

MAGYAR

Geofizika



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1978. XIX. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Barta György</i> : Az általános geofizikai kutatás Magyarországon és a földtani nyersanyagkutatás	1
<i>Szarka László</i> : Medencealjzat felületének meghatározása gravitációs hatószámítás útján ...	6
<i>Cserépes László</i> : Statisztikus paraméter-meghatározási algoritmusok alkalmazása geoelektromos mérésekre	15
<i>Salamon Batur</i> : Hozzászólás <i>Morvai L.</i> — <i>Nyerges L.</i> — <i>Halász P.</i> : A neutronaktivációs módszer lehetőségei a bauxitkutatásban c. tanulmányához	23
<i>Márföldi Gábor</i> : A gravitációs hatás értelmezése az anyag-energia gravitációs határértékei alapján I. rész	33
Egyesületi hírek	22
Lapszemle	32, 39. 40

Főszerkesztő: Dr. Sebestyén Károly, a MGE társelnöke

Szerkesztő bizottság: Dr. Bencze Pál, Dr. Bodoky Tamás, Czeglédi István, Deres János, Gerzson István, Hursán László, Lakatos Sándor, Dr. Posgay Károly, Rádler Béla, Tóth Géza, Dr. Tóth Péter

Szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. félemelet 17. Postafiók 240.

Az általános geofizikai kutatás Magyarországon és a földtani nyersanyagkutatás*

DR. BARTAGYÖRGY**

Az előadás azzal a kérdéssel foglalkozik, hogy az általános, elvi jellegű geofizikai kutatások mennyiben szolgáltatnak alapot az alkalmazott kutatás, elsősorban a földtani nyersanyagkutatás számára. Példákon kimutatja — elsősorban hazai vonatkozásokkal —, hogy az elvi geofizikai ismeretek rendszere és annak fejlődése fontos funkciót tölt be és megalapozottságának szilárdságától függően biztos vagy bizonytalan bázisát képezi az alkalmazott, közvetlen hasznot hajtó nyersanyagkutatásoknak.

В работе обсуждается вопрос о том, насколько общие геофизические исследования принципиального характера могут служить основой для практических исследований, в первую очередь для разведки полезных ископаемых. На примерах, относящихся в первую очередь к отечественным исследованиям, показывается, что система принципиальных геофизических знаний и ее развитие выполняют важную функцию, и в зависимости от степени обоснованности этой системы формируется более или менее обоснованный базис для исследования полезных ископаемых, обладающих непосредственным практическим значением.

The paper deals with the question, to what extent the theoretical research of general geophysics is able to serve as basis for the applied geophysics, especially for the prospecting of geological character. Evidences are shown — first of all by presenting examples taken from Hungary — to prove that the system of general geophysical knowledge and its development plays an important role with applied geophysical research and depending on the stability and firmness of its foundations it provides a more or less reliable basis for the geophysical-geological prospecting works.

Az általános geofizika fogalmát a szakkörök általánosan használják, tudjuk is, hogy általában mit értünk alatta, de még sincs szorosan körülhatárolva. Talán a vizsgált jelenség, a földtest, a földrész, a geológiai formáció mérete lehet a választóvonal, de ez nem éles fogalom és ezért sincs pontos határvonal az általános és alkalmazott geofizika között. Jobb volna talán globális, regionális és lokális geofizikai kutatásról beszélni.

Ezekben a kutatásokban a méretek egyáltalán nem jelentenek alá- és fölérendelést, sem fontossági sorrendet; egymást feltételezik és kiegészítik és egymás eredményeit felhasználják. Kapcsolatukat talán a legtalálébban a rész és egész viszonya fejezi ki. Ismernünk kell az egészet, hogy a részletek jól illeszkedjenek, de a részletek helyes értelmezése visszahat az egész elgondolásra és módosítja azt. Ez a kölcsönhatás a legkülönbözőbb méretek és tudományterületek között érvényesül. Az egész tudománytörténet tulajdonképpen ilyen kölcsönhatások láncolata.

A tárgyi ismeretek összessége így kialakít egy kutatási szemléletet, ez a szemlélet, mint keret, lényeges az egész kutatás szempontjából. A Föld gömbalakjának ismerete és felhasználása alapismeretként például öntudatlanul ugyan, de térképen végzett lokális jellegű kutatásainkban is jelen van.

A felszíni formák, a nyersanyaglelőhelyek kialakulását csak a helyes tömeg-, tér- és időméretek alkalmazásával és az energiaháttér ismeretében, a változás, a

* Elhangzott az MGE Soproni Vándorgyűlésén, 1977. V. 28–29-én.

** ELTE GEOFIZIKAI TANSZÉK, Budapest

fejlődés fogalmának felhasználásával lehet helyesen értelmezni. Ez az értelmezés pedig irányt szab a további kutatásoknak, elgondolható tehát, hogy helyes vagy téves volta milyen fontos gazdasági következményekkel jár.

Magyarországon globális jellegű szemléleti változást okozott Egyed László földtágulási elmélete, amellyel egy sor földfizikai jelenséget az addiginál jobban meg tudott magyarázni, sőt a fizika és csillagászat vonatkozásaiban is feltárt bizonyos kapcsolódási lehetőségeket. Az elmélet legfontosabb eredménye azonban kétségtelenül az volt, hogy a zsugorodó Föld passzív szerepét egy aktívabb tágulással helyettesítette és ezzel a földi jelenségrendszer energiaháttérét egy dinamikusabb elképzelésbe helyezte. Ezzel Egyed mintegy a lemeztektonika és geodinamika előfutárának tekinthető.

