

MAGYAR GEOFIZIKA

XXXIII. évfolyam 1. szám



TARTALOMJEGYZÉK

<i>Pogácsás György— Szabó Annamária— Szalay Judit: Az alföldi progradációs delta sorozatok kronosztratigráfiai viszonyai</i>	1
<i>Márton Péter: A földmágnesség horizontális irányító képességére vonatkozó Eötvös-féle vizsgálatokról</i>	14
<i>Wéber Zoltán: A Radon transzformáció és alkalmazása vertikális szeizmikus szelvények feldolgozásában</i>	22
<i>Páncsics Zoltán: Frekvenciaszondázások méréstervezése, az egyenáramú szondázás és a frekvenciaszondázás komplex kiértékelése</i>	36
<i>Bodoky Tamás: Az alkalmazott geofizika nemzetközi nagyrendezvényei 1991-ben</i>	50
<i>Ádám Antal—Takács Ernő: Nekrológ (Kántás Károly)</i>	55

CONTENTS

<i>Pogácsás György— Szabó Annamária— Szalay Judit: Chronostratigraphic relationship of the prograding delta series of the Great Hungarian Plain</i>	1
<i>Márton Péter: On the horizontal directive tendency of the geomagnetic field in the light of Eötvös' researches</i>	14
<i>Wéber Zoltán: The Radon transform and its application of the processing of the VSP data</i>	22
<i>Páncsics Zoltán: The planning of frequency sounding measurements and the joint - evaluation of the direct current sounding and the frequency sounding methods</i>	36

Előfolyó

1992. 07. 07.

Bodoky Tamás
m. b. szerkesztő

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András felelős szerkesztő
A szerkesztőség címe: Budapest, II. Fő u. 68., 1371. Pf. 433. telefon: 201-9815
Kiadja: Eötvös Loránd Geofizikai Intézet
1145 Budapest, Columbus u. 17-23.
Telefon: 252-4999
Felelős kiadó: Ráner Géza igazgató
Erős Rezső és fiai nyomda, Budapest — Felelős vezető: Erős Rezső

• • •

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a hírlapkézbesítő hivataloknál, a Posta Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodáján, 1990 Budapest V., József nádor tér 1., vagy átutalással a 215-96 162 pénzforgalmi jelzőszámra. Egy szám ára: 32,50 Ft. Előfizetés fél évre: 97,50 Ft, egy évre: 195 Ft. Külföldön terjeszti a Kultúra Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat, 1389 Budapest, Pf. 149. és a Magyar Média 1392 Budapest, Pf. 279. 86—253. Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében. Megjelenik évente hatszor

Index: 26 507

HU ISSN 0025—0120

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztőbizottság: Cziller Eszter, Csathó Beáta, dr.Ferenczy László, Gombár László,

dr. Kis Károly, Kovács Görgy, ifj. Somfai Attila, ifj. Zilahi Sebess László

Szerkesztőség címe: 1027 Budapest, II. Fő u. 68. Bp. 1371. Pf.433.

Az alföldi progradációs delta sorozatok kronosztratigráfiai viszonyai¹

POGÁCSÁS GYÖRGY², SZABÓ ANNAMÁRIA², SZALAY JUDIT²

A Pannon medence fejlődésének felsőmiocén-pliocén kori postrift fázisában a litoszféra termális hűlése következtében több, egymással összefüggő "interior sag" típusú süllyedékrendszer alakult ki.

A süllyedékek peremein, illetve centrumában mélyült paleomágneses MÁFI alapfúrásokat kompozit szeizmikus szelvényekkel összekötve regionális kronosztratigráfiai alapszelvény hálózat kialakítására nyílt lehetőség.

E szelvények szeizmikus szekvencia sztratigráfiai és szeizmikus fácies értékelése alapján öt szeizmikus krono szint (12, 7.4, 6.4, 6, 5.2 millió év) tengerszint alatti mélységéről 100 méteres szintvonalasűrűségű térképsorozat készült. Szeizmikus attribútumok és karotázs képük alapján azonosítva a fő fáciesöveget (alluviális, delta síkság, delta front, delta lejtő, delta előtér) ugyanezen epochákról ősföldrajzi térképek készültek. Így nyomon követhetővé váltak a medenceperemek felől — elsősorban az ÉNy-i és az EK-i irányokból — előrenyomuló delta rendszerek. A legidősebb delta sorozat a medence peremén rakódott le, kora hozzávetőlegesen 9 millió év. Ebben az időszakban a Pannon medence centrális része éhező üledékgyűjtő volt mélymedence és prodelta fáciesekkel ("downlap" felületek, kondenzált rétegsorok). 7.4 és 6.4 millió év között a progradáló delta lejtő fácies három irányból is megjelent DK-Magyarország területén. 6.4 és 6 millió év között a mélymedence és a prodelta fácies az egész DK-Alföldön széles delta lejtő fáciesnek adta át a helyét. A delta lejtő fácieset változó szélességű delta front, delta síksági és alluviális zóna övezte. 5.2 millió évvel ezelőtt a delta lejtő fácies egész kis területre szorult vissza és a DK-Alföld területének túlnyomó részét delta síksági és alluviális fácies vette birtokba. A legfiatalabb delta komplexum a Pannon medence belsejében DK-Magyarországon található, kora 4.5 millió év. A progradáció 4.5 millió év alatt 180 km-t haladt előre.

A felsőmiocén-pliocén sorozaton belül a medence peremekre kifutó szeizmikus szelvényeken négy diszkordancia felület volt azonosítható. Ezen diszkordanciák által határolt szeizmikus szekvenciák kronosztratigráfiai helyzete és az egyes szekvenciákon belül elkülöníthető lowstand, transzgresszív, highstand üledék szisztémák ("systems tract"-ek) arra utalnak, hogy a globális tengerszint változásokkal azonos fázisban emelkedett, illetve süllyedt a "Panon tenger" vízszintje. A vízszint változások jelentős hatással voltak a fácies zónák előre és hátra felé történő migrációjára. A magas vízszinttel jellemezhető (highstand) fázisok inkább az anyaközetek, míg az alacsony vízszintnél lerakódó (lowstand) üledék szisztémák elsősorban a rezervoár közetek felhalmozódása szempontjából voltak kedvezőek.

During the Upper Miocene-Pliocene phase of the evolution of the Pannonian Basin several interconnected "interior sag" basin systems were formed. Connected the palaeomagnetic wells on the margins of the basin system and in the center with composit seismic profiles regional chronostratigraphic profile network was developed. After the investigation of this profiles map series of 5 seismic chrono horizons have been constructed. The main facies were identified on the basis of electric logs and seismic attributes. With the help of the palaeogeographic maps of the same epochs we could trace the prograding delta systems from different directions (W, NE, E). The oldest delta series deposited on the basin margins. Their age is approximately 9 million years. In that period the central part of the Pannonian Basin was a starving basin with deep-basin and prodelta facies. Between 7.4 and 6.4 million years delta systems prograded toward the central part of the Pannonian Basin from 3 different directions (W, NE, E). Between 6.4 and 6 million years the prodelta facies disappeared and broad delta slope zone was developed. The delta slope zone was surrounded by a strip of delta front, of delta plain and of alluvial facies belt. 5.2 million years ago the delta slope facies was restricted to a very small area and the major part of the SE Hungarian Plain was characterized by alluvial and delta plain facies. The youngest delta series can be found in the middle of the Pannonian Basin in SE Hungary. Its age is 4.5 million years. In the Upper Miocene-Pliocene on the seismic profiles measured on the former marginal zone of the Pannonian Inland Sea 4 rather well identifiable unconformity surfaces can be seen. Comparing the age of the seismically determined hiati with the dates of the global sea level falls the correlation is significant. Identifying the interior sag sediments of the Pannonian Basin into systems tracts the deposition history of the source rocks, reservoir and seal formations can be reconstructed.

Bevezetés

A Pannon medence kialakulásának paleogén-középsőmiocén kori synrift fázisában árkos típusú oldaleltolódásokhoz kapcsolódó "proto" medencék

jöttek létre (Elsősorban pull-apart medencék és lisztrikus vetőkkel határolt fél-árkok). A medencefejlődés felsőmiocén-pliocén postrift fázisában a litoszféra termális lehűléséhez kapcsolódóan több egymással összefüggő "izometrikus" medence (interior sag) jött létre. A "proto" medencéket kitöltő paleogén-középsőmiocén üledékek szeizmikus szelvényeken jól azonosítható diszkordanciákkal elválasztott, eltérő mértékben tektonizált üledékszektenciákból állnak. Az "interior sag"-okat kitöltő postrift üledékek

¹ A 35. Nemzetközi Geofizikai Szimpóziumon (1990. október 2-5. Várna) elhangzott előadás kibővített anyaga

² Geofizikai Kutató Vállalat 1068 Budapest Gorkij fasor 42.

eróziós diszkordanciával, ill. a középsőmiocén során folyamatosan vízzel beborított területeken konkordánsan települnek a synrift üledékekre.

A kelet magyarországi felsőmiocén-pliocén kori postrift fázisú medencerendszer feltöltődésében meghatározó szerepet játszó delta üledékek részletes fácies térképezése, süllyedéstörténetük rekonstruálása alapvető fontosságú a hozzájuk kapcsolódó sztratigráfiai és fácies csapdák megtalálása szempontjából. A neogén anyaközetek generációs potenciáljának, éréstörténetének, a szénhidrogén expulzió időbeli lefolyásának meghatározásához, az anyaközetek és rezervoár kőzettestek közti migráció tisztításához a fácies viszonyok térbeli és időbeli rekonstrukcióján keresztül vezet az út.

A synrift és postrift üledékek maximális vastagsága az Alföldön külön-külön eléri a 4, illetve 5 kilométert. Együttes vastagságuk — mivel a synrift és postrift üledékgyűjtők depocentrumai általában nem esnek egybe — 7-8 kilométer. A synrift proto medencékre teresztrikus-tengeri [HÁMOR et al. 1985] a postrift "interior sag"-okra brakkvízi-fluviális-teresztrikus [JÁMBOR et al. 1985, BÉRCZI és PHILLIPS 1985] faciessorok jellemzők. A synrift és postrift sorozat legjobb anyaközetei az euxin fáciesű paleogén Tardi Agyag, a medence fáciesű Bádeni Agyag, a prodelta Vásárhelyi Márga és a delta síksági Törteli Agyag [KONCZ és SZALAY 1991]. A neogén anyaközetekből képződött olaj és földgáz részben a pretercier aljzatban, részben a transzgressziós bázisképződményekben, platform karbonátokban, reefekben, prodelta és delta lejtő turbiditokban, delta fronthoz tartozó torkolati, illetve barrier zátonyokban, delta síksági pontzátonyokban, illetve csatorna kitöltésekben halmozódott fel [KOZMA 1989, KÓKAI és POGÁCSÁS 1991].

Sztratigráfiai alapadatok

A CH képződés és migráció rekonstrukciója szempontjából legkritikusabb a postrift fázis, melynek során a syn- és postrift anyaközetek belejutottak, sőt számos térségben viszonylag gyorsan keresztül is haladtak a generációs zónákon. A felsőmiocén-pliocén üledékek szeizmikus sztratigráfiai elemzéséhez kapcsolódó revíziós jellegű molluszka sztratigráfiai vizsgálatok [KORPÁS-HÓDI 1989, MAGYAR 1989, POGÁCSÁS et al. 1990] alapján elsősorban az időtranszgresszív fáciesek voltak azonosíthatók. Az Alföld medencéjét kitöltő üledékek relatív kronosztratigráfiai tagolásához, a medencefeltöltődés rekonstrukciójához, a szeizmikus szelvényekre alapozott szekvencia sztratigráfia igen alkalmas eszköznek bizonyult [POGÁCSÁS et al. 1988]. A szeizmikus szintek tényleges kronosztratigráfiai helyzetének meghatározásához a Magyar Állami Földtani Intézet által mélyített paleomágneses alapfúrások magnetosztratigráfiai beosztása [RÓNAI és SZEMETHY 1979, RÓNAI 1981, HÁMOR et al. 1985, POGÁCSÁS et al. 1987, 1989, ELSTON et al. in press] és a szeizmikus szelvényekre eső mélyfúrásokban harántolt neogén magnetitok K/Ar koradatai [ÁRVA SÓS et al. 1983] nyújtottak támpontokat. A magnetosztratigráfiai alapfúrásokat és a neogén K/Ar koradatokat szolgáltató

kőolajkutató fúrásokat összekötve regionális kompozit szeizmikus szelvényekből álló kronosztratigráfiai alaphálózat került kialakításra [POGÁCSÁS 1985, 1987, POGÁCSÁS et al. 1987, 1989]. E regionális szeizmikus alaphálózat képezte a kiinduló pontját az egymással összefüggő DK-magyarországi nagy "interior sag" rendszer (Békési medence, Makói medence, Derecskei medence) részletes szeizmikus kronosztratigráfiai és fácies térképezésének.

A postrift sorozat lerakódásának ösföldrajza DK-Magyarországon

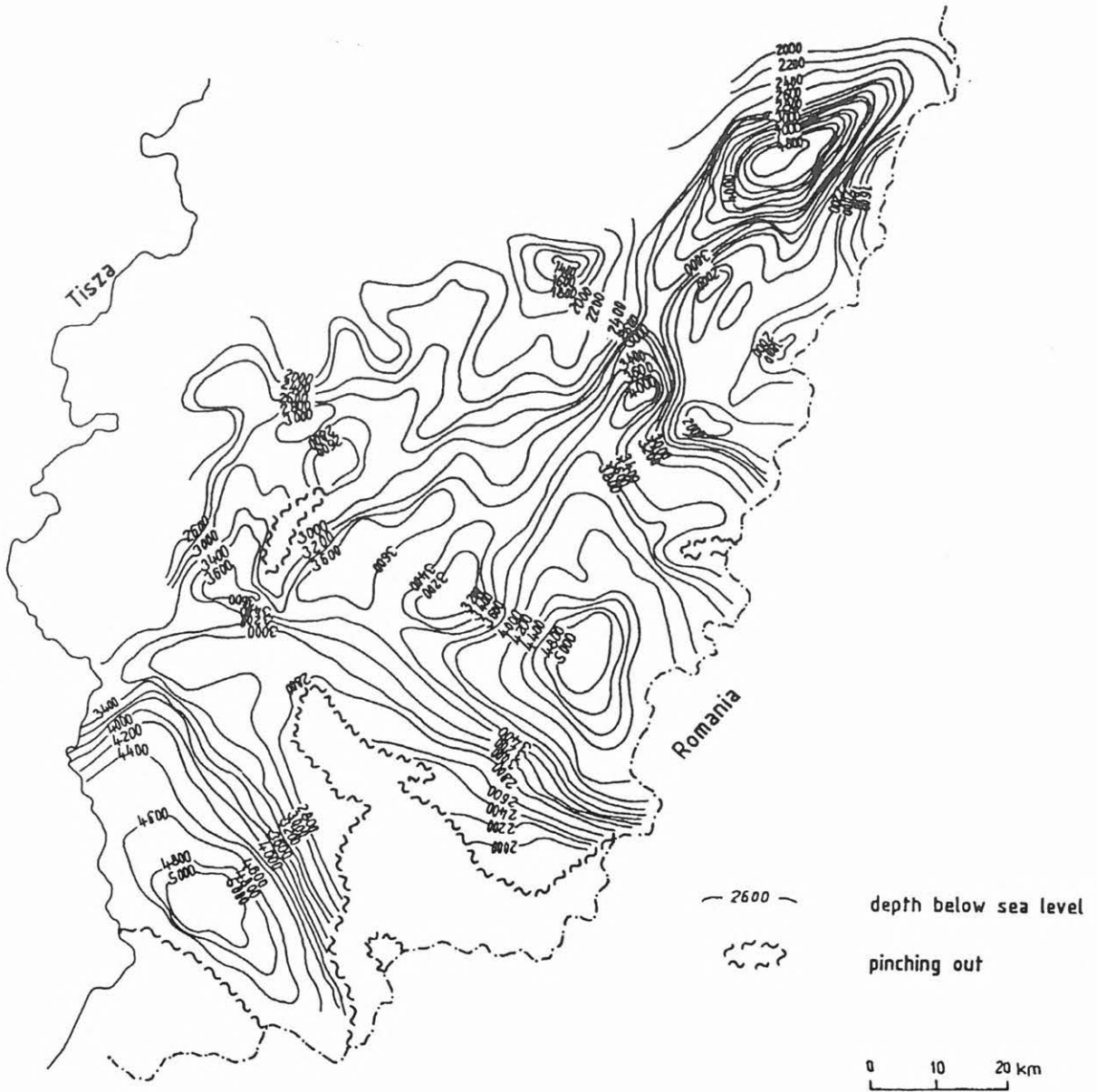
A magnetosztratigráfiai és a K/Ar adatok felhasználásával szeizmikus kronosztratigráfiai alapszelvényeken azonosított kronoszinteket végigkorreláltuk a kőolajkutató szeizmikus szelvényeken. Elvégezve ugyanezen szeizmikus szelvények szeizmikus fácies analízisét, olyan összefüggő adatrendszerhez jutottunk, amely lehetővé tette a DK-magyarországi postrift üledékek 1:200000-es léptékű kronosztratigráfiai és fácies térképsorozatának elkészítését.

A fáciesviszonyok meghatározásánál kiinduló és kontrol adatként felhasználtuk a területen mélyült kulcsfúrások karotázs szelvényeinek elektrofácies elemzési adatait [POGÁCSÁS et al. 1989, KÁDÁR-JUHÁSZ et al. 1989] és a szedimentológiai vizsgálati eredményeket [BÉRCZI és PHILLIPS 1985, POGÁCSÁS és RÉVÉSZ et al. 1987, GEIGLER és RÉVÉSZ 1987, RÉVÉSZ et al. 1989]. A szeizmikus fáciesek elkülönítésénél a Pannon medence postrift sorozatára korábban kidolgozott szeizmikus modellt [POGÁCSÁS 1980, KÉSMÁRKY et al. 1981, POGÁCSÁS és VÖLGYI 1982, 1983, 1987, POGÁCSÁS 1984, 1985, POGÁCSÁS és RÉVÉSZ 1985, 1987, MATTICK et al. 1985] alkalmaztuk. A szeizmikus, a magnetosztratigráfiai és a radiometrikus eredmények összevetése [POGÁCSÁS 1985, 1987, HORVÁTH és POGÁCSÁS 1988, POGÁCSÁS et al. 1988, 1989] bizonyította, hogy a szeizmikus reflexiók (kvázi) izokron voltára vonatkozó Vail teória [VAIL et al. 1977] alkalmazható a Pannon medence postrift üledékeire.

A rendelkezésre álló adatrendszer felhasználásával öt kronosztratigráfiai szintről (12, 7.4, 6.4, 6 és 5.2 millió éves szintek) készült térkép (1-5 ábra). A szeizmikus időtérképeket a térségben mélyült mélyfúrásokban végzett szeizmikus sebességmérések adatainak felhasználásával mélységtérképekké transzformáltuk. A krono szintek jelenlegi tengerszint alatti mélysége mellett a delta síksági, a delta front, a delta lejtő és a prodelta fácies övek 7.4, 6.4, 6 és 5.2 millió évvel ezelőtti helyzetét is meghatároztuk a szeizmikus fácies attribútumok alapján.

A 7.4 millió éves szint mélységét ábrázoló térképen (2. ábra) a transzgressziós bázisképződmények zónáját is feltüntettük. A 7.4 és 12 millió év között lerakódott üledékek részletesebb szeizmikus kronosztratigráfiai tagolására azért nem volt mód, mert a medenceperemi fúrásokban azonosított idősebb krono szintek az egyes részmedencéket elválasztó hátságok szárnyain kiemelkedtek, s így azokat nem lehetett jelentős távon nyomon követni.

Az 1-5. ábrán bemutatott térképsorozat a Pannon medence legutoljára feltöltődő részmedencéit ábrá-



1. ábra. A 12 millió éves szint mélységtérképe.

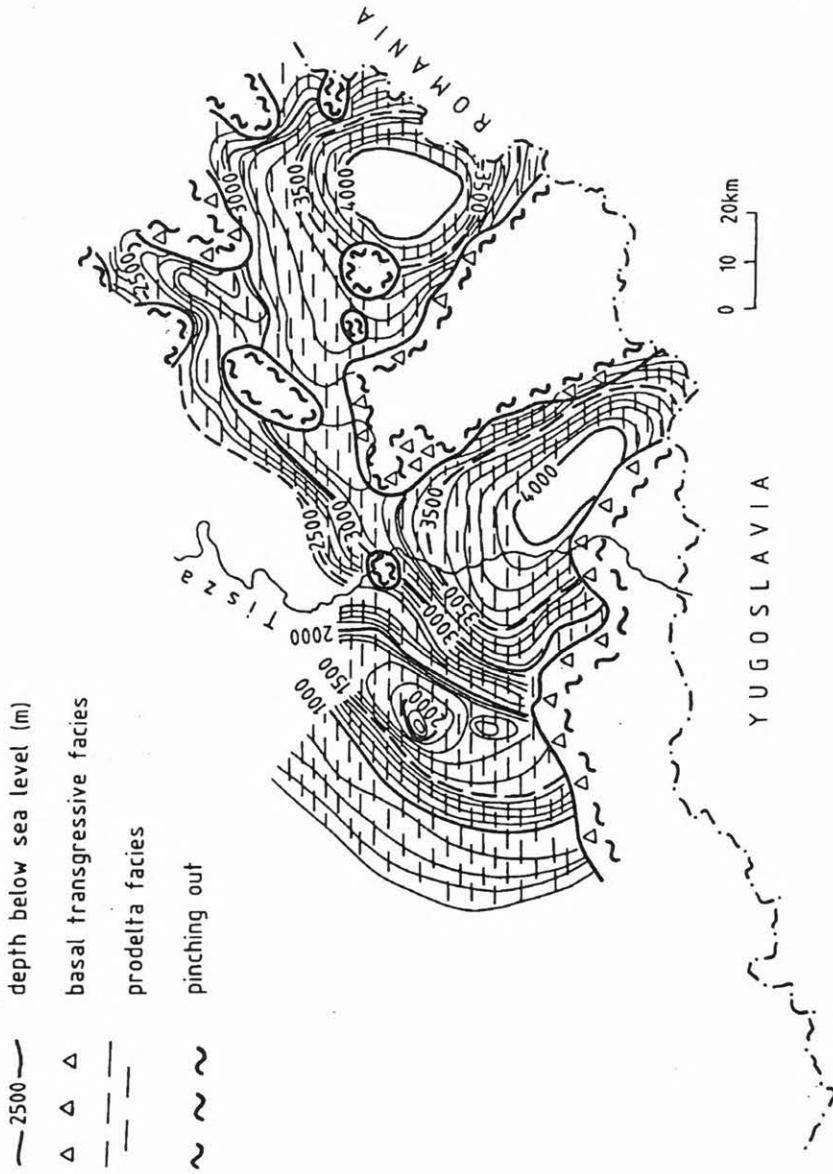
Fig. 1. Present day depth below sea level of the 12 million year old horizons.

zolja. Talán csak a Vajdasági depressziót kitöltő [TRIKULJA és KIRIN 1984] postrift üledéksor fiatalabb.

A Pannon medencét övező orogén övek (Alpok, Kárpátok) kiemelkedését követően, az ezekről lepusztuló rengeteg törmelék az általuk körülölelt medence rendszerbe szállították be a folyók. 12 és 7.4 millió év között az Alföld medencéjébe szállított üledékeket elsősorban a medence peremekhez közelebb fekvő depocentrumok fogadták magukba. A

Pannon medence belső mélydepressziói éhező üledékgyűjtők voltak. Ezek területén mélymedence és prodelta fáciesek uralkodtak (downlap felületek, kondenzált rétegsorok). 7.4 és 6.4 millió év között a progradáló delta lejtő fácies három irányból (Ny, Ék, K) jelent meg a vizsgált területen (2., 3. ábra). 6.4 és 6 millió év között (3. és 4. ábra) a prodelta fácies az egész térségben széles delta lejtő fáciesnek adta át a helyét. A delta lejtő faciést változó szélességű delta front, delta síksági és alluvialis zóna övezte. 5.2

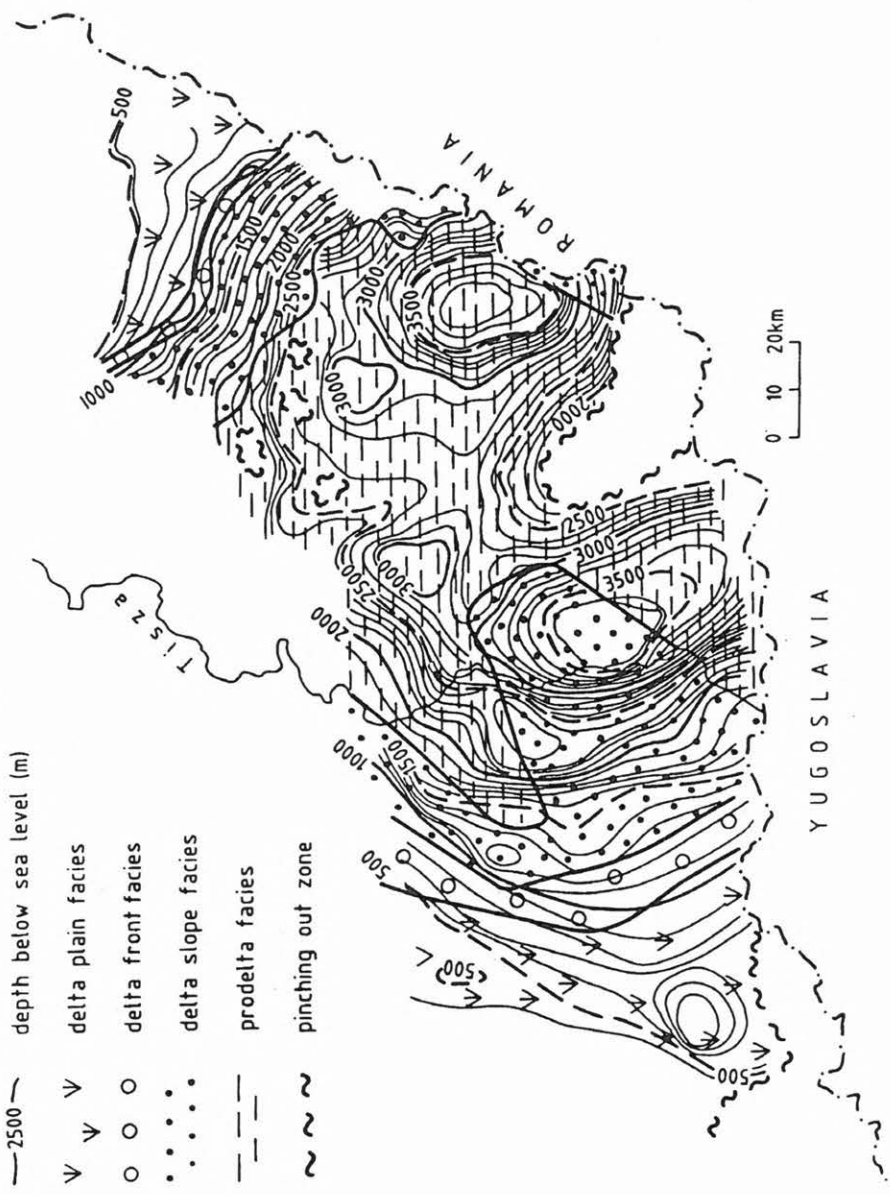
7.4 MY OLD HORIZON



2. ábra. A 7.4 millió éves szint mélységterképe.

Fig.2. Present day depth below sea level of the 7.4 million year old horizons.

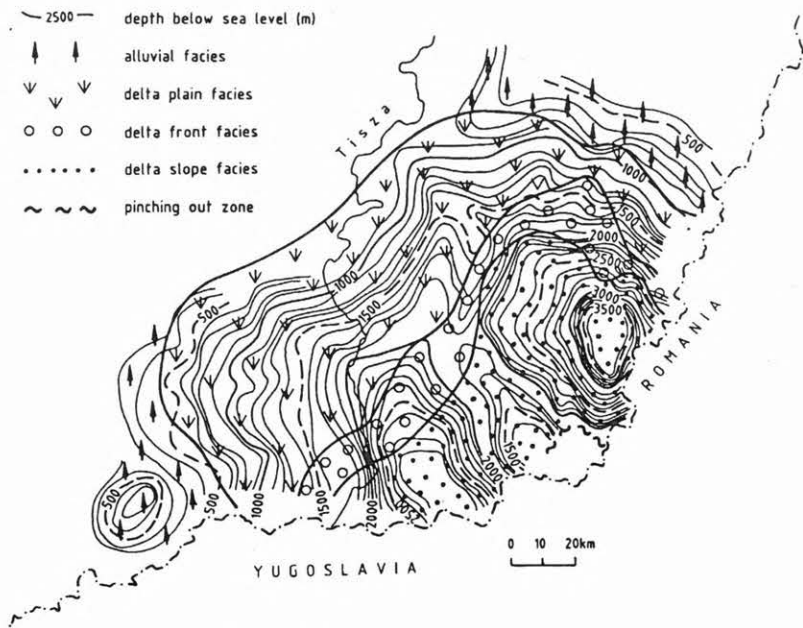
6.4 MY OLD HORIZON



3. ábra. A 6.4 millió éves szint mélységterképe.

Fig. 3. Present day depth below sea level of the 6.4 million year old horizons.

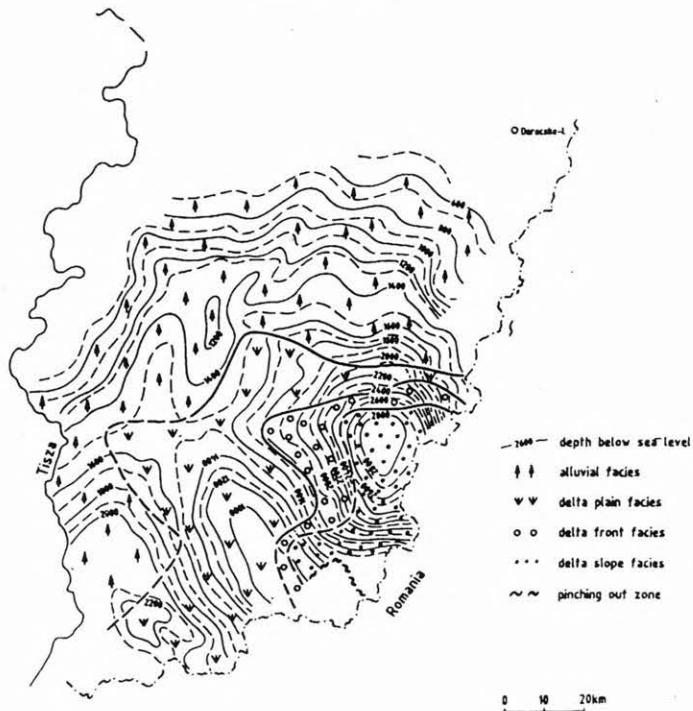
6 MY OLD HORIZON



4. ábra. A 6 millió éves szint mélységtérképe.

Fig. 4. Present day depth below sea level of the 6 million year old horizons.

5.2 MY OLD HORIZON



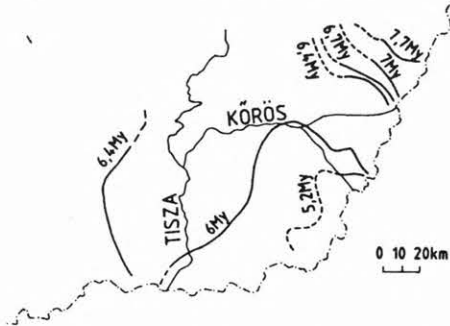
5. ábra. A 5.2 millió éves szint mélységtérképe.

Fig. 5. Present day depth below sea level of the 5.2 million year old horizons.

Delta slope/prodelta facies boundary during the last 7,7 Million years



Delta front/delta slope facies boundary during the last 7,7 Million years



6. ábra. A delta lejtő/prodelta és a delta front/delta lejtő fácieshatár helyzete az elmúlt 7.7 millió év során.

Fig. 6. Delta slope/prodelta and the delta front/delta slope facies boundary during the last 7.7 million years.

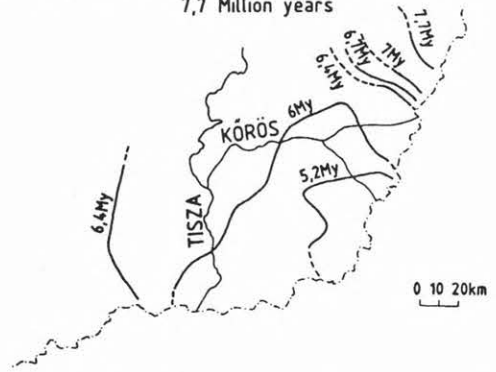
millió évvel ezelőttre a delta lejtő fácies kis területre szorult vissza és a terület nagy részét delta síksági- és alluviális fácies vette birtokba (5. ábra). Az egyes fáciesövek határainak elhelyezkedését, a progradáló delta előrehaladását a 6. és 7. ábra mutatja.

Az üledékfelhalmozódás sebességének alakulása a postrift fázisban

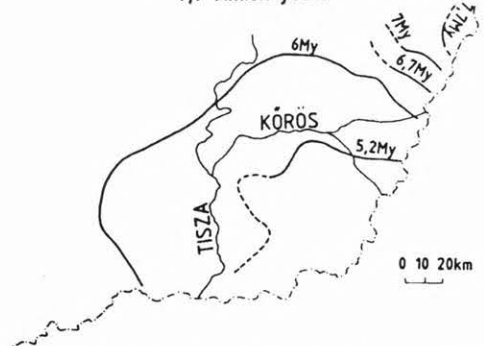
A vizsgált terület legrészletesebben tanulmányozott részén — a Békési medencében — a 7.4, 6.7, 6.4, 5.8 és a 4.2 millió éves szint jelenlegi mélységéről készült szintvonalas térkép [POGÁCSÁS et al. 1989]. Az egyes kronoszintek közé zárt üledékek vastagság értékeit pontról-pontra meghatározva, majd a kapott üledékvastagságokat elosztva lerakódásuk időtartamával (egymillió évre normalva), olyan adatrendszer állt elő, amelyből meg lehetett szerkeszteni az üledékfelhalmozódási ráták térképeit.

