együtt növekszik mind az m , mind a τ értéke. Ezzel szemben, adott szulfidkoncentráció esetében, a szemcsenagyság növekedésével együtt növekszik a τ értéke, viszont kismértékben csökken a tölthetőség értéke. A 0,1–100 mm szemcsenagyság és a 0,5–5,0 térfogatszázalék szulfidkoncentrációnak megfelelő tartományban a tölthetőség értéke közelítőleg 0,025–0,25 között, az időtényező 10^{-5} –200 között változott. Na-gyobb, 10–50% közötti koncentrációnál m értéke kis szemcsenagyság mellett közelítőleg 0,6–1,0, nagy szemcsenagyságnál 0,4–0,7 között, a τ értéke ennek megfelelően 10^{-4} – 10^{-3} , illetve 500–5000 közötti értéktartományban változott. Különböző típusú érces és grafitos előfordulásokon végzett „in situ” IP mérési eredmények a tölthetőségi tényezőre hasonlóan magasabb (0,69 < m < 0,9), az időtényezőre tágabb (10^{-5} – 10^4) határok között változó értékekre vezettek.

Újabb publikált tapasztalati adatok [TURAI, DOBRÓKA 2001] a τ időtényező értékeire elkülöníthető tartományokat adtak meg az elektromos polarizáció típusa szerint is.

NABIGHIAN [1993] szerint az agyagtartalmú homokokra vonatkozó paraméterek: $m = 0$ –0,1, ami függ az agyagtartalomtól, $\tau = 10^{-5}$ –10 a szemcsenagyságtól függően, és $c = 0,1$ –0,5 a szemcsenagyság eloszlásától függően. Homogén szemcsenagyságnál $c = 0,5$ az ideális érték, ha tisztán diffúziós a töltésvándorlás, de a szemcsenagyság-eloszlás a frekvenciafüggés tartományát széthúzza és csökkenti a frekvenciafüggés mértékét is. Hasonló modell használható az ércsványokat tartalmazó kőzetekre is. Itt laboratóriumi mérések alapján [MADDEN, CANTWELL 1967, PELTON et al. 1978] a $c = 0,5$ elméleti érték helyett a 0,1–0,6 közötti tartomány a jellemző, a szemcsenagyság eloszlásától függően. Nagyobb frekvenciákon ($f > 1000$ Hz), illetve ha a fém/oldat határfelületnél a vezetésben az elektromos ket-tősréteg kapacitása dominál, a frekvenciafüggés közelítőleg $1/f$ szerinti [WARD 1987] Tisztán kapacitív esetre $c = 1$. Ugyancsak WARD utalásai szerint, a kis frekvenciákon, amikor az ionmozgásra már az ún. Warburg-impedancia van domináns hatással, c értéke 0 is lehet.

DANKHÁZI [1995] szerint a víztartalmú porózus tárolókban fellépő IP folyamatok tárgyalásánál az általa bevezetett új közetfizikai paraméterekkel felírva a Cole-Cole relaxációs modellt, a frekvenciakitevő értéke $c=1$.

⁴ Kvarchomokból, cementből és változó térfogatszázalékban, különböző szemcsenagyságú piritből álló mesterséges „kőzet” [GRISSEMAN 1971].

5.3. A diszperziós és diszperziómentes feltétellel végzett értelmezés eredményeinek összehasonlítása

Vizsgáljuk meg az 5.1. fejezetben leírt szénhidrogén-előfordulásokra jellemző egyik modell típus esetét, a szerző és munkatársai által korábban ismertetett adatok felhasználásával. A szóban forgó esetben a mezozoós aljzat felszínén települő, repedezett és piritisedett alsó-pannóniai korú márga kőolajtároló. A lyukszelvényezési adatok szerint a földtani rétegsor mind a produktív, mind a közeli meddő fúrásnál 4 réteges geoelektromos makromodellnek felel meg. A produktív fúrásnál az aljzatra települő kb. 250 m vastag 2,17 ohmm átlagos fajlagos ellenállású 3. rétegen belül a lyukszelvényezés vékony, kisebb fajlagos ellenállású (kb. 1,1–1,6 ohmm) betelepdedéseket is jelzett.

A produktív és meddő esetre jellemző geoelektromos

modellek, valamint a produktív fúrásnál végzett CSAMT (Controlled Source Audio-Magnetotellurics — horizontális elektromos tápdipól terével mért elektromágneses frekvenciaszondázás) mérések eredményeként korábban meghatározott, diszperziómentes geoelektromos modell adatait az 5. táblázat tartalmazza [NAGY et al. 1995]. Visszaulva a GASPERIKOVA, MORRISON [2001] által tett megállapításokra, amelyekről az 1.2. fejezetben történt említés, megjegyzésre érdemes, hogy az itt felhasznált CSAMT adatok mérése, a lokális szerkezeti viszonyok ismeretében, TM módusnak megfelelő elrendezésben történt. Említésre érdemes továbbá, hogy a CSAMT mérés fázis adataiból szintén diszperziómentes feltevéssel invertált eredmények rosszabbul illeszkedtek a fúrás mélységadataihoz, mint a fajlagos ellenállás adatok alapján kapott, és az 5. táblázatban közölt eredmények.

Meddő A fúrás geoelektromos modellje lyukszelvény adatokból			Produktív B fúrás geoelektromos modellje lyukszelvény adatokból			A B fúráson mért TM módusú CSAMT inverziójának eredménye		
Mélység $H[m]$	Vastagság $h[m]$	Fajl. ell. [ohmm]	Mélység $H[m]$	Vastagság $h[m]$	Fajl. ell. [ohmm]	Mélység $H[m]$	Vastagság $h[m]$	Fajl. ell. [ohmm]
490	490	9,79	344	344	14,43	400	400	8,9
1400	910	4,34	1400	1056	4,62	1325	925	2,24
1660	260	2,55	1656	256	2,17	1538	213	0,86
	aljzat	> 80					aljzat	194

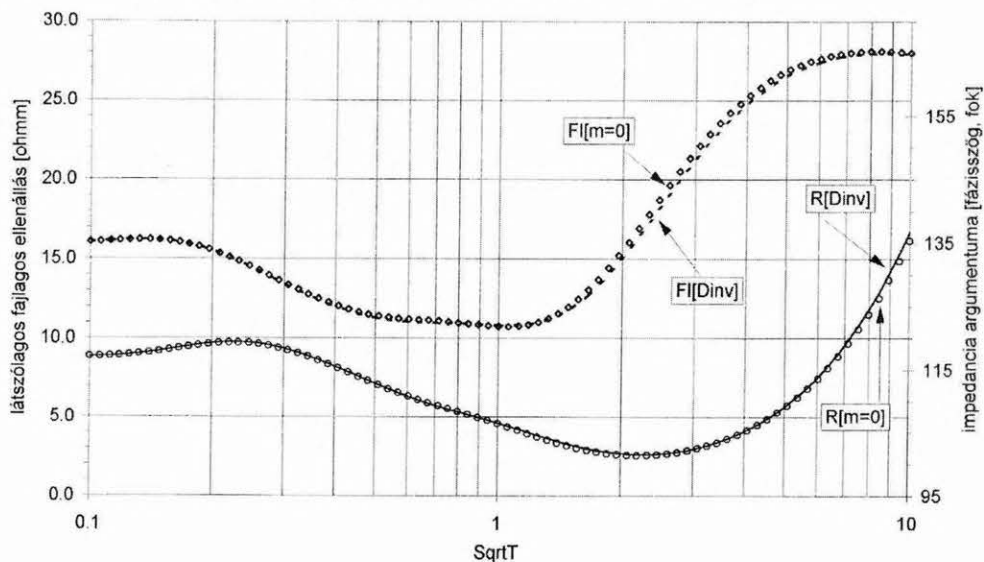
5. táblázat. Meddő és produktív (olajtermelő) fúrás geoelektromos modelljei

Table 5. Comparable geoelectric models in the case of neighbouring dry (A) and oil-producing (B) wells on the basis of well-logging data, and inverted results of CSAMT data acquired at the oil producing well

A CSAMT inverzió diszperziómentes adataiból kiindulva megvizsgáltuk az annak megfelelő 4 réteges, diszperziómentes MT válaszfüggvények és egy ezzel ekvivalens, diszperziós MT modell megközelítésének lehetőségét. Az invertált diszperziós MT válasz meghatározásánál a 2. és 3. réteg egyenáramú fajlagos ellenállásának kiinduló adataként a produktív fúrásra vonatkozó lyukszelvény

adatokat használtuk, ugyanakkor az 1. réteget és az aljzatot illetően elfogadtuk a CSAMT inverzió eredményeit.

A diszperziómentes CSAMT modell MT válaszgörbéi, illetve az ezt közelítő 4 réteges diszperziós MT modell fajlagosellenállás- és fázisgörbéi a 7. ábrán láthatók. Az ekvivalensnek tekintett diszperziós modell paramétereit a 6. táblázat tartalmazza.