A 8., 9., 10., 11. ábrán látható térképek 1:100 000 méretarányban, a szeizmikus szelvényekről leolvasott adatokból kompációs korrekciók nélkül készültek. Az eredeti üledékfelhalmozódási ráták minden bizonnyal nagyobbak voltak, hiszen a mélybe süllyedés folyamán az üledékek tömörödtek. Jelenlegi térfogatuk kisebb, mint amilyen lerakódásuk idején volt. Az üledékfelhalmozódási ráta térképek egy-egy adott időszakra vonatkoznak. Az egyes fácies zónák üledékfelhalmozódási rátája csak tájékoztató (átla-

Delta plain/delta front facies boundary during the last 7,7 Million years



Alluvial/delta plain facies boundary during the last 7,7 Million years



7. ábra. A delta síkság/delta front és az alluviális/delta síkság fácieshatár helyzete az elmúlt 7.7 millió év során.

Fig. 7. Delta plain/delta front and alluvial/delta plain facies boundary during the last 7.7 million years.

gos és nem maximális, ill. minimális) adatokat adnak.

Üledékfelhalmozódási ráták az egyes fáciesövekben:

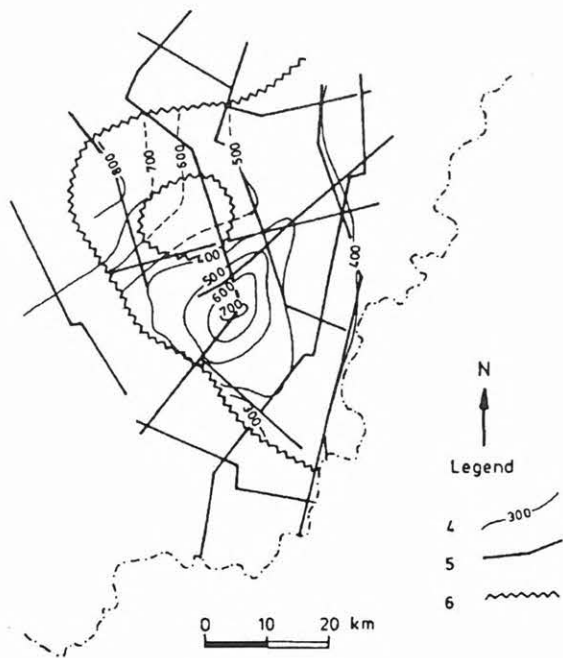
mélymedence és prodelta fácies 200 m/millió év
 disztális és proximális turbiditek zónája 1000 m/millió év
 delta lejtő és delta front fácies 1800 m/millió év
 delta síkság 700 m/millió év
 alluviális, tavi, mocsári 480 m/millió év

A 8. ábrán bemutatott térképről leolvasható, hogy a Békési medencében 7.4 és 6.7 millió év között a medence északnyugati részén, ill. a medence centrumában volt a legmagasabb az üledékfelhalmozódási ráta. Ebből az irányból történt a törmelék beszállítás.

A Békési medencében 6.7 és 6.4 millió évvel ezelőtt, miközben a medence belsejét továbbra is a prodelta fácies uralta (300–400 m/millió éves üledékfelhalmozódási rátával), a medence ÉK-i részén feltűnt az előrenyomuló delta lejtő fácies 800–1000 m/millió éves üledékfelhalmozódási rátával (9. ábra).

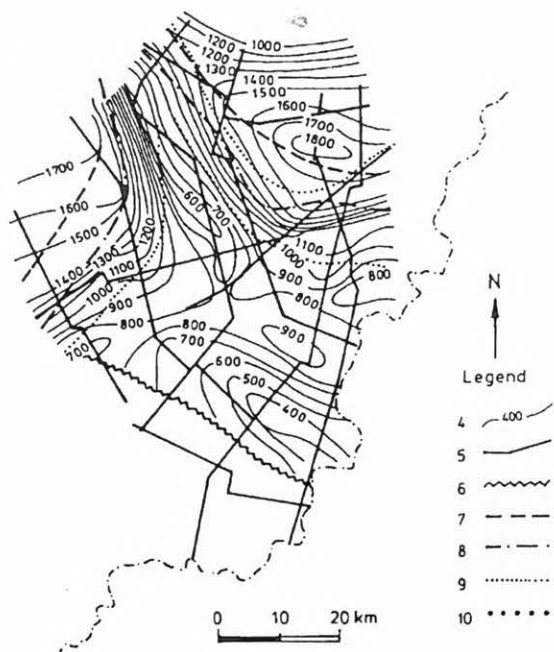
6.4–6 millió évvel ezelőtt (10. ábra) a prodelta helyét a delta lejtő fácies foglalta el. A progradáló lejtő zónában a Békési medence ÉK-i és ÉNy-i részén az üledékfelhalmozódás sebessége elérte (és valószínűleg meg is haladta) az 1800 m/millió évet.

6–4.2 millió évvel ezelőtt a Békési medencén végig vonult a delta lejtő, a delta front és a delta síksági fácies. Az üledékfogadó kapacitás lecsökkent, az üledékfelhalmozódási ráta a Békési medence centrumában volt a legmagasabb 800–900 m/millió év. Az



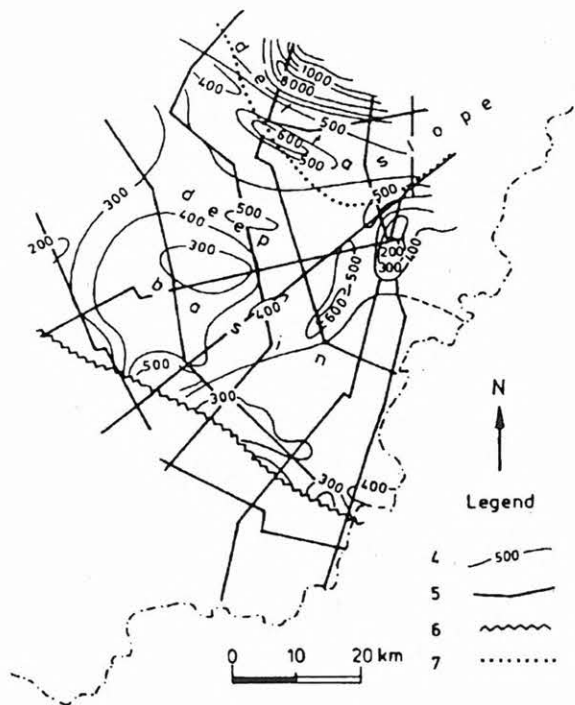
8. ábra. A 6.7 és a 7.4 millió év közötti üledékfelhalmozódási ráta térképe a Békési medencében.

Fig. 8. Sedimentation rates between the 6.7-7.4 million year old horizons.



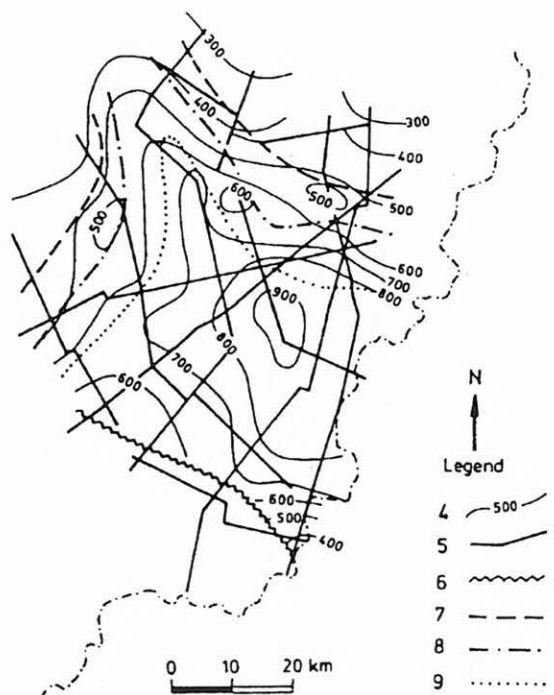
10. ábra. Az 5.89 és a 6.37 millió év közötti üledékfelhalmozódási ráta térképe a Békési medencében.

Fig. 10. Sedimentation rates between the 5.89-6.37 million year old horizons.



9. ábra. A 6.37 és a 6.7 millió év közötti üledékfelhalmozódási ráta térképe a Békési medencében.

Fig. 9. Sedimentation rates between the 6.37-6.7 million year old horizons.



11. ábra. A 4.25 és az 5.89 millió év közötti üledékfelhalmozódási ráta térképe a Békési medencében.

Fig. 11. Sedimentation rates between the 4.25-5.89 million year old horizons.

utolsó 4.2 millió év során az üledékfelhalmozódási sebesség térbeli eloszlása a 6 és 4.2 millió év közötti időszakhoz hasonlóan centrálszimmetrikus. Az izovonalak lefutása nagyjából a medencealjzat morfológiáját követi.

A Pannon beltenger vízszintváltozásainak szeizmikus rekonstrukciója

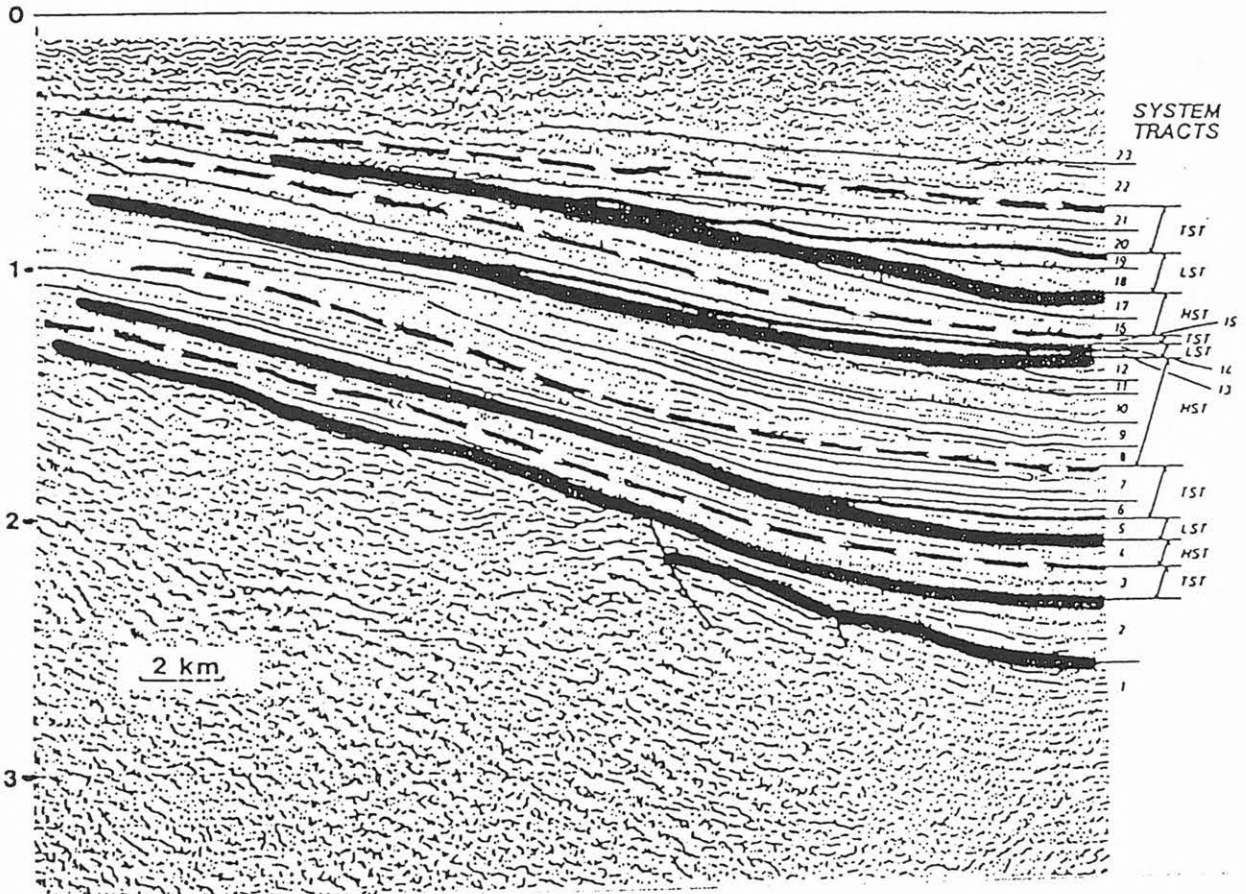
A Pannon medence felsőmiocén–pliocén kori feltöltődését amint az a bemutatott térképekről látható a medenceperemek felől (nyugatról, északról, keletről) a medence centrum felé irányuló delta progradáció dominálta.

A medence fejlődés postrift fázisának kezdetén, a termális süllyedéssel járó üledékbefogadó kapacitás növekedés jóval meghaladta az üledékbeszállítás mértékét. A medencét övező hegységek eróziós törmelékét, a medencébe szállító folyók hordalékát kezdetben a peremi üledékgyűjtők fogadták magukba. A

medence centruma éhező üledékgyűjtő volt. Így a Pannon medencében jelentős (800–1500 méter) vízmélység különbségek alakultak ki [LUKÁCS-MIKSA, POGÁCSÁS, VARGA 1983, POGÁCSÁS 1984, 1985]. MATTICK et al. [1985] egy korai, jelentős vízmélység különbségekkel, és egy késői kis vízmélység különbségekkel jellemezhető delta rendszert valószínűsít.

Amikor később a süllyedéssel szemben az üledékbeszállítás került túlsúlyba, progradáló delta rendszerek vették birtokba a Pannon medencét. A progradáció előrehaladtával párhuzamosan a delta síksági zónák és a prodelta zónák közti vízmélység különbségek fokozatosan csökkentek. E modell ismeretében felmerül a kérdés, voltak-e olyan vízszint emelkedések és süllyedések a Pannon beltengerben, amelyek befolyásolták a lerakódó üledékek szeizmikus struktúráját, kialakultak-e a diszkordanciával határolt szekvenciák a pannon megaszekvencián belül?

Mint korábban kimutattuk [POGÁCSÁS et al. 1987, 1989, 1990] az Alföld medencéjének északi és nyugati peremére kinyúló hosszú kompozit szelvénye-



12. ábra. Az Alföld északi peremén bemért É—D irányú szeizmikus szelvény. A medence peremén négy diszkordancia felület azonosítható (vastag vonalak). A paraszekvenciákat a legidősebbtől a legfiatalabb felé haladva arab számok jelölik. A szekvenciákon belüli systems tract-ek (LST-Lowstand, TST-transzgresszív, HST-highstand) határait szaggatott vonal jelzi.

Fig. 12. Seismic facies sequences and systems tracts at the northern margin of the Pannonian Basin. The boundaries of the systems tracts (LST-Lowstand, TST-transgressive, HST-highstand) are marked with broken lines.

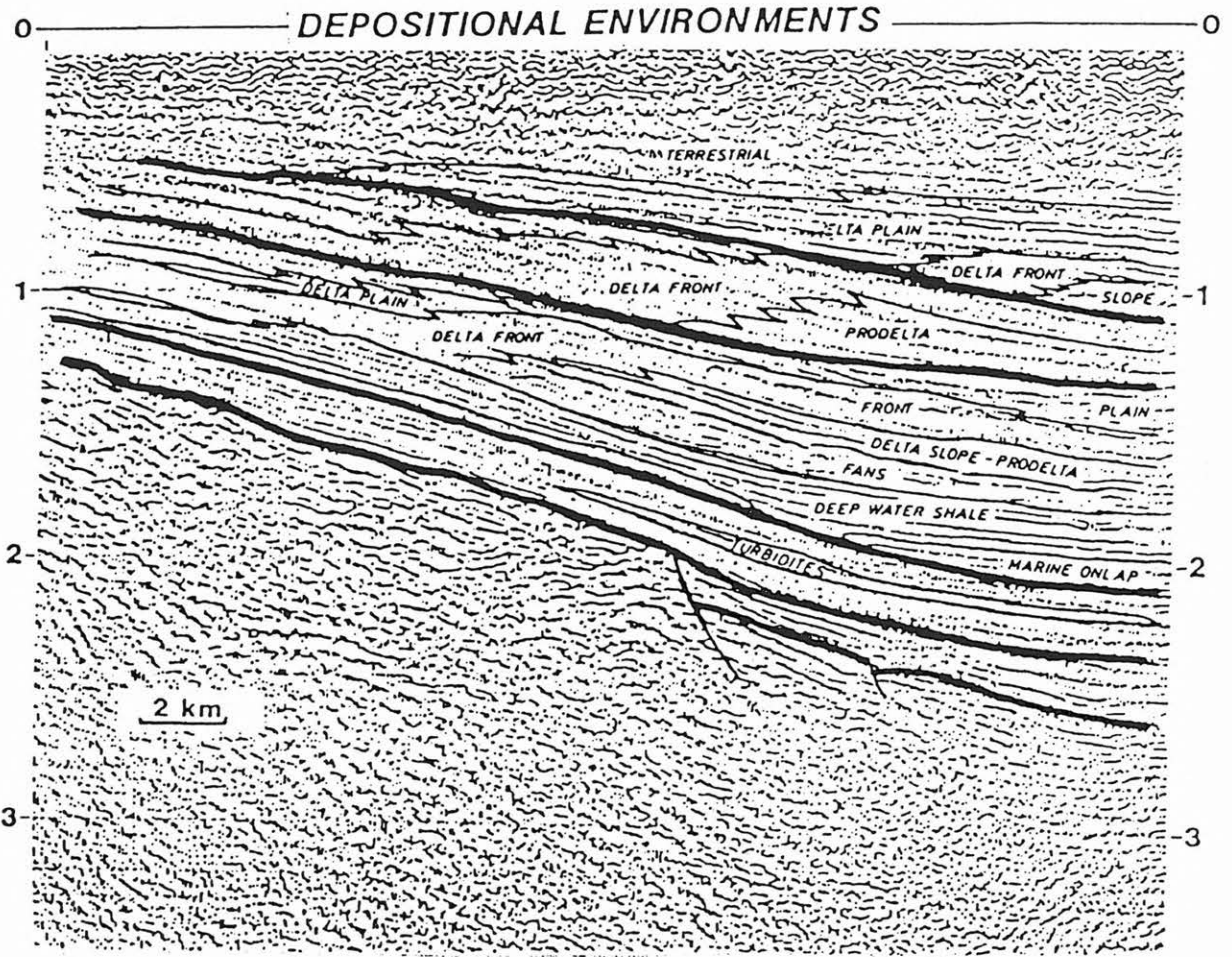
ken a medence peremeken diszkordanciák láthatók a postrift sorozaton belül. Szeizmikus sztratigráfiai módszerekkel a diszkordanciák által reprezentált hiátusok időpontja és időtartama is meghatározható [POGÁCSÁS 1985, 1987, 1990, POGÁCSÁS et al. 1987, 1989, POGÁCSÁS és SEIFERT in press]. A medence peremekre kinyúló szelvényeken négy, vízszint csökkenéshez köthető diszkordancia mutatható ki (11. ábra).

A diszkordancia felületek által határolt szekvenciákon belül azonosított üledékfelhalmozódási szisztémákat (systems tract) szaggatott vonalak választják el egymástól. A szeizmikus szekvenciákon belül paraszekvenciákat tudunk kijelölni, ezeket a legidősebbtől a legfiatalabb felé haladva arab számok jelölik (12. ábra).

A szeizmikus fácies attribútumok (amplitúdó, reflexió folyamatosság, geometriai konfiguráció) alapján az egyes diszkordanciával határolt szekvenciákon belül ismétlődő fáciesek azonosíthatók (13. áb-

ra). A négy postrift szekvencián belül a faciessorok többször ismétlődnek. Ez arra utal, hogy a Pannon tenger vízszintje több fázisban emelkedett és süllyedt, és ennek következtében a Pannon tenger peremén a faciések előre ill. hátra vándoroltak (13. ábra). A szelvényen azonosított szeizmikus paraszekvencia sorozat alapján leülepedéstörténeti szelvény szerkeszthető (14. ábra). A szelvényen a függőleges tengely reprezentálja a geológiai időt. A szeizmikus szekvenciákat (üledékképződési) hiátusok választják el. A hiátusok nagysága, a medence centrum irányában csökken. A szelvény jobb szélén a Tiszapalkonya-I fúrásban paleomágneses polaritás váltások alapján azonosított korhatárokat, a bal szélén az egyes diszkordanciák által képviselt hiátusok kezdetének és befejezésének korát tüntettük fel.

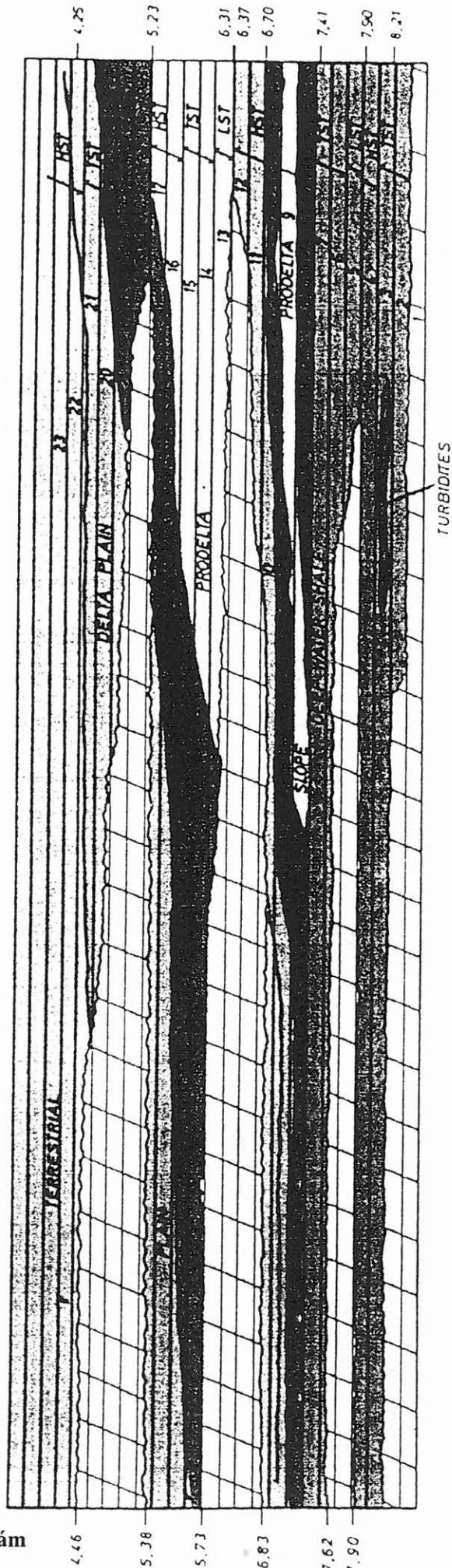
A Tiszapalkonya-I fúrás magnetosztratigráfiai rétegsorát [LANTOS et al. 1990] kompozit szeizmikus szelvényeken végigkorreláltuk. Így lehetővé vált az



13. ábra. A 12. ábrán látható szeizmikus szelvény fácies értelmezése.

Fig. 13. Facies analysis of the seismic profile showed on fig. 12.

CHRONOSTRATIGRAPHIC RELATION OF DEPOSITIONAL ENVIRONMENTS



14. ábra. A 12. ábrán bemutatott szelvény szeizmikus rétegtani és szeizmikus fácies értelmezése alapján szerkesztett leülepedéstörténeti szelvény. A szelvény jobb szélén a Tiszapalkonya-I. MÁFI paleomágneses alapfúrásban azonosított korhatárokat, a bal szélén az egyes diszkordanciák által képviselt hiatusok kezdetének es befejezésének korát tüntettük fel.

Fig. 14. Chart of the depositional history constructed on the basis of the seismic facies and seismic stratigraphic analysis. The chrono horizons identified in Tiszapalkonya borehole are indicated on the right side of the chart. The beginning and the end of the hiatus represented by the unconformity surfaces are shown on the left side.

elkülönített szeizmikus szekvenciák korának meghatározása.

Az egyes diszkordancia felületek által reprezentált hiátusok időtartama a következő:

II. sz. diszkordancia felület 7.6–7.9 millió év

III. sz. diszkordancia felület 6.8–5.7 millió év

IV. sz. diszkordancia felület 5.4–4.5 millió év.

E diszkordancia felületek a Pannon tenger vízszint süllyedéseivel kapcsolhatók. Megjegyezzük az Alföld északi peremén 5.7–6.8 millió évvel ezelőtti datált vízszintsüllyedés a Derecskei medence keleti peremén bemért szeizmikus szelvények kronostratigráfiai értelmezése szerint rövidebb időt (6.3–6.7 millió év) reprezentál.

Az alföldi medence szegélyzónáiban kimutatott hiátusok összevethetők a Vail és Haq féle [VAIL et al. 1977, HAQ et al. 1987] euszatikus vízszintsüllyedések időpontjával. HAQ et al. [1987] euszatikus tengerszint változási görbéje szerint a világtengerek szintjében jelentős csökkenések mutathatók ki a felsőmiocénben. Ezek paroxizmusának kora közelítően 10.9, 7.8, 6.3 és 5.2 millió év. Látható, hogy a globális vízszintsüllyedésekkel szignifikáns korrelációban vannak a Pannon medencében kimutatott vízszintsüllyedések. Ez azt bizonyítja, hogy a Pannon beltenger vízszintje a globális tengerszint emelkedésekkel és süllyedésekkel azonos fázisban változott a posztrif sorozat lerakódása során.

Bár a Pannon beltenger ezen időszak alatt fokozatosan izolálódott a világtengerektől, vizsgálataink alapján úgy tűnik, e beltenger vízszintjét is nagymértékben befolyásolták azok a földtörténeti események, amelyek a globális (euszatikus) tengerszint ingadozásokat kiváltották.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők ezúton mondanak köszönetet Molnár Károlynak, a GKV vezérigazgatójának a dolgozatban összefoglalt kutatások igénybevételeért és támogatásáért, valamint az eredmények közzétételének engedélyezéséért.

IRODALOMJEGYZÉK

ÁRVA-SÓS, E., K. BALOGH, G. HÁMOR, Á. JÁMBOR, L. RAVASZ-BARANYAI (1983): Chronology of Miocene pyroclastics and lavas of Hungary. *Annuaire de l'Institut de Géologie et Géophysique*, Bucuresti, **61**, p. 353–358.

BALLA, Z. (1985): The Carpathian Loop and the Pannonian Basin: A kinematic analysis. *Geophysical Transactions*, **30**, 4. p. 313–353.

BALOGH, K., Á. JÁMBOR, Z. PARTÉNYI, L. RAVASZ-BARANYAI, G. SOLT, A. NUSSZER (1983): Petrography and K/Ar dating of Tertiary and Quaternary basaltic rocks in Hungary. *Ann. Inst. Geol. Geophys.* Bucuresti **61**, p. 365–373.

BÉRCZI, I., R. L., PHILLIPS (1985): Process and depositional environments within Neogene deltaic-lacustrine sediments, Pannonian Basin, Southeast

Hungary. *Geophysical Transactions Special Edition*, **31**, 1–3, p. 55–57.

BÉRCZI, I., DANK, V., GAJDOS, I., PAP, S., RÉVÉSZ I., SZENTGYÖRGYI K., VÖLGYI L. (1987): Az Alföld kunsági (pannoniai s. str.) emeletbeli képződményei. *MAFI Évkönyv*, LXIX. p. 179–197.

ELSTON, D. P., M. LANTOS, T. HÁMOR (in press): High resolution Magnetostratigraphic and Seismic Stratigraphic Correlations and a Model for Accumulation of Pannonian (Late Miocene and Pliocene) Deposits in Hungarian Basin: Part I. *Stratigraphy and Magnetostratigraphy*.

HAQ B. U., J. HARDENBOL, P. R. VAIL (1983): Chronology of Fluctuating Sea Levels Since the Triassic. *Science*, **235**, p. 1156–1167.

HÁMOR, G., Á. JÁMBOR, M. LANTOS, A. RÓNAI, D. P. ELSTON (1985): Magnetostratigraphic correlations of some Neogene strata of the Pannonian Basin, Hungary. VIIIth Congress of the R.C.M.N.S.-Budapest. Abstracts p. 257.

HORVÁTH, F., Gy. POGÁCSÁS (1988/a.): Contribution of Seismic Reflection Data to Chronostratigraphy of the Pannonian Basin. *AAPG Memoir*, **45**, p. 97–105.

JÁMBOR, Á. (1980): A pannon képződmények rétegtanának alapvonatkozása. *Ált. Földt. Szemle*, **14**, p. 113–124

JÁMBOR, Á. (1987): A kunsági (pannoniai s. str.) emelet magyarországi medenceperemi kifejlődésének áttekintése. *F.I.É.K.* **69**, p. 135–142.

K. JUHÁSZ, Gy., MOLENAAR C. M., BÉRCZI I., RÉVÉSZ I., KOVÁCS A., SZANYI B., (1989/a): A Békési medence pannoniai sztratigráfiai viszonyai. *Magyar Geofizika*, **30**, no. 4–5. p. 113–128.

KÉSMARKY, I., Gy. POGÁCSÁS, B. SZANYI (1981): Seismic stratigraphic interpretation in Neogene Quaternary depressions of Eastern Hungary. *Proceedings 26th International Geophysical Symposium, Leipzig*, p. 130–140.

KLEB, B. (1971): A pannon emeletbeli kiédesedés üledékföldtani és geokémiai vizsgálata in: Bartha, Kleb et al.: *Magyarországi pannonkori képződmények kutatásai*. Akadémiai kiadó Budapest, p. 173–198.

KORPÁS-HÓDI, M. (1987): Pannonian Mollusca fauna in the area of the flank of the Pannonian Basin. *Ann. Inst. Geol. Publ. Hung.*, LXIX, p. 375–382.

KORPÁS-HÓDI, M. (1987): A magyarországi fiatal neogén képződmények korrelációs lehetőségei. *MAFI Évkönyv* LXIX. p. 435–444.

KÓKAI, Gy. POGÁCSÁS (1990): Hydrocarbon plays of the tertiary interior sags, wrench basins and mesozoic nappes in the Pannonian Basin. 2nd Conference of the European Association of Petroleum Geoscientist. Copenhagen, May 28–Jun 1, 1990. Abstract of Papers p. 7–8.

KOZMA et al. (1989): *Mezőkocsonya-É GKV jelentés*

LUKÁCS-MIKSA, M., Gy. POGÁCSÁS, I. VARGA (1983): Seismic analysis and interpretation of unconformably dipping Pliocene features in the Pannonian Basin. *Proceedings 28th International Geophys. Symp. Balatonszemes*, p. 173–186.

LANTOS, M., T. HÁMOR, Gy. POGÁCSÁS (1990): Magnetostratigraphic and seismostratigraphic correlations of Late Miocene and Pliocene (Pan-

- nonian s. l.) deposits of Hungary. IX. Congress R.C.M.N.S. (Barcelona, November 19-24, 1990). Global Events and Neogene Evolution of the Mediterranean. Abstracts. Institut Paleontologic Barcelona p. 205-206.
- MAGYAR, I. (1989): Neogene biofacies in SE Hungary. Manuscript. Library of the Geophysical Exploration Co.
- MATTICK, R. E., J. RUMPLER, L. PHILLIPS (1985): Seismic stratigraphy of the Pannonian Basin in southern Hungary. *Geophys. Trans.* **31**. 1-3. p. 13-54.
- POGÁCSÁS, Gy. (1984/c): A Pannon medence neogén mélydepresszióinak szeizmikus sztratiográfiai alapvonásai. *Magyar Geofizika*, **XX**. 4. p. 151-166.
- POGÁCSÁS, Gy. (1985/a): Seismic stratigraphy as a tool for chronostratigraphy: Pannonian Basin. VIIIth Congress of the R.C.M.N.S. Sept. 1985. Budapest, Abstracts, p. 466-468.
- POGÁCSÁS, Gy. (1987/a): Seismic stratigraphy as a tool for chronostratigraphy: Pannonian Basin. *Ann. Inst. Geol. Publ. Hung.* **LXX**. p. 55-63.
- POGÁCSÁS, Gy. (1990/a): Seismic Sequence stratigraphic and paleogeographic framework of the East Hungarian prograding delta complex. 35th International Geophysical Symposium (October 2-6, 1990 Várna) Proceedings I. p. 114-124.
- POGÁCSÁS, Gy. VÖLGYI L. (1982): Pannon litosztratiográfiai és litogenetikai egységek szeizmikus reprezentációjának vizsgálata Kelet-Magyarországon. *Magyar Geofizika* **XXIII**. 3. p. 82-93.
- POGÁCSÁS, Gy., I. RÉVÉSZ (1987): Seismic stratigraphic and sedimentological analysis of Neogene delta features in the Pannonian Basin. *Ann. Inst. Geol. Publ. Hung.* **LXX**. p. 267-273.
- POGÁCSÁS, Gy., Á. JÁMBOR, R., MATTICK, D. P. ELSTON, L. VÁRKONYI, M. LANTOS, E. SIMON, P. VÁRNAI, T. HÁMOR, L. LAKATOS (1987): Correlation of seismo- and magnetostratigraphy: Chronostratigraphy and the evolutionary sequence of rock units in the Pannonian Basin. COGEO DATA International Workshop on Computerized Basin Analysis, Szeged 7-11. Sept. 1987. Abstract, p. 1-13.
- POGÁCSÁS, Gy., L. LAKATOS, I. RÉVÉSZ, K. UJSZÁSZI, G. VAKARCS, L. VÁRKONYI, P. VÁRNAI (1988/b): Seismic facies and Neogene sequence chronology of the Pannonian Basin. *Acta Geol. Hung.* **31/3-4**. p. 175-207.
- POGÁCSÁS, Gy., Á. JÁMBOR, M. LANTOS, T. HÁMOR, L. LAKATOS, P. VÁRNAI, L. VÁRKONYI, G. VAKARCS, E. SIMON, R. E. MATTICK, D. P. ELSTON (1989/d): Seismic and magnetostratigraphy of the Pannonian Basin. XIV, Congress of the Carpatho-Balkan Geological Association Sofia 1989. Extended Abstracts. p. 1029-1030.
- POGÁCSÁS, Gy., G. TARI, P. VÁRNAI, J. GROW (in press): Structural control on hydrocarbon accumulation in Hungary. *in* Teleki P., J. Kókai (eds.) Basin Analysis for Oil and Gas Exploration — A Case Study from Hungary. Graham and Trotman, London.
- RÓNAI, A., A. SZEMETHY (1979): Latest results of lowland research in Hungary, paleomagnetic measurement on unconsolidated sediments: MÁFI Évi Jelentése, 1977. p. 67-83.
- RÓNAI, A. (1981): Magnetostratigraphy of Miocene-Quaternary sediments in the Great Plain. *Earth Evolution Sciences* **1**. 3-4. p. 265-267.
- SZALAY, Á., KONCZ I. (1980): Szénhidrogén képződési és migrációs folyamatok a délkelet-alföldi és a Dráva süllyedékben. *Kőolaj és Földgáz*, **113**. 6. p. 177-186.
- TRKULJA, N., Z. KIRIN (1984): Fenomen kosin reflexija na konvencionalnim seizmickim profilima severoistocne Vojvodine. *Nafta* **XXXV**, 1, p. 11-20.
- VAIL, P. R., R. M. MITCHUM, R. G. TODD, J. M. WIDMIER, S. THOMPSON, J. B. SANGREE, J. N. BUBB, W. G. HATLELID (1977): Seismic stratigraphy and global changes of sea level. *AAPG Memoir*, **26**. p. 49-212.

A földmágnesség horizontális irányító képességére vonatkozó Eötvös-féle vizsgálatokról

MÁRTON PÉTER¹

Eötvös görbületi variométere a nehézségi erőter horizontális irányító képességének vagy más szóval, a nivófelület görbületi eltéréseinek mérésére szolgál. Eötvös a földmágneses tér horizontális irányító képességének mérését is megoldotta, amikor létrehozta az ún. asztatikus (mágneses) variométert, amelynek elméletét teljes korrektséggel ugyan, de még saját mércéjével mérve is rendkívül tömören ismertette. Ezt a tömörséget feloldandó az eredeti dolgozatban [1] olvasható állítások itt részletes indoklásra kerülnek. Ezután — minthogy a horizontális irányító képesség a mágneses esetben nem nivófelületi jellemző — megmutatjuk, hogy a nivófelületi jellemzők az Eötvös mágneses eszközeivel mérhető mennyiségekből, a térerősség vektor ismeretében meghatározhatók. Végül a mágneses irányító erő globális eloszlására vonatkozó Eötvös-féle számítások módszerét és eredményeit ismertetjük.

The horizontal directive tendency (H. D. T.) of the geomagnetic field can be determined with an astatic magnetic variometer designed by L. Eötvös for this purpose [1]. His description of the principles of the instrument is repeated here in a more detailed manner. Further we show the relationship of the H. D. T. and the field gradients with the quantities characteristic of the equipotential surfaces of the geomagnetic field. Finally we explain how Eötvös computed the global distribution of the H. D. T. from the field model of A. Schmidt for the epoch 1885.

Bevezetés

A magyar geofizikusok előtt jól ismertek Eötvös Lorándnak a nehézségi erő nivófelületeire és az erő változására vonatkozó vizsgálatai. Az idők folyamán ezek több-kevesebb részletességgel az egyetemi tananyag részét képezték, az Eötvös ingával való mérés pedig ma is állandó témája a geofizikus laboratóriumi gyakorlatoknak. Úgy tűnik viszont, hogy Eötvös hasonló irányú vizsgálatai a földmágnességi erőre vonatkozólag mintha lassan feledésbe merültek volna, amelynek egyik oka talán az, hogy Eötvös mágneses műszereivel rendszeres terepi méréseket soha nem folytattak, a másik pedig az lehet, hogy működő mágneses eszköz már régóta nem áll rendelkezésre. Ennek ellenére a transzlatométer [1], amelyet Eötvös eredetileg a $\partial X/\partial x$, $\partial X/\partial z$, $\partial Y/\partial x$ és $\partial Y/\partial z$ (szokásos jelölések) gradienskomponensek le mérésére konstruált még hosszú ideig használatban maradt a Geofizikai Intézetben.

Maga Eötvös különféle anyagok mágneses tulajdonságait (remanencia, szuszceptibilitás) vizsgálva, számtalan mérést hajtott végre a transzlatométerrel.

A transzlatométer részletes leírása megtalálható Eötvös eredeti közleményében [1], arra vonatkozólag pedig, hogy miképpen történt a mágneses rezonancia és szuszceptibilitás mérése, Haáz István Béla kimerítő részletességű dolgozatára utalunk [2].

Eötvös második, a transzlatométert mintegy kiegészítő mágneses eszköze, az asztatikus variométer, amely a $\partial Y/\partial y - \partial X/\partial x$, illetve $\partial X/\partial y + \partial Y/\partial x$ mennyiségeket méri [1]. Ezek a mágneses tér "horizontális irányító erejének összetevői", illetve a horizontális irányító képesség jellemzői. E képesség tanulmányozására Eötvös nemcsak eszközt hozott lét-

re, hanem — amint azt Fekete Jenő megemlékezéséből [3] tudjuk — különféle számításokat is végzett. Ezek nagy része azonban nem került nyilvánosságra.

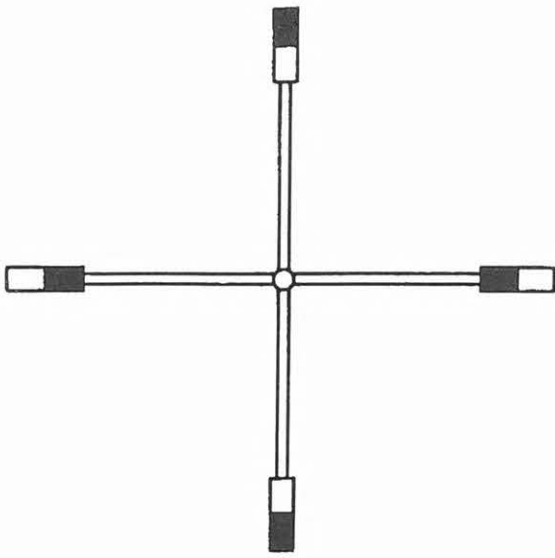
A közelmúltban Eötvös archeomágneses mérései után keresgélve egy vaskos, kézzel írott számolólapokból álló köteget találtam, amelynek borítóján ez áll: "A földgömbre számított mágneses irányító erők". Egyrészt ez a lelet, másrészt az asztatikus variométerre vonatkozó eredeti jelentés [1] túlzott tömörsége indokolja, hogy a mágneses tér horizontális irányító képességének méréséről, az irányító képesség és a nivófelület görbületének kapcsolatáról és végül az irányító képesség számolással történő meghatározásáról egy kevésbé tömör összefoglalás készüljön.

A horizontális irányító képesség mérése

Az Eötvös féle asztatikus variométer finom torziószálon függő könnyű alumínium csövekből összeállított vízszintes kereszt, amelynek végein négy, lehetőleg egymást asztatizáló mágnés van. A kereszt egyik rúdján a mágnesek É-i pólusaikkal kifelé, a rá merőleges rúdon pedig É-i pólusaikkal befelé állnak (1. ábra). Finomabb asztatizálásra a rúdra helyezhető kis segédmágnesek szolgálnak. Az elrendezést vasmentes szekrény védi, amely a torziószállal meg egyező függőleges tengely körül tetszőlegesen elforgatható.

Eötvös görbületi variométerének elméletéből következik, hogy az asztatikus variométer a keresztalakú elrendezés miatt a nehézségi erő változásaira teljesen érzéketlen. Eötvös szerint "az asztatikus túpárnak a földi mágneses erő induktója olyan forgásmomentumot ad, amely $C \sin 2\alpha$ alakban állítható elő, s így két egymásra merőleges túpárra:

¹ ELTE Geofizikai Tanszék, Budapest



1. ábra. Az asztatikus variométer lengője felülnézetben.
Fig. 1. The sensitive unit of the astatic variometer.

$$C \sin 2\alpha + C \sin 2(\alpha + \pi/2) = 0. \quad (1)$$

E szerint a keresztalakú szerkezet forgásmomentumának kiszámításánál csak a mágneses erőt kell tekintetbe vennünk, s annak hatását oly módon állapíthatjuk meg, mintha a mágnesek inductiótól mentek, azaz állandók volnának” [1].

Tegyük fel, hogy az egyik, É-i végével kifelé mutató mágnes tengelyének iránya α szöget zár be, a horizontális intenzitás irányával (x -irány). Bontsuk fel a mágnes momentumát egy (m_{\parallel}) tengelyirányú és egy (m_{\perp}) rá merőleges komponensre:

$$\begin{aligned} m_{\parallel} &= M_0 + C_1 H \cos \alpha \\ m_{\perp} &= C_2 H \sin \alpha \end{aligned}$$

ahol M_0 a mágnes permanens momentuma, H a horizontális értéke, továbbá

$$C_1 = \frac{\kappa V}{1 + N_{\parallel} \kappa} \quad (= \text{áll.}), \quad \text{illetve} \quad C_2 = \frac{\kappa V}{1 + N_{\perp} \kappa} \quad (= \text{áll.}),$$

ahol κ a mágnesvas szuszceptibilitása, V a térfogata és N_{\parallel} a tengelyirányú, N_{\perp} pedig a rá merőleges irányban érvényes lemágnesezési tényező. Az x és y irányú momentumkomponensek a következők:

$$\begin{aligned} m_x &= m_{\parallel} \cos \alpha + m_{\perp} \sin \alpha, \\ m_y &= m_{\parallel} \cos \alpha - m_{\perp} \sin \alpha, \end{aligned}$$

úgyhogy H forgatónyomatéka a mágnesre (amely azonosan egyenlő a függőlegesen lefelé irányuló nyomatékkomponenssel),

$$\begin{aligned} F^{(1)} &= -m_y H = \\ &= -[(M_0 + C_1 H \cos \alpha) \sin \alpha - C_2 H \sin \alpha \cos \alpha] H = \\ &= -M_0 H \sin \alpha - C \sin 2\alpha, \end{aligned}$$

ahol

$$C = \frac{1}{2} (C_1 - C_2) H^2 \quad (= \text{áll.}).$$

Az $(\alpha + \pi/2)$ irányban fekvő mágnes momentuma befelé mutat, azaz

$$\begin{aligned} m_{\parallel} &= M_0 + C_1 H \sin \alpha, \\ m_{\perp} &= C_2 H \cos \alpha, \end{aligned}$$

és miután most

$$\begin{aligned} m_x &= m_{\parallel} \sin \alpha + m_{\perp} \cos \alpha, \\ m_y &= m_{\parallel} \cos \alpha + m_{\perp} \sin \alpha, \end{aligned}$$

ezért

$$\begin{aligned} F^{(2)} &= -m_x H = \\ &= -[-(M_0 + C_1 H \sin \alpha) \cos \alpha + C_1 H \cos \alpha \sin \alpha] H = \\ &= M_0 H \cos \alpha + C \sin 2\alpha, \end{aligned}$$

tehát

$$F^{(1)} + F^{(2)} = -M_0 H \sin \alpha + M_0 H \cos \alpha$$

valóban mentes az indukált momentumok hatásától. Hasonlóan kapható, hogy az $(\alpha + \pi)$, illetve $(\alpha + 3\pi/2)$ irányban fekvő mágnesek esetén

$$F^{(3)} = M_0 H \sin \alpha - C \sin 2\alpha,$$

illetve

$$F^{(4)} = -M_0 H \cos \alpha - C \sin 2\alpha,$$

és így egyrészt

$$F^{(3)} + F^{(4)} = M_0 H \sin \alpha - M_0 H \cos \alpha,$$

másrészt

$$F^{(1)} + F^{(2)} + F^{(3)} + F^{(4)} = 0,$$

tehát teljesen asztatizált keresztre a homogén H tér nem fejt ki forgatónyomatékokat.

Inhomogén térben az indukciómentes, É-i pólusával kifelé mutató és az x -tengellyel ($X_0 \equiv H$ iránya az origóban) α szöget bezáró M momentumú mágnesre ható forgatónyomaték,

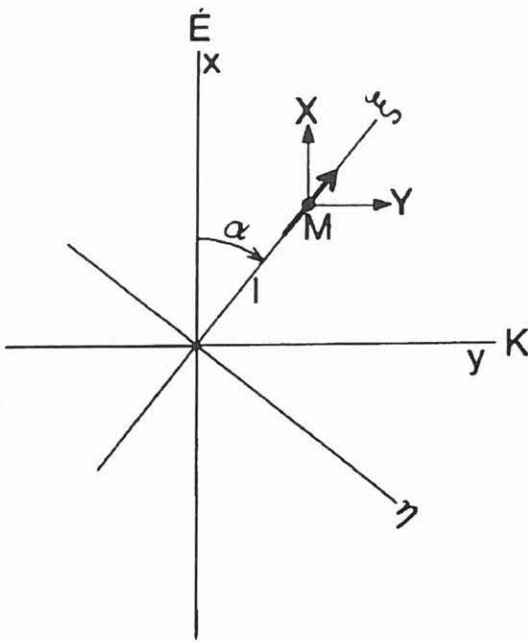
$$\begin{aligned} F &= -H M \sin \alpha + M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ &+ M l 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha, \end{aligned} \quad (2)$$

amelyet Eötvös [1]-ben levezetés nélkül közöl. Itt l a mágnes középpontjának távolsága az origótól, V pedig a mágneses tér potenciálja.

Az origó kis környezetében a $H(X, Y)$ mágneses tér kellő pontossággal leírható Taylor sora nulla-, és elsőrendű tagjainak összegével, (2. ábra):

$$\begin{aligned} X &= X_0 + \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_0 x + \left(\frac{\partial X}{\partial y} \right)_0 y = X_0 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial x} \right)_0 y \\ Y &= \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_0 x + \left(\frac{\partial X}{\partial y} \right)_0 y = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_0 y \end{aligned} \quad (3)$$

($Y_0 \equiv 0$, mert az x -tengelyt a mágneses meridiánban É-felé irányítjuk). Az (x, y) pontban lévő M momen-



2. ábra.
Fig. 2.

tumú mágnesre ható T forgatónyomaték vertikális (jobbra forgató) komponense:

$$T_z = M_x Y - M_y X.$$

De

$$M_x = M \cos \alpha, \quad M_y = M \sin \alpha,$$

továbbá — a mágnessel együtt forgó rendszerre át-térve —

$$\begin{aligned} x &= \xi \cos \alpha - \eta \sin \alpha \\ y &= \xi \sin \alpha + \eta \cos \alpha \end{aligned}$$

írható, vagyis

$$\begin{aligned} T_z &= M \cos \alpha \left[\frac{\partial Y}{\partial x} (\xi \cos \alpha - \eta \sin \alpha) + \frac{\partial Y}{\partial y} (\xi \sin \alpha - \eta \cos \alpha) \right] - \\ &- M \sin \alpha \left[X_0 + \frac{\partial X}{\partial x} (\xi \cos \alpha - \eta \sin \alpha) + \frac{\partial X}{\partial y} (\xi \sin \alpha - \eta \cos \alpha) \right], \end{aligned}$$

amely (3)-at felhasználva így alakul:

$$\begin{aligned} T_z &= -M X_0 \sin \alpha + \frac{1}{2} M \xi \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ &+ M \eta \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \cos^2 \alpha + \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \sin^2 \alpha \right) + \\ &+ M \xi \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos^2 \alpha - \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial x} \sin^2 \alpha \right) - \\ &- \frac{1}{2} M \eta \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial x} \right) \sin 2\alpha. \end{aligned}$$

Mint ahogy

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial x}$$

és a mágnes helyén $\xi = 1$ és $\eta = 0$, ezért

$$\begin{aligned} T_z &= -M X_0 \sin \alpha + \frac{1}{2} M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ &+ M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \end{aligned} \quad (4)$$

lesz a homogén térben ható forgatónyomaték végső alakja. A tér inhomogenitása azonban ugyanezre a mágnesre egy

$$P = (M \operatorname{grad}) H$$

eltolási erő hat, amelynek szintén van forgatónyomatéka. A jobbra forgató nyomatékkomponens:

$$\begin{aligned} T'_z &= P_x y - P_y x = \left(M_x \frac{\partial Y}{\partial x} + M_y \frac{\partial Y}{\partial y} \right) x - \\ &- \left(M_x \frac{\partial X}{\partial x} + M_y \frac{\partial X}{\partial y} \right) y, \end{aligned}$$

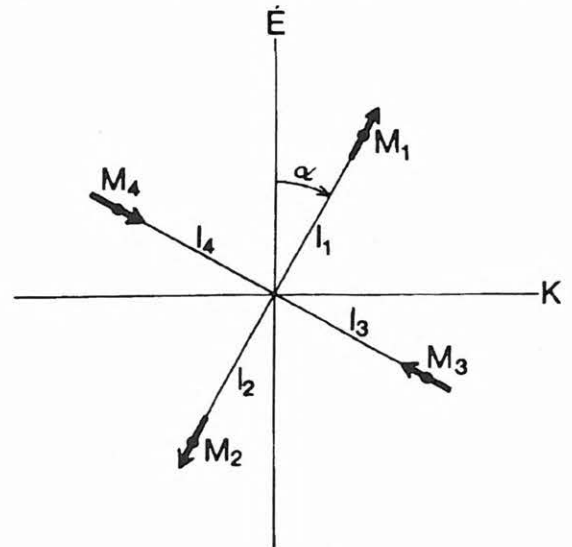
amely a fent követett úton

$$T'_z = \frac{1}{2} M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \quad (5)$$

formára hozható. (4) és (5) összege az Eötvös által megadott (2) képletet szolgáltatja, azaz

$$F = T_z + T'_z$$

Tekintsük most a 3. ábrán látható négy mágnes a megadott elrendezésben. (A mágnesek momentumai és középpontjaik origótól mért távolságai is jó közelítéssel azonosak). Kiszámítottuk, hogy M_1 -re



3. ábra.
Fig. 3.

$$F_1 = -M_1 X_0 \sin \alpha + M_1 l_1 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ + M_1 l_1 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha$$

forgatónyomaték hat. Minthogy M_2 -re a szög $(\alpha + \pi)$, ezért

$$F_2 = M_2 X_0 \sin \alpha + M_2 l_2 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ + M_2 l_2 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha .$$

Továbbá, miután M_3 és M_4 esetén a momentumok negatív előjelet kapnak és a szögek $(\alpha + \pi/2)$ és $(\alpha - \pi/2)$ értékűek, ezért

$$F_3 = M_3 X_0 \cos \alpha + M_3 l_3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ + M_3 l_3 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha ,$$

és

$$F_4 = -M_4 X_0 \cos \alpha + M_4 l_4 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \\ + M_4 l_4 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha .$$

Ezek F eredője

$$F = -X_0 [(M_1 - M_2) \sin \alpha - (M_3 - M_4) \cos \alpha] + \\ + (M_1 l_1 + M_2 l_2 + M_3 l_3 + M_4 l_4) \left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \right. \\ \left. + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \right]$$

lesz, amit tovább alakíthatunk, ha bevezetjük a rendszer kompenzálatlanságából származó

$$\mu = [(M_1 - M_2)^2 + (M_3 - M_4)^2]^{1/2}$$

kicsiny mágneses momentumot, illetve azt az egyébként ismeretlen γ szöget, amelyre

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{M_1 - M_2}{-(M_3 - M_4)} .$$

Ekkor az eredő forgatónyomaték így írható:

$$F = -\mu X_0 \sin(\alpha + \gamma) + 4 M l \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + \right. \\ \left. + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \right\} , \quad (6)$$

ahol a $4 M l = M_1 l_1 + M_2 l_2 + M_3 l_3 + M_4 l_4$ jelölést alkalmaztuk. Egyensúlyi helyzetben

$$F = \tau \theta ,$$

ahol θ a felfüggesztő szál elcsavarodása, τ pedig a szál direkciós forgatónyomatéka.

A mérendő $\left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)$ és $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ mennyiségeken kívül ismeretlenek még μ , γ és a szál torziómentes állapotához tartozó θ' szög, vagyis minimálisan öt különböző α értéket kell beállítani, illetve a megfelelő θ elcsavarodásokat leolvasni.

Eötvös nyomán [1] tekintsük a következő eseteket:

$$\alpha = 0 \quad \tau \theta_0 = -\mu X_0 \sin \gamma + 8 M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} ,$$

$$\alpha = \pi \quad \tau \theta_\pi = \mu X_0 \sin \gamma + 8 M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} ,$$

$$\alpha = \pi/4 \quad \tau \theta_{\pi/4} = -\mu X_0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \gamma + \sin \gamma) + \\ + 4 M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) ,$$

$$\alpha = 3\pi/4 \quad \tau \theta_{3\pi/4} = -\mu X_0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \gamma - \sin \gamma) - \\ - 4 M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) .$$

Az első kettőből

$$\tau (\theta_\pi - \theta_0) = 2\mu X_0 \sin \gamma .$$

A második kettőből

$$\tau (\theta_{3\pi/4} - \theta_{\pi/4}) = \frac{2}{\sqrt{2}} \mu X_0 \sin \gamma - 8 M l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) ,$$

azaz

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\tau}{8 M l} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta_\pi - \theta_0) - (\theta_{3\pi/4} - \theta_{\pi/4}) \right\} ,$$

amellyel az egyik keresett mennyiség, $\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$ meghatározást nyert. A másik irányító mennyiség mérésére Eötvös a transzlatométert ajánlja, noha megjegyzi, hogy egy ötödik azimutban történő méréssel $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ az asztatikus variométerrel is megkapható [1]. Az ötödik (pl. $\alpha = \pi/2$) mellé vegyünk fel még egy hatodikot (pl. $\alpha = 3\pi/2$) is. Ekkor

$$\alpha = \pi/2 \quad \tau \theta_{\pi/2} = -\mu X_0 \cos \gamma - 8 M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} ,$$

$$\alpha = 3\pi/2 \quad \tau \theta_{3\pi/2} = \mu X_0 \cos \gamma - 8 M l \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} ,$$

amelyekből

$$\tau (\theta_{3\kappa/2} - \theta_{\kappa/2}) = 2\mu X_0 \cos \gamma .$$

Ezért

$$\mu = \frac{\tau}{2 X_0} \left[(\theta_{3\kappa/2} - \theta_{\kappa/2})^2 + (\theta_{\kappa} - \theta_0)^2 \right]^{1/2}$$

és

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{(\theta_{\kappa} - \theta_0)}{(\theta_{3\kappa/2} - \theta_{\kappa/2})} \left(= \frac{M_1 - M_2}{M_4 - M_3} \right) ,$$

továbbá

$$2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} = \frac{\tau}{8 M l} \{ (\theta_{\kappa} - \theta_{\kappa/2}) - (\theta_{3\kappa/2} - \theta_0) \} .$$

Teljes asztatizáció mellett $\mu = 0$, azaz

$$F = 4 M l \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right) \sin 2\alpha + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \right\} .$$

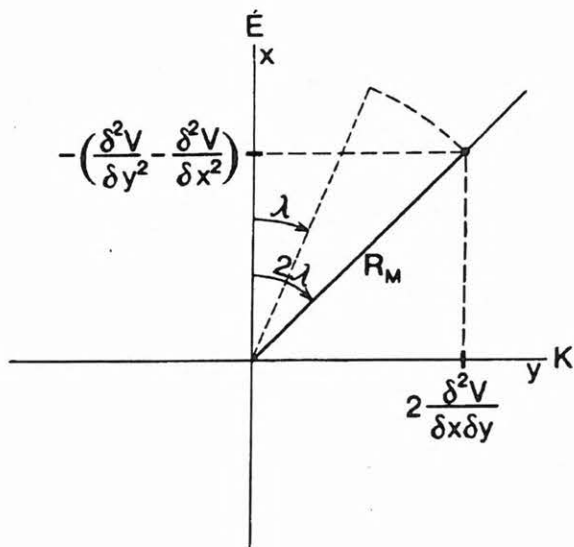
Legyen

$$R_M = \left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)^2 + 4 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \right)^2 \right]^{1/2} ,$$

továbbá (4. ábra)

$$\sin 2\lambda = \frac{2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}}{R_M} \quad \text{és} \quad \cos 2\lambda = \frac{- \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)}{R_M} .$$

Ha az α szög éppen λ -val vagy $\lambda + \pi$ -vel egyenlő, akkor $F = 0$. Ugyancsak zérus a forgatónyomaték az



4. ábra.
Fig. 4.

$\alpha = \lambda \pm \pi/2$ -nél is, azonban könnyen igazolható, hogy a lengő csak az $\alpha = \lambda$ (vagy az ekvivalens $\alpha = \lambda + \pi$) helyzetben van stabilis egyensúlyi helyzetben u.i. ha δ kicsiny pozitív szög, akkor

$$\begin{aligned} \alpha = \lambda + \delta \quad -ra \quad F < 0, \\ \alpha = \lambda - \delta \quad -ra \quad F > 0, \end{aligned}$$

míg

$$\begin{aligned} \alpha = \lambda + \pi/2 + \delta \quad -ra \quad F > 0, \\ \alpha = \lambda + \pi/2 - \delta \quad -ra \quad F < 0, \end{aligned}$$

tehát a lengő 1-el jelölt karja a

$$(\lambda - \pi/2) < \alpha < (\lambda + \pi/2)$$

tartományban az $\alpha = \lambda$ helyzet elérésére törekszik.

A maximális forgatónyomaték $\alpha = (\lambda \pm \pi/4)$ -ben lép fel, ahol

$$|F_{\max}| = 4 M l R_M$$

A λ szög a mágneses tér irányító képességének irányát jelzi, R_M pedig a nagyságát jelenti.

A nívófelület görbületi eltérésének kiszámítása a mért gradiensekből és horizontális irányító képességből

A földmágneses helyi koordináta-rendszerben az \mathbf{F} mágneses térerősséget három derékszögű komponensével (X, Y, Z), vagy a deklináció (D) és inklináció (I) szögeivel, valamint a térerő abszolút értékével (F_0) szokás megadni (5. ábra). Mínt hogy a nívófelület mindenütt merőleges \mathbf{F} -re, a nívófelület O -beli érintősíkjának D irányú egyenese ($90^\circ - I$) szöggel mutat a vízszintes fölé. Legyen ez a nívófelületi rendszer $\xi = x'$ tengelye. Ha az $\eta = y'$ tengelyt vízszintesnek vesszük, akkor a harmadik, $\zeta = z'$ tengely F irányába fog mutatni. A földmágneses (K) és a nívófelületi rendszer (K') kapcsolatát az

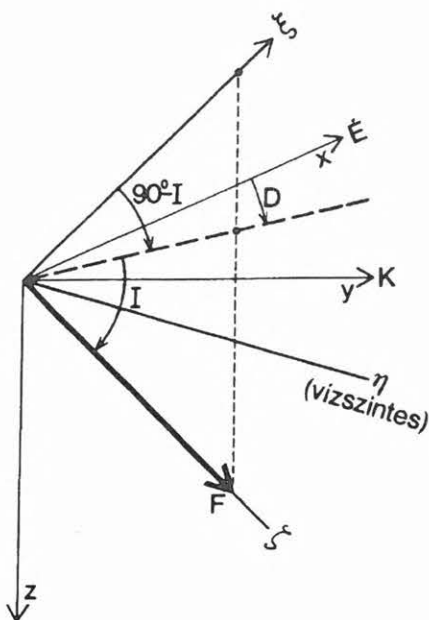
$$x' = A x$$

ortogonális transzformáció írja le, amelyben x a K rendszer tetszőleges vektora,

$$A = \begin{pmatrix} \cos D \sin I & \sin D \sin I & -\cos I \\ -\sin D & \cos D & 0 \\ \cos D \cos I & \sin D \cos I & \sin I \end{pmatrix}$$

a transzformáció mátrixa, x' pedig x transzformáltja K' -ben. Ily módon a térerősségvektor komponensei a nívófelületi rendszerben

$$\begin{aligned} X' &= X \cos D \sin I + Y \sin D \sin I - Z \cos I, \\ Y' &= -X \sin D + Y \cos D, \\ Z' &= X \cos D \cos I + Y \sin D \cos I + Z \sin I, \end{aligned}$$



5. ábra. A K földmágneses (x, y, z) és a K' nívófelületi (x', y', z') rendszer kapcsolata.

Fig. 5. Relationship between the geomagnetic (x, y, z) coordinate system and the coordinate system attached to the niveau surface (x', y', z').

a nívófelületi gradiensvektoré pedig

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \cos D \sin I \frac{\partial}{\partial x} + \sin D \sin I \frac{\partial}{\partial y} - \cos I \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\frac{\partial}{\partial y'} = -\sin D \frac{\partial}{\partial x} + \cos D \frac{\partial}{\partial y}$$

lesznek.

A nívófelület görbületi eltérését az

$$R'_M = \left[\left(\frac{\partial Y'}{\partial y'} - \frac{\partial X'}{\partial x'} \right)^2 + \left(\frac{\partial X'}{\partial y'} - \frac{\partial Y'}{\partial x'} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$= \left[\left(\frac{\partial^2 V'}{\partial y'^2} - \frac{\partial^2 V'}{\partial x'^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V'}{\partial x' \partial y'} + \frac{\partial^2 V'}{\partial y' \partial x'} \right)^2 \right]^{1/2}$$

formula adja meg, amelyben $V' = V'(x', y', z')$ a mágneses tér potenciálja a nívófelületi rendszerben. Mínthogy a görbületi eltérés iránya (λ') a

$$\sin 2\lambda' = \frac{\left(\frac{\partial X'}{\partial y'} + \frac{\partial Y'}{\partial x'} \right)}{R'_M} = \frac{\left(\frac{\partial^2 V'}{\partial x' \partial y'} + \frac{\partial^2 V'}{\partial y' \partial x'} \right)}{R'_M},$$

vagy a

$$\operatorname{tg} 2\lambda' = \frac{\frac{\partial X'}{\partial y'} + \frac{\partial Y'}{\partial x'}}{\frac{\partial X'}{\partial x'} - \frac{\partial Y'}{\partial y'}} = \frac{\frac{\partial^2 V'}{\partial x' \partial y'} + \frac{\partial^2 V'}{\partial y' \partial x'}}{\frac{\partial^2 V'}{\partial x'^2} - \frac{\partial^2 V'}{\partial y'^2}}$$

képletből fejezhető ki, a görbületi mennyiségek (R'_M és λ') kiszámításához a szereplő deriváltakat a K-ra vonatkozó mért adatokkal, kell előállítani. Alkalmazva a fenti transzformációkat, rendezés után a következő eredményekre jutunk:

$$\frac{\partial Y'}{\partial y'} - \frac{\partial X'}{\partial x'} = \cos 2D \left(\frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial x} \right) + \cos^2 I \left\{ (1 + \sin^2 D) \frac{\partial Y}{\partial y} + (1 + \cos^2 D) \frac{\partial X}{\partial x} \right\} - \frac{1}{2} \sin 2D (1 + \sin^2 I) \left(\frac{\partial X}{\partial y} + \frac{\partial Y}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \cos D \sin 2I \left(\frac{\partial X}{\partial z} + \frac{\partial Z}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \sin D \sin 2I \left(\frac{\partial Y}{\partial z} + \frac{\partial Z}{\partial y} \right),$$

ahol a fellépő $\frac{\partial Z}{\partial z}$ komponens kiküszöbölésére felhasználtuk a

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$$

Laplace egyenletet.

$$\frac{\partial X'}{\partial y'} + \frac{\partial Y'}{\partial x'} = \sin 2D \sin I \left(\frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial x} \right) + \cos 2D \sin I \left(\frac{\partial X}{\partial y} + \frac{\partial Y}{\partial x} \right) + \sin D \cos I \left(\frac{\partial X}{\partial z} + \frac{\partial Z}{\partial x} \right) - \cos D \cos I \left(\frac{\partial Y}{\partial z} + \frac{\partial Z}{\partial y} \right).$$

A képletekben természetesen

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x}; \quad \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial x} \quad \text{és} \quad \frac{\partial Y}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial y}$$

írható és az eredmények a $V = V(x, y, z)$ potenciál deriváltjaival is kifejezhetők.

Az Eötvös-féle torziós eszközökkel a szereplő deriváltak közül

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial^2 V}{\partial z \partial x}, \quad \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \quad \text{és} \quad \frac{\partial Y}{\partial z} = \frac{\partial^2 V}{\partial z \partial y}$$

a transzlatométerrel [1],

$$\frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$$

pedig az asztatikus variométerrel mérhető meg (utóbbi — amint láttuk — $\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ mérésére

is alkalmas). Ezután már a $\frac{\partial Y}{\partial y}$ derivált is számolható, tehát a nívófelületi görbületi jellemzők (R'_M és λ') megadhatók.

A nívófelület görbületi jellemzőin túlmenően a mért gradiensekből a fenti transzformációk alkalmazásával kiszámítható a mágneses erővonal ρ' görbületi sugara a kezdőpontban:

$$\rho' = \frac{F_0}{\left[\left(\frac{\partial X'}{\partial z'} \right)^2 + \left(\frac{\partial Y'}{\partial z'} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

és a nívófelületre merőleges erővonalak simuló síkjának az $x' z'$ síkkal bezárt (μ') szöge is:

$$\cos \mu' = \frac{\frac{\partial X'}{\partial z'}}{\left[\left(\frac{\partial X'}{\partial z'} \right)^2 + \left(\frac{\partial Y'}{\partial z'} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

$1/\rho'$ ugyanakkor az erővonal irányváltozásának mértéke z' irányában.

A horizontális irányító képesség számítása

Noha Eötvös torziós elven működő mágneses eszközei (a transzlatométer és az asztatikus variométer) a tér rendkívül kicsiny, normális térbeli változásainak kimérésére nem voltak elég érzékenyek, a helyi jellegű sokkal nagyobb változások kimutatására viszont alkalmasak voltak, de ilyen célzatú rendszeres mérésekről nincs tudomásunk. Minthogy azonban néhány térgradiens, illetve a horizontális irányító erő anomáliái elegendően sűrű — lényegében X , Y , és Z adatokból álló — mágneses hálózathalomból szintén megadhatók, Eötvös ezzel a kérdéssel is foglalkozott, és először saját mérési eredményeiből Kecskemét környékére számította ki a horizontális irányító erő anomáliáit [4].

A horizontális irányító erő globális változásainak megismerésére végzett számításokhoz Eötvös A. Schmidt 1885-re vonatkozó térmodelljét, illetve annak szabályos (φ, λ) koordinátahálóban megadott kiindulási X, Y, Z adatait használta fel [5].