7. ábra. Produktív fúrásnál mért CSAMT adatok diszperziómentes inverziójából kapott 4 réteges modell MT válaszai ($m=0$) és az ekvivalens, frekvencia-diszperziós 4 réteges modell MT fajlagosellenállás- $R(Dinv)$ és fázisgörbéi $FI(Dinv)$

Fig. 7. MT apparent resistivity $[R]$ and phase $[FI]$ response curves of a four-layer non-dispersive model ($m=0$), which has been inverted primarily from CSAMT data acquired at an oil producing well, and those of a four layer dispersive model $R(Dinv)$ and $FI(Dinv)$, which are considered equivalent to the previous one

Mélység	Vastagság	Fajlagos ellenállás	Közelítő diszperziós paraméterek a közvetett MT inverzió alapján			
H [m]	h [m]	R_{DC} [ohmm]	m	τ	c	R_{HF} [ohmm]
400	400	8,9	0	diszperziómentes réteg		
1475	1075	3,3	0,6	2	0,065	1,32
1632	157	1	0,45	0,35	0,1	0,55
	aljzat	194	0	diszperziómentes aljzat		

6. táblázat. A produktív B fúrásnak a CSAMT diszperziómentes inverziós modelljével ekvivalens diszperziós magnetotellurikus modellje

Table 6. Parameters of a four-layer dispersive model considered equivalent to the MT response of the non-dispersive model, which has been inverted from the CSAMT data acquired at the oil producing well B

A 7. ábra szerint a diszperziós algoritmussal számított válaszgörbék viszonylag jól illeszkednek a diszperziómentes modell magnetotellurikus görbéihez. A diszperziós fajlagosellenállás- és fázisgörbének a nagyobb ellenállású aljzatra vonatkozó szakaszán az illeszkedés további javítása is lehetséges lenne, ha a CSAMT inverzióból az aljzatra kapott fajlagos ellenállást is csökkentjük, azonban a kapott eredmény így is megfelelt a gyakorlati célkitűzésnek. Az aljzatszél mélységét és a második réteg vastagságát illetően megállapítható, hogy a diszperziós modell alkalmazásával kapott eredmény közelebb esik a valós fúrás adathoz, mint a CSAMT inverziónak a kiindulásul szolgáló modellje, ami a diszperziós feltevessel végzett értelmezés célszerűségét igazolja.

Ebből jelenleg azt a következtetést érdemes csak levonnunk, hogy létezik az ekvivalens diszperziós megoldás lehetősége. Megállapítható továbbá az, hogy a bemutatott esetben reális eredményre vezetett a diszperziós modell alkalmazása, amit az ismert szénhidrogén-földtani körülmények indokoltak. A vastag második rétegre, illetve a pirités márga összletnek megfelelő, kis egyenáramú fajlagos ellenállású 3. rétegre vonatkozó diszperziós vezetési adatok összhangban vannak a szénhidrogén-előfordulások felett várható IP anomáliákkal, a telepek környezetére vonatkozó migrációs modell elveinek [SCHUMACHER, ABRAMS 1996], valamint a publikált tapasztalatoknak [STERNBERG 1991] megfelelően.

Hasonló aktuális kérdésnek tekinthető, hogy a dunántúli elektromos vezetőképesség-anomáliára legújabbán közölt, ugyancsak 4 réteges magnetotellurikus modell [ÁDÁM, TÁTRAI 2002] milyen ekvivalens diszperziós modellel közelíthető meg. A diszperziós megközelítés vizsgálatát az indokolja, hogy ÁDÁM értelmezése szerint a medencealjzat mélyebb tartományához kapcsolódó jólvezető formáció feltehetően grafitos képződményként értelmezhető. Az említett publikáció 6B. ábrájáról felhasználva a diszperziómentes modell közelítő adatait, a diszperziós modellel történt közelítés eredményei a 8. ábrán láthatók, illetve a 7. táblázatban található meg.

Az ekvivalens modell illesztésénél a frekvencia-diszperziós feltevés csak a 3. rétegre vonatkozott. A kapott eredmény nincs ellentmondásban azzal, hogy a kis ellenállású réteg grafitos képződményt jelent, de önmagában nem jelenti még ennek a bizonyítékát. A diszperziós modellnek közvetlenül a terepi adatokhoz történő illesztése csak kisebb szórású fázisadatok birtokában adhatna alapot egy további elemzéshez, figyelembe véve a 4. fejezetben közölt

eredményeket és az azokból levont következtetéseket is. Ez meghaladná a jelen dolgozat célkitűzéseit, amelyek az esetleg kapcsolatban csak az ekvivalencia lehetőségének bemutatására szorítkoznak.

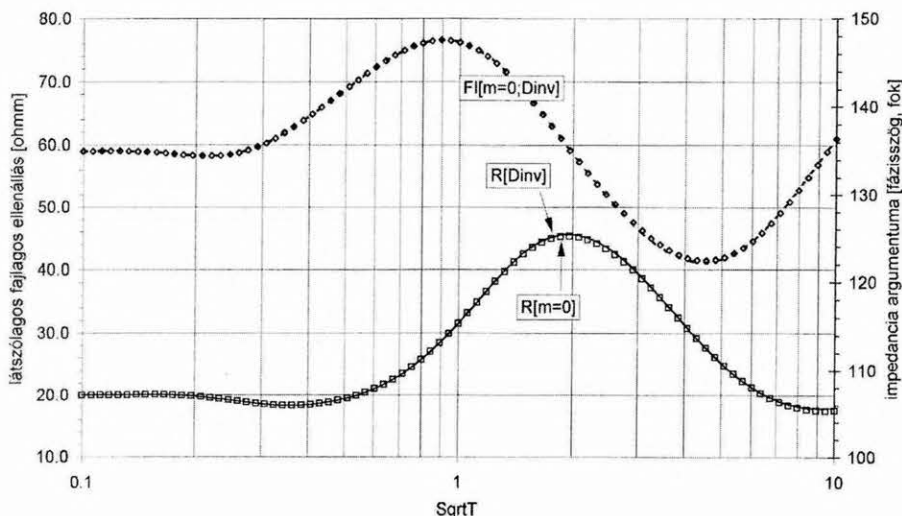
Az előző két példa alátámasztani látszik PATELLA [1987] azon állítását, hogy valamilyen külső, releváns információ nélkül, önmagában egy magnetotellurikus szondázás adataiból nem lehet eldönteni, hogy diszperziós, vagy diszperziómentes esetet képvisel-e? A következő fejezetben kiterünk a frekvencia-diszperziós hatások valószínűsítésének, illetve felismerésének lehetőségeire a gyakorlat szempontjából.

5.4. Az IP hatások felismerésének lehetőségei a magnetotellurikus mérések adataiban

A hagyományos IP mérések irodalmában közölt tapasztalatokból régóta ismert, hogy a kiterjedt, vonalas és elektromosan leföldelt műtárgyak, mint pl. elektromos távvezetékek, csővezetékek, fémkerítések stb. által okozott, és a mérendő elektromos jeleket zavaró hatások (cultural effects) mint hamis IP anomáliák jelentős mértékben torzíthatják a mérések, főként a fázismérések adatait [NELSON 1977, CARLSON, ZONGE 1996]. Nem az ilyen zavaró hatások elemzése képezi vizsgálódásunk tárgyát, mivel a mérési környezet ismerete és a mérések körültekintő tervezése lehetőséget adhat az ilyen zavarok *a priori* számbavételére és az általuk okozott hatások azonosítására is.

A frekvencia-diszperziós objektumok IP hatásainak felismerése az egyedi MT szondázások adataiban — az előző fejezetek alapján tárgyalt és a példákban bemutatott ekvivalens hatások miatt — csak kivételes esetben, kedvező modellparaméterek mellett várható, *de nem zárható ki*.

Ennek egyik lehetséges esete az, ha egy fúrásnál végzett MT szondázás adatainak a diszperziós algoritmus alkalmazásával végzett inverziója a fúrás és lyukszélvényezési adatok szerinti *releváns mélységadatokhoz* megfelelően illeszkedő modellt eredményez. A szerző és korábbi munkatársainak tapasztalatai szerint frekvencia-diszperziós hatásra engednek következtetni az olyan inverziók eredményei is, amikor a fajlagos ellenállásgörbe inverziójából kapott modelltől kiindulva a fázisgörbén végzett inverzió az előző modelltől jelentősen eltérő eredményre vezet, jellemzően kisebb fajlagos ellenállásokat eredményezve, gyengébb illeszkedéssel a mért adatokhoz.



8. ábra. ÁDÁM [ÁDÁM, TÁTRAI 2002] diszperziómentes ($m=0$) 4 réteges modelljének közelítése frekvencia-diszperziós réteget tartalmazó 4 réteges modellel (Dinrv); R -fajlagosellenállás-, FI -fázisgörbék

Fig. 8. Equivalent MT apparent resistivity [R] and phase [FI] responses of ÁDÁM's four-layer non-dispersive ($m=0$) model [ÁDÁM, TÁTRAI 2002], and [R (Dinrv)], [FI (Dinrv)] those of a four-layer model and containing a dispersive layer

Diszperziómentes modell paraméterei			Diszperziós rétegű ekvivalens modell paraméterei					
Mélység H [m]	Vastagság h [m]	Fajl. ell. [ohmm]	Mélység H [m]	Vastagság h [m]	Fajl. ell. [ohmm]	IP paraméterek		
						m	τ	c
950	950	20	950	950	20	diszperziómentes		
6000	5050	80	6050	5100	80	diszperziómentes		
15000	9500	10	14200	9100	14	0,5675	34	0,05
		100			100	diszperziómentes		

7. táblázat. A DVA 4 réteges diszperziómentes MT modellje [ÁDÁM, TÁTRAI 2002] és diszperziós megközelítése

Table 7. ÁDÁM's four-layer non-dispersive model [ÁDÁM, TÁTRAI 2002], and an equivalent four-layer model containing dispersive layer

Az IP hatások azonosíthatóságához legalább két alapvető követelménynek kell a mért adatokkal szemben is teljesülnie, függetlenül a diszperziós objektum tulajdonságaitól. Ez a két követelmény MORRISON, GASPERIKOVA [2001] tanulmánya szerint: 1. a megbízható pontosság a fázisadatok mérésében, 2. a fajlagosellenállás- és fázisadatok megkülönböztethetősége a TE és TM térpolarizációs módusok szerint. Az IP hatások reális azonosítása csak a TM módusú információk alapján lehetséges, mivel a TE módusban a mérési hely közvetlen környezetére jellemző információkra a távolabbi környezet háttér hatásai is szuperponálódnak.

A dolgozat szerzőjének véleménye teljesen megegyezik MORRISON és GASPERIKOVA fenti megállapításaival, a hazai kutatásban már korábban bevezetett hasonló mérési és kiértékelési módszer tapasztalatai alapján. A hazai kőolajipari geofizika magnetotellurikus méréseinél 1985-től kezdve alkalmazott korszerű, ún. távoli referenciás zajelnyomó MT mérési technika általában biztosítani tudta a megfelelő pontosságú fázismérést [NAGY 2002]. A vertikális mágneses térösszetevő rendszeres méréséből meghatározható információk pedig lehetővé tették a TE és TM módusú adatok szétválasztását és a térpolarizációs módusok szerint elkülönített ún. „MT attribútum-szelvények” szerkesztését, mind a fajlagos ellenállástól, mind a fázistól függő információk alapján. A magnetotellu-

rikus fázistól függő attribútum-szelvényeken megjelenő, horizontális és vertikális irányban lehatárolt, lokális vezetés-növekedési (reaktáns) anomáliák a frekvencia-diszperziós IP hatások *a priori* indikációinak tekinthetők, amit fúrások adataival ellenőrzött hazai példák is igazolnak [NAGY 1996].

Szénhidrogén-előfordulási térségekben a produktív és meddő fúrásokon áthaladó MT mérési szelvények „komparatív” adatai alapján a fázis-attribútum szelvényeken azonosítható az ilyen reaktáns vezetési anomáliák kapcsolódása a szénhidrogén-előforduláshoz [NAGY 1997], ami közvetett módon diszperziós jellegüket is valószínűsíti. Kedvező jel/zaj viszonyok esetében a TM módusú szondázási adatsorokból az IP paraméterek is becsülhetők, diszperziós algoritmus felhasználásával.

6. Összefoglalás

A mai ismeretek szerint a magnetotellurikában számolnunk kell a fajlagos ellenállás frekvencia-diszperziójából eredő (IP) hatások rendszeres előfordulásával.

A dolgozat a horizontálisan rétegzett geoelektromos modell magnetotellurikus fajlagos-ellenállás és fázisgörbéinek számítására frekvencia-diszperziós (IP) hatások esetében használható algoritmust közölt, a Cole-Cole-féle

relaxációs képletét alkalmazva a frekvencia-diszperzió leírására.

A diszperziós algoritmussal a teljesség igénye nélkül elvégzett modellszámítások eredményei szerint a magnetotellurikus adatokban a geoelektromos modell és a relaxációs összefüggés paramétereinek értékétől függően jelentős, vagy elhanyagolható IP hatások lehetnek.

A diszperziós és diszperziómentes modelleken megvizsgált és példákön bemutatott ekvivalens hatások alapján az a megállapítás tehető, hogy a frekvencia-diszperziós (IP) hatások felismerése egyedi MT szondázások adataiból csak kivételes esetben, kedvező modellparaméterek mellett várható, *de nem zárható ki*. A diszperziós algoritmus alkalmazása nélkülözhetetlen az IP hatások kimutatásához, ezért célszerű a beépítése az inverzióba.

A gyakorlatban az IP hatások felismerése és kiértékelése csak pontos fázismérési adatok birtokában, a TM módusú fajlagosellenállás- és fázisadatok együttes felhasználásától várható. A szerző kutatási gyakorlatában már korábban is alkalmazott MT attribútumszelvények felhasználható információk forrásainak bizonyultak a diszperziós hatások kimutatásához.

A már elfogadott elméletek szerint a magnetotellurikus adatokban megjelenő IP hatásokat gyakran a szénhidrogének felhalmozódásához és migrációjához kapcsolódó szulfidos képződmények előfordulása okozza. Emiatt a szénhidrogén-kutatás szempontjából is jelentőséggel bír a diszperziós hatások vizsgálata a magnetotellurikus adatokban.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetét fejezi ki TAKÁCS Ernő emeritus professzornak a téma vizsgálatához nyújtott hasznos tanácsaiért, valamint ÁDÁM Antal akadémikusnak a kézirat átolvasásakor tett értékes észrevételeiért.

Külön köszönet illeti SZARKA Lászlót, az MTA GGKI főosztályvezetőjét a munka elkészüléséhez az OTKA T 037694 sz. kutatási téma keretében nyújtott támogatásért.

FÜGGELÉKEK

F.1. függelék

A homogén diszperziós féltér fajlagos ellenállása, síkhullámú bemeneti impedanciája és magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállása

1.1. A frekvencia-diszperziós közeg fajlagos ellenállása

A Cole-Cole-féle relaxációs modellt leíró összefüggés

$$\rho(\omega) = \rho_{DC} \left\{ 1 - m \left[1 - \frac{1}{1 + (j\omega\tau)^c} \right] \right\}, \quad (F1.1)$$

ahol

$\rho(\omega)$ — az aktuális körfrekvenciára vonatkozó, diszperziós komplex fajlagos ellenállás,

ρ_{DC} — a diszperziós közeg egyenáramú fajlagos ellenállása, ami megfelel a nem diszperziós közegek fajlagos ellenállásának,

ρ_{HF} — a diszperziós közeg fajlagos ellenállásának nagyfrekvenciás aszimptotikus értéke,

m — a tölthetőség,

j — a képzetes egység ($j^2 = -1$),

τ — az időállandó,

C — a frekvenciafüggés tényezője.

A diszperziós tulajdonságú közegnek az (F1.1) összefüggéssel megadott komplex fajlagos ellenállását általános formában jelölje

$$\rho_D(\omega) = \text{Re}\rho_D(\omega) + j\text{Im}\rho_D(\omega). \quad (F1.2)$$

A komplex fajlagos ellenállás valós és képzetes részei a továbbiakra vonatkozó, egyszerűsített írásmóddal:

$$\text{Re}\rho_D(\omega) = V(\rho_D), \quad \text{illetve} \quad \text{Im}\rho_D(\omega) = K(\rho_D). \quad (F1.3)$$

Az (F1.1) összefüggést a komplex mennyiségekre vonatkozó műveletek szerint átalakítva és bevezetve az alábbi jelöléseket, a diszperziós közeg komplex fajlagos ellenállásának valós része legyen

$$V(\rho_D) = \rho_1 A(\omega), \quad (F1.4)$$

illetve a képzetes rész

$$K(\rho_D) = \rho_1 B(\omega), \quad (F1.5)$$

és a komplex diszperziós fajlagos ellenállás

$$\rho_D(\omega) = \rho_1 [A(\omega) + jB(\omega)], \quad (F1.6)$$

ahol ρ_1 a diszperziós közeg egyenáramú fajlagos ellenállása. A valós és képzetes rész $A(\omega)$, illetve $B(\omega)$ frekvenciafüggő tényezőinek jelentése pedig

$$A(\omega) = 1 - m \left(1 - \frac{\alpha(\omega)}{\alpha(\omega)^2 + \beta(\omega)^2} \right), \quad (F1.7)$$

$$B(\omega) = -m \frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)^2 + \beta(\omega)^2}$$

illetve

$$\alpha = 1 + (\omega\tau)^c \cos\left(c \frac{\pi}{2}\right) \\ \beta = (\omega\tau)^c \sin\left(c \frac{\pi}{2}\right). \quad (F1.8)$$

Megjegyzendő, hogy az (F1.7) összefüggés szerint a $B(\omega)$ képzetes rész előjele mindig negatív, mivel a képletben szereplő $\alpha(\omega)$, $\beta(\omega)$ és m pozitív értékek. Viszont $A(\omega)$ értéke mindig pozitív, mivel $0 \leq m \leq 1$ és a zárójelben álló tört értéke kisebb, mint 1.

Tekintettel a komplex mennyiség argumentumának definíciójára:

$$\varphi = \text{Arg}\rho_D(\omega) = \arctg \frac{B(\omega)}{A(\omega)}, \quad (F1.9)$$

ebből következik, hogy a diszperziós komplex fajlagos ellenállás argumentumából kapott fázisszögérték

$$0^\circ \geq \varphi \geq -90^\circ.$$

Egy adott frekvencián a diszperziós közeg fajlagos ellenállásának abszolút értéke az előzőekben megadott képletek és jelölések szerint

$$|\rho_D(\omega)| = \sqrt{(V\rho_D)^2 + (K\rho_D)^2} = \rho_1 \sqrt{(A(\omega))^2 + (B(\omega))^2}. \quad (F1.10)$$

1.2. A homogén diszperziós féltér síkhullámú bemeneti impedanciája és magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállása

A bemeneti impedanciára vonatkozó komplex összefüggés:

$$Z_{1D}(\omega) = \frac{\sqrt{10}}{2} \sqrt{\frac{\rho_{1D}(\omega)}{T}} (1-j). \quad (F1.11)$$

Behelyettesítve az (F1.6) összefüggést:

$$Z_{1D}(\omega) = \frac{\sqrt{10}}{2} \sqrt{\frac{\rho_1(A(\omega) + jB(\omega))}{T}} (1-j) \quad (F1.12)$$

Figyelembe véve a gyökjel alatti komplex értékre vonatkozóan a komplex számok hatványozásának szabályait [BRONSTEIN et al. 1999], kapjuk:

$$Z_{1D}(\omega) = \left[\frac{10\rho_1}{4T} \right]^{1/2} \left[\sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)} \right]^{1/2} \cdot \left\{ \left(\cos \frac{\varphi}{2} + \sin \frac{\varphi}{2} \right) + j \left(\sin \frac{\varphi}{2} - \cos \frac{\varphi}{2} \right) \right\}, \quad (F1.13)$$

ahol (F1.9) szerint

$$\varphi = \text{arctg} \frac{B(\omega)}{A(\omega)}.$$

Ebből a homogén fajlagos ellenállású diszperziós féltér $Z_{1D}(\omega)$ bemeneti impedanciájának valós és képzetes része, valamint abszolút értéke és argumentuma:

— a valós rész:

$$V_{(Z_{1D})}(\omega) = \sqrt{\frac{10\rho_1}{4T}} \left\{ \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2} \right\}^{1/2} \left\{ \sin \frac{\varphi}{2} + \cos \frac{\varphi}{2} \right\}, \quad (F1.14)$$

— a képzetes rész:

$$K_{(Z_{1D})}(\omega) = \sqrt{\frac{10\rho_1}{4T}} \left\{ \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2} \right\}^{1/2} \left\{ \sin \frac{\varphi}{2} - \cos \frac{\varphi}{2} \right\}, \quad (F1.15)$$

— az impedancia abszolút értéke:

$$|Z_{1D}(\omega)| = \sqrt{\frac{5\rho_1}{T}} \left\{ \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2} \right\}^{1/2} \quad (F1.16)$$

Az impedancia argumentuma, ami itt a diszperziós féltér felszínén mérhető magnetotellurikus fázis (Φ) szögértékét jelenti, a következő:

$$\Phi = \text{Arg } Z_{1D}(\omega) = \text{arctg} \frac{K_{(Z_{1D})}}{V_{(Z_{1D})}} = \text{arctg} \left\{ \frac{\sin \frac{\varphi}{2} - \cos \frac{\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2} + \cos \frac{\varphi}{2}} \right\}. \quad (F1.17)$$

A diszperziós féltér felszínére vonatkozó magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás a konvencióknak megfelelően

$$\rho_{DMT1} = 0,2T |Z_{1D}(\omega)|^2 = 0,2T \frac{5\rho_1}{T} \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2}. \quad (F1.18)$$

Ebből

$$\rho_{DMT1} = \rho_1 \sqrt{A(\omega)_1^2 + B(\omega)_1^2}. \quad (F1.19)$$

F.2. függelék

A két- és többretegű diszperziós modellek 1-D MT szondázási görbéinek számítása

2.1. Horizontálisan rétegzett modell bemeneti impedanciájának rekurziós képlete diszperziós közegek esetében

Két diszperziós tulajdonságú rétegből álló féltér esetében az egyes rétegek IP paramétereit, az előzők értelmében, rendre jelölje

$m_1, m_2, \tau_1, \tau_2, \rho_1, \rho_2, c_1, c_2$, illetve

$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, A_1(\omega), A_2(\omega), B_1(\omega), B_2(\omega)$,

és a diszperziós közegek komplex fajlagos ellenállásának értékei legyenek

$$\rho_{1D} = V(\rho_{1D}) + jK(\rho_{1D}) \quad \text{és} \quad \rho_{2D} = V(\rho_{2D}) + jK(\rho_{2D}) \quad (F2.1)$$

Jelölje a két közeg egyenáramú fajlagos ellenállásainak hányadosát

$$\mu_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (F2.2)$$

és legyen az (F2.2) fajlagos ellenálláskontraszt komplex megfelelője

$$N_{12D}(\omega) = \frac{\rho_{1D}}{\rho_{2D}} = \frac{\rho_1(A_1(\omega) + jB_1(\omega))}{\rho_2(A_2(\omega) + jB_2(\omega))}. \quad (F2.3)$$

(F2.3) szerint a diszperziós tulajdonságú rétegzett modellben az egyes rétegek fajlagos ellenállása közötti kontraszt is frekvenciafüggő komplex mennyiséget jelent. (F2.3) számlálójába és nevezőjébe beírva (F2.1) megfelelő értékeit és az osztást a komplex számokra vonatkozó szabályok szerint elvégezve, kapjuk

$$N_{12D} = \frac{V(\rho_{1D}) + jK(\rho_{1D})}{V(\rho_{2D}) + jK(\rho_{2D})}. \quad (F2.4)$$

A fajlagos ellenálláskontraszt komplex értékét kifejező törtet valós és képzetes részre elkülönítve felírhatjuk:

$$N_{12D} = V(N_{12D}) + jK(N_{12D}), \quad (F2.5)$$

ahol a komplex fajlagos ellenálláskontraszt valós és képzetes része az (F2.6) összefüggés megfelelő részeit jelenti.

$$N_{12D} = \frac{V(\rho_{1D})V(\rho_{2D}) + K(\rho_{1D})K(\rho_{2D})}{V(\rho_{2D})^2 + K(\rho_{2D})^2} + j \frac{K(\rho_{1D})V(\rho_{2D}) - V(\rho_{1D})K(\rho_{2D})}{V(\rho_{2D})^2 + K(\rho_{2D})^2} \quad (F2.6)$$

A horizontálisan homogén (1-D) kétrétegű modell felszínére vonatkozó bemeneti impedancia frekvencia-diszperziós közegek esetére, BERGYICSEVSKIJ [1968] és PATELLA [1987] nyomán:

$$Z_{2D}(\omega) = -\frac{j\omega}{k_{1D}(\omega)} \text{cth} \left\{ k_{1D}(\omega) h_1 + \text{arctg} \frac{k_{1D}(\omega)}{k_{2D}(\omega)} \right\} \quad (F2.7)$$

ahol $k_{1D}(\omega)$ és $k_{2D}(\omega)$ az 1. és 2. diszperziós közegekre vonat-

kozó komplex hullámszámokat jelöli az (F1.12) és (F1.14) képleteknek megfelelően, h_1 a féltér felszínén lévő réteg vastagsága [km]-ben.

Az (F1.13) szerint

$$Z_{1D}(\omega) = -\frac{j\omega}{k_{1D}(\omega)},$$

amivel az (F2.7) egyenlet mindkét oldalát elosztva a kétréteges diszperziós modell ún. redukált (normált) bemeneti impedanciáját kapjuk eredményül:

$$R_{2D}(\omega) = \frac{Z_{2D}(\omega)}{Z_{1D}(\omega)} = \text{cth} \left\{ k_{1D}(\omega) h_1 + \text{arcth} \frac{k_{1D}(\omega)}{k_{2D}(\omega)} \right\} \quad (\text{F2.8})$$

A hullámszámok (F1.12) szerinti jelentését az (F2.8) egyenletbe helyettesítve kapjuk:

$$R_{2D}(\omega) = \text{cth} \left\{ \frac{2\pi h_1}{\sqrt{10} \rho_{1D} T} (1-j) + \text{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{2D}(\omega)}{\rho_{1D}(\omega)}} \right\} \quad (\text{F2.9})$$

A továbbiakban az egyszerűbb írásmód érdekében eltekintünk a frekvenciafüggőségre utaló (ω) szimbólum rendszeres kiírásától a képletekben és azt csak indokolt esetben alkalmazzuk.

BERGYICSEVSZKI [1968] nyomán az n rétegű féltér felszínén ($z=0$) a $Z(0) = Z_n$ bemeneti impedancia a felszíni réteg talpára vonatkozó $Z(h_1) = Z_{n-1}$ impedancia felhasználásával felírva:

$$Z_{nD} = -\frac{j\omega}{k_{1D}} \text{cth} \left\{ k_{1D} h_1 - \text{arcth} \frac{k_{1D} Z_{(n-1)D}}{j\omega} \right\} \quad (\text{F2.10})$$

Ezen az elven az n rétegű diszperziós féltér egy $(i+1)$ sorszámú rétegre vonatkozó redukált impedancia, amely a rekurziós számítás alapját képezi:

$$R_{(i+1)D} = \text{cth} \left\{ \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10} \rho_{(i+1)D} T} (1-j) + \text{arcth} \left[R_{iD} \sqrt{\frac{\rho_{iD}}{\rho_{(i+1)D}}} \right] \right\} \quad (\text{F2.11})$$

Fontos megjegyezni, hogy a rekurziós képleta gyakorlati alkalmazásánál a rétegek sorszámát jelölő i index alulról felfelé növekszik, eltérően az eddigi tárgyalásnál használt rétegsorszámoktól. Tehát a legfelső réteg kapja az $i = n$ indexet és a rétegsor aljzatának indexe lesz $i = 1$.

Kétréteges esetre a rekurziót indító $R_{1D} = 1$, ugyanolyan ok miatt, mint a nem diszperziós féltér esetében (ui. az első réteg végtelen vastagságú és így a cth értéke 1 lesz). A realizálható rekurziós számításához viszont az (F2.11) egyenletben szét kell választanunk a komplex kifejezésekből összetett $R_{(i+1)D}$ komplex mennyiség valós és képzetes részét. Az (F2.11) egyenlet az ismert

$$\text{cth}(a \pm b) = \frac{1 \pm \text{ctha} \cdot \text{cthb}}{\text{ctha} \pm \text{cthb}}$$

összefüggés alapján a következő alakra hozható:

$$R_{(i+1)D} = \frac{R_{iD} \sqrt{\frac{\rho_{iD}}{\rho_{(i+1)D}}} \text{cth} \left\{ (1-j) \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10T} \rho_{(i+1)D}} \right\} + 1}{R_{iD} \sqrt{\frac{\rho_{iD}}{\rho_{(i+1)D}}} + \text{cth} \left\{ (1-j) \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10T} \rho_{(i+1)D}} \right\}} \quad (\text{F2.12})$$