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial X}{\partial \varphi} - \frac{Z}{r}, \quad \frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial X}{r \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{Y}{r} \operatorname{tg} \varphi,$$

$$\frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial Y}{\partial \varphi}, \quad \frac{\partial Y}{\partial y} = \frac{\partial Y}{r \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{X}{r} \operatorname{tg} \varphi - \frac{Z}{r}$$

A helyi gradienskomponenseket előállító képletek jobboldalán szereplő differenciálhányadosokat a megfelelő különbségi hányadosokkal helyettesítette és a Föld r sugarát 6367,4 km-nek vette. Noha elvileg $\frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial y}$, ezt Eötvös — minthogy nyers adatokkal dolgozott — nem használhatta ki, hanem mindkét mennyiséget kiszámolta és az irányító erőt (képességet) az

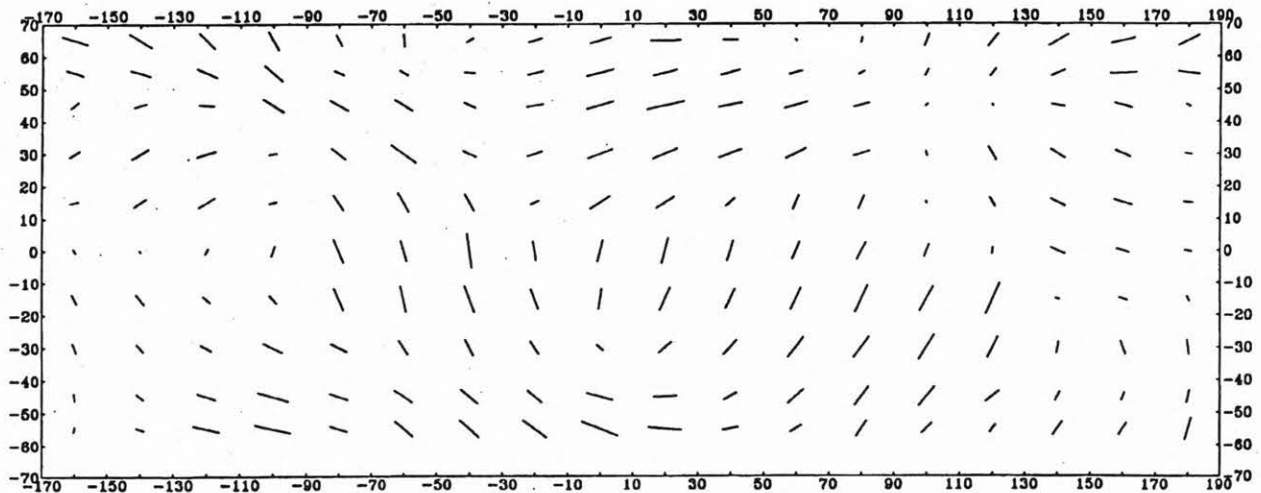
$$R_M = \left\{ \left[\frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} \right]^2 \right\}^{1/2},$$

ennek irányát pedig

$$\operatorname{tg} 2\lambda = \frac{\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y}}{\frac{\partial X}{\partial x} - \frac{\partial Y}{\partial y}}$$

képletekből határozta meg.

A számításokat az északi féltekén a 0° és 55° -os szélességek között, $5^\circ \times 5^\circ$ -os hálózat sarokpontjaira végezte el. A 65° -os északi szélességen és a déli félteke $-15^\circ, -30^\circ, -45^\circ$ és -55° -os szélességi körein viszont a hosszúság szerint 20° -onként haladt. Úgy



6. ábra. A horizontális irányító képesség irányának és nagyságának globális eloszlása Eötvös számításai alapján az 1885.0 epochára vonatkozóan (ritkített adatok). $R_M \max = 0.5$ eötvös.

Fig. 6. Global distribution of the H. D. T. for the epoch 1885.0 according to the computations of Eötvös (selected data). $R_M \max = 0.5$ eötvös units.

tűnik, hogy a számítási eredmények nagy része nem ellenőrzött, noha nagyobb hibákat a számított értékek valószínűleg nem tartalmaznak. A mellékelt térképen az áttekinthetőség végett a számított adatoknak csak egy részét ábrázoltuk, amelyből világosan kitűnik az irányító képesség globális eloszlásának jellege (6. ábra).

Köszönetnyilvánítás

“A földgömbre számított mágneses irányító erők” feliratú, kézzel írott számolási lapok az Eötvös hagyatéknak abból a részéből kerültek elő, amelyet az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Tihanyi Observatóriumában őriznek. Ezúton köszönöm meg Körmenyi Alpárnak, az Observatórium vezetőjének, hogy az anyagot rendelkezésemre bocsájtotta.

HIVATKOZÁSOK

- [1] EÖTVÖS, L. 1896. Vizsgálatok a gravitatio és a mágnesség köréből. Math. és Term. tud. Ért. 14. Különlenyomat, 1-46.
- [2] HAÁZ, I. B. 1963. Eötvös és a paleomágnesség. Fizikai Szemle. XIV. 50-54.
- [3] FEKETE, J. 1918. A földmágnességre vonatkozó vizsgálatokról. Math. és Phys. Lapok. 27. 206-229.
- [4] EÖTVÖS, L. 1912. Über Arbeiten mit der Drehwaage. Ausgeführt im Auftrage der Kön. ungarischen Regierung in den Jahren 1908-1911. Verhandl. d. XVII. allg. Konferenz der Internat. Erdmessung in Hamburg. 1912. I. 427-438.
- [5] EÖTVÖS, L. (évszám nélkül). A földgömbre számított mágneses irányító erők. (Magyarázat nélküli számolólapok). Kézirat.

A Radon transzformáció és alkalmazása vertikális szeizmikus szelvények feldolgozásában

WÉBER ZOLTÁN*

A Radon, vagy más néven τ - p transzformáció egy olyan invertálható transzformáció, amely a szeizmikus szelvényeket a τ (időmetszet) és p (hullámparaméter, "lassúság") tartományba képezi le, és amely alkalmas a hullámter újramintavételezésére, interpolációjára és extrapolációjára, a P és S hullámok szétválasztására, a lefelé és felfelé haladó hullámok szétválasztására, a hullámter síkhullámokra való felbontására a beérkezések elkülönítése, azonosítása és analizálása céljából.

Jelen dolgozat célja a τ - p transzformáció fő jellemzőinek illusztrálása, valamint a hullámterek szétválasztására való alkalmazásának bemutatása.

The Radon or τ - p transform is an invertible transformation of seismic records into the τ (intercept time) and p (ray parameter, slowness) domain and can be applied to wave-field resampling, interpolation and extrapolation, separation of P-waves and S-waves, separation of upgoing and downgoing waves and wave-field decomposition for isolation, identification and analysis of arrivals.

The purpose of this paper is to illustrate the main features of the τ - p transformation and its application to the wave-field separation of vertical seismic profiling data.

Bevezetés

A vertikális szeizmikus profilmérés (VSP) napjaink egyik legdinamikusabban fejlődő szeizmikus kutatási ágazata, amely egyrészt annak köszönhető, hogy a VSP szelvényen mind a lefelé, mind a felfelé haladó hullámteret figyelemmel kísérhetjük, másrészt pedig annak, hogy a fúrólukban elhelyezett geofonok közel vannak a reflektáló felületekhez és így a regisztrált hullámter spektruma szélesebb, mint a felszínen regisztrált hullámteré.

Annak érdekében, hogy a VSP nyújtotta információkat hasznosíthassuk, intenzív adatfeldolgozásra van szükség. Ilyenek a különböző jel/zaj arányt javító szűrések, a lefelé és felfelé haladó hullámterek szétválasztása, a P és S hullámok szétválasztása, a hullámter újramintavételezése, interpolációja és extrapolációja, a dekonvolúció, stb.

Az imént említett adatfeldolgozási lépéseknek igen fontos elemei a különböző hullámter-transzformációk. Eddig főként az x - f (távolság vagy mélység — frekvencia) és k - f (hullámszám — frekvencia) tartományba történő transzformációkat alkalmazták. Az elmúlt években azonban előtérbe került a szeizmikus adatok τ - p (időmetszet — hullám-paraméter) tartományban történő feldolgozása (STOFFA et al. 1981, TREITEL et al. 1982, DURRANI et al. 1984, BENOLIEL et al. 1987, HU et al. 1987, MARTINEZ et al. 1987, és mások). A τ - p transzformációt a szakirodalomban más néven is megtalálhatjuk: Radon transzformáció, slant stack vagy a hullámterek síkhullámokra való bontása (plane-wave decomposition).

Jelen dolgozatban összefoglaljuk a τ - p transzformáció fő sajátosságait, majd szintetikus adatok feldolgozásán keresztül bemutatjuk a különböző transzformációs paraméterek megválasztási módját és a

transzformáció hullámter szétválasztásban való alkalmazását.

A Radon transzformáció és tulajdonságai

A $\varphi(x,y)$ kétváltozós függény Radon transzformáltja [RADON 1917]:

$$R_{\tau} \{ \varphi(x,y) \} = \psi(p,\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, \tau+px) dx,$$

melynek inverze:

$$R_{\tau}^{-1} \{ \psi(p,\tau) \} = \varphi(x,y) = (2\pi)^{-1} (d/dy) \mathcal{H} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(p,y-px) dp,$$

ahol \mathcal{H} az y változó szerinti direkt Hilbert transzformációt jelöli.

Az I. táblázatban felsoroljuk a transzformáció legjellemzőbb tulajdonságait. A közölt összefüggések közvetlenül a fenti definícióból levezethetők, így a példa kedvéért csupán a csavarási tulajdonságot bizonyítjuk.

A Radon transzformáció definíciójából következik, hogy

$$\begin{aligned} R_{\tau} \{ \varphi(ax+by, cx+dy) \} &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi [x(a+bp) + b\tau, x(c+dp) + d\tau] dx. \end{aligned}$$

Az $u = x(a+bp) + b\tau$ változó bevezetésével adódik, hogy $dx = \frac{du}{|a+bp|}$. Az új változó behelyettesítésével már könnyen belátható a táblázatban közölt képlet helyessége. Megjegyezzük, hogy az elforgatási tétel közvetlenül adódik az előbb bizonyított csavarási tételből, hiszen a koordináta-rendszer α szöggel való elforgatása éppen az

$$x' = ax + by, \quad y' = cx + dy$$

* ELTE Geofizika Tanszék, H-1083 Budapest, Ludovika tér 2.

A Radon transzformáció tulajdonságai.
Properties of the Radon transform.

Tétel	Függvény	Radon transzformált
Definíció	$\varphi(x, y)$	$R_{p\tau}[\varphi(x, y)] = \psi(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, \tau + px) dx$
Szuperpozíció	$\varphi_1(x, y) + \varphi_2(x, y)$	$\psi_1(p, \tau) + \psi_2(p, \tau)$
Linearitás	$a \varphi(x, y)$	$a \psi(p, \tau)$
Skálázás	$\varphi\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right)$	$ a \psi\left(p \frac{a}{b}, \frac{\tau}{b}\right)$
Eltolás	$\varphi(x - a, y - b)$	$\psi(p, \tau - b + pa)$
Elforgatás α szöggel		$\frac{1}{ \cos \alpha + p \sin \alpha } \cdot \psi\left(\frac{p - \tan \alpha}{1 + p \tan \alpha}, \frac{\tau}{\cos \alpha + p \sin \alpha}\right)$
Csavarás	$\varphi(ax + by, cx + dy)$	$\frac{1}{ a + bp } \cdot \psi\left(\frac{c + dp}{a + bp}, \tau \frac{[ad - bc]}{a + bp}\right)$

Vetületi tétel (I)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(p, \tau) \exp(-i\Omega\tau) d\tau = \Phi(-\Omega p, \Omega)$$

(2-D Fourier transzformált)

Vetületi tétel (II)

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{p\tau}\{\Phi(\omega_1, \omega_2)\} \exp(i\Omega\tau) d\tau = 2\pi\varphi(-\Omega p, \Omega)$$

Konvolúciós tétel

$$R_{p\tau}[\varphi(x, y) * g(y)] = \psi(p, \tau) * g(\tau)$$

Plancheral-tétel

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(p, \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) dx dy$$

Parseval-tétel

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{p\tau}[\varphi^2(x, y)] d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(x, y) dx dy$$

koordinátatranszformációnak felel meg, ahol

$$a = \cos \alpha, \quad b = \sin \alpha \\ c = -\sin \alpha, \quad d = \cos \alpha.$$

Az 1. táblázat második része a Radon transzformációval kapcsolatos legfontosabb tételeket tartalmazza. A vetületi tétel (I) azt mondja ki, hogy a Radon transzformált egydimenziós Fourier transzformáltja a kétdimenziós Fourier transzformáltat adja meg a kétdimenziós frekvenciasík egy egyenes (metszete) mentén. A vetületi tétel (II) pedig azt fogalmazza meg, hogy a $\Phi(f_1, f_2)$ kétdimenziós frekvenciafüggvény Radon transzformáltjának egydimenziós inverz Fourier transzformáltja a $\varphi(x, y)$ függvény egy metszetével egyezik meg.

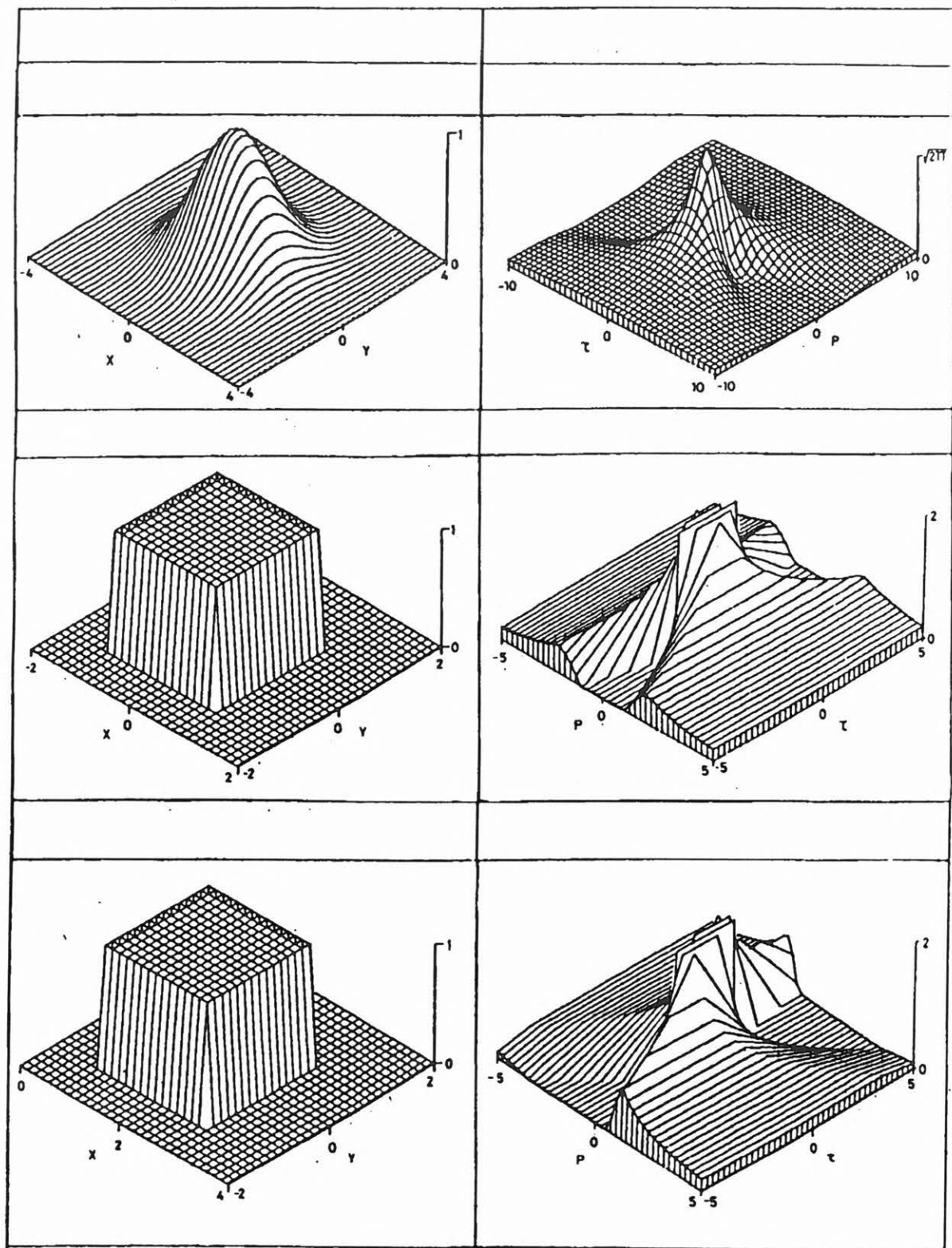
A konvolúciós tételt a következőképpen bizonyíthatjuk. Ha a $\psi(p, \tau)$ Radon transzformáltat a $g(\tau)$ függvénnyel konvolváljuk, akkor

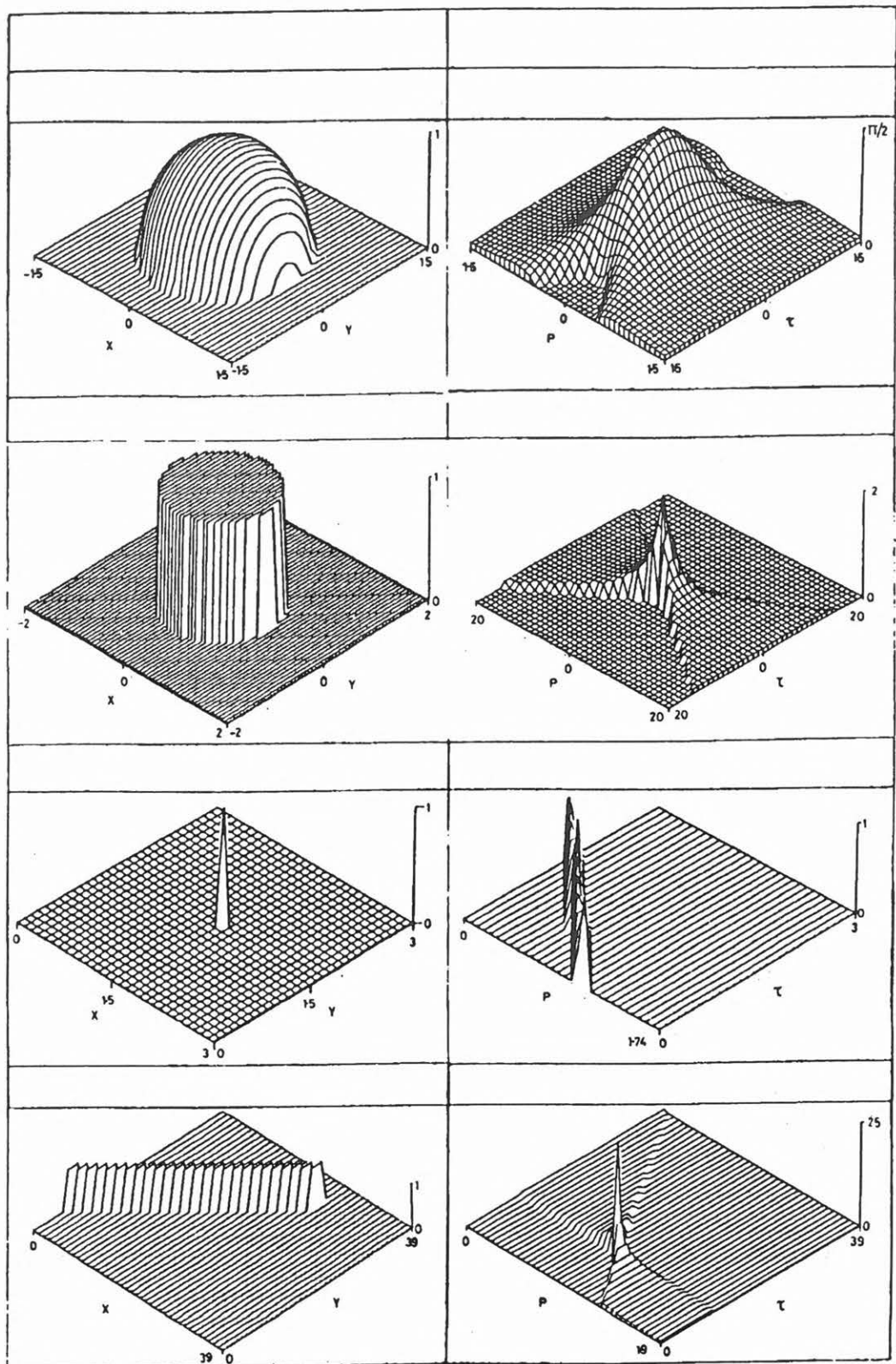
$$\begin{aligned} \psi(p, \tau) * g(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \psi(p, s) g(\tau - s) ds = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, s + px) g(\tau - s) ds dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, r) g(\tau + px - r) dr dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} (\varphi * g)(x, \tau + px) dx = \\ &= R_{p\tau}[\varphi(x, y) * g(y)], \end{aligned}$$

ahol a harmadik sorban az $r=s+px$ helyettesítéssel éltünk. A tétel szerint tehát a második változó szerinti konvolúciót mind az x -y, mind a p - τ tartományban végrehajthatjuk a $g(y)$ függvény megváltoztatása nélkül.

A táblázat utolsó két tétele az energiamegmaradást fogalmazza meg az x -y illetve a p - τ tartományban.

Az 1. ábrán néhány gyakran előforduló kétdimenziós függvényt és Radon transzformáltjait illusztráljuk.





1. ábra. Néhány kétváltozós függvény (baloldal) és Radon transzformáltja (jobboldal).
 Fig. 1. Some two-dimensional functions (on the left) and their Radon transforms (on the right).

Az első példa a kétdimenziós Gauss függvényt és transzformáltját szemlélteti. A második példán egy kétdimenziós négyzet alakú ablakfüggvény Radon transzformáltját láthatjuk, míg a harmadik sor az előbbi ablakfüggvény x irányban eltoló változatát mutatja.

A hengersizmetrikus ablakfüggvény kör alakú kontúrja a τ - p tartományban hiperbola alakot vesz fel. Az ablakfüggvény kör alakú kontúrjának egyenlete ugyanis

$$y = \pm (a^2 - x^2)^{1/2},$$

amiből következik, hogy

$$p = \frac{dy}{dx} = \mp x (a^2 - x^2)^{-1/2},$$

azaz

$$x = \pm ap (p^2 + 1)^{-1/2}.$$

x és y értékét behelyettesítve az $y = \tau + px$ összefüggésbe kapjuk, hogy

$$\tau^2 = a^2 (p^2 + 1),$$

amely egy hiperbola egyenlete a τ - p tartományban.

Az 1. ábra utolsó két példája azt illusztrálja, hogy egy pont transzformáltja egy egyenes, és egy egyenes transzformáltja egy pont. Ugyanakkor az ábrákról az is leolvasható, hogy ha a transzformálandó adatok sávkorlátozottak (az egyenes szélessége véges), a transzformált is eltér az ideálistól (egy pontban nagy érték, másutt kicsi, de zérustól különböző értékek).

A Radon transzformáció digitális megvalósítása

A Radon transzformáció digitális adatokon való alkalmazására számos javaslatot találhatunk a szakirodalomban [BERNOLIEL et al. 1987, DIETRICH 1990, és mások]. Az alábbiakban röviden összefoglaljuk a HANEVELD et al. [1990] által javasolt és az ELTE Geofizika Tanszék IBM PC/AT személyi számítógépén megvalósított algoritmust.

Feltéve, hogy a transzformálandó kétdimenziós függvény második változója az idő (szeizmikus adatrendszer), a Radon transzformáció és inverz párja a következőképpen írható fel

$$\psi(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, \tau + px) dx, \quad [1]$$

$$\varphi(x, t) = (2\pi)^{-1} (d/dt) \mathcal{H} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(p, t - px) dp, \quad [2]$$

ahol a d/dt az idő szerinti differenciálást jelöli, \mathcal{H} pedig az idő szerinti direkt Hilbert transzformációt jelenti. A transzformáció diszkrétizálásához a fenti formulák frekvencia tartománybeli alakját használjuk fel. A Fourier transzformáció végrehajtása után a direkt Radon transzformáció

$$\Psi(p, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i2\pi f p x] \Phi(x, f) dx \quad [3]$$

alakban, az inverz Radon transzformáció pedig

$$\Phi(x, f) = f \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i2\pi f p x] \Psi(p, f) dp \quad [4]$$

alakban írható fel, ahol Ψ és Φ a ψ és φ Fourier transzformáltjai. Mivel a szeizmikus alkalmazásokban mind ψ , mind φ valós függvények, ezért a számítások során elegendő csupán a pozitív frekvenciákra szorítkoznunk, az inverz Fourier transzformáció végrehajtásakor pedig felhasználjuk a $\Psi(p, -f) = \Psi(p, f)^*$ és a $\Phi(x, -f) = \Phi(x, f)^*$ tulajdonságokat (a $*$ komplex konjugátum jelöl).

Annak érdekében, hogy a [3] és [4] Radon transzformáltakat kiszámíthassuk, a Ψ és Φ függvényeket diszkrétizálnunk kell. Az alábbiakban csak az x és p szerinti diszkrétizációval foglalkozunk.

A diszkrét Φ függvény csupán a mintavételi helyeken ismert, azaz csak a $\Phi_{n,j}$ értékeket ismerjük, ahol

$$\Phi_{n,j} = \Phi(x_n, f_j), \quad x_n = x_{\min} + n\Delta x, \quad f_j = j\Delta f,$$

ahol Δx és Δf a térben és frekvenciában érvényes mintavételi távolság.

Annak érdekében, hogy a [3] egyenletben előírt x szerinti integrálást végrehajthassuk, az integrandust a sinc függvény segítségével az alábbi módon írjuk fel:

$$\Phi(x, f) = \sum_n \Phi_{n,j} \frac{\sin[\pi(x - x_n)/\Delta x]}{\pi(x - x_n)/\Delta x}. \quad [5]$$

Ez a felírás hallgatólagosan feltételezi, hogy az integrandus sávkorlátozott függvény, de ez esetünkben nem jelent komoly megszorítást, hiszen a szeizmikus gyakorlat során feldolgozandó függvények mindig sávkorlátozottak.

[5]-nek [3]-ba való behelyettesítésével, valamint az összegzés és az integrálás sorrendjének felcserélésével kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \Psi_{k,j} &= \sum_n \Phi_{n,j} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{x - x_n}{\Delta x}\right) \exp(i2\pi f_j p_k x) dx = \\ &= \sum_n \Phi_{n,j} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{x - x_n}{\Delta x}\right) \exp(i2\pi f' x) dx = \\ &= \sum_n \Phi_{n,j} \Pi(\Delta x f') \exp(i2\pi f' x_n) \Delta x, \end{aligned}$$

hiszen a fenti levezetés második sorában álló integrál nem más, mint a sinc függvény x változó szerinti inverz Fourier transzformáltja ($f' = f_j p_k$, és $\Pi(x)$ azt a négyszögjellet jelöli, amely az $-1/2 \leq x \leq 1/2$ intervallumban egységnyi, azon kívül pedig zérus).

Az f' változó helyére visszaírva az $f_j p_k$ szorzatot kapjuk, hogy a diszkrétizált direkt Radon transzformáció:

$$\begin{aligned} \Psi_{k,j} &= \sum_n \Phi_{n,j} \exp[i2\pi f_j p_k x_n] \Delta x, \quad \text{ha } |f_j p_k| \leq (2\Delta x)^{-1}, \\ &= 0, \quad \text{ha } |f_j p_k| > (2\Delta x)^{-1} \end{aligned} \quad [6]$$

ahol $\Psi_{k,j}$ a $\Phi_{n,j}$ diszkrét Radon transzformáltja f_j frekvencia és p_k hullámparaméter mellett, amelyet a

$$p_k = p_{\min} + k\Delta p$$

formula ad meg (Δp a hullámparaméter szerinti mintavételi távolság).

A fentiekhez hasonló módon kapjuk meg a diszkrétizált inverz Radon transzformáció formuláját:

$$\Phi'_{nj} = f_j \sum_k \Psi_{kj} \exp[-i2\pi f_j p_k x_n] \Delta p, \text{ ha } |f_j x_n| \leq (2\Delta p)^{-1},$$

$$= 0, \text{ ha } |f_j x_n| > (2\Delta p)^{-1} \quad [7]$$

Fel kell hívnunk a figyelmet arra, hogy [7]-ben Φ helyett Φ' -t írtunk, mivel az [5]-ben szereplő sávkorlátozott sinc függvény alkalmazása miatt a diszkrétizált inverz Radon transzformáció csak közelítőleg állítja vissza a Φ függvényt. Mivel azonban a szeizmikus gyakorlatban sávkorlátozott adatokat kell feldolgoznunk, a Φ és Φ' közötti különbség általában elhanyagolható.

A spektrumismétlődések elkerülése érdekében a Δx és Δp mintavételi távolságokat az alábbi összefüggéseknek megfelelően kell megválasztanunk:

$$\Delta p < \frac{1}{f_{\max} x_{\text{terjedelem}}}, \quad \Delta x \leq \frac{1}{f_{\max} p_{\text{terjedelem}}}, \quad [8a,b]$$

ahol f_{\max} a regisztrált hullámter által tartalmazott legnagyobb frekvencia, $x_{\text{terjedelem}} = x_{\max} - x_{\min}$ és $p_{\text{terjedelem}} = p_{\max} - p_{\min}$. Helytelen mintavételi távolságok választása esetén az inverz τ - p transzformációval kapott szeizmikus szelvény nem létező eseményeket is tartalmaz. A problémakörrel részletesen foglalkozik TURNER [1990] tanulmánya.

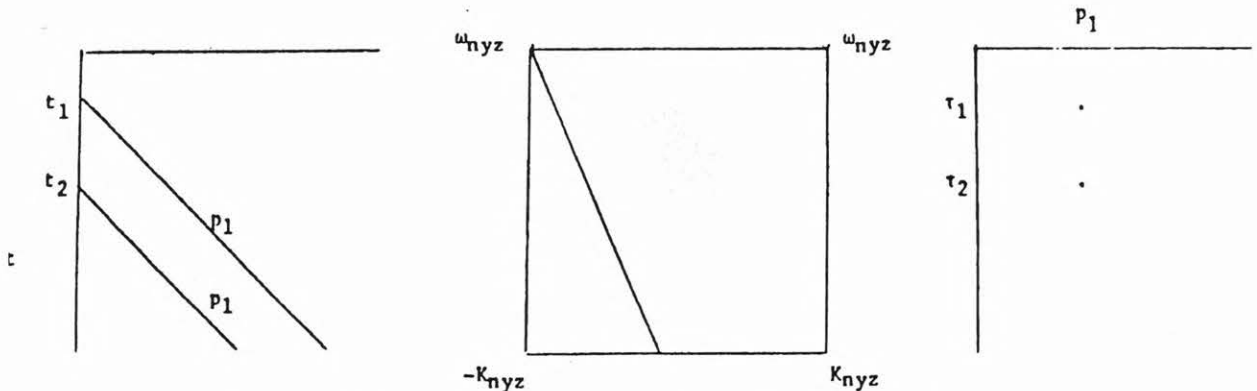
A Radon transzformáció néhány alkalmazási lehetősége

Bár a szeizmikus adatok feldolgozását nagyrészt az x - t tartományban hajtjuk végre, néhány speciális lépés mégis az x - f és k - f tartományokban történik. Ezért hasznos lehet annak vizsgálata, hogy néhány egyszerű, elemi szeizmikus esemény hogyan jelenik meg a különböző tartományokban.

Az 2a. ábrán két lineáris, azonos látszólagos sebességgel jellemezhető eseményt láthatunk. A k - f tartományban a két esemény egyetlen egyenesként jelenik meg, azaz nem különíthető el egymástól (2b. ábra). A τ - p tartományban a két eseményt két különálló pont reprezentálja (2c. ábra): ugyanannál a p értéknél két, különböző τ -hoz tartozó pont jelenik meg, lehetővé téve ezzel az események szétválasztását.

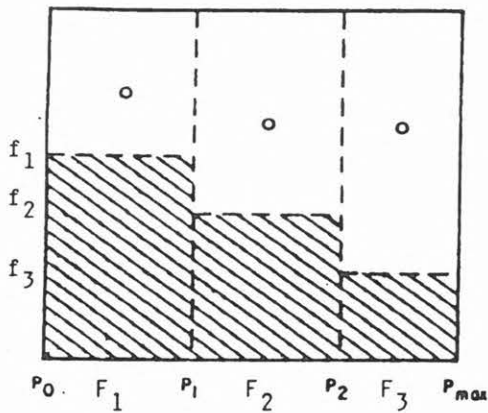
Az f - p tartományban igen könnyen megvalósíthatóak a p -függő frekvenciaszűrők. Az ilyen szűrők alkalmazását szemlélteti a 3. ábra. F_1, F_2 és F_3 a 0 - p_1, p_1 - p_2 és p_2 - p_{\max} tartományokban alkalmazott ideális felülvágó szűrők f_1, f_2 és f_3 vágási frekvenciákkal. A 3a. ábra az f - p , a 3b. ábra pedig a k - f tartományokban ábrázolja a szűrőket (a satírozott területek szemléltetik az átérésztési tartományt). Az ábrákról világosan leolvasható, hogy az ilyen speciális szűrők sokkal könnyebben tervezhetők és kivitelezhetők az f - p tartományban, mint a k - f tartományban. A feladat az x - t tartományban is végrehajtható lenne, de ekkor kétdimenziós konvolúciós szűrőt kellene alkalmaznunk.

A jól ismert sebességszűrés művelete is könnyebben hajtható végre az f - p vagy a τ - p tartományokban, mint a k - f tartományban: a nem kívánt sebességintervallumnak megfelelő p -intervallumon belül egyszerűen kinullázzuk az adatokat. Ugyanez a feladat a k - f tartományban ferde egyenesekkel határolt tartomány kiszűrését jelenti, amely technikailag kissé nehezebb feladat. Még egyszerűbb a szűrés eljárás, ha egy bizonyos p_{\max} maximális hullámparaméternél nagyobb p -vel jellemezhető események kiszűrését tűzzük ki célul (pl. csőhullámok, felszíni zavarhullámok eltávolítását). Ekkor az x - t tartománybeli adatokat úgy transzformáljuk át a τ - p tartományba, hogy a figyelembe vett legnagyobb p -érték p_{\max} legyen, majd minden további művelet elvégzése nélkül visszatérünk az x - t tartományba. Hasonlóan járhatunk el a VSP szelvényeken együtt megtalálható lefelé és felfelé haladó hullámok szétválasztásakor. Ha például csupán a felfelé haladó hullámteret szeretnénk megtartani, akkor a τ - p transzfor-

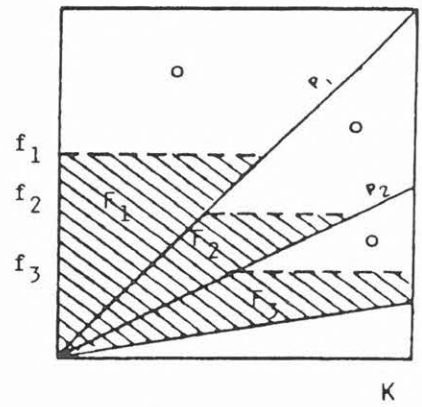


2. ábra. a) Két lineáris, azonos látszólagos sebességgel jellemezhető szeizmikus esemény.
b) Az a) ábrán látható ideális szelvény k - f transzformáltja.
c) Az a) ábrán látható ideális szelvény τ - p transzformáltja.