Legyen a többréteges modell esetében általános jelöléssel

$$R_{iD} = V_{R_{iD}} + jK_{R_{iD}}. \quad (\text{F2.13})$$

Az (F2.12) átalakításánál a cth függvény és a mögötte álló kifejezés, $\text{cth}[(1-j)X_{i+1}]$ formában jelölve, célszerűen a következő alakra hozható [VERŐ 1971]:

$$\begin{aligned} \text{cth}[(1-j)X_{i+1}] &= \frac{e^{4X_{i+1}} - 1 + j2e^{2X_{i+1}} \sin[2X_{i+1}]}{e^{4X_{i+1}} + 1 - 2e^{2X_{i+1}} \cos[2X_{i+1}]} = \\ &= V_{C_{i+1}} + jK_{C_{i+1}} \end{aligned} \quad (\text{F2.14})$$

ahol az

$$X_{i+1} = \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10T} \rho_{(i+1)D}}$$

kifejezés önmagában is komplex mennyiségként kezelendő a nevezőben lévő $\rho_{(i+1)D}$ diszperziós fajlagos ellenállás miatt. Ennek megfelelően, az (F1.8) szerinti jelölésmódot figyelembe véve, felírható

$$X_{i+1} = \frac{2\pi h_{i+1}}{\sqrt{10T} \rho_{(i+1)D} (A_{i+1} + jB_{i+1})} = V_{X_{i+1}} + jK_{X_{i+1}}, \quad (\text{F2.15})$$

illetve, (F1.14) szerint bevezetve a

$$\lambda_{i+1} = \sqrt{10T \rho_{(i+1)D}} \quad (\text{F2.16})$$

jelölést és a nevezőben szereplő komplex gyökvonásra alkalmazva a komplex aritmetika megfelelő szabályait, az (F2.15) valós és képzetes része így írható fel:

$$V_{X_{i+1}} = \frac{2\pi h_{i+1}}{\lambda_{i+1} \left\{ \sqrt{A_{i+1}^2 + B_{i+1}^2} \right\}^{1/2}} \cos \frac{\varphi_{i+1}}{2} \quad (\text{F2.17})$$

és

$$K_{X_{i+1}} = \frac{-2\pi h_{i+1}}{\lambda_{i+1} \left\{ \sqrt{A_{i+1}^2 + B_{i+1}^2} \right\}^{1/2}} \sin \frac{\varphi_{i+1}}{2}, \quad (\text{F2.18})$$

ahol

$$\varphi_{i+1} = \text{arctg} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}. \quad (\text{F2.19})$$

Az (F2.14) összefüggésben szereplő törtfüggvényben minden X_{i+1} szimbólum helyére annak $V_{X_{i+1}} + jK_{X_{i+1}}$ komplex alakját beírva, külön-külön meg kell határoznunk mind az így kapott komplex exponenciális, mind pedig a trigonometrikus komplex mennyiségek valós és képzetes részeit, hogy az (F2.14) összefüggés számszerű értékét meghatározhassuk. Itt vegyük figyelembe, hogy a komplex kitevőjű ($z=x+jy$) exponenciális e^z függvény felírható mint

$$e^z = e^{x+jy} = e^x e^{jy} = e^x (\cos y + jsin y), \quad (\text{F2.20})$$

tehát

$$\begin{aligned} e^{4X_{i+1}} &= e^{4V_{X_{i+1}}} [\cos K_{X_{i+1}} + jsin K_{X_{i+1}}] = \\ &= V_{E_{i+1}} + jK_{E_{i+1}} \end{aligned} \quad (\text{F2.20A})$$

és ehhez hasonlóan

$$e^{2X_{i+1}} = e^{2V_{X_{i+1}}} [\cos K_{X_{i+1}} + jsin K_{X_{i+1}}] \quad (\text{F2.20B})$$

Legyen

$$2e^{2X_{i+1}} \sin 2X_{i+1} = W1_{i+1} = V_{W1_{i+1}} + jV_{W1_{i+1}} \quad (\text{F2.21})$$

és ennek megfelelően

$$2e^{2X_{i+1}} \cos 2X_{i+1} = W2_{i+1} = V_{W2_{i+1}} + jK_{W2_{i+1}} \quad (\text{F2.22})$$

Figyelembe véve a komplex változós trigonometrikus függvények valós és képzetes részeire vonatkozó összefüggéseket:

$$\sin(x \pm jy) = \sin x \operatorname{ch} y \pm j \cos x \operatorname{sh} y, \quad (\text{F2.23})$$

$$\cos(x \pm jy) = \cos x \operatorname{ch} y \mp j \sin x \operatorname{sh} y, \quad (\text{F2.24})$$

az (F2.21) és (F2.22) egyenletek baloldalának a komplex aritmetika szabályai szerint történő átalakítása és egyszerűsítések után a valós és képzetes részek a következő alakban írhatók fel:

$$V_{W1_{i+1}} = 2e^{2V_{X_{i+1}}} (\cos K_{X_{i+1}} \sin 2V_{X_{i+1}} \operatorname{ch} 2K_{X_{i+1}} - \sin K_{X_{i+1}} \cos 2V_{X_{i+1}} \operatorname{sh} 2K_{X_{i+1}}) \quad (\text{F2.25})$$

$$K_{W1_{i+1}} = 2e^{2V_{X_{i+1}}} (\cos K_{X_{i+1}} \cos 2V_{X_{i+1}} \operatorname{sh} 2K_{X_{i+1}} + \sin K_{X_{i+1}} \sin 2V_{X_{i+1}} \operatorname{ch} 2K_{X_{i+1}}) \quad (\text{F2.26})$$

$$V_{W2_{i+1}} = 2e^{2V_{X_{i+1}}} (\cos K_{X_{i+1}} \cos 2V_{X_{i+1}} \operatorname{ch} 2K_{X_{i+1}} + \sin K_{X_{i+1}} \sin 2V_{X_{i+1}} \operatorname{sh} 2K_{X_{i+1}}) \quad (\text{F2.27})$$

$$K_{W2_{i+1}} = 2e^{2V_{X_{i+1}}} (\sin K_{X_{i+1}} \cos 2V_{X_{i+1}} \operatorname{ch} 2K_{X_{i+1}} - \cos K_{X_{i+1}} \sin 2V_{X_{i+1}} \operatorname{sh} 2K_{X_{i+1}}) \quad (\text{F2.28})$$

Az (F2.17)–(F2.28) összefüggések felhasználásával az (F2.14) komplex függvény valós és képzetes részei meghatározhatók:

$$\begin{aligned} C_{i+1} &= \operatorname{cth}[(1-j)X_{i+1}] = \\ &= \frac{(V_{E_{i+1}} - K_{W1_{i+1}} - 1) + j(K_{E_{i+1}} + V_{W1_{i+1}})}{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1) + j(K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})} = \\ &= V_{C_{i+1}} + jK_{C_{i+1}} \end{aligned} \quad (\text{F2.29})$$

ahol C_{i+1} valós része $V_{C_{i+1}}$, képzetes része $K_{C_{i+1}}$. A valós és képzetes részek értéke a komplex osztás elvégzése után

$$\begin{aligned} V_{C_{i+1}} &= \frac{(V_{E_{i+1}} - K_{W1_{i+1}} - 1)(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)}{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)^2 + (K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})^2} + \\ &+ \frac{(K_{E_{i+1}} + V_{W1_{i+1}})(K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})}{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)^2 + (K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})^2} \end{aligned} \quad (\text{F2.30})$$

$$\begin{aligned} K_{C_{i+1}} &= \frac{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)(K_{E_{i+1}} - V_{W1_{i+1}})}{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)^2 + (K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})^2} - \\ &- \frac{(V_{E_{i+1}} - K_{W1_{i+1}} - 1)(K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})}{(V_{E_{i+1}} - V_{W2_{i+1}} + 1)^2 + (K_{E_{i+1}} - K_{W2_{i+1}})^2} \end{aligned} \quad (\text{F2.31})$$

Visszatérve (F2.12) átalakítására és figyelembe véve az (F2.3), (F2.4) és (F2.6) összefüggéseknél alkalmazott jelöléseket, a számlálóban és a nevezőben szereplő komplex gyökös kifejezésre alkalmazzuk az alábbi jelölésmódot:

$$SQN_{(i)(i+1)D} = \sqrt{\frac{\rho_{iD}}{\rho_{(i+1)D}}} = \quad (\text{F2.32})$$

$$= \sqrt{N_{(i)(i+1)D}} = \sqrt{V_{N_{(i)(i+1)D}} + jK_{N_{(i)(i+1)D}}}$$

Legyen

$$SQN_{(i)(i+1)} = V_{SQN_{(i)(i+1)}} + jK_{SQN_{(i)(i+1)}}, \quad (\text{F2.33})$$

ami a komplex gyökvonás szabályai szerint felírható úgy, hogy

$$SQN_{(i)(i+1)} = |N_{(i)(i+1)D}|^{1/2} \left[\cos \frac{\varphi_{N_{(i)(i+1)}}}{2} + j \sin \frac{\varphi_{N_{(i)(i+1)}}}{2} \right] \quad (\text{F2.34})$$

ahol

$$|N_{(i)(i+1)D}| = \sqrt{V_{N_{(i)(i+1)}}^2 + K_{N_{(i)(i+1)}}^2} \quad (\text{F2.35})$$

és

$$\varphi_{N_{(i)(i+1)}} = \operatorname{arctg} \frac{K_{N_{(i)(i+1)}}}{V_{N_{(i)(i+1)}}} \quad (\text{F2.36})$$

Ezek alapján $SQN_{(i)(i+1)}$ valós és képzetes részei a következők lesznek:

$$V_{SQN_{(i)(i+1)}} = |N_{(i)(i+1)D}|^{1/2} \cos \frac{\varphi_{N_{(i)(i+1)}}}{2} \quad (\text{F2.37})$$

$$K_{SQN_{(i)(i+1)}} = |N_{(i)(i+1)D}|^{1/2} \sin \frac{\varphi_{N_{(i)(i+1)}}}{2}. \quad (\text{F2.38})$$

Az előzőekben bevezetett komplex szimbólumokkal a számítandó $R_{(i+1)D}$ redukált impedancia kifejezése az (F2.12) egyenlet szerint

$$R_{(i+1)D} = \frac{R_{iD} SQN_{(i)(i+1)} C_{i+1} + 1}{R_{iD} SQN_{(i)(i+1)} + C_{i+1}}. \quad (\text{F2.39})$$