Fig. 2. a) Two linear seismic events with the same apparent velocity.
b) The k - f transform of the ideal section.
c) The τ - p transform of the ideal section.



- a -



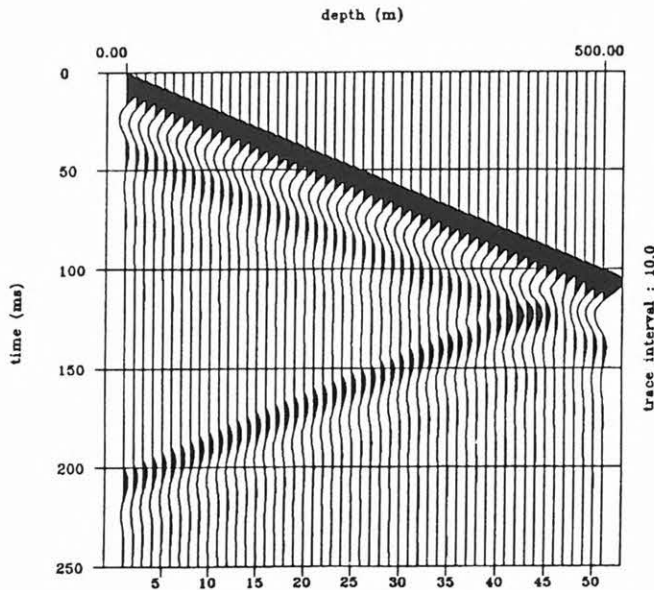
- b -

3. ábra. p -függő frekvenciaszűrők alkalmazása az $f-p$ (a) és az $f-k$ (b) tartományokban.

Fig. 3. Application of p -variant frequency filters in the $f-p$ (a) and $f-k$ (b) domains.

máltat csak negatív p értékekre határozzuk meg, majd az inverz transzformáció elvégzésével visszatérünk az $x-t$ tartományba. A fenti néhány példa is illusztrálja, hogy a $\tau-p$ transzformáció alkalmazása sok esetben könnyebbé teheti a kitűzött feladatok végrehajtását.

A 4. ábrán egy nagyon egyszerű, csak a direkthullámot és egy egyszeres reflexiót tartalmazó szintetikus nulloffszetes VSP szelvényt mutatunk be. A wavelet 30 Hz-es csillapodó szinuszhullám, a direkthullám és a reflexió látszólagos sebessége 5000, illetve -5000 m/s ($p=0,2$ ms/m, illetve -0,2 ms/m).



4. ábra. Direkthullámot és egyetlen reflexiót tartalmazó szintetikus nulloffszetes VSP szelvény.

Fig. 4. A synthetic zero-offset VSP containing the direct waves and a reflection.

Példák a Radon transzformáció alkalmazására

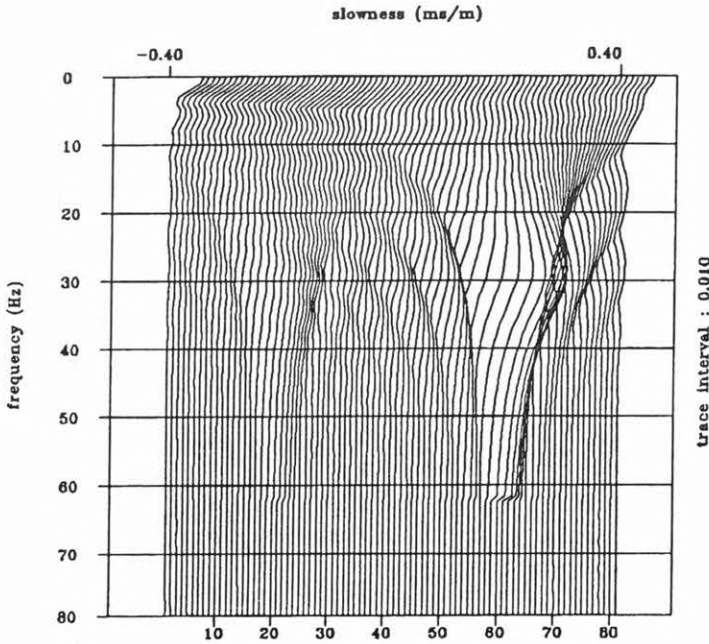
Az alábbiakban néhány egyszerű példán keresztül szemléltetjük a Radon transzformáció alkalmazását, valamint az $f-p$ illetve $\tau-p$ transzformált tulajdonságait, felhasználási lehetőségeit.

Ezen VSP szelvény $f-p$ és $\tau-p$ transzformáltjait a $p_{min}=-0,4$ ms/m és $p_{max}=0,4$ ms/m közötti hullámparaméter-tartományban számítottuk ki. A Fourier transzformáció végrehajtásához 512 pontos gyors digitális Fourier transzformációt (FFT) alkalmaztunk. A Δp mintavételi távolság nagyságát a [8a] összefüggésnek megfelelően kell megválasztanunk. Mivel esetünkben $x_{terjedelem}=500$ m, f_{max} pedig bizto-

san nem haladja meg a 100 Hz-et, Δp -nek 0,02 ms/m-nél kisebbnek kell lennie. Mi a $\Delta p = 0,01$ ms/m értéket választottuk. Természetesen a mérés végrehajtásakor is ügyelnünk kell a helyes térbeli mintavételezésre. Mivel esetünkben $p_{terjedelem} = 0,8$ ms/m,

transzformációk eredménye nem lett volna megfelelő. A p_{min} és p_{max} paraméterek megválasztásakor ezt a jelenséget mindig figyelembe kell vennünk.

Amennyiben a τ - p transzformált $p \geq 0$ felére alkalmazzuk csak az inverz transzformációt, az eredeti



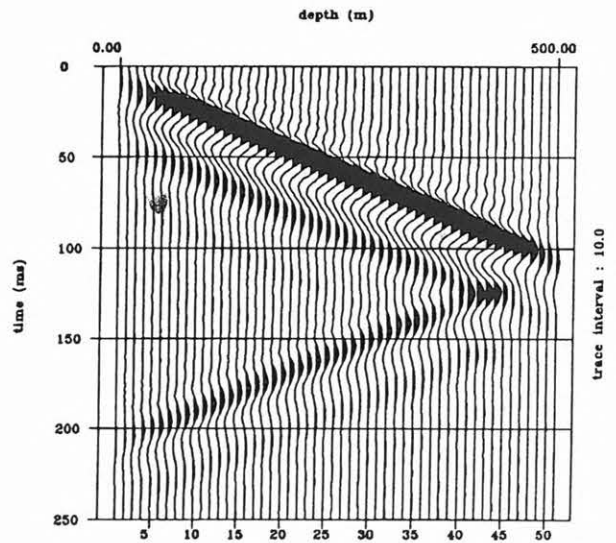
5. ábra. A 4. ábrán látható VSP szelvény f - p amplitúdóspektruma. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0,4$ ms/m, $\Delta p = 0,01$ ms/m)

Fig. 5. The f - p amplitude spectrum of the VSP shown in Fig. 4. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0,4$ ms/m, $\Delta p = 0,01$ ms/m)

[8b] szerint Δx -nek kisebbnek kell lennie 12,5 m-nél. Az alkalmazott 10 m-es csatornáköz megfelel ennek a követelménynek.

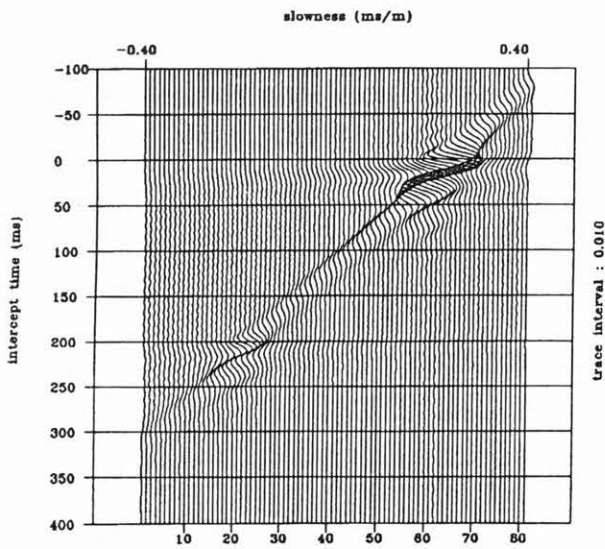
Az 5. ábrán a már bemutatott VSP szelvény f - p amplitúdóspektrumát mutatjuk be, míg a 6. ábra az inverz transzformáció eredményét szemlélteti. A 7. ábrán a τ - p transzformáltat láthatjuk, a 8. ábra pedig ezen transzformált inverzét ábrázolja. A transzformáltakat bemutató ábrákon (különösen a 7. ábrán) jól láthatók a $|p| = 0,2$ ms/m értékek környezetében jelentkező nagy amplitúdók, a 4., 6. és 8. ábrák összehasonlításával pedig megállapíthatjuk, hogy az oda-vissza transzformáció csak jelentéktelen torzulásokat okoz. (A szélső csatornák kis amplitúdóit a direkt transzformációt megelőzően alkalmazott Hanning ablak okozza, amelyre az ún. "edge effect"-ek kiküszöbölésére van szükség.)

Itt hívjuk fel a figyelmet arra, hogy bár az eredeti VSP szelvényen található direkthullám és reflexió látszólagos sebessége $p = 0,2$ ms/m, illetve $-0,2$ ms/m-nek felel meg, hiba lett volna az f - p , illetve τ - p transzformáltakat csupán mondjuk $p_{min} = -0,25$ ms/m és $p_{max} = 0,25$ ms/m intervallumban kiszámítani, mivel a két szeizmikus esemény képe két pont helyett két, viszonylag nagy kiterjedésű folt, amelyek túlterjednek a $|p| = 0,25$ ms/m értékeken, és így az inverz



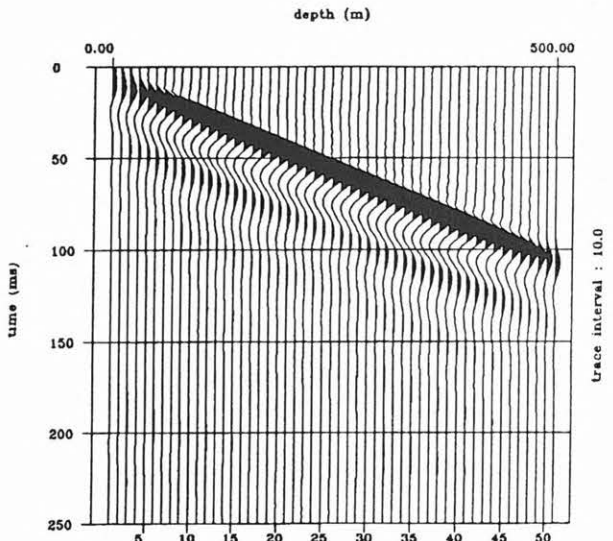
6. ábra. Az 5. ábrán látható f - p transzformált inverze.

Fig. 6. The inverse of the f - p spectrum shown in Fig. 5.



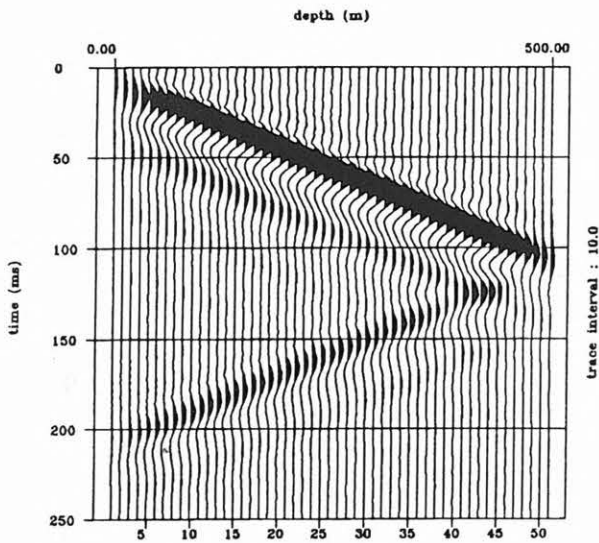
7. ábra. A 4. ábrán látható VSP szelvény τ - p transzformáltja 20 ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.4 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.01 \text{ ms/m}$).

Fig. 7. The τ - p transform of the VSP shown in Fig.4 ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.4 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.01 \text{ ms/m}$).



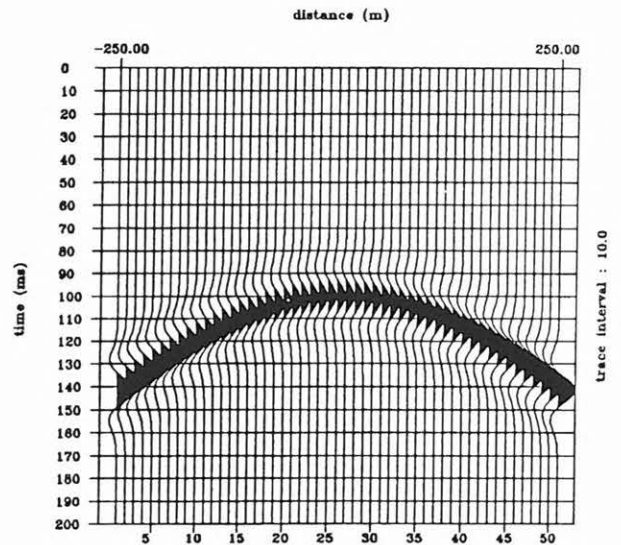
9. ábra. A 7. ábrán látható τ - p transzformált pozitív p -hez tartozó felének inverze, azaz a szétválasztott lefelé haladó hullámter.

Fig. 9. The inverse of the positive half plane of the τ - p transform shown in Fig. 7, i.e. the downgoing wavefield.



8. ábra. A 7. ábrán látható τ - p transzformált inverze.

Fig. 8. The inverse of the τ - p transform shown in Fig. 7.

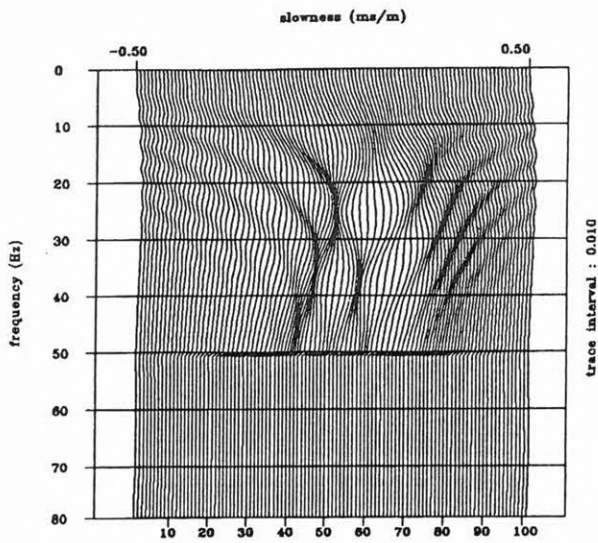


10. ábra. Egy szintetikus CRP szelvény.

Fig. 10. A synthetic CRP section.

VSP szelvények csak azon részét kapjuk vissza, amelyre a látszólagos sebesség pozitív, azaz ily módon kiszűrhetjük a felfelé haladó hullámokat (9. ábra). A τ - p transzformáció természetesen ennél bonyolultabb sebességszűrések végrehajtására is alkalmas, hiszen az eltávolítandó sebességintervallumok

a τ - p (és f - p) tartományban könnyen kijelölhetők. Második példánkban egy szintetikus CRP szelvény (10. ábra) mutatjuk be a Radon transzformáció alkalmazását. A transzformációhoz választott paraméterek: $p_{\min} = -0,5 \text{ ms/m}$, $p_{\max} = 0,5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0,01 \text{ ms/m}$ és ismét 512 pontos FFT-t alkalmaztunk. A 11. és 12.

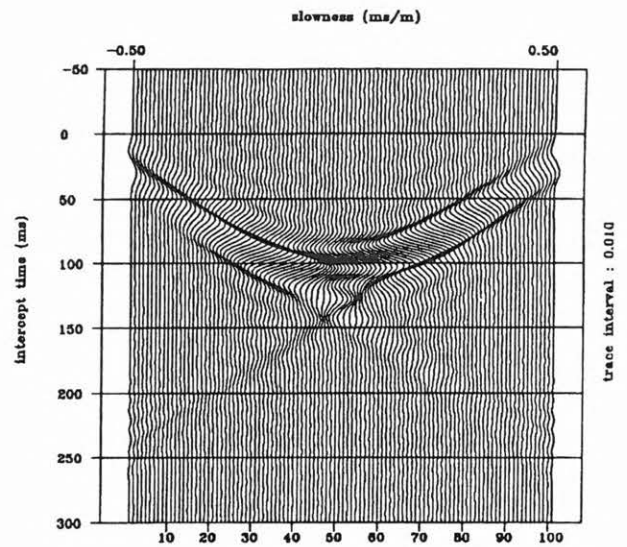


11. ábra. A 10. ábrán látható CRP szelvény $f-p$ amplitúdóspektruma.
 ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0,5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0,01 \text{ ms/m}$)

Fig. 11. The $f-p$ amplitude spectrum of the CRP section shown in Fig. 10.
 ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.01 \text{ ms/m}$)

ábrákon az $f-p$ amplitúdóspektromot és annak inverzét, a 13. és 14. ábrákon pedig $\tau-p$ transzformált és inverzét mutatjuk be.

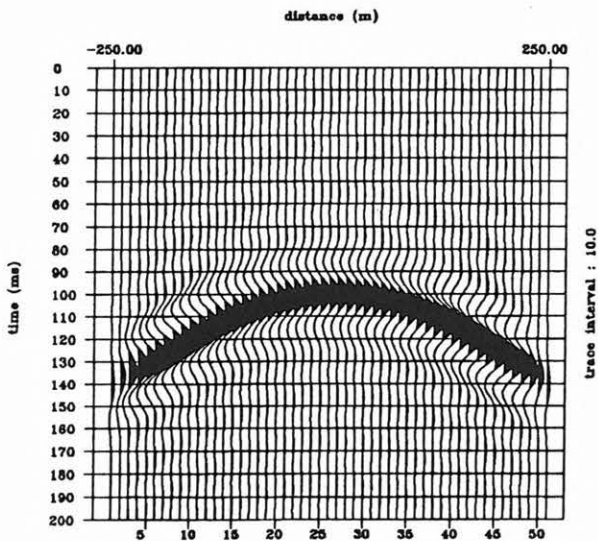
Mivel a feldolgozott CRP szelvény csupán egyetlen reflexiós hiperbolát tartalmaz, analitikusan is meghatározhatjuk ezen hiperbola $\tau-p$ tartománybeli



13. ábra. A 10. ábrán látható CRP szelvény $\tau-p$ transzformáltja. ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0,5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0,01 \text{ ms/m}$)

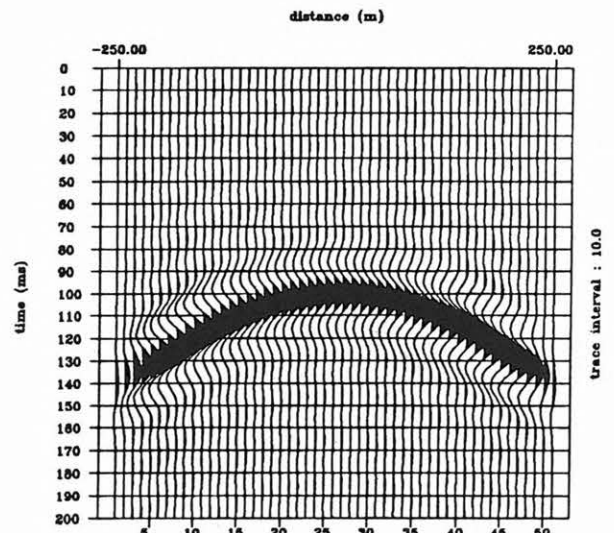
Fig. 13. The $\tau-p$ transform of the CRP section shown in Fig. 10.
 ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.01 \text{ ms/m}$)

képét. Az eredmény azért is érdekes lehet számunkra, mert — előző példánkkal ellentétben — a feldolgozó szelvény által tartalmazott szeizmikus esemény látszólagos sebessége most pontról pontra változik.



12. ábra. A 11. ábrán látható $f-p$ transzformált inverze.

Fig. 12.: The inverse of the $f-p$ spectrum shown in Fig. 11.



14. ábra. A 13. ábrán látható $\tau-p$ transzformált inverze.

Fig. 14. The inverse of the $\tau-p$ transform shown in Fig. 13.

A reflexiós hiperbola menetidőgörbéje

$$t = \frac{2}{v} (h^2 + x^2)^{1/2},$$

ahol v a vízszintes reflektáló réteghatár feletti hullámterjedési sebesség, h a reflektáló felület mélysége és x a CRP-től számított távolság. A fenti kifejezésből következik, hogy

$$p = \frac{dt}{dx} = \frac{2x}{v(x^2 + h^2)^{1/2}},$$

amelyből

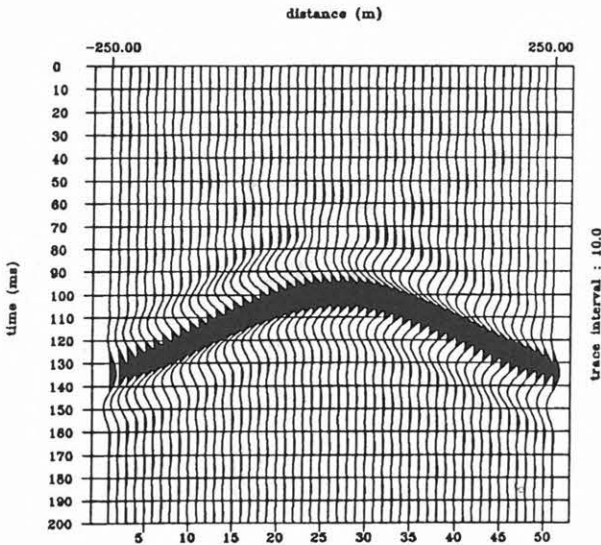
$$x = \frac{pvh}{(4 - p^2 v^2)^{1/2}}.$$

x és t értékét behelyettesítve a $t = \tau + px$ összefüggésbe kapjuk, hogy

$$\tau = h \left[(v/2)^2 - p^2 \right]^{1/2},$$

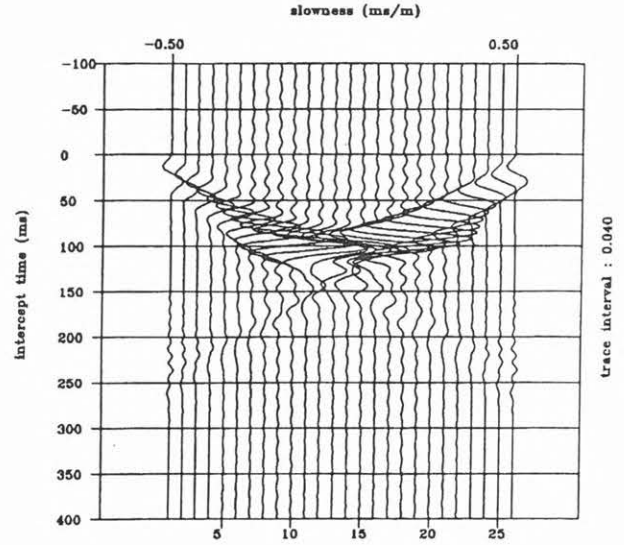
amely egy ellipszis egyenlete a τ - p tartományban. Mivel τ csak pozitív értékeket vesz fel, a teljes hiperbola ág transzformálja az ellipszis fele ($\tau \geq 0$). A 13. ábrán ennek a féllipszisnek egy részét láthatjuk. Az ábrák azt a korábbi észrevételünket is alátámasztják, hogy az oda-vissza transzformáció csak jelentéktelen torzulásokat okoz.

Ezzel a példával kapcsolatban az alábbiakban bemutatjuk, milyen torzulásokat, hibákat okoz a helytelen paraméterválasztás. Ha például p_{min} és p_{max} értékét $-0,5$ ms/m, illetve $0,5$ ms/m helyett csupán $-0,3$ ms/m, illetve $0,3$ ms/m értékeknek választjuk, akkor az inverz transzformáció után nem kapjuk vissza az eredeti CRP szelvényen látható hiperbolát:



15. ábra. A 10. ábrán látható CRP szelvény τ - p transzformáltjának inverze. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0,3$ ms/m, $\Delta p = 0,01$ ms/m)

Fig. 15. The inverse of the τ - p transform of the CRP section shown in Fig. 10. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0.3$ ms/m, $\Delta p = 0.01$ ms/m)



16. ábra. A 10. ábrán látható CRP szelvény τ - p transzformáltja. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0,5$ ms/m, $\Delta p = 0,04$ ms/m)

Fig. 16. The τ - p transform of the CRP section shown in Fig. 10. ($|p_{min}| = |p_{max}| = 0.5$ ms/m, $\Delta p = 0.04$ ms/m)

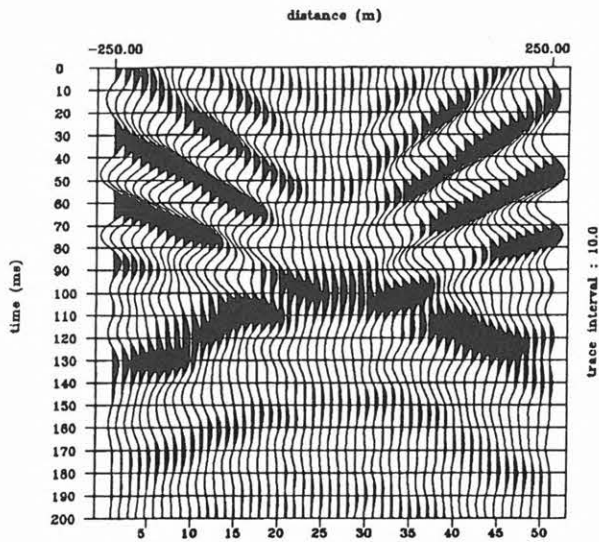
szelein a beérkezések sorozata által kirajzolódó menetidőgörbe kissé "visszafordul" (15. ábra). Ennek nyilván az az oka, hogy a szelvény széleire jellemző $|p| > 0,3$ ms/m-rel jellemezhető eseményeket nem képeztük le.

Az előbbieknél még komolyabb hibákat, torzulásokat tapasztalhatunk, ha nem tartjuk be a [8a,b] mintavételi törvényeket. Ha a direkt transzformációt $\Delta p = 0,01$ ms/m helyett $\Delta p = 0,04$ ms/m mintavételezéssel hajtjuk végre, a 16. ábrán bemutatott τ - p transzformáltat kapjuk. Ennek az alulmintavételezett τ - p transzformálnak az inverze (17. ábra) alig emlékeztet az eredeti CRP szelvényre: a hiperbola erősen torzított alakja még felismerhető, de a spektrumisméltódségből adódó zajok amplitúdója elfogadhatatlanul nagy, hiszen összemérhető a hasznos jel amplitúdójával.

Az utóbbi két példa meggyőzően bizonyítja a helyes paraméterválasztás fontosságát.

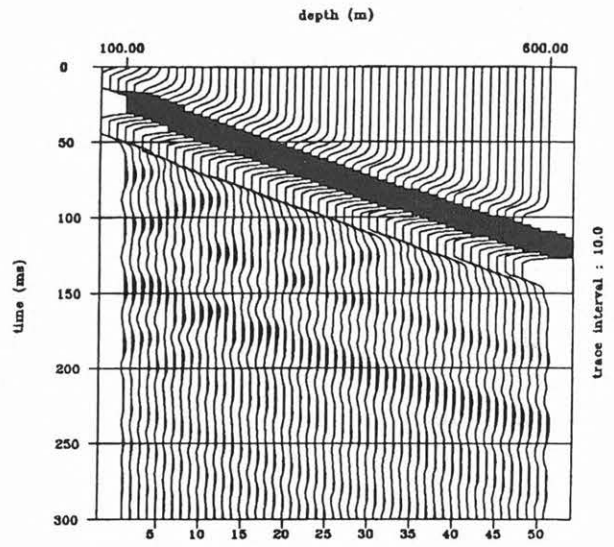
Utolsó példánkban viszonylag bonyolult VSP szelvényen elvégzett hullámtér-szétválasztást mutatunk be. A feldolgozandó szintetikus VSP szelvényt a 18. ábrán mutatjuk be. A τ - p transzformációhoz használt paraméterek: $p_{min} = -0,5$ ms/m, $p_{max} = 0,5$ ms/m, $\Delta p = 0,005$ ms/m és 512 pontos FFT.

A teljes τ - p transzformáltat a 19. ábra szemlélteti, a felfelé haladó hullámokat a 20. ábrán láthatjuk. A szétválasztás minősége kívánni valót hagy maga után a nagy amplitúdójú direkthullámok zavaró hatása miatt.



17. ábra. A 16. ábrán látható τ - p transzformált inverze.

Fig. 17. The inverse of the τ - p transform shown in Fig. 16.

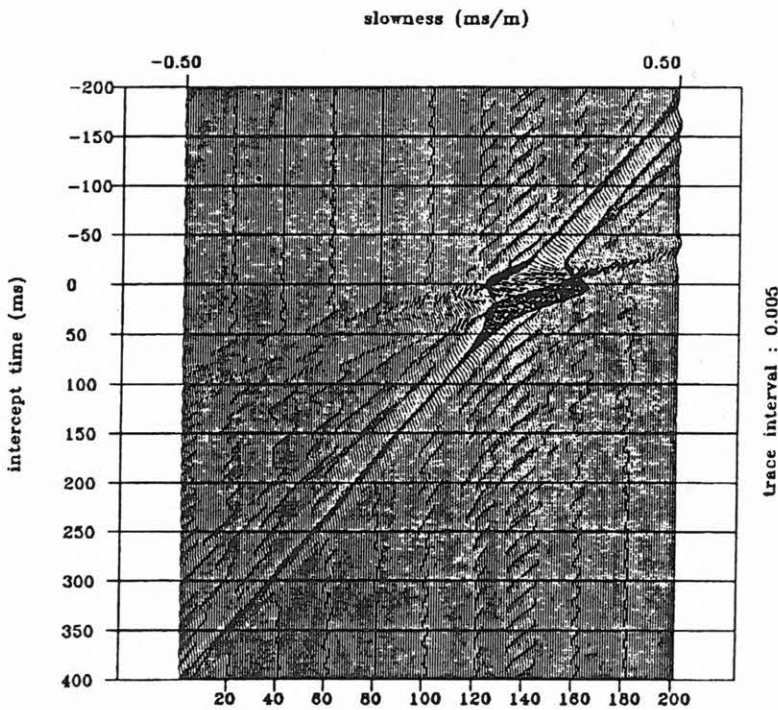


18. ábra. Számos lefelé és felfelé haladó hullámot tartalmazó szintetikus VSP szelvény.

Fig. 18. A synthetic VSP with several upgoing and downgoing waves.

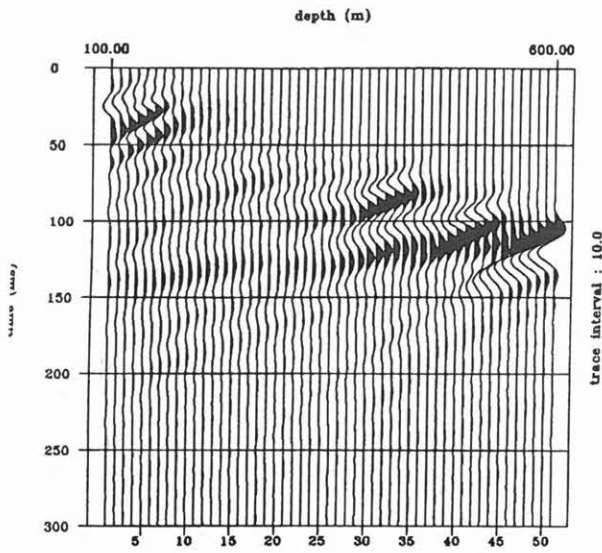
Ha a feldolgozandó VSP szelvényen valamilyen módon lecsillapítjuk a direkthullámokat (21. ábra), a τ - p transzformáltat nem zavarják az első beérkezé-

sek nagy amplitúdói, és a felfelé, illetve lefelé haladó hullámoknak megfelelő spektrumrészek jól felismerhetők és elkülöníthetők (22. ábra). Ennek meg-



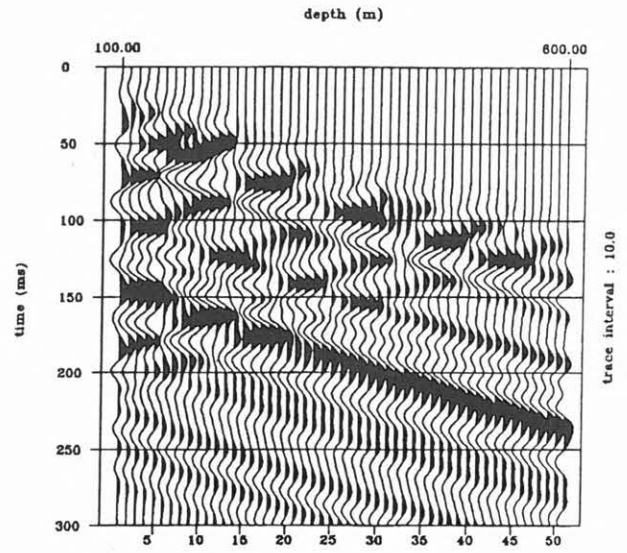
19. ábra. A 18. ábrán látható VSP szelvény τ - p transzformáltja. ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0,5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0,005 \text{ ms/m}$)

Fig. 19. The τ - p transform of the VSP shown in Fig. 18. ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.005 \text{ ms/m}$)



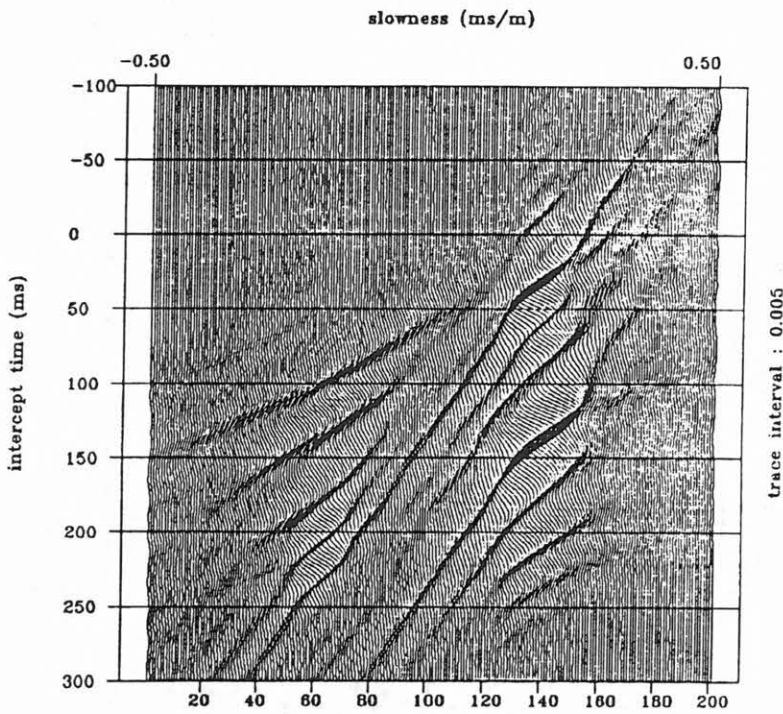
20. ábra. A 19. ábrán bemutatott τ - p transzformált alapján szétválasztott felfelé haladó hullámter.

Fig. 20. Upgoing wavefield separated by using the τ - p transform shown in Fig. 19.



21. ábra. A 18. ábrán látható VSP szelvény a direkthullám eltávolítása után.

Fig. 21. The VSP section shown in Fig. 18. after the muting of the direct waves.



22. ábra. A 21. ábrán látható VSP szelvény τ - p transzformáltja ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0,5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0,005 \text{ ms/m}$).

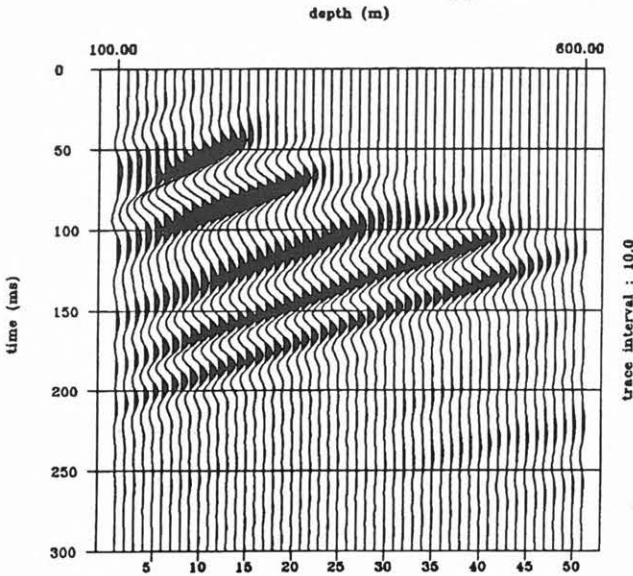
Fig. 22. The τ - p transform of the VSP shown in Fig. 21. ($|p_{\min}| = |p_{\max}| = 0.5 \text{ ms/m}$, $\Delta p = 0.005 \text{ ms/m}$).

felelően a negatív p tartomány visszatranszformálásával már jó minőségű szétválasztott felfelé haladó hullámokat kapunk (23. ábra). VSP szelvények feldolgozásakor tehát célszerű úgy eljárunk, hogy a τ - p transzformáció elvégzése előtt vagy erősen lecsillapítjuk a direkthullámokat, vagy amplitúdókiegyenlítéssel megközelítőleg azonos energiaszintre hozzuk a különböző szeizmikus beérkezéseket.

proach of the τ - p transform: some applications in seismic data processing; *Geophysical Prospecting* 35, pp. 517-538.

DIETRICH, M., 1990: An algorithm for the plane-wave decomposition of point-source seismograms; *Geophysics* 55, pp.1380-1385.

DURRANI, T. S. and BISSET, D., 1984: The Radon transform and its properties; *Geophysics* 49, pp.1180-1187.



23. ábra. A 22. ábrán bemutatott τ - p transzformált alapján szétválasztott felfelé haladó hullámter.

Fig. 23. Upgoing wavefield separated by using the τ - p transform shown in Fig. 22.

Összefoglalás

Jelen dolgozatban a Radon transzformáció tulajdonságait és alkalmazási lehetőségeit tárgyaltuk.

Ismertettünk egy, az ELTE Geofizika Tanszéken elkészített τ - p transzformáció digitálisan megvalósító algoritmust, majd összefoglaltuk a transzformáció legfontosabb tulajdonságait. Szintetikus példákön keresztül illusztráltuk a transzformáció alkalmazásait, különös hangsúlyt fektetve a transzformációs paraméterek és a mintavételi távolságok megválasztására, valamint a lefelé és felfelé haladó hullámterek szétválasztására.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönettel tartozik a Geofizikai Kutató Vállalatnak a kutatások finanszírozásáért és a tanulmány közléséhez való hozzájárulásukért.

IRODALOM

BENOLIEL, S. D., SCHNEIDER, W. A. and SHURTLIFF, R. N. 1987: Frequency wavenumber ap-

HANEVELD, C. J. and HERMAN, G. C., 1990: A fast algorithm for the computation of Radon transforms; *Geophysical Prospecting* 38, pp. 853-860.

HU, L. Z. and MCMECHAN, G. A., 1987: Wave-field transformations of vertical seismic profiles; *Geophysics* 52, pp. 307-321.

MARTINEZ, R. D. and MCMECHAN, G. A., 1987: Analysis of absorption and dispersion effects in synthetic τ - p seismograms; *Geophysics* 52, pp. 1033-1047.

RADON, J., 1917: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte langs gewisser Mannigfaltigkeiten; *Berichte Sächsische Akademie der Wissenschaften* 69, pp. 262-277.

STOFFA, P. L., BUHL, P., DIEBOLD, J. B. and WENZEL, F., 1981: Direct mapping of seismic data to the domain of intercept time and ray parameter — A plane-wave decomposition; *Geophysics* 46, pp. 255-267.

TREITEL, S., GUTOWSKI, P. and WAGNER, D., 1982: Plane-wave decomposition of seismograms; *Geophysics* 47, pp. 1375-1401.

TURNER, G., 1990: Aliasing in the tau- p transform and the removal of spatially aliased coherent noise; *Geophysics* 55, pp. 1496-1503.

Frekvenciaszondázások méréstervezése, az egyenáramú szondázás és a frekvenciaszondázás komplex kiértékelése

PÁNCSICS ZOLTÁN¹

Az elektromos és elektromágneses módszerek közül a vertikális elektromos szondázás (VES) és az elektromágneses frekvenciaszondázás (FRS) módszereivel kapcsolatban felmerült méréstervezési és kiértékelési kérdéskörrel foglalkozik a cikk. A frekvenciaszondázás méréstervezésének feladata, hogy a vizsgált vertikális dipólus forrás mellett (1) a szóba jöhető térjellemzők közül melyeket és (2) milyen adó-vevő távolságoknál és milyen frekvenciatartományokban érdemes felvenni, hogy az adott rétegzett modellre vonatkozó legpontosabb fajlagos ellenállás és rétegvastagság becslést érhesünk el a feltételezhető mérési hibák és modell zajok mellett. Gyakran nehézségekbe ütközik egyfajta módszer használata esetén a réteg fajlagos ellenállásának és rétegvastagságának kívánt pontosságú becslése. A két módszer együttes használatával a rétegzett modell paramétereinek meghatározhatóságát javíthatjuk.

Problems arising in the planning of measurements and interpretation of resistivity and frequency sounding are investigated. Vertical electric sounding (VES) as a direct current method and frequency sounding (FRS) using a vertical magnetic dipole source as an electromagnetic method are used in the analyses. The problems in planning frequency sounding measurements are: (1) which one of the electromagnetic field quantities should be measured; (2) which set of transmitter-receiver distance and frequencies to obtain the best resolve for the layer resistivities and thicknesses for the assumed measuring and model errors. Using only one method it is often difficult to obtain good estimation for some layer parameters. The joint use of the two methods (VES and FRS) improves the efficiency of interpretation.

Bevezetés

Az elektromos és elektromágneses módszerek közül a vertikális elektromos szondázás (VES) és az elektromágneses frekvenciaszondázás (FRS) módszereivel kapcsolatban felmerült méréstervezési és kiértékelési kérdéskörrel foglalkozik a cikk. Egydimenziós, azaz közel horizontálisan rétegzett szerkezeteket vizsgálunk, hiszen ezen szerkezetek ténylegesen léteznek az üledékes medencékben, azonkívül ez kiindulása lehet további bonyolultabb (két-, háromdimenziós) szerkezetek kutatásának. A méréstervezés feladata, hogy adott típusú megismerendő szerkezet esetén milyen mérési eszközt (eszközöket), azok milyen kombinációt milyen mérési koordináták mellett kell használni a kutatott földtani struktúra minél pontosabb megismerése érdekében.

A frekvenciaszondázás méréstervezésének feladata, hogy a vizsgált harmonikus gerjesztésű vertikális mágneses dipólus (VMD) forrás mellett (1) a szóba jöhető térjellemzők (a mágneses indukció vertikális komponense, fázisa, a mágneses indukció horizontális komponense, fázisa, a mágneses indukció két komponensének aránya és a két fázis különbsége) közül, melyeket és (2) milyen adó-vevő távolságoknál és milyen frekvencia-tartományokban érdemes megmérni, hogy az adott rétegzett modellre vonatkozó legpontosabb réteg fajlagos ellenállás és rétegvastagság becslést érhesünk el a feltételezhető mérési és egyéb modell zajok mellett. Jelen pillanatban a MAXI-PROBE terepi műszerrel csak a mágneses indukció két komponensének hányadosát és a két fázis

különbségét mérik, azaz ezzel a vizsgálattal műszerfejlesztési irányt jelölhetünk ki. Azonkívül különböző típusú hatókhoz más-más típusú mérés szükséges, célorientáltak kell lennie a rendszernek, azaz különböző targethez mindig meg kell határozni az optimális mérendő térjellemzőt (térjellemzőket) és mérési koordinátákat. Ezek meghatározására alkalmasak a statisztikus kiértékelési módszerek.

Gyakran nehézségekbe ütközik egyfajta módszer használata esetén a réteg fajlagos ellenállásának és rétegvastagságának kívánt pontosságú meghatározása, becslése. A VES módszerrel meghatározhatjuk az egyes rétegek fajlagos ellenállását és vastagságát, de ha valamely réteg vékony, akkor ezen paraméterek kellően pontos felbecslése nehézségekbe ütközik. Az FRS módszerrel jól meghatározhatjuk a jólvezető réteg paramétereit. A két módszer együttes használatával a rétegzett modell paramétereinek meghatározását javíthatjuk.

Paraméterek minőségi kontrollja

A VES és az FRS kísérleti anyag matematikai modelljét az additív valószínűségi modellel írhatjuk le [ZVEREZ (1974, 1979), GOLCMAN (1971), SALÁT et al. (1982), HONG (1987)]:

$$u_k = f_k(p) + n_k \quad (1)$$

A k index a mérési koordinátákat jelöli, amelyet a geofizikus szabadon állíthat be a kutatás során. Ide tartoznak a mérések hely és idő koordinátái, a VES-nél a tápáramforrás erőssége (I), a gerjesztő és észlelő távolsága ($r=AO$). FRS-nél a gerjesztési frek-

¹ELTE Geofizika Tanszék, Budapest

vencia (ω), és az adó-vevő tekercs távolsága. A p vektor a modellobjektum ismeretlen paramétereit jelenti. A kiértékelés becsléteként adódó eredményt \hat{p} -al felöljük. Az $f_k(p)$ pedig a p paramétervektorral jellemzett hatóhoz tartozó elméleti értéket jelenti.

Az u_k térjellelmező értékei a mérési környezetnek az aktuális k koordinátaegyüttes melletti gerjesztésre adott észlelhető válasza. A VES-nél a ρ_k^M látszólagos fajlagos ellenállás adatok. FRS-esetén, VMD gerjesztés esetén a vevő tekercs által mérhető az M_0 momentumú vertikális harmonikus mágneses dipólus mágneses terének radiális komponense B_{rk}^M a vertikális komponense B_{zk}^M vagy a kettő hányadosa $(B_z/B_r)_k^M$. Ezenkívül mérhető a $\text{phase}B_{rk}^M$, a gerjesztett hullám horizontális komponensének és a gerjesztő harmonikus hullámnak a fáziskülönbsége, $\text{phase}B_{zk}^M$, a gerjesztett hullám vertikális komponensének és a gerjesztő harmonikus hullámnak a fáziskülönbsége, valamint $(\text{phase}B_z - \text{phase}B_r)_k^M$ a kettő fáziskülönbsége.

Az n_k azon zajforrásokot tükrözi, hogy sem a mérés, sem a ható nem olyan ideális a valóságban, mint azt feltételezik. A gerjesztés névleges jellemzői nem egyeznek a tényleges értékekkel, és a p paramétervektor sem egyezik meg a $\rho(x,y,z)$ valódi ellenállás-eloszlással. Jellemzésére a statisztikában használatos hibamértékek alkalmazhatók. Mivel a kísérleti és elméleti terak eltéréseinek konkrét realizációja ismeretlen az n_k eltérést véletlenszerűnek kell tekinteni és valószínűségi leírással lehet modellezni.

Az egyenáramú szondázások és a frekvenciaszondázások kiértékelésére a statisztikus becslési eljárások alkalmasak [HONG 1987, PÁNCSICS 1991]. Normális eloszlású additív valószínűségi kísérleti modell esetén, közel optimális becslést szolgáltató kiértékelési eljárásnak elvileg a maximum likelihood becslés bizonyul, illetve adott feltételek mellett (additív valószínűségi modell, az n_k véletlen eltérésre érvényes a normális eloszlás) ezzel ekvivalens a súlyozott legkisebb négyzetek módszere [HONG 1987].

A becslött értékek minősítése a klasszikus matematikai statisztika segítségével végezhető el. A Fischer-féle információs-mennyiség valószínűségi jellegű additív kísérleti anyag modell esetén, ha a véletlen eltérés eloszlása normális (ez a logaritmus VES és FRS adatokra feltételezhető). Az információs mátrix i,j elemének alakja:

$$[I_n(\hat{p})]_{ij} = \sum_k \left[\frac{\partial f_k(p)}{\partial p_i} \right] R^{-1}(n) \left[\frac{\partial f_k(p)}{\partial p_j} \right]_{p=\hat{p}} \quad (2)$$

ahol $R(n)$ az n eltérések kovariancia mátrixa. Ha a véletlen eltérések $R(n)$ hibamátrixa diagonális és főátlójában azonos diszperziójú elemek állnak, akkor $R(n) = \sigma_0^2 I$ ahol σ_0 az egység súlyú mérés szórása.

A következtetések hibái analitikus formulákkal felbecsülhetőek. A p becslés bizonytalanságát a $D(\hat{p})$ kovariancia mátrix írja le:

$$D_{ij} = \sigma(\hat{p}_i) \sigma(\hat{p}_j) r_{ij} \quad (3)$$

A főátlóban a paraméterek szórásnégyzetei állnak, nem diagonális elemei a \hat{p}_i és \hat{p}_j becslések közötti r_{ij} korrelációs kapcsolatot jellemzik. A $D(\hat{p})$ kovariancia mátrixot a Fischer-féle információs mátrix inverz szolgáltatja:

$$D(\hat{p}) = I_n^{-1}(\hat{p}) \quad (4)$$

Experimentális modellezés

A minőségi mutatók meghatározása a szintetikus modellezések és a kísérleti tesztek együttes alkalmazásával végezhető el. Teszt területen reális mérésekkel felveszik az u_k kísérleti anyagot, amelyek az előzőleg más mérésekből (pl. fúrásokban végzett karotázs mérésekből) ismeretes p értékekhez tartoznak, és a kiértékelés feladata a számára ismeretlen megoldások megkeresése. Másik oldalról a konkrét p modellobjektumhoz a kísérleti anyag modell alapján ki lehet számolni a különféle u_k szintetikus mérési adat realizációkat. Az így kapott u_k adathalmazt az inverz feladat megoldó eljárással kell kiértékelni. A szintetikus mérési anyagot úgy kell generálni, hogy az n véletlen eltérés felvett statisztikai jellemzői nagyjából megegyezzenek a terepi experimentális teszteszt szolgáltatata statisztikus jellemzőkkel.

A VES és FRS módszer terepi tesztelését egyéb mérésekből (mélyfúrás) geológiailag jól ismert területen hajtottam végre. A választott terület viszonylag egyszerű felépítésű, nagy vastagságú rétegekből álló földtani struktúra. A teszt-terület a Csordakút-Mány térségében található tükröspusztai terület volt. Itt több szelvény mentén történt már VES és FRS mérés. A kutatási területen több 100-120 m mélységű fúrást mélyítették, amelyek alapján pontosan ismertté vált az üledékes rétesor [HEGEDŰS 1989]. A terület geoelektromos modelljét a fúrési adatok és a VES mérések segítségével állítottam fel.

Az inverz feladat megoldó algoritmussal a paraméterek becslésével együtt az n véletlen komponens analízise is elvégezhető, mert előzetesen nem ismeretes a teljes $R(n)$ bemeneti hibamátrix. A reziduálok alapján lehet megbecsülni az egység súlyú mérés szórását. A reziduálok a mért értékek és a becslött \hat{p} paraméterekhez tartozó elméleti értékek különbségét jelenti. A VES mérések esetén a σ_0 egység súlyú mérés szórására irodalmi tapasztalatok alapján, RAICHE et al. [1985], HONG [1987] közöltek szerint és az általam vizsgált terepi VES mérésekre 5-7% nagyságú σ_0 véletlen eltérést igazolnak a mérési és modell hibára. A frekvenciaszondázások esetén ezen a tükröspusztai teszt-területen a $(B_z/B_r)^M(\omega_k, r_k)$ térjellelmezőre vonatkozó mérési adatok álltak rendelkezésemre, amely mérési anyagot a MAXI-PROBE műszerrel vettek fel. Az FRS mérések esetén a σ_0 egység súlyú mérés szórására az általam vizsgált terepi eredmények [PÁNCSICS 1991] 10-15% szórású véletlen eltérést igazolnak, azaz feltehetően $\sigma_{0Bz} = \sigma_{0Br} = 5-7\%$. Irodalmi tapasztalatok alapján GLENN, WARD [1976] cikke szerint, a σ_{0Bz} , σ_{0Br} mérési hibára 1% tételezhető fel. Figyelembe véve a modell hibát is, ami a mérési hiba 3-4-szeresét jelen-

ti, $\sigma_{0By} = \sigma_{0Br} = 4-5\%$ nagyságú hiba adódik; a fázis mérése esetén a mérési hibára 1° -ot tételeztek fel, tehát figyelembe véve a modell hibát is $\sigma_{0phaseBz} = \sigma_{0phaseBr} = 3-4^\circ$ és $\sigma_{0phaseBz - phaseBr} = 6^\circ$ véletlen eltérések állnak fenn a mérési és modell hibára. Csak akkor lehet a szimulációs vizsgálatokat elvégezni, ha előtte a terepi tesztelést elvégeztük, az összes további szintetikus modellezésnek ez az alapja.

4. Elektromágnesen szondázások statisztikus vizsgálata szintetikus mérési anyag segítségével

A szimulációs vizsgálatok nagy lehetősége, hogy segítségükkel a terepen majd mérhető térjellemzők közül, illetve a mérési koordináták, azaz az r_i adó-vevő távolság és az adó tekercs ω_j gerjesztő frekvenciája közül ki lehet választani azon értékeket, illetve azon tartományokat, amelyek legjobban biztosítják az ismeretlen rétegsor paramétereinek megtalálását.

A szimuláció lényege, hogy a kiválasztott \hat{p} rétegparaméterekhez a megadott r_i , ω_j mérési koordináta együttesnél ki lehet számolni az FRS direkt feladat megoldását a különböző térjellemzőkre. Majd az n_k véletlen eltérések realizációit hozzá kell adni az adott, éppen vizsgált térjellemzők elméleti értékeihez. Így adódnak a szintetikus FRS mérési adatok.

A szimuláció során a reális geológia viszonyok esetén fellépő geológiai és fizikai modell hibákat és mérési hibákat is számításba vevő véletlen eltérések feltételezésével végeztük el a vizsgálatokat. A vizsgált modell a H-típusú modell, melynek paraméterei:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 80 \Omega m & d_1 &= 20 m \\ \rho_2 &= 10 \Omega m & d_2 &= 80 m \\ \rho_3 &= 2000 \Omega m \end{aligned}$$

A vizsgált frekvenciatartomány 7,9 Hz-től 60092 Hz-ig tart, és összesen 14 különböző frekvenciát tartalmaz. Vagyis: 7.9, 15.8, 31.3, 62.3, 123.8, 246.2, 489.5, 973.2, 1934.8, 3846.5, 7647.3, 15203.5, 30226.1, 60092. Ez a frekvenciatartomány a MAXI-PROBE terepi műszer frekvenciatartományával megegyező.

A vizsgálat során 6 térjellemzőt hasonlítottunk össze, a mágneses indukció vertikális komponensét — B_z —, ezen komponenshez tartozó fázist — $phaseB_z$ —, a mágneses indukció radiális komponensét — B_r —, és ezen komponenshez tartozó fázist — $phaseB_r$ —, valamint az előző két komponens hányadosát — (B_z/B_r) — és a két komponenshez tartozó fázis különbségét — $phaseB_z - phaseB_r$ —. Ezekre a reális viszonyoknak megfelelő különböző nagyságú véletlen eltérést tételeztünk fel:

$$\begin{aligned} \sigma_{0absBz} &= \sigma_{0absBr} = 5\% \\ \sigma_{0phaseBz} &= \sigma_{0phaseBr} = 3^\circ \\ \sigma_{0abs(Bz/Br)} &= 10\% \\ \sigma_{0phaseBz - phaseBr} &= 6^\circ \end{aligned}$$

A közvetítések kovariancia mátrixa a becsült paramétereknek a főatlóból származó szórásaival és a becsült értékek közötti korrelációs mátrixszal írható le. Egy-egy mérési koordinátájú szimulációs vizsgálatban több szimuláció eredményeiből számított átlagértékeket használtunk fel az adott paraméter minőségi jellemzésére. A szimulációs vizsgálatot Glenn W.E. és Ward S.H. [GLENN, WARD 1976] cikkében leírtakhoz hasonlóan végeztük el [PÁNCICS 1991].

Először a paraméter szondázást vizsgáltuk, ahol egy meghatározott adó-vevő távolságnál egy bizonyos frekvenciatartományban történik a mérés. A 7 különböző távolságnál számított frekvencia szondázás eredményeként kapott paraméterhibákat hasonlítottunk össze. A paraméterek meghatározási hibája 631 m-nél és 798 m-nél a legkisebb, de nagyobb adó-vevő távolság esetén feltehetőleg a mérési hiba és a geológiai zaj is nagy, ezért ebből a $R=631$ m-es távolságot tartottuk a legjobb mérési koordinátának.

A következő vizsgálat során a frekvenciatartományt felosztottuk két részre, az alsó tartomány 11 frekvenciaértéket tartalmaz 7,9 Hz-től 7646,3 Hz-ig, a felső tartomány 10 frekvenciaértéket tartalmaz 123,8 Hz-től 60092,5 Hz-ig. Megállapítható, hogy a frekvenciatartomány felső része domináns a paramétermeghatározás szempontjából, de nagyobb a paraméterek szórása 10 frekvenciaértéket tartalmazó tartományban, mint a 14 frekvenciát tartalmazó esetben. Ez a kevesebb mérési adatnak köszönhető.

A geometriai szondázás során, egy meghatározott frekvencián, a VES méréshez hasonlóan, csak az adó-vevő távolságot változtatva veszik fel a mérési anyagot. Megállapítható, hogy a frekvencia szondázás kisebb paraméterszórásokat eredményez, mint a geometriai szondázás, ezenkívül terepi mérések alkalmával is egyszerűbb kivitelezni a nagyobb frekvenciatartományú méréseket, mint a geometria szondázásokat.

Eddig külön vizsgáltuk a frekvenciaszondázást és külön a geometriai szondázást, de lehetőség nyílik a két szondázás kombinációjára is. Az a kombinált szondázás adta a legjobb paramétermeghatározást, ami magában foglalja a legjobb paraméterszondázást adó frekvenciatartományt.

Lehetőség van még egy másik fajta szimulációs vizsgálatra a kombinált szondázás esetén, ahol a különböző adó-vevő távolságnál, az egyes mérések során nem ugyanazt a frekvenciatartományt használja fel, hanem azt vizsgálná, hogy a kisebb adó-vevő távolságokon, az előző szimulációs lépésekben optimalizált magasabb frekvenciatartományt, és nagyobb adó-vevő távolságok esetén alacsonyabb frekvenciatartományt mérés jobb paramétermeghatározást biztosít-e.

Eddig eltekintettünk egy másik fontos paraméter minőségét jelző mutatótól, a korrelációs mátrixtól. Nézzük, hogy alakul a korrelációs mátrix a fázis illetve a mágneses indukció abszolút értékének mérésekor. A korrelációs mátrix értékei az *1/a táblázatban* a B_z komponensre vonatkoztatva találhatóak, az *1/b táblázatban* pedig a $phaseB_z - phaseB_r$ -re vonatkoztatva.

Korrelációs mátrix értékei B_z -re
Correlation matrix for B_z

	ρ_1	ρ_2	ρ_3	d_1	d_2
ρ_1	1	0,844	0,500	-0,845	-0,848
ρ_2		1	0,296	-0,888	-0,865
ρ_3			1	-0,666	0,701
d_1				1	-0,998
d_2					1

1/b táblázat Table 1/b

Korrelációs mátrix értékei $phaseB_z$ - $phaseB_r$ -re
Correlation matrix for $phaseB_z$ - $phaseB_r$

	ρ_1	ρ_2	ρ_3	d_1	d_2
ρ_1	1	0,371	-0,398	0,267	0,085
ρ_2		1	-0,568	-0,590	0,754
ρ_3			1	-0,105	-0,026
d_1				1	-0,920
d_2					1

A korrelációs mátrix szerint a B_z komponensre nézve több korrelációs koefficiens nagyobb, mint 0,8. ($\rho_1-\rho_2$, ρ_1-d_1 , ρ_1-d_2 , ρ_2-d_1 , d_1-d_2), azaz ezen paraméterek nem határozhatóak meg külön-külön, csak ezen paraméterek kombinációi. A $phaseB_z$ - $phaseB_r$ térjellemezőre csak a $d_1 - d_2$ korrelációja nagyobb, mint 0,8, de ezenkívül nagy a korrelációja a ρ_2-d_2 paramétereknek. Vagyis a fázis mérése esetén a paraméterek közti korreláció sokkal kisebb, ezen térjellemező mérése esetén a paramétermeghatározás kevésbé függ egy másik paraméter értékétől, mint a mágneses indukció vertikális komponensének mérésénél.

A szimulációs vizsgálat során általánosan megállapítható, hogy a fázis mérése esetén a korrelációs mátrix komponenseiből kisebb fokú korrelációt kapunk a különböző paraméterek között, mint a mágneses indukció amplitúdójának mérése esetén.

Tehát ezen H -típusú modellre kapott szimulációs vizsgálat szerint az optimális mérési koordinátaegyüttes a kutató mélység 6-8 -szorososa ($R=631.2$ m és 798 m) az adó-vevő távolság, és $\omega = 124-60092$ Hz az optimális frekvenciatartomány.

A térjellemezők közül a vizsgálat szerint a B_z/B_r hányados helyett érdemesebb volna a mágneses indukció vertikális és horizontális komponensét és fázisait is külön-külön megmérni, mert ezek általában pontosabb paraméter meghatározást tennének lehetővé. (Ezt felhasználom a komplex kiértékelés során.) Ezen elemzés szerint, ami összhangban van GLENN, WARD [1976] vizsgálataival, megállapítható, hogy a paraméteres frekvenciaszondázás jobb minőségű mérést tesz lehetővé, mint a geometriai szondázás, azonkívül amely magába foglalja mind a paraméteres frekvenciaszondázást, mind a geometriai szondázást — azaz a kombinált szondázás — kínálja a legpontosabb paraméter meghatározást.

Komplex kiértékelés

Gyakran nehézségekbe ütközik a rétegvastagságok és réteg fajlagos ellenállások meghatározása egy-egy fajta kutatási módszer számára. Például a VES kutatási módszer képes meghatározni mind a nagy fajlagos ellenállású, mind a kis fajlagos ellenállású réteg paramétereit, de ha ez a meghatározandó réteg vékony, akkor ezen réteg paramétereinek külön-külön való meghatározása bizonytalanná válik. Az FRS kutatási módszer érzékenyebb a kisebb fajlagos ellenállású rétegek meghatározására. Vizsgáljuk meg e két módszeregyüttes kiértékelését, érdemes-e őket kombinálni, milyen módon hat a paraméter meghatározások pontosságára. A szakirodalomban több példa található a komplex kiértékelésre. [VOZOFF, JUPP 1975, GOMEZ-TREVINO, EDWARDS 1983, JUPP, VOZOFF 1975, RAICHE et al. 1985].

Vizsgáljuk meg külön a VES-módszer segítségével, külön az FRS módszert használva különböző szintetikus modellek esetén, milyen pontossággal és minőségi jellemzőkkel határozható meg az egyes paraméterek, azután a két módszer együttes használata esetén hogy alakul.

A kiértékelés során a másodrendű Marquardt-féle csillapított legkisebb négyzetek módszerét [RAICHE et al. 1985] használom, amelyre Varga Mihály [VARGA 1991, VARGA, KARDEVÁN 1991] írta meg a számítógépes programot. Ez az algoritmus tulajdonképpen az előző statisztikus kiértékelési algoritmussal megegyező, annak egy más megfogalmazása.

Tegyük fel, hogy M mérési adatunk d_1, d_2, \dots, d_M van, amely adatrendszer az N paraméterű p_1, p_2, \dots, p_N modell felszínén lévő mérésekből származik. Esetünkben a d_i mérési paraméter a látszólagos fajlagos ellenállás, a p_j paraméter pedig a réteg vastagság és réteg fajlagos ellenállás.

A linearizálás végett végezzük el a Taylor sorfejtést és álljunk meg az elsőrendű parciálisoknál.

$$d = y + J \delta p \quad (5)$$

Itt y egy M dimenziós vektor, amely a kiindulási p paraméterű modellre számított elméleti látszólagos fajlagos ellenállás értékeket tartalmazza, δp egy N dimenziós vektor, amely a paraméterkorrekciókat tartalmazza, amelyet az iteráció során számolunk ki. J pedig az $M \times N$ -es Jacobi mátrix, amely elemei: $J_{ij} = \partial y_i / \partial p_j$. A Jacobi mátrix szerepe ugyanaz mint a (2)-es információs mátrixnak, a paraméterérzékenységet a Jacobi mátrixon keresztül határozhatjuk meg. Mivel a paraméterek és a mérési adatok néhány nagyságrendet változhatnak, ezen adatok logaritmusait használjuk. Így a fizikailag értelmes, a paraméterek pozitív értékeit meghatározó skálán maradhatunk. Vagyis $D_i = \ln d_i$, $Y_i = \ln y_i$, $P_j = \ln p_j$ evvel definiáljuk újra a Jacobi mátrixot: $J_{ij} = \partial Y_i / \partial P_j$. A hiba vektor így: $\epsilon = D_i - Y_i = \ln(d_i/y_i)$. Ezzel az (5)-es:

$$\epsilon = J \delta P \quad (6)$$

A J mátrixot nem invertáljuk közvetlenül, hanem a saját érték dekompozíciót (SVD-singular value decomposition) használjuk fel:

$$J = USV^T \quad (7)$$

Itt U egy $M \times N$ -es mátrix, amely a mért adatok sajátvektorait tartalmazza, V egy $M \times N$ -es mátrix, amely a paraméterek sajátvektorait tartalmazza, S egy diagonális $N \times N$ -es mátrix, amely s_j sajátértéket tartalmazza.

Definiáljuk a saját paramétervektort Q -t és a transzformált hibavektort R -t.

$$Q = V^T P \quad (8)$$

$$R = U^T \varepsilon \quad (9)$$

Ezzel a sajátparaméter korrekciós lépése így alakul:

$$\delta Q = S^{-1} R \quad (10)$$

vagy $\delta Q_j = R_j S_j^{-1}$. Probléma a kis s értékeknél lép fel, hisz a Q széles intervallumban oszcillálni fog az egyes iterációs lépésekben. Ez a Q_j "nem lényeges" sajátparaméter, amely csak kis mértékben befolyásolja a modell adatainak megváltozását. Ezen paraméterek kiküszöbölésére használjuk a csillapító korrekciós lépést [RAICHE et al. 1985]. Kezdetben csak a leglényegesebb sajátparaméterek változását engedjük meg, és ahogy az illesztési hiba csökken, a kevésbé fontos sajátparamétereket is változtatjuk.

Az új paraméterek számíthatóak:

$$P(\text{új}) = P(\text{rég}) + V \delta Q \quad (11)$$

Ezekkel az új paraméterekkel számíthatók az új modellhez tartozó elméleti értékek és az új hibavektor (6).

Az inverzió minőségének jellemzése szorosan hozzátartozik az interpretációhoz. A paraméterek konfidencia intervalluma a σ standard hibával számítható:

$$p_j^* = p_j \exp(\pm 1.96 B_j \sigma) \quad (12)$$

ahol

$$B_j = \sqrt{\sum_{k=1}^N \left(\frac{V_{jk}}{S_k} \right)^2} \quad \text{és} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{M-N} \sum_{i=1}^M (D_i - Y_i)^2}$$

ahol p_j^* az alsó és felső határa a p_j paraméter 95%-os megbízhatósági intervallumának.

E módszer leghasznosabb eszköze, hogy a V mátrix segítségével vizsgálhatjuk a paraméterek meghatározhatóságát. A V mátrix a Q sajátparaméterek és a P_j fizikai paraméterek között teremt kapcsolatot:

$$P = VQ$$

V_{ij} a P_i fizikai paraméter Q_j -re vonatkozó mértéke, tehát a V mátrix oszlopai a Q_j sajátparamétereknek felelnek meg, amelyek lineáris kapcsolatban állnak a P_i fizikai paraméterekkel. A Q_j -hez tartozó bármely P_i kombinációk jól meghatározhatóak, ha a csillapítási tényező $t_j \approx 1$. Ezek a kombinációk nem határozhatóak meg megfelelően, ha $t_j \ll 1$. Általánosan meg-

állapítható, hogy ha például a VES mérések esetén a geológiai szerkezet egy jól vezető réteget tartalmaz, és ha a Q egy oszlopa tartalmazza az $[\ln(h) - \ln(\rho)]$ -t, ahol h az adott réteg vastagsága, és ρ az adott réteg fajlagos ellenállása, akkor a h/ρ hányadost jól meg lehet határozni a kiértékelés során. Ha a Q másik oszlopa tartalmazza az $[\ln(h) + \ln(\rho)]$ -t, azaz jól meghatározható az adott rétegre vonatkozó h/ρ és $h\rho$ értékek, akkor ennek a rétegnek a vastagsága és fajlagos ellenállása külön-külön is meghatározható.