2.2. Kétréteges eset

Vizsgáljuk meg először a kétréteges esetet, amikor $R_{iD} = 1$, így az (F2.39) egyenlet egyszerűbb alakot vesz fel:

$$R_{(i+1=2)D} = \frac{SQN_{(1)(2)} C_2 + 1}{SQN_{(1)(2)} + C_2} = V_{R_{2D}} + jK_{R_{2D}}, \quad (\text{F2.40})$$

ami a valós és a képzetes részeket szétválasztva, az alábbi összefüggésekkel írható fel:

$$V_{R_{2D}} = \frac{a_2 b_2 + d_2 e_2}{b_2^2 + e_2^2} \quad (\text{F2.41})$$

$$K_{R_{2D}} = \frac{-a_2 e_2 + d_2 b_2}{b_2^2 + e_2^2} \quad (\text{F2.42})$$

ahol az a , b , d , e tényezők jelentése a következő:

$$a_2 = 1 + V_{SQN_{(1)(2)}} V_{C_2} - K_{SQN_{(1)(2)}} K_{C_2} \quad (\text{F2.43})$$

$$b_2 = V_{SQN_{(1)(2)}} + V_{C_2} \quad (\text{F2.44})$$

$$d_2 = K_{SQN_{(1)(2)}} V_{C_2} + V_{SQN_{(1)(2)}} K_{C_2} \quad (\text{F2.44a})$$

$$e_2 = K_{SQN_{(1)(2)}} + K_{C_2} \quad (F2.45)$$

2.3. Három- és többreteges esetek

Három- és többreteges modellek esetében az (F2.39) egyenlet felhasználható a rekurziós számításra, az $SQN_{(i)(i+1)} = SQN_{(i)(i+1)}^{\otimes}$ helyettesítéssel, amikor is

$$SQN_{(i)(i+1)}^{\otimes} = R_{iD} SQN_{(i)(i+1)} \quad (F2.46)$$

és a valós és képzetes részei lesznek

$$V_{SQN_{(i)(i+1)}^{\otimes}} = V_{R_{iD}} V_{SQN_{(i)(i+1)}} - K_{R_{iD}} K_{SQN_{(i)(i+1)}} \quad (F2.47)$$

$$K_{SQN_{(i)(i+1)}^{\otimes}} = V_{R_{iD}} K_{SQN_{(i)(i+1)}} + K_{R_{iD}} V_{SQN_{(i)(i+1)}} \quad (F2.48)$$

Tehát például egy háromreteges esetre (F2.40)-et szimbolikus jelöléssel felírva, a redukált impedancia értéke

$$R_{(i+1=3)D} = \frac{SQN_{(2)(3)}^{\otimes} C_3 + 1}{SQN_{(2)(3)}^{\otimes} + C_3} \quad (F2.49)$$

amelynek valós és képzetes részeit az (F2.47) és (F2.48) képletek értelemszerű alkalmazásával számított a_3 , b_3 , d_3 , e_3 tényezőkből kapjuk meg, behelyettesítve azokat az (F2.41), illetve (F2.42) egyenletbe:

$$a_3 = 1 + V_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} V_{C_3} - K_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} K_{C_3} \quad (F2.50)$$

$$b_3 = V_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} + V_{C_3} \quad (F2.51)$$

$$d_3 = K_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} V_{C_3} + V_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} K_{C_3} \quad (F2.52)$$

$$e_3 = K_{SQN_{(2)(3)}^{\otimes}} + K_{C_3} \quad (F2.53)$$

Így tetszőleges n számú diszperziós rétegből álló 1-D féltérre kiszámítható a magnetotellurikus bemeneti impedancia, illetve abból meghatározhatók a látszólagos fajlagos ellenállás és az impedancia fázisának diszperziós hatásokat tartalmazó értékei egy adott periódusidő (frekvencia) sorozatra.

2.4. A rétegzett diszperziós modell magnetotellurikus látszólagos ellenállása és fázisa

Egy n rétegű modell esetében, $i+1=n$ esetére kapott redukált impedancia abszolút értékéből meghatározhatjuk [BERGYICSEVSZKIJ 1968] a magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállást, az impedancia argumentumából pedig a fázis értéket. Esetünkben, az (F1.23) egyenletnek megfelelően, az n rétegű diszperziós féltérre vonatkozó $R_{(i+1=n)D}$ normált impedanciából hasonló módon definiálható a diszperziós látszólagos fajlagos ellenállás:

$$\rho_{DMT} = \rho_1 \left| R_{(i+1=n)D} \right|^2 = \rho_1 \left[V_{R_{(i+1=n)D}}^2 + K_{R_{(i+1=n)D}}^2 \right] \quad (F2.54)$$

valamint az impedancia fázisa

$$\Phi_{DMT} = \text{Arg} Z_{nD} = -45^\circ + \text{Arg} R_{(i+1=n)D} = -45^\circ + \text{arctg} \frac{K_{R_{(i+1=n)D}}}{V_{R_{(i+1=n)D}}} \quad (F2.55)$$

vagy az ezzel ekvivalens másik rendszerben

$$\Phi_{DMT} = \text{Arg} Z_{nD} = 135^\circ + \text{Arg} R_{(i+1=n)D} = 135^\circ + \text{arctg} \frac{K_{R_{(i+1=n)D}}}{V_{R_{(i+1=n)D}}} \quad (F2.56)$$

A dolgozatban bemutatott példák az (F2.56) egyenlet rendszerét követik.

HIVATKOZÁSOK

- ÁDÁM A. 1997: Inner structure of the Transdanubian Conductivity Anomaly based on EM distortions, modelling and inversions. Publ. Univ. of Miskolc, Series A Mining **52**, 1, p. 7–34
- ÁDÁM A., R. TÁTRAI M. 2002: Segíthetnek-e szeizmikus amplitúdóanomáliák a dunántúli elektromos vezetőképesség-anomália értelmezésében? Magyar Geofizika **43**, 3, 103–111. o.
- BERGYICSEVSZKIJ M. N. 1968: Elekricseszakja razvedka metodom magnyitotelluricseszakgo profilirovanyija. Izdatyelsztvo Nyedra, Moszkva
- BLEIL D. F. 1953: Induced Polarization: A Method of Geophysical Prospecting. Geophysics **XVIII**, 3, p. 636–661
- BRONSTEIN J.N., SZEMENDJAEV K.A., MUSIOL G., MÜHLIG H. 1999: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main
- CAGNIARD L. 1953: Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics **18**, 605–635
- CARLSON N. R., ZONGE K. L. 1996: Induced polarization effects associated with hydrocarbon accumulations: minimization and evaluation of cultural influences. In: D. SCHUMACHER, M. A. ABRAMS (Eds): Hydrocarbon migration and its near-surface expression. AAPG Memoir **66**, p. 127–137
- COLE, K. S., COLE R. H. 1941: Dispersion and absorption in dielectrics. J. Chem. Phys. **9**, p. 341
- DANKHÁZI Gy. 1995: A gerjesztett polarizáció elvi alapjairól, különös tekintettel a porózus képződményekre Magyar Geofizika **36**, 2, 107–120. o.
- FINZI-CONTINI G., LOSITO G. 1974: Magnetotelluric Master Curves affected by both electrical frequency dispersion and temperature. Geothermics **31**, 3, 74–75
- GASPERIKOVA E., MORRISON H. F. 2001: Mapping of IP using natural fields. Geophysics **66**, 1, p. 137–147
- GAUCHER E. 1983: Estimation of sulphide content of a potential orebody from surface observations and its role in optimising exploration programmes. In: FITCH A. A. (Ed.): Developments in Geophysical Exploration Methods – 4. Chapter 1, p. 1–37. Applied Science Publishers Ltd., London, New York
- GEOTOOLS® MT 1997: A Complete System for Magnetotelluric Interpretation. Geotools Corporation, Austin, Texas, USA
- GRISSEMAN C. 1971: Examination of frequency-dependent conductivity of ore-containing rock on artificial models: Scientific report No. 2. Electronics Laboratory, University of Innsbruck, Austria
- HUGHES L. J., ZONGE K. L., CARLSON N. R. 1985: The application of electrical techniques in mapping hydrocarbon related alteration. In: Unconventional Methods in Exploration for Petroleum and Natural Gas IV. (Ed. M. J. DAVIDSON), p. 5–26. Southern Methodist University Press, Dallas
- KAUFMAN A. A., KELLER G. V. 1981: The Magnetotelluric Sounding Method. Methods in Geochemistry and Geophysics 15. Elsevier Scientific Publishing Co.
- KAUFMAN A. A., KELLER G. V. 1983: Frequency and Transient Soundings. Elsevier Science Publishers B. V.

- KELLER G. V., FRISCHKNECHT F. C. 1966: Electrical Methods in Geophysical Prospecting. Pergamon Press, Oxford
- MADDEN T. R., CANTWELL T. 1967: Induced polarization, a review, in Mining Geophysics II. Tulsa, SEG, p. 401–419
- NABIGHIAN M. N. (Ed.) 1993: Complex conductivity. In: Electromagnetic methods in applied geophysics 2. Applications Part A, B, p. 342–343. SEG Series: Investigations in Geophysics 3. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma, USA
- NAGY Z. 1996: Advances in the combined interpretation of seismics with magnetotellurics. Geophysical Prospecting **44**, p. 1041–1083
- NAGY Z. 1997: Szerkezetkutatás és direkt detektálás: A geoelektromágneses szondázások paradoxona. Publ. Univ. of Miskolc, Series A Mining **52**, 1, p. 103–119
- NAGY Z. 2002: A hazai kőolajipari geofizika geoelektromos kutatási tevékenysége. A felszíni geofizikai kutatás 50 éve a kőolajiparban. GES Kft. kiadványa, Budapest, 165–176. o.
- NAGY Z., BEKE B., FORMÁNNÉ GULYÁS CS., HAJDU Gy., LANDY I. 1990: Results of 3D electromagnetic surveys with high resolution, in Hungary. Proceedings of 35th International Geophysical Symposium, Varna, Bulgaria, 2–5 October
- NAGY Z., LANDY I., PAP S., RUMPLER J. 1992: Results of magnetotelluric exploration for geothermal reservoirs in Hungary. Acta Geod. Geoph. Mont. Hung. **27**, 1, p. 87–101
- NAGY Z., FORMÁNNÉ GULYÁS CS., KLOSKA K., LANDY K-né, THUMA A. 1994: Medencealjzati geotermikus tárolók kutatásának módszertani kérdései az elektromágneses mérési tapasztalatok tükrében (P.8). MFT–MGE vándorgyűlése. Sárospatak, október 13–15.
- NAGY Z., FORMÁNNÉ GULYÁS CS., HAJDU Gy., LANDY K-né, THUMA A. 1995: Inhomogén szerkezetek feletti elektromágneses szondázások (MT, CSAMT) amplitúdó-fázis inverziói az értelmezhető eredmények szemszögéből. MGE Általános Szakosztályának „Geofizikai inverziók” tárgykörű előadói ülés, Miskolci Egyetem, december 12–13.
- NAGY Z., FERENCZY L., FORMÁNNÉ GULYÁS CS., KLOSKA K., LANDY K-né, PÁPA A., TENKEI S., THUMA A. 1996: A CH telepek geofizikai módszerekkel történő direkt kutatásának újabb hazai eredményei (E.7). MGE-MFT „Alföld '96” Vándorgyűlés, Kerekegyháza, szeptember 8–11.
- NELSON P. H. 1977: Induced-polarization effects from grounded structures. Geophysics **42**, 6, p. 1241–1253
- PARASNIS D. S. 1973: Induced Polarization Methods. In: Mining Geophysics (Chapter 7.) Series: Methods in geochemistry and geophysics No. 3. Elsevier Scientific Publishing Co. Amsterdam
- PATELLA D. 1979: Resistivity frequency — dispersion affecting magnetotelluric measurements. Bolletino di Geofisica Teorica Ed Applicata **XXI**, 67–71
- PATELLA D. 1987: Tutorial. Interpretation of magnetotelluric measurements over an electrically dispersive one-dimensional earth. Geophysical Prospecting **35**, 1–11
- PELTON W. H., WARD S. H., HALLOF P. G., SILL W. R., NELSON P. H. 1978: Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP. Geophysics **43**, 3, p. 588–609
- PELTON W. H., SILL W. R., SMITH B. D. 1984: Interpretation of complex resistivity and dielectric data Part II. Geophysical Transactions **30**, 1, p. 11–45
- SCHUMACHER D. 1996: Hydrocarbon-induced alteration of soils and sediments. In: D. SCHUMACHER, M. A. ABRAMS (Eds), Hydrocarbon migration and its near-surface expression: AAPG Memoir **66**, p. 71–89
- SCHUMACHER D., ABRAMS M. A. (Eds) 1996: Hydrocarbon migration and its near-surface expression: AAPG Memoir **66**, Tulsa, Oklahoma, USA
- SEIGEL H. O. 1959: Mathematical formulation and type curves for induced polarization. Geophysics **24**, 547–565
- SEIGEL H. O., HOWLAND-ROSE A. W. 1983: The magnetic induced polarisation method. In: FITCH A. A. (Ed.) Developments in Geophysical Exploration Methods – 4. Chapter 3, p. 65–99. Applied Science Publishers Ltd. London, New York
- SHUEY R. T., JOHNSON M. 1973: On the phenomenology of electrical relaxation in rocks. Geophysics **38**, 1, 37–48
- SMITH J. T., BOOKER J. R. 1991: Rapid inversion of two and three dimensional magnetotelluric data. Journal of Geophysical Research **96**, p. 3905–3922
- STERNBERG B. K. 1991: A review of some experience with the induced-polarization/resistivity method for hydrocarbon surveys: Successes and limitations. Geophysics **56**, 10, 1522–1532
- STOYER C. H. 1976: Consequences of induced polarization in magneto-telluric interpretation. The study of a simple theoretical case and of its implication. Pure and Applied Geophysics **114**, 435–449
- SUMNER J. S. 1976: Principles of induced polarization for geophysical exploration. Developments in economic geology 5. Elsevier Science Publishers Co. Inc.
- TURAI E., DOBRÓKA M. 2001: A new method for the interpretation of induced polarization data the Tau-transform Approach. Poster presented at the EAGE Meeting (P.049), és Geofizikai OTKA projektek III. seregszemléje, 2002. november 15, Budapest, ELGI
- VANYJAN L. L. 1965: Osznovü elektromagnytñüh zongyirovanyij. Nyedra, Moszkva (oroszul)
- VERŐ J. 1971: Jelentés magnetotellurikus szondázások adatfeldolgozása és kiértékelése c. módszerfejlesztési vizsgálatokról. MTA GGKI Sopron
- WARD S. H. 1987: Electrical methods in geophysical prospecting Chapter 3, pp. 283–291. In: Methods in experimental physics **24**, Part B. Academic Press Inc. Különnyomat
- WRIGHT Ph. M., WARD S. H., ROSS H. P., WEST R. 1985: State of the art geophysical exploration for geothermal resources. Geophysics **50**, 2666–2699

ELEKTROMÁGNESSÉG ÉGEN-FÖLDÖN

VERŐ József akadémikus, az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet kutatóprofesszora és tudományos igazgatóhelyettese 70 éve, 1933. július 23-án született. Kutatóintézeti munkatársaiként arra gondoltunk, hogy az általa vezetett OTKA tudományos iskolai projektünk (TS 40848) beszámoló konferenciáját a 70. születésnaphoz igazítjuk, és arra előadóként meghívjuk mindazokat, akik VERŐ Józseffel eredményes együttműködést folytattak. A tudományos program kialakításában a Magyar Geofizikusok Egyesülete és az MTA Geofizikai Tudományos Bizottsága volt segítségünkre, de a Nyugat-Magyarországi Egyetem (a Rektori Hivatal és Fizikai Intézet) is kivette részét az előkészületekből. A rendezvényt a nyár kezdete előtti utolsó hétvégére, 2003. június 20–21-re hirdettük meg. A konferencia — a soproni geofizikusok által művelt tudományterületet kifejezően — a „Földi elektromágnesség” címet viselte. Sopron Megyei Jogú Város Önkormányzata azzal tisztelte meg az ünnepeltet, hogy rendelkezésünkre bocsátotta a Vármegyeháza dísztermét, és a konferencia kezdetén KALMÁR István alpolgármester (a betegeskedő polgármester helyett) átnyújtotta Sopron ajándékát: a város történetét bemutató éremsorozatot.



ZÁVOTI József átadja a GGKI ajándékát VERŐ Józsefnek

ZÁVOTI József, az MTA GGKI igazgatója megnyitója után MESKÓ Attila, az MTA főtitkárhelyettese elnökölt, és az első előadást — egy átfogó szakmai keresztmetszetet — maga VERŐ József tartotta. Ezután idősebb és fiatalabb kollégák követték egymást, és a tanítványok tanítványai is bemutatták legújabb tudományos eredményeiket. A délelőtti szekció akár az „Elektromágnesség az égen”, a délutáni „Elektromágnesség a Föld belsejében” címet is viselhette volna. A délutáni elnök (BENCZE Pál, az MTA doktora) két külföldi előadással nyitotta meg a konferencia második félidejét: Michel

MENVIELLE, az IAGA vezetőségi tagja ugyan csak elküldeni tudta előadását (egy utolsó pillanatban jött családi akadályoztatás miatt), de Herman LÜHR a nagy múltú és a soproni intézettel ma is eleven kapcsolatban lévő postdami Földtudományi Kutatóközponttól személyesen beszélt. Az utolsó előadás egy részét a GGKI posztdoktori ösztöndíjasa, Zhang DAHAI kínaiul mondta el, a tartalmas és fárasztó nap végén felélénkült közönség hangos tetszésnyilvánítása közepette.



A Magyar Asztronautikai Társulat képviselőjében dr. ALMÁR Iván megnyugtatta VERŐ Józsefet: 70-en túl is van élet

A konferencia nem a múlt ünnepe volt, azon a jövő soproni kutatói is letették névjegyüket. (Az előadásokat közzétesszük a www.ggki.hu web-oldalon.)

Az előadóülés végén az ünnepeltet PANTÓ György, az MTA Földtudományok Osztályának elnöke és FARAGÓ Sándor, a Nyugat-Magyarországi Egyetem rektora köszöntötték, és elsőként ADÁM Antal akadémikus koccintott VERŐ József egészségére.

Az esti fogadáson tovább folytatódott a köszöntések sora: mostani és régebbi munkahelyei (az MTA GGKI, a NYME Fizikai Intézete, a pécsi Mecsekérc Rt. jogelődje) mellett a Miskolci Egyetem Geofizikai Tanszéke és Műszaki Földtudományi Kara is képviseltette magát. A GGKI ajándéka — mi más is lehetett volna? — VERŐ József összes tudományos cikkének hatkötetes gyűjteménye volt.

Két tudományos egyesület: a Magyar Geofizikusok Egyesülete és a Magyar Asztronautikai Társulat, valamint három

soproni egyesület: a Rotary Klub, a Városszépítő Egyesület és a Katolikus Konvent is kifejezte jókívánságait.