Négy különböző modellen vizsgálom meg a komplex kiértékelést, amely négy modell egy H , K , A és Q típusú modell:

	H	K	A	Q
ρ_1	80	10	10	1000
ρ_2	10	1000	100	100
ρ_3	2000	30	1000	10
d_1	20	30	30	30
d_2	80	10	10	10

A négy modell esetén egy-egy meghatározott helyről indítom a keresést. Ezek a kezdő paraméterek:

	H	K	A	Q
ρ_1	50	10	10	1000
ρ_2	10	50	50	100
ρ_3	300	30	300	10
d_1	50	50	50	50
d_2	50	50	50	50

Nézzük meg a K -típusú modellt (2. táblázat). A VES-re vonatkozó szintetikus modellezésnél az $r=AO$ mérési koordináta 1-1000 m-ig változik, összesen 31 mérési ponton számítva az elméleti $\rho_L^*(p, r_k)$ látszólagos fajlagos ellenállást, amelyhez 7%-nak megfelelő normális eloszlású véletlen eltérés adunk.

Tehát a V mátrix oszlopai a sajátparamétereknek (EP) felelnek meg, sorai pedig a fizikai paraméter logaritmusainak. A VES módszer a felső réteg paramétereit megtalálta, kis paraméter hibával. Ezen paraméterek közötti korreláció is kicsi, azonkívül a V mátrixban az EP1-ből meghatározható d_1/ρ_1 (mert a csillapító tényező=1), illetve EP2-ből $d_1\rho_1$, azaz ezen paraméterek külön-külön is meghatározhatóak. A középső vékony rétegre viszont a korrelációs mátrixból is ρ_2-d_2 korrelációs koefficiense 0.99, és a V mátrixban is azon oszlopokból amelyekhez tartozó csillapítási tényező 1, csak a $\rho_2 d_2$ szorzat határozható meg, a paraméterek külön-külön nem. A VES jól meghatározza a ρ_1 , d_1 és ρ_3 de a vékony, nagy fajlagos ellenállású rétegnek csak a $\rho_2 d_2$ paraméterek szorzatát tudja meghatározni.

FRS esetén 12 frekvencián 100 m-es adó-vevő távolságnál történt a szintetikus modellezés. A $(B_z/B_r)^T(p, \omega_k, r_k)$ térjellemezőt látszólagos fajlagos ellenállás értékre átszámítva, az elméleti értékhez

A K-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a K-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

K-TYPE MODEL

VES

BOUND(1)			BOUND(2)			CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)						1	0.10000+01					
RES1	.10290+02	.10410+02	.10170+02			2	0.18820+00	0.10000+01				
RES2	.15930+03	.37800+03	.67160+02			3	0.75320-01	0.70050+00	0.10000+01			
RES3	.27960+02	.32780+02	.23860+02			4	0.32900+00	0.96080+00	0.58700+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)						5	-1.17310+00	-0.99140+00	-0.78300+00	-0.93410+00	0.10000+01	
H1	.28810+02	.31800+02	.26100+02									
H2	.78960+02	.23820+03	.26170+02									
V matrix and damping factors												
				EP1	EP2	EP3	EP4	EP5				
Log (RES1)				-0.945	0.263	-0.194	0.010	-0.001				
Log (RES2)				-0.083	-0.513	-0.260	0.537	-0.612				
Log (RES3)				-0.026	-0.430	-0.494	-0.750	-0.085				
Log (H1)				0.313	0.570	-0.741	0.158	-0.066				
Log (H2)				-0.043	-0.398	-0.320	0.351	0.784				
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.999E+00	0.131E+00							

FRS

BOUND(1)			BOUND(2)			CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)						1	0.10000+01					
RES1	.10210+02	.10570+02	.98650+01			2	-0.73960+00	0.10000+01				
RES2	.34680+02	.11770+04	.10220+01			3	0.55180+00	-0.79790+00	0.10000+01			
RES3	.26130+02	.18170+13	.37580-09			4	-0.70770+00	0.99430+00	-0.75490+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)						5	-0.52550+00	0.76460+00	-0.99840+00	0.71980+00	0.10000+01	
H1	.26260+02	.63910+02	.10790+02									
H2	.39420+02	.17070+15	.91050-11									
V matrix and damping factors												
				EP1	EP2	EP3	EP4	EP5				
Log (RES1)				-0.968	0.250	-0.006	0.007	0.000				
Log (RES2)				-0.083	-0.289	0.368	-0.877	-0.072				
Log (RES3)				-0.021	-0.073	0.707	0.270	-0.649				
Log (H1)				0.234	0.919	0.208	-0.237	-0.017				
Log (H2)				-0.016	-0.056	0.567	0.320	-0.757				
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.998E+00	0.167E+00	0.360E-05							

JOINT

BOUND(1)			BOUND(2)			CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)						1	0.10000+01					
RES1	.10320+02	.10420+02	.10210+02			2	0.20200+00	0.10000+01				
RES2	.62910+03	.70570+03	.56080+03			3	-0.11400+00	0.25010+00	0.10000+01			
RES3	.28410+02	.40900+02	.19740+02			4	0.52250+00	-0.16520+00	-0.65460+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)						5	0.34140-01	-0.57480+00	-0.91950+00	0.66740+00	0.10000+01	
H1	.30490+02	.31450+02	.29560+02									
H2	.18980+02	.24920+02	.14450+02									
V matrix and damping factors												
				EP1	EP2	EP3	EP4	EP5				
Log (RES1)				-0.936	0.337	-0.098	0.018	-0.002				
Log (RES2)				-0.047	-0.324	-0.532	0.775	0.101				
Log (RES3)				-0.033	-0.172	-0.374	-0.435	0.800				
Log (H1)				0.338	0.792	-0.506	0.010	-0.046				
Log (H2)				-0.076	-0.353	-0.559	-0.459	-0.589				
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.988E+00							

7%-os normális eloszlású hibát adva történt a kiértékelés. A ρ_1 és d_1 meghatározására van lehetőség, elfogadható paraméterhibával, EP1-ből meghatározható d_1/ρ_1 és EP2-ből $\rho_1 d_1$ szorzat, vagyis ezen paraméterek külön-külön is meghatározhatóak. A V mátrixból látható, hogy csak a $\rho_2 d_2$ szorzat határozható meg a középső réteg paramétereire vonatkozólag.

Nézzük meg mit ad a két előzőekben említett módszer együttes kiértékelése, javítja-e a középső réteg meghatározását, vagy nem ad az egyenáramú mérésnél jobb eredményt. Az elméleti értékekhez 7%-os hibát adunk, amely értékeket 100 m-es adóvevő távolságnál 11 frekvencián számítunk, illetve $r_k = AO$ mérési koordináták 1-163 m-es tartományban összesen 29 helyen számítva. A ρ_1 és d_1 megha-

A H-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a H-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

H-TYPE MODEL

VES

	BOUND(1)	BOUND(2)	
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)			
RES1	.76500+02	.82390+02	.48870+02
RES2	.14890+02	.17540+02	.12650+02
RES3	.22540+03	.11470+05	.44290+01
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)			
H1	.20120+02	.25370+02	.15950+02
H2	.85190+02	.16530+03	.43900+02

CORRELATION MATRIX

1	0.10000+01				
2	0.15470+00	0.10000+01			
3	0.53990-01	0.38850+00	0.10000+01		
4	-0.37040+00	-0.70550+00	-0.25840+00	0.10000+01	
5	0.95740+00	0.63210+00	0.93260+00	-0.43510+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.788	0.589	-0.166	0.062	-0.001
Log (RES2)	-0.531	-0.724	0.108	0.427	-0.016
Log (RES3)	-0.024	-0.045	-0.087	-0.122	-0.987
Log (H1)	-0.249	-0.056	0.760	-0.597	0.015
Log (H2)	0.186	0.351	0.613	0.665	-0.156
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.297E+00

FRS

	BOUND(1)	BOUND(2)	
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)			
RES1	.34020+02	.40940+02	.28270+02
RES2	.83290+01	.12120+02	.57220+01
RES3	.29870+03	.52600+05	.16960+01
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)			
H1	.36180+02	.45830+02	.28560+02
H2	.54650+02	.97160+02	.30740+02

CORRELATION MATRIX

1	0.10000+01				
2	0.56480+00	0.10000+01			
3	0.97980-01	0.14860+00	0.10000+01		
4	-0.72410+00	-0.92250+00	-0.12780+00	0.10000+01	
5	0.53680+00	0.88150+00	0.57570+00	-0.80040+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.235	0.332	-0.895	0.182	-0.004
Log (RES2)	-0.746	-0.269	0.212	0.571	-0.011
Log (RES3)	-0.022	-0.025	-0.011	-0.056	-0.998
Log (H1)	-0.442	0.761	0.329	-0.341	0.006
Log (H2)	0.438	0.487	0.212	0.722	-0.065
Damping factors	0.998E+00	0.957E+00	0.617E+00	0.546E-02	0.131E-05

JOINT

	BOUND(1)	BOUND(2)	
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)			
RES1	.81530+02	.83020+02	.80060+02
RES2	.84820+01	.91760+01	.78410+01
RES3	.31840+03	.52230+03	.19400+03
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)			
H1	.20790+02	.21510+02	.20080+02
H2	.57980+02	.64770+02	.51910+02

CORRELATION MATRIX

1	0.10000+01				
2	0.87850-01	0.10000+01			
3	-0.21870-01	0.36790+00	0.10000+01		
4	-0.35100+00	-0.58210+00	-0.45220-01	0.10000+01	
5	0.57200-01	0.92470+00	0.63570+00	-0.44180+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.334	0.888	-0.315	0.019	-0.001
Log (RES2)	-0.708	-0.297	-0.048	0.636	0.063
Log (RES3)	-0.036	-0.021	-0.034	-0.150	0.987
Log (H1)	-0.316	0.207	0.907	-0.186	-0.004
Log (H2)	0.535	0.282	0.274	0.733	0.146
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.972E+00	0.787E-01

tározás pontos, kis paraméterhibával meghatározható. A V mátrix vizsgálatából kitűnik, hogy EP1-ből meghatározható d_1/ρ_1 és EP2-ből $\rho_1 d_1$, ezen paraméterek külön is meghatározhatók. A ρ_2 és d_2 meghatározása ezen komplex kiértékelés esetén a legponto-

sabb, a megoldás kis paraméterhibával történik. A V mátrix szerint EP3-ből meghatározható $\rho_2 d_2$ és EP4-ből ρ_2/d_2 vagyis mindkét paraméter meghatározható külön-külön is! A ρ_3 meghatározása is jó, kis paraméterhibával történik. Tehát az együttes kiértékelés

A A-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a A-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

A-TYPE MODEL

VES

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX					
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)									
RES1	.10190+02	.10400+02	.99950+01	1	0.10000+01				
RES2	.60290+02	.68960+03	.52710+01	2	0.21710+00	0.10000+01			
RES3	.91960+03	.13210+04	.64000+03	3	0.93110-01	0.61430+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)									
H1	.27470+02	.45930+02	.16430+02	4	0.28160+00	0.98880+00	0.56920+00	0.10000+01	
H2	.26460+02	.59340+02	.11790+02	5	0.13060+00	0.92730+00	0.77630+00	0.87080+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.908	0.419	-0.025	0.008	-0.002
Log (RES2)	-0.107	-0.243	-0.057	0.238	-0.933
Log (RES3)	-0.043	-0.123	-0.727	-0.668	-0.089
Log (H1)	0.391	0.825	-0.308	0.184	-0.194
Log (H2)	0.099	0.264	0.610	-0.681	-0.291
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.982E+00	0.683E+00	0.919E-03

FRS

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX					
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)									
RES1	.98430+01	.13040+02	.74280+01	1	0.10000+01				
RES2	.56240+02	.25360+08	.12470-03	2	-4.7950+00	0.10000+01			
RES3	.30230+03	.18700+22	.48860-16	3	-5.7500+00	0.82830+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)									
H1	.24080+02	.18930+03	.30630+01	4	-1.6980+00	0.94500+00	0.70370+00	0.10000+01	
H2	.47550+02	.12950+11	.17460-06	5	-6.7660+00	0.93540+00	0.94440+00	0.79090+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.898	0.434	-0.069	-0.003	-0.004
Log (RES2)	-0.091	-0.271	-0.571	0.234	0.733
Log (RES3)	-0.002	-0.027	-0.164	0.891	-0.423
Log (H1)	0.429	0.843	-0.296	0.032	0.125
Log (H2)	0.017	0.161	0.745	0.388	0.518
Damping factors	0.100E+01	0.865E+00	0.271E-03	0.345E-08	0.367E-05

JOINT

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX					
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)									
RES1	.10280+02	.10560+02	.10000+02	1	0.10000+01				
RES2	.67460+02	.65800+03	.69160+01	2	0.13220+00	0.10000+01			
RES3	.68690+03	.12320+04	.38310+03	3	0.19230-01	0.63030+00	0.10000+01		
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)									
H1	.28720+02	.44520+02	.18530+02	4	0.24850+00	0.98210+00	0.56780+00	0.10000+01	
H2	.22720+02	.77560+02	.66560+01	5	0.28100-01	0.91690+00	0.83710+00	0.84850+00	0.10000+01

V matrix and damping factors

	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5
Log (RES1)	-0.915	0.401	-0.044	0.009	-0.001
Log (RES2)	-0.095	-0.244	-0.138	0.403	-0.866
Log (RES3)	-0.033	-0.140	-0.709	-0.672	-0.156
Log (H1)	0.386	0.845	-0.296	0.154	-0.162
Log (H2)	0.059	0.216	0.623	-0.601	-0.447
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.997E+00	0.821E+00	0.113E-01

feloldja a vékony rétegre vonatkozó ekvivalenciát, és ezen réteghez tartozó paraméterek egymástól függetlenül meghatározhatóak.

A H-típusú modellhez (3. táblázat) a VES módszer jó paramétermeghatározást biztosít. Az FRS szondázás esetén a középső réteg paraméterei nem

A Q-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a Q-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

Q-TYPE MODEL

VES

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)										
RES1	.10330+04	.10750+04	.99210+03	1	0.10000+01					
RES2	.51070+02	.15810+03	.16500+02	2	0.30500+00	0.10000+01				
RES3	.10310+02	.11180+02	.95030+01	3	0.36490+00	0.34360+00	0.10000+01			
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)										
H1	.28110+02	.36410+02	.21700+02	4	-.37800+00	-.97580+00	-.27630+00	0.10000+01		
H2	.43740+02	.52780+02	.36250+02	5	0.24810+00	-.58120+00	-.62440+00	0.42500+00	0.10000+01	

V matrix and damping factors										
	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5					
Log (RES1)	-0.425	0.894	-0.128	0.065	-0.011					
Log (RES2)	-0.202	-0.100	0.071	0.032	-0.971					
Log (RES3)	-0.160	-0.188	-0.925	-0.288	-0.024					
Log (H1)	-0.825	-0.327	0.292	-0.283	0.217					
Log (H2)	-0.270	-0.221	-0.195	0.912	0.094					
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.999E+00	0.313E+00					

FRS

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)										
RES1	.67890+03	.25490+14	.18080-07	1	0.10000+01					
RES2	.71620+02	.33880+07	.15140-02	2	0.37280+00	0.10000+01				
RES3	.80910+01	.93830+02	.69780+00	3	0.33250+00	0.95150+00	0.10000+01			
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)										
H1	.20000+02	.91690+05	.43620-02	4	-.57270+00	-.97400+00	-.92050+00	0.10000+01		
H2	.30940+02	.25550+04	.37450+00	5	0.65280+00	0.94180+00	0.86480+00	-.99150+00	0.10000+01	

V matrix and damping factors										
	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5					
Log (RES1)	-0.027	0.073	-0.034	0.937	-0.339					
Log (RES2)	-0.276	0.557	0.019	0.221	0.751					
Log (RES3)	-0.231	-0.325	-0.901	0.046	0.165					
Log (H1)	-0.743	0.388	-0.051	-0.232	-0.491					
Log (H2)	-0.564	-0.654	0.430	0.133	0.228					
Damping factors	0.100E+01	0.995E+00	0.198E+00	0.269E-06	0.523E-05					

JOINT

BOUND(1)		BOUND(2)		CORRELATION MATRIX						
Layer resistivities-95 percent confidence interval(undamped)										
RES1	.10180+04	.10390+04	.99720+03	1	0.10000+01					
RES2	.25840+02	.30190+02	.22120+02	2	0.12660+00	0.10000+01				
RES3	.10860+02	.11340+02	.10400+02	3	0.91110-01	0.27340+00	0.10000+01			
Layer thicknesses-95 percent confidence interval(undamped)										
H1	.30720+02	.31320+02	.30130+02	4	-.37900+00	-.55560+00	-.32950+00	0.10000+01		
H2	.20280+02	.22570+02	.18220+02	5	0.68340-01	-.53220+00	-.38480+00	-.84350-01	0.10000+01	

V matrix and damping factors										
	EP1	EP2	EP3	EP4	EP5					
Log (RES1)	-0.259	0.960	-0.092	0.048	-0.011					
Log (RES2)	-0.088	-0.052	0.043	0.453	-0.885					
Log (RES3)	-0.150	-0.128	-0.968	-0.127	-0.090					
Log (H1)	-0.945	-0.230	0.189	-0.130	0.050					
Log (H2)	-0.103	-0.079	-0.131	0.871	0.455					
Damping factors	0.100E+01	0.100E+01	0.100E+01	0.997E+00	0.951E+00					

határozhatóak meg külön-külön, csak a d_2/ρ_2 arány. A komplex kiértékelés adja a legjobb paramétermeghatározást. (A V mátrix szerint a ρ_3 meghatározása bizonytalan, csak kis értékek tartoznak logaritmusához.)

Az A típusú modell (4. táblázat) esetén a VES és FRS meghatározza a rétegek fajlagos ellenállásának növekedési trendjét, a Q típusú modell (5. táblázat) esetén csökkenési trendjét, meghatározza az első réteg vastagságát, de a második réteg vastagságának

A K-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a K-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

K-TYPE MODEL

ABS(BR)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.412	-	.396
RHO2	1000.00+	.100E+31	-	1000.000
RHO3	30.00+	14.5	-	9.769
D1	30.00+	93.3	-	22.702
D2	10.00+	56.9	-	8.506

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.068	-.192	-.069	.251
RHO2	.068	1.000	-.543	.807	-.365
RHO3	-.192	-.543	1.000	-.024	-.405
D1	-.069	.807	-.024	1.000	-.837
D2	.251	-.365	-.405	-.837	1.000

PHASE(Br)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.830	-	.767
RHO2	1000.00+	.100E+31	-	1000.000
RHO3	30.00+	8.70	-	6.745
D1	30.00+	51.7	-	18.981
D2	10.00+	53.5	-	8.426

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.192	-.358	-.351	.451
RHO2	-.192	1.000	-.126	.651	-.286
RHO3	-.358	-.126	1.000	.449	-.580
D1	-.351	.651	.449	1.000	-.901
D2	.451	-.286	-.580	-.901	1.000

ABS(Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.119	-	.117
RHO2	1000.00+	.804E+19	-	1000.000
RHO3	30.00+	1.84	-	1.734
D1	30.00+	10.3	-	7.688
D2	10.00+	5.09	-	3.375

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.670	.214	-.706	.697
RHO2	-.670	1.000	-.652	.973	-.927
RHO3	.214	-.652	1.000	-.548	.525
D1	-.706	.973	-.548	1.000	-.985
D2	.697	-.927	.525	-.985	1.000

PHASE (Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.629	-	.592
RHO2	1000.00+	.758E+08	-	999.987
RHO3	30.00+	4.30	-	3.763
D1	30.00+	2.69	-	2.465
D2	10.00+	.657	-	.617

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.095	-.880	.672	-.057
RHO2	.094	1.000	-.539	.774	-.951
RHO3	-.880	-.539	1.000	-.943	.424
D1	.672	.774	-.943	1.000	-.701
D2	.057	-.951	.424	-.701	1.000

VES

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	9.926E+00	+ 1.731E-01	-	1.702E-01
RHO2	1.396E+02	+ 2.315E+02	-	8.708E+01
RHO3	2.722E+01	+ 4.521E+00	-	3.877E+00
D1	2.765E+01	+ 3.393E+00	-	3.022E+00
D2	8.322E+01	+ 1.916E+02	-	5.802E+01

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.260	.163	.420	-.256
RHO2	.260	1.000	.599	.942	-.991
RHO3	.163	.599	1.000	.453	-.688
D1	.420	.942	.453	1.000	-.912
D2	-.256	-.991	-.688	-.912	1.000

JOINT

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.066	-	.066
RHO2	1000.00+	79.018	-	73.232
RHO3	30.00+	.382	-	.377
D1	30.00+	.319	-	.315
D2	10.00+	.128	-	.127

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.097	-.528	.017	.511
RHO2	-.097	1.000	-.354	.484	-.464
RHO3	-.528	-.354	1.000	-.808	.405
D1	.017	.484	-.808	1.000	-.835
D2	.511	-.464	.405	-.835	1.000

meghatározása bizonytalan. A komplex kiértékelés adja a paraméterek legjobb meghatározását, paraméterhibákkal együtt.

Tehát a szimulációs vizsgálatok azt mutatják, hogy e két módszer együttes használata javítja a párhuzamosan rétegzett modellek meghatározható-

A *H*-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a *H*-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

H-TYPE MODEL

ABS(B_r)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	80.00+	7.19	-	6.598
RHO2	10.00+	1.26	-	1.116
RHO3	2000.00+	.764E+07	-	1999.477
D1	20.00+	4.52	-	3.686
D2	80.00+	24.0	-	18.488

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.278	-.067	-.451	.339
RHO2	.278	1.000	-.258	-.898	.930
RHO3	-.067	-.258	1.000	.128	-.114
D1	-.451	-.898	.128	1.000	-.967
D2	.339	.930	-.114	-.967	1.000

PHASE (B_r)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	80.00+	21.8	-	17.144
RHO2	10.00+	3.55	-	2.620
RHO3	2000.00+	.290E+11	-	2000.000
D1	20.00+	4.16	-	3.444
D2	80.00+	32.3	-	22.992

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.821	-.843	-.131	.628
RHO2	.821	1.000	-.891	-.519	.912
RHO3	-.843	-.891	1.000	.196	-.664
D1	-.131	-.519	.196	1.000	-.797
D2	.628	.912	-.664	-.797	1.000

ABS(B_z)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	80.00+	2.61	-	2.530
RHO2	10.00+	1.78	-	1.508
RHO3	2000.00+	.155E+10	-	1999.997
D1	20.00+	4.15	-	3.439
D2	80.00+	33.9	-	23.828

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.875	.192	-.825	.817
RHO2	.875	1.000	.020	-.861	.830
RHO3	.192	.020	1.000	-.480	.530
D1	-.825	-.861	-.480	1.000	-.997
D2	.817	.830	.530	-.997	1.000

PHASE (B_z)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	80.00+	7.21	-	6.614
RHO2	10.00+	1.80	-	1.523
RHO3	2000.00+	.862E+17	-	2000.000
D1	20.00+	10.1	-	6.732
D2	80.00+	129.	-	49.311

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.415	-.046	-.421	.500
RHO2	-.415	1.000	-.154	.354	-.374
RHO3	-.046	-.154	1.000	-.691	.656
D1	-.421	.354	-.691	1.000	-.995
D2	.500	-.374	.656	-.995	1.000

VES

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	7.892E+01	+ 1.507E+00	-	1.479E+00
RHO2	8.081E+00	+ 3.455E+00	-	2.420E+00
RHO3	3.218E+02	+ 7.127E+01	-	5.835E+01
D1	2.135E+01	+ 1.468E+00	-	1.374E+00
D2	5.665E+01	+ 2.447E+01	-	1.709E+01

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.261	.052	-.399	.262
RHO2	.261	1.000	.319	-.921	.990
RHO3	.052	.319	1.000	-.262	.200
D1	-.399	-.921	-.262	1.000	-.912
D2	.262	.990	.200	-.912	1.000

JOINT

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	80.00+	.877	-	.868
RHO2	10.00+	.321	-	.311
RHO3	2000.00+	66.650	-	64.501
D1	20.00+	.48	-	.469
D2	80.00+	3.734	-	3.568

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.410	-.194	-.346	.452
RHO2	.410	1.000	-.102	-.818	.801
RHO3	-.194	-.102	1.000	.461	-.540
D1	-.346	-.818	.461	1.000	-.950
D2	.452	.801	-.540	-.950	1.000

ságát, különösen a vékony rétegre vonatkozóan. A geofizikai adatok komplex interpretációja tovább fejleszthető más mérési módszerek bekapcsolásával. Az adott módszerek, mérések egymáshoz viszonyított súlyának pontos meghatározásával.

A komplex kiértékelés egy másik lehetséges változatát is megvizsgáltam, ahol az $abs(B_z)$, $abs(B_r)$, $phase(B_z)$, $phase(B_r)$ és a VES mérésekből adódó ρ_L térjellemzőket együttesen felhasználtam az interpretációban. A vizsgált négy modell a *K*, *H*, *A*, *Q* típusú

A A-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a A-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

A-TYPE MODEL

ABS (Br)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.411	-	.395
RHO2	100.00+	.203E+20	-	100.000
RHO3	1000.00+	.517E+06	-	998.071
D1	30.00+	33.6	-	15.859
D2	10.00+	31.9	-	7.612

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.193	-.153	.129	-.228
RHO2	.193	1.000	-.913	.769	.766
RHO3	-.153	-.913	1.000	-.747	-.631
D1	.129	.769	-.747	1.000	.182
D2	-.228	.766	-.631	.182	1.000

PHASE (Br)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	1.57	-	1.358
RHO2	100.00+	.268E+22	-	100.000
RHO3	1000.00+	.375E+06	-	997.343
D1	30.00+	34.3	-	15.997
D2	10.00+	33.8	-	7.715

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.405	-.362	-.177	-.347
RHO2	-.405	1.000	-.482	.817	.820
RHO3	-.362	-.482	1.000	-.658	-.188
D1	-.177	.817	-.658	1.000	.353
D2	-.347	.820	-.188	.353	1.000

ABS (Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.213	-	.209
RHO2	100.00+	.195E+05	-	99.489
RHO3	1000.00+	.109E+04	-	520.869
D1	30.00+	3.52	-	3.152
D2	10.00+	4.41	-	3.062

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.368	-.047	-.038	.413
RHO2	.368	1.000	-.658	.046	.813
RHO3	-.047	-.658	1.000	-.294	-.372
D1	-.038	.046	-.294	1.000	-.536
D2	.413	.813	-.372	-.536	1.000

PHASE (Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.220	-	.215
RHO2	100.00+	80.7	-	44.674
RHO3	1000.00+	.117E+04	-	540.169
D1	30.00+	.641	-	.628
D2	10.00+	.216	-	.212

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.292	.128	.985	-.971
RHO2	-.292	1.000	-.931	-.307	.313
RHO3	.128	-.931	1.000	.155	-.148
D1	.985	-.307	.155	1.000	-.986
D2	-.971	.313	-.148	-.986	1.000

VES

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	9.863E+00	+ 1.798E-01	-	1.765E-01
RHO2	6.642E+01	+ 4.226E+03	-	6.539E+01
RHO3	8.182E+02	+ 2.336E+02	-	1.817E+02
D1	2.505E+01	+ 1.541E+01	-	9.540E+00
D2	3.396E+01	+ 2.431E+02	-	2.979E+01

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	.249	.068	.324	.184
RHO2	.249	1.000	.561	.983	.97
RHO3	.068	.561	1.000	.488	.647
D1	.324	.983	.488	1.000	.914
D2	.184	.971	.647	.914	1.000

JOINT

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	10.00+	.101	-	.100
RHO2	100.00+	22.329	-	18.253
RHO3	1000.00+	185.37	-	156.216
D1	30.00+	.310	-	.307
D2	10.00+	.109	-	.107

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

	RHO1	RHO2	RHO3	D1	D2
RHO1	1.000	-.434	.157	.939	-.886
RHO2	-.434	1.000	-.467	-.343	.405
RHO3	.157	-.467	1.000	.140	-.133
D1	.939	-.343	.140	1.000	-.943
D2	-.886	.405	-.133	-.943	1.000

modell. A szintetikus adatok a felső frekvenciatartományban (123,8-60092 Hz) és két adó-vevő távolságnál kerültek felvételre. A K, A, Q típusú modell

esetén a kombinált frekvenciaszondázást 200 és 251 m-nél, a H típusú modell esetén 631 és 794 m-nél végeztük. A VES-re vonatkozólag a mérési koordi-

A Q-típusú modellre kapott kiértékelési eredmények a VES mérési módszer, az FRS mérési módszer, illetve ezek együttes kiértékelése esetén.

Results of the interpretation obtained for a Q-type geoelectric model using VES, FRS and joint datasets.

Q-TYPE MODEL

ABS(Br)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1000.00+	.372E+05	-	973.791
RHO2	100.00+	.755E+04	-	98.694
RHO3	10.00+	1.22	-	1.084
D1	30.00+	114.	-	23.752
D2	10.00+	83.1	-	8.926

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.193	-.153	.129	.228
RHO2	-.430	1.000	.655	-.144	.017
RHO3	-.163	.655	1.000	-.180	-.073
D1	-.673	-.144	-.180	1.000	-.991
D2	.724	.017	.073	-.991	1.000

PHASE (Br)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1000.00+	.524E+04	-	839.844
RHO2	100.00+	.178E+14	-	100.000
RHO3	10.00+	.931	-	.852
D1	30.00+	.544E+07	-	30.000
D2	10.00+	.106E+09	-	10.000

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.605	-.266	-.788	.802
RHO2	.605	1.000	.122	-.965	.959
RHO3	-.266	.122	1.000	.003	-.018
D1	-.788	-.965	.003	1.000	-0.997
D2	.802	.959	-.018	-0.997	1.000

ABS(Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1000.00+	87.0	-	80.071
RHO2	100.00+	.383E+06	-	99.974
RHO3	10.00+	1.06	-	.959
D1	30.00+	386.	-	27.836
D2	10.00+	307.	-	9.684

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.642	.146	-.533	.507
RHO2	.642	1.000	.104	-.949	.930
RHO3	.146	.104	1.000	.051	-.082
D1	-.533	-.949	.051	1.000	-.998
D2	.507	.930	-.082	-.998	1.000

PHASE(Bz)

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1000.00+	502.	-	334.224
RHO2	100.00+	.100E+31	-	100.000
RHO3	10.00+	5.61	-	3.596
D1	30.00+	.316E+06	-	29.997
D2	10.00+	.636E+12	-	10.000

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.067	.079	.133	-.110
RHO2	.067	1.000	.878	.821	-.948
RHO3	.079	.878	1.000	.816	-.891
D1	.133	.821	.816	1.000	-.960
D2	-.110	-.948	-.891	-.960	1.000

VES

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1.005E+03	+ 2.216E+01	-	2.168E+01
RHO2	8.068E+01	+ 4.962E+02	-	6.940E+01
RHO3	9.331E+00	+ 1.120E+01	-	5.090E+00
D1	2.840E+01	+ 4.065E+00	-	3.556E+00
D2	2.843E+01	+ 2.635E+01	-	1.368E+01

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.403	.296	-.466	-.324
RHO2	.403	1.000	.706	-.971	-.933
RHO3	.296	.706	1.000	-.589	-.860
D1	-.466	-.971	-.589	1.000	.830
D2	-.324	-.933	-.860	.830	1.000

JOINT

THE ESTIMATED PARAMETERS AND THEIR ERRORS:

RHO1	1000.00+	15.142	-	14.916
RHO2	100.00+	193.333	-	74.576
RHO3	10.00+	.42	-	.403
D1	30.00+	1.509	-	1.437
D2	10.00+	.468	-	.447

CORRELATION MATRIX OF THE PARAMETERS:

RHO1	1.000	.122	.063	-.205	.055
RHO2	.122	1.000	.523	-.976	-.609
RHO3	.063	.523	1.000	-.506	-.659
D1	-.205	-.976	-.506	1.000	.505
D2	.055	-.609	-.659	.505	1.000

náták megegyeznek az előzőben említettel. A komplex kiértékelést az egyedi módszerek információs mátrixainak vizsgálatával végeztük, ennek segítségével számoltuk a következtetések kovariancia mátrixát.

A K típusú modell (6. táblázat) esetén a komplex kiértékelés során lehetővé válik a rétegvastagságok meghatározása kis hibával, és a középső réteg fajlagos ellenállása is meghatározható, az egyedi módszerekhez viszonyítva. A H típusú modell (7. táblázat)

esetén is a komplex kiértékelés adja a legkisebb paraméterhibájú becslést. Az *A* (8. táblázat) és *Q* (9. táblázat) típusú modelleknél míg az egyedi módszerekkel csak nagy hibával határozhatóak meg a paraméterek, addig a komplex kiértékelés sokkal jobb paramétermeghatározást biztosít mint az egyes módszerek külön-külön való használata.

Tehát az előzőekben (a szimulációs vizsgálatok során) optimalizált adó-vevő távolságok és gerjesztési frekvenciák mellett az együttes kiértékelés eredményei nagyságrendekkel pontosabb meghatározást biztosítanak a külön-külön történő kiértékelésnél és a korrelációs együtthatók is jelentősen lecsökkennek, úgy hogy gyakorlatilag megszűnik az ekvivalencia.

Vizsgálatunk alapján nyilvánvaló, hogy ezeket a statisztikus vizsgálatokat mindig el kell végezni az optimális térjellemező és mérési koordináta együttes kiválasztása céljából, és a különböző térjellemezők mérése során kapott kísérleti anyagot együtt érdemes kiértékelni a lehető legpontosabb paramétermeghatározás céljából.