ORMOS Tamás köszönti az ünnepet (a háttérben SZARKA László)

Arra, hogy az életmű miért példamutató minden embernek, HORVÁTH Imre városplébános adott méltó

AZ UTOLSÓ POLIHISZTOR

A legsokoldalúbb tudósokról rendszerint el-elmondják, hogy ő „az utolsó polihisztor” (ezt tartották kortársai többek között BRASSAI Sámuelről és HERMAN Ottóról), de időről időre mégis akad egy-egy kivételes egyéniség, akire illik ez a megállapítás. Ilyen ember VERŐ József akadémikus is, a földi elektromágneses tér csendes mindentudója, akinek hetvenedik születésnapját ünnepelték munkatársai, hazai és külföldi barátai, tisztelői a soproni Vármegeyházán. Egy-egy szűk szakterületen is hatalmas teljesítmény világraszóló eredményt elérni (az ő esetében a geomágneses pulzációk terén), de ha egyszer szellemi tízpróba-világbajnokságot rendeznének, azt valószínűleg ő nyerné. (Megjegyzendő, hogy a magyar geofizikusok mostani nagy generációjában ő a jónéhányadik, aki átlépi azt a kort, amikor az életmű még nem teljes, de már meg lehet vonni annak mérlegét. Külön helytörténeti érdekesség, hogy mindannyian kötődnek Sopronhoz.)

VERŐ akadémikusnak a tudományos publikációin kívül ismeretterjesztő cikkei és előadásai is élvezetesekek, de kedvenc műfaja a lényeglátó kérdés. Kérdései nyomán rendszerint vadonatúj szempontok merülnek fel. Elképesztő memóriával rendelkezik: egyszerűen nem felejt. Bámulatos aszociatív képessége prófétai előrelátással párosul, csak

ARANYDIPLOMÁS GEOFIZIKUSOK

2003. szeptember 3-án, a Nyugat-Magyarországi Egyetem Erdőmérnöki Karának tanévnyitójával egybekötött ünnepségen — három rektor (FARAGÓ Sándor, NYME, BESENYEI Lajos, ME, DETREKŐI Ákos, BME) és sok-sok vendég jelenlétében, a régi-új soproni Liszt Ferenc Konferenciaközpontban — került sor az ötven éve diplomát szerzett erdő-, geológus-, geofizikus- és földmérőmérnökök aranyoklevelének átadására. Az ünnepeltek között nyolc geofizikus-mérnök: ANNAU Edgár, dr. BENCZE Pál, dr. GERBEN László, HOFFER Egon, MARKÓ László, POLHAMMER Manóné TELKESSY Mária, dr. SZABADVÁRY László, ÚJFALUSY Antal szerepelt. Az ő évfolyamuk volt az első,

választ. Herman LÜHR, a potsdami GeoForschungsZentrum vezető kutatója postdami vendégségre hívta meg az ünnepet. Levelet, illetve üdvözlő táviratot küldött többek között az MTA Földtudományok Osztályának több akadémikusa, az ELTE Geofizikai Tanszéke, PÁLINKÁS József, a Professzorok Batthyány Körének elnöke, SZÁJER József, Sopron országgyűlési képviselője és VÁRSZEGI Asztrik pannonhalmi főapát.

Június 21-én a résztvevők kilátogattak a nagyecenki Széchenyi István Geofizikai Observatóriumba, ahol WESZTERGOM Viktor, az observatórium vezetőjének bevezetője után a munkatársak — VERŐ József és felesége társaságában — megmutatták a vendégeknek a régi és az új méréseket, többek között a vadonatúj ún. whistler-vevőt.

Ezen a rendezvényen felhőtlen öröm és igazi megtiszteltetés volt főszervezőnek lenni.

Szarka László

jobban oda kellett volna ezekre figyelniük. Amikor úgy másfél évtizede rendszerváltó-lelkesedésünkben a nép *Panem et Circenses*-re korlátozódó jövőbeni vágyaira figyelmeztetett, még meg is haragudtam rá. A rendszerváltás után ugyan miért ne lenne minden szép és tökéletes? Akkor még nem tudhattam, hogy szerénysége antalli bölcsességet is takar.

Megpróbáltatásait (alkalmatlanok uralmát régebben, látásának romlását manapság) türelemmel viselte, viseli. Nem csupán példakép, de igazodási pont is lett a soproni polgárság számára. Cím nélkül is a város díszpolgárának tartjuk.

Nyilvánosan ritkán szólal meg, de azt emlékezetesen teszi. A soproni Káptalanterem nevét egyszer véletlenül „Képtelenterem”-nek írták, és így fordították németre. Amikor egy német nyelvű idegenforgalmi kiadványban „Saal ohne Bilder”-ként látta viszont a Káptalantermet, olvasói levélben tette nevetségessé a butaságot.

Kérdéseire, bölcsességére, iskolateremtő munkájára még sokáig számítunk.

*Szarka László
az MTA doktora*

amelyik Magyarországon (1953-ban) geofizikus-mérnöki diplomát szerzett. A geofizikus kollégák számára a tisztelet-diplomákat - BÖHM József, a jogutód Miskolci Egyetem Műszaki Földtudományi Kar dékánjának előterjesztésére — a ME rektora adta át. A geofizikusok köszöntésére a ME Geofizikai Tanszéke — DOBRÓKA Mihály tanszékvezető vezetésével — szinte teljes létszámban Sopronba utazott. A jubilálóknak a magyar geofizika számos fóruma, intézménye gratulált. Ehhez a sorhoz csatlakozik most a Magyar Geofizikusok Egyesületének minden egyes tagja.

Szarka László

A SZENIOROK BIZOTTSÁGÁNAK HÍREI

2003. május 15-én rendeztük meg a szeniorok baráti találkozóját, amelyen 43 tagtársunk vett részt. A 2003. évi összejövetelnek — a tavalyi évhez hasonlóan — ismét a Geofizikai Intézet adott otthont.

A Magyar Geofizikusok Egyesületének vezetőségét HEGYBÍRÓ Zsuzsanna alelnök, PÁLYI András titkár és BELLÉR Éva ügyvezető titkár képviselte. ÁBELE Ferenc elnök külföldi kiküldetése miatt nem tudott részt venni az összejövetelen. HEGYBÍRÓ Zsuzsanna ismertette az áprilisi közgyűlés határozatait és bemutatta az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet megújított és kibővített konferenciaközpontját. A baráti találkozó résztvevőit szerény uzsonnával vendégül láttuk a Magyar Geofizikusokért Alapít-

vány támogatásával; segítségüket ezen a helyen is hálásan köszönjük.

Itt ragadjuk meg az alkalmat, hogy ismertessük a Szeniorok Bizottságának megújított összetételét. Elnök: ACZÉL Etelka, titkár: MOLNÁR Károly, tagok: BARTHA Lajos, BALOGH Aladár, GADÓ Károly, STOMFAI Róbert.

A Bizottság nevében és valamennyi résztvevő nevében megköszönjük a Geofizikai Intézet vezetőinek szíves vendégszeretetét és reméljük, hogy a jövőben is segítségünkre lesznek a baráti találkozók rendezésében.

*Aczél Etelka,
a Szeniorok Bizottságának elnöke*

TÁJÉKOZTATÓ A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE (MGE) ÉS A MAGYAR GEOFIZIKUSOKÉRT ALAPÍTVÁNY (MGA) JAVÁRA FELAJÁNLOTT 1%-OK FELHASZNÁLÁSÁRÓL

Tájékoztatjuk a tisztelt Olvasót, hogy a MGE elnöksége és az Alapítvány kuratóriuma között korábban létrejött megegyezés szerint mindkét közhasznú szervezet az állampolgárok adójának 1%-ából beérkező bevételét az évente megrendezésre kerülő Ifjú Szakemberek Ankétja rendezési költségeire fordítja.

A 2003. évi APEH-értesítés alapján a 2002. évi személyi jövedelemadó 1%-ából szervezeteink számára felajánlott összegek a következők:

— MGE — 414 142 Ft, azaz Négyszáztizennégyezer-egyszáznegyvenkét forint,
— MGA — 24 516 Ft, azaz Huszonnégyezer-öttszáz-tizenhat forint.

A felajánlásokból befolyó teljes bevétel a soron következő Ifjú Szakemberek Ankétja rendezési költségeire fordítjuk.

A felajánlott összegeket ezúton is tisztelettel köszönjük. Reméljük, hogy a nemes felhasználási céllal továbbra is egyetértve a jövőben is gondolnak ránk.

Adószámaink:
— MGE: 19815778–2–41,
— MGA: 19637286–1–41.

*Ábele Ferenc,
a Magyar Geofizikusok Egyesülete elnöke*

*Nemesi László,
a Magyar Geofizikusokért Alapítvány
kuratóriumának elnöke*

TÁJÉKOZTATÓ AZ EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI ALAPÍTVÁNY (ELGA) JAVÁRA FELAJÁNLOTT 1%-OK FELHASZNÁLÁSÁRÓL

Az Eötvös Loránd Geofizikai Alapítvány kuratóriuma köszönetet mond mindazoknak, akik 2002. évi személyi jövedelemadójuk 1%-át alapítványi céljaink támogatására ajánlották fel.

Tájékoztatjuk a Tisztelt Olvasót, hogy a 2003. évi APEH-értesítés alapján így beérkező teljes összeget, 30 888 Ft-ot, azaz harmincezer-nyolcszáznyolcvannyolc forintot a Pro Geophysica kitüntetés díjazására fordítjuk.

Közhasznú Alapítványunk köszönettel fogad minden, a törvények által szabályozott támogatást a jövőben is.

Adószámunk: 19638902–2–42.

*Pályi András,
az Eötvös Loránd Geofizikai Alapítvány
kuratóriumi elnöke*

HU ISSN 0025—0120

Főszerkesztő: dr. Bodoky Tamás

Szerkesztő: Tóth Lajos

Szerkesztőbizottság: dr. Aczél Etelka, dr. Ferenczy László, Hegybíró Zsuzsanna, Kakas Kristóf,
dr. Ormos Tamás, dr. Szarka László, Veró László

A szerkesztőség címe: Budapest, II., Fő u. 68. (1371 Budapest, Pf. 433)

Telefon: (1)201-9815