IRODALOMJEGYZÉK

- GOLCMANN F.M.: Sztatiszticeszkije modeli interpretacii, Uzd. Nauka Moszkva, 1971.
- GLENN W.E. - WARD S.H. : Statistical evaluation of electrical sounding methods. Part I-II. Geophysics, Vol. 41, p. 1207-1235, 1976.
- GOMEZ-TREVINO E. - EDWARDS R.N. : Electromagnetic soundings in the sedimentary basin of southern Ontario - A case history, Geophysics, Vol. 48. p. 311-330, 1983.
- HEGEDŰS GY.: Földtani kutatási jelentés a csordakúti barnaköszén területről (Csordakút-Mány)
- JUPP D.L.B. - VOZOFF K. : Stable iterative Methods for the Inversion of Geophysical Data, Geophys. J.R. Astr. Soc. 42, p. 957-976. 1975.
- PÁNCSICS Z.: Elektromos és elektromágneses módszerek, Szakdolgozat ELTE 1991.
- PHO DUC HONG : Stacionárius geoelektromos szondázások minőségellenőrzött kiértékelési eljárásai, Kandidátusi értekezés, Budapest, 1987.
- RAICHE A.P. - JUPP D.L.B. - RUTTER H. - VOZOFF K. : The joint use of coincident loop transient electromagnetic and Schlumberger sounding to resolve layered structures, Geophysics, VI. 50, p. 1618-1627, 1985.
- SALÁT P. - TARCSAI GY. - CSEREPES L. - VERMES M. - DRAHOS D. : A geofizikai interpretáció információs-statisztikus módszerei, 1982.
- SALÁT P. (szerk.): Információ és modell a geofizikában I.
- VARGA M.: Geoelektromos és elektromágneses mérések együttes kiértékelése, Kézirat, 1991.
- VARGA M. - KARDEVÁN P. : Joint inversion of Data obtained from D. C. Resistivity and Frequency Sounding Measurements, Abstract of the Twelfth Geophysical Convention of Türkiye, 27, 1991.
- VOZOFF K. - JUPP D.L.B. : Joint inversion of geophysical data, Geophys. J.R. Astr. Soc. 42, p. 977-991. 1975.
- ZVEREV, G.N.: K Oboscsennoj tyeorii obrabotki nabljugyenij. Nyeftepromüszlovaja geofizika (IGIRGI), vüp. 3. p. 3-50. 1974.
- ZVEREV, G.N. : The Theory of Log Interpretation. SPWLA Transactions, Paper 6, 1979.

Az alkalmazott geofizika nemzetközi nagyrendezvényei 1991-ben

1991-ben is, ahogy ezt már évek óta megszoktuk az alkalmazott geofizika területén, bennünket, magyar geofizikusokat, három nagy rendezvény érintett leginkább, ezek időrendben az 53. EAEG Meeting, a 36. Nemzetközi Geofizikai Symposium és a 61. SEG Meeting voltak. Az első kettő, földrajzi elérhetősége és így a magyar résztvevők nagy száma miatt is fontos egyesületi esemény volt, míg az utolsó, bár tőlünk messze rendezik, de a szakma legjelentősebb évi rendezvényének számít. Mivel idén abban a kivételes szerencsében volt részem, hogy mind a három rendezvényen részt vehettem, a következőkben szeretném róluk röviden tájékoztatni Egyesületünk tagságát.



FLORENCE



EUROPEAN ASSOCIATION OF
EXPLORATION GEOPHYSICISTS



EUROPEAN ASSOCIATION OF
PETROLEUM GEOSCIENTISTS

53rd E.A.E.G. Meeting 3rd E.A.P.G. Conference and Technical Exhibition

Az EAEG (European Association of Exploration Geophysicists) 53. kongresszusát, mint ahogy az utóbbi alapítása óta mindig, idén is együtt rendezték meg az EAPG (European Association of Petroleum Geoscientists) 3. konferenciájával Olaszország egyik legszebb reneszánsz városában, Firenzében, május 26-a és 30-a között. A kongresszus helyileg a firenzei kongresszusi palotában zajlott, egy modern, minden kongresszusi és kiállítási igényt kielégítő épületben, amit a történelmi városmag határán, az egykori városfalak mellett épült XV. századi, ötszögű, olaszbástyás téglakerék, a Fortezza da Basso belső részében helyeztek el. A nagy alapterületű, kétszintes kongresszusi épület az erőd egykori belső szintjéhez képest kicsit lesüllyesztve olyan kitűnően simul a történelmi környezetbe hogy a falakon kívülről egyáltalán nem is látszik belőle semmi. Ugyanakkor a ma is teljesen ép erődfalak rendkívül egyszerűvé tették a kongresszust őrző biztonsági szolgálat igen határozottan végzett munkáját.

A Fortezza-tól rövid 15-20 perces sétával elérhető volt mindaz, amiért a turisták ezrei zárandokolnak Firenzébe, a Duomo Brunelleschi kupolájával és Giotto harangtornyával, az ősi keresztelőkápolna híres bronzkapuival, köztük Ghiberti "paradicsom kapujá"-val, a Piazza Signoria az erődszerű Palazzo Vecchio-val, a Ponte Vecchio középkori hídja, Miche-

langelo szobrai, Botticelli képei, Galilei műszerei, vagyis az olasz reneszánsz még ma is hihetetlen gazdagsága. És mindez egy ma is igencsak eleven mediterrán város május végi napsugaras kavargásában vagy langyos estében, mert az időjárásra igazán nem panaszkodhattunk.

A rendezvény a korábbi évek szokásától eltérően már vasárnap délután megkezdődött a hivatalos megnyitó üdvözlő beszédeivel, illetve az EAPG majd az EAEG "Business Meeting"-jeivel, amelyekben az egyesületek tisztségviselői — elnökei, pénztárosai, a lapok főszerkesztői, stb. — beszámoltak az előző koppenhágai kongresszusról illetve a két kongresszus között eltelt időszakról. Vasárnap este ezt követte az "icebreaker", vagyis a nyitó koktélparty, amelyet hagyományosan a kiállítás területén tartottak meg.

A szakmai programok hétfő reggeltől csütörtök délig tartottak részben a kongresszusi palota előadóiban, részben a Fortezza ódon kaszárnya épületeiben kialakított színház-, illetve előadótermekben.

Az EAEG programja négy párhuzamosan futó szekcióban előadott 203 előadásból és két poszter szekcióban két-két napon át bemutatott 105 poszterből, vagyis összesen 307 előadásból állt. A szóban elmondott előadások témaszerinti megoszlása a következő volt:

Szeizmikus feldolgozás és migráció	46
Szeizmikus inverzió és AVO	15
Szeizmikus modellezés	16
Szeizmikus anizotrópia	7
Szeizmikus tomográfia	8
Szeizmikus terepi és tengeri adatgyűjtés	22
Szeizmikus nyíróhullámok	8
Mélyfúráshoz kötődő szeizmika és VSP	15
Földkéreg kutatás	7
Geoelektromos és elektromágneses módszerek	22
Gravitáció és földmágnesség	8
Geotermika	4
Bányászati geofizika	11
Munkaállomások	7
Közet fizika	7

A poszterek gyakorlatilag ugyanezeket a témákat tárgyalták nagyjából hasonló eloszlásban. A szakmai programról általában az állapítható meg, hogy tematikailag elég kiegyenlített volt, nem jelentkeztet kiugró téma és ez volt igaz az előadók országonkénti megoszlására is.

Az EAPG programja általában egy, esetenként két párhuzamos szekcióban összesen 67 szóbeli előadásból és az EAEG poszter bemutatójához kapcsolódva 82 poszterből, tehát összesen 149 előadásból állt. Itt a téma szerinti eloszlás a következőképpen alakult:

Medence analízis és modellezés	86
Rezervoár vizsgálatok	44
Itália kőolajgeológiája	19

A medence analízis témában külön Kelet-Európa szekció is volt.

A magyar előadások és poszterek száma a két rendezvényen együttesen 12 volt és még további 3 előadásban illetve poszterben szerepeltek magyar társelőadók. Az EAEG történetében ilyen mérvű magyar szereplés eddig még Budapesten sem volt. De most itt ez nem csak rólunk volt elmondható, hanem a kelet-európaiak részvétele általában is ugrásszerűen emelkedett Firenzében a korábbi évekhez képest. Például voltak alban résztvevők, sőt még egy alban előadás is elhangzott.

Az előadások technikai színvonala nagyon jó és a legtöbb szekció látogatottsága igen magas volt.

A szakmai programhoz kapcsolódva aktuális témákban szakmai továbbképzéseket, úgynevezett "short course"-okat, "workshop"-okat és terepi kirándulásokat szerveztek. Az elsőtől, amelyik lényegében egy, a szakterület egy kiváló képviselője által tartott rövid tanfolyam, két szeizmikus és két földtani tárgyat, míg a másodiktól, amelyik inkább a résztvevők közös munkájára épül, egy szeizmikával, egy integrált értelmezéssel és egy szénhidrogén tárolókkal foglalkozót építettek be a programba. Utólagos értékelések szerint főleg a workshop típusú továbbképzések voltak népszerűek.

A rendezvény regisztrált résztvevőinek száma előzetes adatok szerint 3200 fő volt, ebből a kérdőívek tanúsága szerint 65% az EAEG-n, 10% az EAPG-n, 25% pedig mindkét rendezvényen részt kívánt venni.

A kongresszussal párhuzamosan az EAEG eddigi történetének legnagyobb kiállítását rendezték meg. A 4200 négyzetméter alapterületű kiállítás elfoglalta a kongresszusi palota teljes alsó szintjét és a felső szint egy részét is, ahol rajta kívül még a tágas poszter kiállítás és előadótermek is helyet kaptak. A kiállításon 157 cég állított ki, ezek között csak az ELGI képviselte a magyar színeket.

A kiállítás anyagában feltűnő volt a korábbi évekhez képest a különböző szűkebb-tágabb területre szakosított munkahelyek nagy és a ténylegesen bemutatott mérőműszerek viszonylag kis száma. Emellett meg kell még említeni, hogy a jól ismert geofizikai műszergyártó és szerviz vállalatok mellett tömegesen jelentek meg a kis, igen szűk területre (pl. szeizmikus mérési anyagok AVO analízisére) szakosodott tanácsadó vagy értelmező irodák.

A rendezvény két további program pontja érdemli meg még feltétlenül, hogy megemlítsék. Az egyik a hétfő esti orgona hangverseny volt a Santa Croce bazilikában, amely Firenzének a dóm után talán a legnagyobb és feltétlenül a legszebb temploma, afféle nemzeti pantheon szerepét tölti be. Ott nyugszanak az olasz reneszánsz olyan óriásai, mint Leonardo da Vinci, Dante, Michelangelo vagy Galilei, hogy csak néhány nevet említek. A másik esemény a szerdai fogadás, amit vidéki reneszánsz palotákban (a résztvevők nagy száma miatt három különböző helyen) tartottak, ahol XV. századi stílusban, korabeli teleket szolgáltak fel a korabeli kosztümös pincék. A vacsora előtt a palota kertben szintén korabeli

ruhákban zászlólengető játékokat mutatott be egy neves artista csoport.

Mindkét alkalom rendkívül jól sikerült, a koncert nagyon szép volt a Santa Croce igazán megejtő környezetében, a fogadáson remek volt a hangulat és kitűnő a vendéglátás. Így ha valami túltehető egyáltalán a firenzei kongresszus szakmai szintjén, akkor az maga Firenze és az úgynevezett firenzei "social" programok voltak.



36. Nemzetközi Geofizikai Szimpózium

A Geofizikai Szimpózium-ok rendezésében és később nemzetközivé szélesítésében Egyesületünk úttörő szerepet játszott. A Szimpózium tagságunk legnagyobb részének évtizedekig szinte az egyetlen elérhető nemzetközi szakmai fórumot jelentette és így a hazai alkalmazott geofizika fejlődésében meghatározó szerepe volt. Az utóbbi években azonban a világ átrendeződésével jelentőségét lassan elvesztette (legalábbis számunkra).

1991-ben a szeptember 24-e és 27-e között megrendezett Szimpózium soros rendező országa a Szovjetunió volt. A rendezvény helyéül Kievet, Ukrajna Dnyeper parti fővárosát választották. A város az orosz államiság bölcsője volt és még ma is sok emlékéit őrzi az ősi ortodox kultúrának, így érdekesen keverednek benne az orosz történelem egymást követő korszakai a barlang kolostoroktól a főutcát szegélyező úgynevezett "sztálini barokk" épületsorig, a tatárjárást idéző városfal darabtól a város főterén álló monumentális Lenin szoborig (aminek különben utolsó látogatói közé tartoztunk, mert otlétünkkel kezdtek bontani).

A város, hosszú története során, sok mindent látott, az egyik Dnyeperre néző domboldalon még most is mutogatják a vonuló magyar törzsek egykori táborhelyét (gyanítom, hogy már akkor is Európa felé igyekezhattünk), ahonnan gyönyörű kilátás nyílik a szélesen hömpölygő folyó számtalan szigetére és a hosszan sárgálló homok strandokra. Igaz, Csernobil óta nem fürödhet már ott senki, de a radioaktív anyagokkal szennyezett víz felett ma is ott magasodik az atomenergia békés felhasználását ünneplő szoborcsoport egy letűnt nemzedék meg nem valószínűsített reményeinek mosolyát sugározva.

A Szimpóziumot az egykori pártfőiskola épületében rendezték, itt mind a plenáris üléshez szükséges, közel ezer ember befogadására alkalmas, nagy színházterem, mind pedig a kisebb szekciók lebonyolítá-

sához szükséges, egyetemi tanterem jellegű előadók adva voltak, sőt a tágas előterek teljesen elegendőnek bizonyultak a kiállítás megrendezéséhez is. A helytel ily nem lett volna semmi baj, azonban a rendezők a szakmai programot szemmel láthatóan nem vették túl komolyan és, bár minden terem moziszerűen fel volt szerelve vetítő fülkével, a vetítés mégis apró, gyenge fényerejű gépekkel folyt, a B teremben például mindössze a tanári asztal távolságából, ami azt jelentette, hogy sok esetben már az első padosorokból sem lehetett látni semmit. A diák gyakori gyenge minősége és a vetítés előkészítő helyiség és tevékenység teljes hiánya pedig csak fokozta a problémát. Előfordult, hogy egy zajló előadás alatt próbálták a következő előadás diáit bent az előadó teremben az egyetlen, az éppen folyó előadás által is használt vetítő gépen.

Komoly gondot jelentett a rendezvény kétnyelvűségéből következő tolmácsolás is. A tolmácsolásnyokat az előadók nagy része nem adta le és emiatt az A teremben, ahol úgy látszik gyengébb tolmácsok voltak, rendszeresen kifulladt a fordítás az előadások közepe táján.

Végül, ha már a hibákat sorolom fel, meg kell említeni még, hogy nagyon zavaró volt az előre kiadott program szinte lépten-nyomon történő felrúgása és az időbeosztásnak mind az előadók, mind az előzők részéről történő figyelmen kívül hagyása. Ezek különben a symposium-i programbizottságok állandó problémái a szovjet kollégáknak a symposiumokba való bekapcsolódása óta.

A rendezvény 24-én reggel a nagy teremben a szokásos nyitó üléssel kezdődött, elhangzottak az ilyenkor esedékes üdvözlő beszédek, a vendéglátók két plenáris előadásban bemutatták a geofizika területén elért hazai eredményeiket és megnyitották a kiállítást. A megnyitó érdekessége volt, hogy itt jelentették be, hogy az SEG 1992-ben Moszkvában egy nagy geofizikai kongresszust rendez.

Egyesületünk elnöksége korábban úgy gondolta, hogy egy új típusú, a nemzetközi elvárásoknak sokkal inkább megfelelő rendezés bevezetésére 1992-ben nyílna alkalom, mert a rendezésben soros lengyelek nem vállalták el erre az évre a rendezést. Fel akartuk ajánlani a magyar vándorgyűlés kiszélesítését erre a célra, Verő László, Egyesületünk elnöke, kedden délelőtt a Szimpóziomot üdvözlő beszédében meg is próbálta ezt elmondani, azonban a rendezők a teremhangot és a tolmácsolást egyszerűen adták be a terembe viszonylag nagy hangerővel, és így semmit sem lehetett érteni. Furcsa, hogy ez csak ennél a beszédnél fordult elő. Később a moszkvai SEG rendezvény bejelentése javaslatunkat feleslegessé is tette.

A szakmai program kedd (24-e) déltől péntek (27-e) délig tartott három párhuzamos, két előadói és egy poszter szekcióban. Az A-ban 46, a B-ben 36 előadás hangzott el és a C-ben 56 posztert állítottak ki, így az elhangzott, illetve bemutatott előadások száma összesen 138 volt.

Az A szekció témája elsősorban a kőolaj és földgáz kutató geofizika, míg a B szekcióé a szilárd ásvány kutató, a környezetvédelmet, illetve mérnöki célokat szolgáló, valamint a litoszféra kutató geofizika volt. A poszter szekció, amely a szakmai program kétségkívül legjobban sikerült része volt, min-

den témát lefedett. Itt általában jó hangulat és komoly érdeklődés mellett folyt a munka, hiszen itt sem a vetítést, sem az időrend nem zavart, a nyelvi nehézségeket pedig mindig át lehetett kézzel-lábbal hidalni.

A határidőre beérkezett előadásokat a főszervező szovjetek a symposiumi szokásoknak megfelelően egy három kötetes cikk gyűjteményben jelentették meg, sajnos elég gyenge minőségben.

A Symposiumnak 16 országból összesen 614 regisztrált résztvevője volt. Az SEG képviselőiben résztvettek a W. French elnök, G. Greeve alelnök és J. Hyden ügyvezető igazgató urak, az a EAEG-t pedig J. P. Henriot elnök úr képviselte.

A kiállítás, bár méreteiben kisebb volt, színvonalában minden szempontból megfelelt a nemzetközi mércének. Az EAEG-n is használtakhoz hasonló elemekből felépített kiállító helyeken összesen 17 cég és vállalat állította ki bemutatásra szánt termékeit. A szovjet és kelet-európai kiállítók mellett ott voltak a szovjet kőolajkutatóban érdekelt nagy nyugati társaságok is, pl. a Sercel, a Western Atlas, a Schlumberger és a Halliburton. Magyarországot az ELGI és az SzKFI képviselte.

A Szimpóziomhoz kapcsolódó kulturális programok keretében az operában egy baletet láttunk, egy kedves orosz mese balett változatát, városnéző kirándulásokon vehettünk részt, és csütörtökön (26-án) este a modern Rusz Hotel éttermében egy fogadást rendeztek tiszteletünkre.

A vendéglátásról általában elmondható, mind a Szimpóziom ideje alatt, mind pedig az oda-vissza úton, hogy panaszra nem lehetett okunk, a vendéglátó ország helyzetének ismeretében, köszönettel kell megállapítsuk, hogy az ukrán kollégák igazán kitétek magukért.



SEG SIXTY-FIRST ANNUAL INTERNATIONAL MEETING & EXPOSITION

1991-ben a Society of Exploration Geophysicists a texasi Houstonban, a világ kőolajiparának és különösen kőolajkutató geofizikájának fővárosában, november 10-től 14-ig tartotta kongresszusát és a hozzá kapcsolódó geofizikai kiállítást.

A rendezvény helyszíne a régi városközpont — a "downtown" — peremén, az édig érő tornyok tövével épült hatalmas kongresszusi központ volt. A régi városközpont egy óriási, sík, aszfaltzott terület, amit mértani pontossággal nagy kockákra osztottak. A kockákon vagy torony áll vagy semmi, a tornyok sűrűsége és magassága nagyjából normál eloszlást követ, amelynek az aszfaltzott számtan irka közepénél szélsőértéke, maximuma van — az embléma ezt elég jól mutatja — és ott, ahol a szélén az első zöld foltok megjelennek, áll szigetként az autóparkolók beláthatatlan tengerében a "George R. Brown" Kongresszusi Központ hatalmas horizontális beton tömbje.

A kockákon gyalog közlekedni tilos, mert életveszélyes, másként viszont nem lehet, mert nincs mivel. A helybeliek szerint vagy rablónak nézik az embert, akkor azért lövik le, vagy kirablandónak, akkor meg azért. A megoldás, hogy autóval kell közlekedni, de ha az ember autója egy Wartburg, amelyik földmérőnyi távolságban kerékekkel áll Houston felé, akkor a megoldás nem old meg semmit. Alternatív megoldásként kínálkozik a megtévesztés, úgy kell viselkedni, hogy a rablók még nagyobb rablónak nézzék a volt szocialista, most éppen rendszert váltó országok egyszerű dolgozóját, és ne merjék emberi jogait sérteni. Valószínű persze, hogy a rablókat nem lehet megtévesztetni, de ha jól csináljuk, akkor annyira jól mulatnak majd rajta, hogy újra meg újra látni akarják és a végén elszalasztják a döntő lövés pillanatát, mi pedig ismét hódolhatunk kedvenc szokásunknak, igyekezzünk Európa felé.

A "George R. Brown" Kongresszusi Központ három szintre oszlik. A földszint egyetlen roppant méretű csarnokat alkot, itt helyezkedett el a regisztrációs terület, a teljes kiállítás, az étterem és az egyetemeknek az ipar által szponzorált project-jeit bemutató kiállítás. Az első emeleten egy valószínűtlenül nagy bankett vagy színház csarnok, valamint a hozzátartozó kiszolgáló helyiségek találhatóak, ez a szint a szakmai programok idején le volt zárva. A második emeleten zajlott maga a kongresszus, amely ennek a szintnek csak mintegy a felét vette igénybe. Csak a méretek érzékeltetésére elmondom, hogy az igénybe vett területen 11 különböző méretű előadó terem volt a 10 párhuzamos szekció számára, ezek közül 3 állandó színház vagy hangverseny terem 1000 főt befogadó színházi széksorokkal, további 5 nagy terem 500–1000 fő számára székekkel, de ezek olyan nagyok voltak, hogy a széksorok többnyire csak felületet, harmadukat töltötték ki, és így a legnagyobbakban a széksorok mögött elfértek a poszter szekció poszterei is. A maradék 3 terem hasonlóan laza széksorokkal 150–300 hallgatónak biztosított helyet. (Az ülőhelyek számát megszámloltam!) Azt hiszem, azt már teljesen felesleges megjegyezni, hogy a vetítés mindenütt a teremnek megfelelő méretben és kitűnő fényerővel folyt.

A rendezvény nagyközönségnek szánt része vasárnap, november 10-én este 6 órakor a kiállítás megnyitásával és az ehhez kapcsolódó "icebreaker" party-val kezdődött, ahol az "ice" ugyan ingyenes volt de minden másért keményen fizetni kellett. A kongresszus maga másnap, hétfőn délelőtt az úgynevezett elnökségi ülésel nyílt meg, itt hangoztak el a szokásos üdvözlések és az elnöki megnyitó beszéd.

A szakmai program, mint már korábban is említettem, tíz párhuzamos szekcióban folyt, ebből 9 szekcióban a szokásos előadói ülések, egyben pedig úgynevezett "mini workshop"-ok, ezek az európai poszter szekcióknak feleltek meg, zajlottak. Az előadások téma szerinti megoszlása a következőképpen nézett ki:

"A legfrissebb fejlemények és az út előttünk"	12
Szeizmikus elmélet	39
Szeizmikus feldolgozás	48
Szeizmikus migárció	56
Szeizmikus inverzió	40
Szeizmikus adatgyűjtés	22
Szeizmikus lithológia (AVO)	23
Mélyfúráshoz kötődő szeizmika és VSP	47
Kutatási esettanulmányok	40
Elektromágneses módszerek	23
Gravitáció és földmágnesesség	16
Mérnökgeofizika és talajvízkutatás	31
Számítástechnika	16

A "mini workshop"-ok témái

Mélyfúrásokban alkalmazott szeizmikus források és vevők	8
Fizikai modellezés	15
Termelési geofizika	8
Számítástechnika	8

Így az elhangzott vagy bemutatott összes előadás száma Houstonban 452 volt.

A szakmai programot egészítették ki csütörtök délutáni illetve pénteki "workshop" típusú továbbképzések. Összesen 7 workshop-ot tartottak, három szeizmikus, egyet környezetvédelmi geofizika, egyet kőzetmechanika, egyet az integrált értelmezés témakörében és egyet a munkaállomásokról.

A rendezvény regisztrált résztvevőinek száma 1013 volt.

A szakmai programokkal párhuzamosan zajlott a kiállítás, amelyen 325 cég mutatta be termékeit és szolgáltatásait. Itt is elsősorban a plakátok, videofilmeik és a számítógépes demonstrációs anyagok domináltak a ténylegesen bemutatott eszközök helyett.

A kiállításon gyakorlatilag mindenki jelen volt, aki — legalább is nyugaton — él és mozog még a geofizikában.

Volt a kiállításnak egy magyar vonatkozású érdekessége is, Németh Géza, az ELGI egykori műszerfejlesztő mérnöke, a sokunk által jól ismert és kedvelt kolléga nem régen megalakított cége, a CompuSeis itt jelent meg először a nyilvánosság előtt. Első termékük a Sercel 368-as telemetrikus műszeréhez kialakított új központi egység, amely a korrelátort is magában foglalja.

A rendezvény részét képezte még a szerda esti óriás fogadás a "George R. Brown" Központ középső szintjén. Itt önkiszolgáló "barbecue" büfé működött és egy "Small World" című musicalt mutattak be, amelyben E. A. Cernan, az egykor a Holdon járt űrhajós is fellépett. Az est fénypontja azonban a SEG

számos kitüntetésének és tiszteleti tagságának kiosztása, valamint az új vezetőség bemutatása volt. Váratlan módon ennek az eseménynek is adódott némi magyar vonatkozása, mert a legrangosabbnak tekintett "Maurice Ewing" érmet a neves német geofizikus Theodor Krey professzort kapta, aki a Magyar

Geofizikusok Egyesületének is tiszteleti tagja (1986 óta). Amikor az Egyesület nevében is gratuláltam Krey professzornak a kitüntetéshez, ő rögtön azzal válaszolt, hogy felidézte, mennyire jól esett annak idején az MGE kitüntetése neki.

(Bodoky Tamás)



A CompuSeis kiállítási "booth"-a, a kép balszélén Kerekes Albin az ARCO magyar származású geofizikusa, jobb szélén Németh Géza a CompuSeis "president"-je látható.



Kántás Károly

(1912-1991)

1991. március 13-án Bécsben meghalt Kántás Károly Kossuth díjas egyetemi tanár, az MTA levelező tagja, a Miskolci Egyetem Geofizikai Tanszékének, az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézeté magjának, az MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumának alapítója, a geofizikus-képzés elindítója. Március 24-én szűk családi körben helyezték örök nyugalomra a matzleinsdorfi protestáns temetőben.

1912-ben gazdálkodó, paraszti család negyedik gyermekeként született a Veszprém megyei Sóly községben. Középiskoláit a Pápai Református Kollégiumban végezte. Matematika és fizika tanári diplomáját a Pázmány Péter Tudományegyetemen szerezte. Rybár István egyetemi tanár ösztönzésére a Magyar Amerikai Olajipari Rt. geofizikusa lett. Kezdetben a Dunántúl mágneses felmérésével foglalkozott. Hamarosan tanulmányai jelentek meg a mágneses télerősség normál értékéről, az anomáliák értelmezéséről, a kőzetek mágneses sajátságainak meghatározásáról. Ebben a témakörben doktorált. Mágneses kutatásának eredményei beépültek a Dunántúl regionális geofizikájáról Scheffer Viktorral közösen írt nagyobb tanulmányba, ami az első szintézise e terület mélyföldtani, geofizikai, geodinamikai adatainak.

Tevékenységében fordulópontot jelentett, hogy részt vett a Schlumberger cég első, hazai mélyfúrási geofizikai méréseiben. Ezzel összefüggően a Nagykanizsán megalakuló fúrólyukszelvényező részleg vezetője lett. Személyes kapcsolataival elérte, hogy a Schlumberger cég korábbi gyakorlatától eltérve, eladta a nemzetközi szintet jelentő műszereit.

A műszerrel szerzett tapasztalatok képezték alapját a kezdeményezésére és közreműködésével megindult lyukszelvényező rendszerek hazai gyártásának és tekintélyes exportjának.

Műszer- és módszerfejlesztési téren foglalkozott a fúrások kifolyó iszapja gázleadásának észlelésére szolgáló gázdetektorral és a szűrőláng perforálás bevezetésével, a hő-, és nyomásálló perforátorok kifejlesztésével. Lényegében az utóbbi téren elért eredményeiért, az olajbányászat termelékenységét emelő módszer kidolgozása indoklással kapta a Kossuth díjat.

A Nehézipari Műszaki Egyetem Sopronban lévő Bányamérnöki Karán Tárczy Hornoch Antal akadémikus professzor — aki a bányamérnökök részére a

geofizikát oktatta — Kántás Károlyban látta a Kar szándékai szerint megalapítandó Geofizikai Tanszék vezetésére alkalmas személyiséget. Kántás Károlynak akkor már oktatási kapcsolata is volt a Bányamérnöki Karral, mert a negyvenes évek második felében fakultatív tantárgy előadója volt.

Kántás Károly 1951-ben lett az akkor megalapított Geofizikai Tanszék tanszékvezető egyetemi tanára. Feladatát azonban nemcsak a geofizika oktatásának és kutatása profiljának kialakítása és megszervezése jelentette, mert a tanszéke feladata volt a fizika tanítása is a Sopronban lévő karokon. Emellett mielőbb szükség volt geofizikusmérnökökre. A hallgatók megfelelő átírányításával és a geofizikai tantárgyak intenzív oktatásával elérte, hogy az első geofizikusmérnöki diplomákat már 1953-ban át lehetett adni.

Az előzmények nélküli tananyag kialakításában alapvetőek voltak világosan fogalmazott, lényegre törő jegyzetei geoanalitikából — mélyfúrási geofizika — és kísérleti fizikából.

Kántás professzor kiemelt törekvése volt, hogy az új tanszék mielőbb szoros munkakapcsolatot építsen ki szakmai hátterével. Az olajiparral személye által ez adott volt. Azonban terjesztette a geofizika alkalmazását a szén-, a víz-, a bauxit-kutatás területén. E feladatokban a különböző geoelektromos módszereknek döntő szerepet szánt. Emiatt publikációi 1951-től főként e módszerek fejlesztésével, alkalmazási lehetőségeivel foglalkoztak. Kutatómunkájában kiemelt helyet kapott a nagy mélységű üledékes medencék vizsgálatára is alkalmas tellurikus módszer, aminek a hazai geofizikai kutatásokba történő bevezetése az ő érdeme. Akadémiai székfoglaló előadását ebben a témakörben tartotta.

Kántás professzor nagyon aktív volt a szakmai és tudományos közéletben a különböző testületek, bizottságok munkájában. Így kerülhetett sor 1953-ban Sopronban az első geofizikai ankétra, ami méltán tekinthető az egy évvel később megalakult Magyar Geofizikusok Egyesülete szimpóziумai és vándorgyűlései előfutárának.

A Geofizikai Tanszék kutatómunkája szempontjából jelentős lépés volt, hogy Tárczy Hornoch Antal és Vendel Miklós akadémikusokkal létrehozták a Geodéziai és Geofizikai Munkaközösséget, aminek az általuk vezetett tanszékek oktatóin kívül más függetlenített kutatói is voltak. 1955. január 1-vel azután

megalapította az MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumát. Ezen intézményben kezdetben Auer Vilmos, Ádám Antal, Bencze Pál és Wallner Ákos dolgozott a tellurikus módszer- és műszerfejlesztésen, a geofizikai módszerek — elsősorban a geoelektromos szelvényezés és szondázás — bányabeli — karsztvízvédelmi — alkalmazásán, az indukciós karotázs eljárás műszerén. A Laboratórium és a Tanszék közös munkájával nagyobb volumenű kísérleti mérésekkel — Kópháza, Mihályi, Nagylengyel, Buzsák — tisztázni lehetett a tellurika lehetőségeit és így a módszer és a kifejlesztett műszer készen állt a bevezetésre, sőt gondolni lehetett külföldi alkalmazására is.

Ez meg is történt 1955 őszén, amikor Kántás professzor szakmai irányításával geofizikusok csoportja utazott Kínába, ahol a hazai gyártmányú műszerek teljes skáláját bemutatták nemcsak egy nagy kiállítás keretében, hanem terepen is. Az eredmény nem maradt el, mert 1956 nyarán kőolajkutató expedíció indult Kínába, aminek tellurikus csoportja is volt. A tellurikus műszerre is nagyarányú — 50 - 60 darabos — megrendelést kapott az ország, amelynek legyártására a Geofizikai Műszergyár 20 műszerrészlettel egy részleget telepített Sopronba a laboratórium mellé.

Kántás professzor más vonalon is kihasználta a pekingi tartózkodás lehetőségét és egy, a földi elektromágneses tér megismerése szempontjából nagy jelentőségű kísérletre került sor. A vele lévő Ádám Antal és Takács Ernő több napon keresztül tellurikus méréseket végzett a Sopron környéki mérésekkel egyidejűleg. Ez mintegy bevezetője volt annak a nemzetközileg is számon tartott EM pulzációkutatásnak, amely 1957-től a laboratóriumban kialakult. A szinkronmérés eredményeként megállapították, hogy a nappali típusú pulzációk koherensek még olyan jelentős hosszúságkülönbség esetén is, mint

ami Peking és Sopron között van. Kántás professzornak erről Kínában tanulmánya jelent meg.

A kísérlet összefüggött azzal, hogy megkezdődött az 1957-58-as Nemzetközi Geofizikai Évre a felkészülés. Ennek része volt, hogy Kántás professzor intenciója szerint elindult Fertőboz határában a tellurikus obszervatórium felépítése. Ezt azonban már munkatársai fejezték be.

Kántás professzor ugyanis 1956 szeptemberében és októberében még elindította Kínában a Kínai-Magyar Geofizikai expedíció több évig tartó munkáját, ami a mai napig a magyar geofizikusok legnagyobb külföldi vállalkozása volt. Hazatérve azonban a forradalom eseményei úgy hozták, hogy családjával elhagyta az országot. Bécsben telepedtek le. Nagyobb távolságra nem akart elszakadni Magyarországtól.

Kántás Károly professzor 1956-ban 44 éves volt. Addigi életművének vázlatos összefoglalásai is világossá teheti még az Őt nem ismerő generáció előtt is, hogy milyen veszteség volt távozása és mennyire szükségünk lett volna Rá a következő évtizedekben is.

Kántás Károly nemcsak eredményes kutató, tudományszervező volt, hanem nagyon népszerű és közvetlen tanár, munkatársaival törődő, előrehaladásukat segítő emberséges vezető is. Emléke tovább él mindenkiben, akik ismerték. Különösen bennünk, tanítványaiban, munkatársaiban, akik akár itthon, akár 1956 viharában a hazától messzire sodródva, kamatoztathattuk a Tőle kapott tudást. Ezt akartuk kifejezni 1991. június 7-én, amikor az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete és a Miskolci Egyetem Geofizikai Tanszéke kutatói, oktatói és dolgozói megtört felsége, Zsuzsa asszony jelenlétében leróttuk kegyeletünket sírjánál.

Ádám Antal — Takács Ernő