Miután ezeket a sorokat leírtam, értesültem Sikabonyi László Kanadában élő magyar származású geológusnak az Alkalmazott Földtani Tanszékhez írt leveléről, amelyben a következőket írja: „Talán jó megjegyezni, hogy Egyed László elméletei az izosztázia és kéregblokkok vándorlására nézve egész szép figyelmet kapnak az amerikai irodalomban, ami annál is meglepőbb, mivel az amerikaiak általában nagyon kevés külföldi nézetet ismernek el. Szerintem nagyon jó lenne Egyed László összes munkáit és jegyzeteit összeszedni és komolyan átvizsgálni. Úgy néz ki, hogy az újabban népszerűvé vált „plate tectonique”-nek Egyed az egyik lényeges konceptuális megalapítója vagy szerzője”.

Nézzük meg ilyen szempontból Egyed egyik elgondolását. Egyed a tengerpartok vidékén, az izosztatikus úszás következtében fellépő forgatónyomatékok tételezett fel, amely a kontinensek lemezeit a széleken bizonyos mértékig torzítja. Ebből az elgondolásból rendkívül csekély kiegészítéssel a lemeztektonika alapábráját nyerhetjük. Nem sokkal halála előtt Egyed az akkor még ismeretlen hot-spot jelenséget is elég egyértelműen előre jelezte.

A lemeztektonika fogalomkörében persze a tágulás vagy zsugorodás – esetleg pulzálás – az újonnan képződő és elnyelődő kéreganyag arányától függ. Ezért jelenleg nem foglalkoznak részletesen a térfogatváltozás kérdésével. Ez a probléma a lemeztektonika kezdeténél mint indító tényező szerepelt és újból élesen jelentkezni fog teljes kifejlődésének időszakában.

Látszólag független ettől az elgondolástól az aszimmetrikus földfelfogás, pedig rokon vele abban, hogy a változás fogalmát sok területen konkretizálja és az aktívabb energiaháttér illetve tartalom átalakulási folyamatát jelenségrendszerre körvonalazza. A mágneses tér évszázados változását és aszimmetriáját vizsgálva – bizonyos következtetéssorozaton keresztül – meg lehet állapítani, hogy a geoid két nagy – valószínűleg nagymélységű – hatásnak a következménye és két forgásszimmetrikus alak összegének tekinthető. A legjobb közelítést elérve és a forgásszimmetrikus alakokat a mért geoidból levonva a maradék kép a felszíni tömegek hatását mutatja. Vagyis a geoidban a nagymélységű hatások által okozott kép keveredik a felszíni tömegek hatásával. A két hatás szétválasztásával sikerült a geoid alak kis részleteinek fizikai okát is feltárni.

Az elgondolás mellett, hogy alkalmat ad a különböző mélységi és felszíni hatások helyes mérlegelésére, felold egy szemléleti korlátot is, mert a centráliszimmetria mint kényszerfeltétel korlátozza elméleteink alkalmazhatóságát. Feloldásával pl. a Föld egyensúlyi alakjának ellentmondásait esetleg könnyebben magyarázhatjuk.

Az elvi kutatások széles körben alkalmazható új módszerekhez is vezethetnek; így például a földrengések felületi hullámának időtartamából a földrengések magnitúdója kiszámítható. A Bisztricsány Ede által 1958-ban kidolgozott módszer 1964-ben a szovjet, majd 1967-ben japán kutatók vették át. 1976-os kimutatás szerint jelenleg az amerikai obszervatóriumok kétharmada alkalmazza rendszeresen.

A gyakorlattal látszólag kevés kapcsolatban álló globális megállapítások a kutatásokra alkalmazott módszerek és az egész Föld szerkezetére és folyamataira vonatkozó elképzelések helyessége éppen a földi energiaháztartás és változásjelenségek pontosabb és tágabb értelmezési lehetőségein keresztül a felületi formák kialakulásának magyarázatát könnyíti meg.

Az általános geofizikának második kapcsolódási vonala a nyersanyagkutatással a regionális geofizika szintjén van. Az erőterek normális országos változásának, valamint a szeizmikus és geoelektromos átlagképnek mint viszonyítási alapnak az ismerete lefelé és felfelé kapcsolatot képez a lokális és globális hatások felé. Ezek az átlagképek szabják meg azt, hogy mitől számítsuk anomáliáinkat, hogyan értelmezzük azok méreteit és alakját; viszont a regionális átlagképek is eltérnek az egész Földre érvényes globális képtől és ez az eltérés képviseli a nagyszerkezet hatását a teljes képből. Az előbbieket helyes alkalmazása elősegíti nyersanyagkutatásainkat, utóbbiak helyes értelmezése nyilván elengedhetetlen a nagy felszíni formák helyes magyarázatánál. A geológiai fejlődés folyamata követhető a különböző fejlettségi fokú felszíni formák összehasonlítása útján. A különböző módszereknek ugyanazt a nagyszerkezeti formát kell jelezniük és esetleges eltéréseik az értelmezés hiányosságaira mutatnak.

Szeizmikus és szeizmológiai mérésekből elég régen ismeretes, hogy a Pannon Medencében a Mohorovicic réteg viszonylag magasan van. Ez az ismeret összhangban van gravitációs terünk regionális anomáliaképével. Az elektromos vezetőképesség regionális eloszlásának sajátosságait vizsgálva kialakult az ország háromdimenziós vezetőképesség-modellje, amelynek fő sajátosságait a globális tektonika szemszögéből is értelmezhetjük. A Pannon Medence több rendkívüli vezetőképesség-anomáliája, pl. a dunántúli vezetőképesség-anomália, szinte egyedülálló jelenség a Földön. Térbeli sajátosságainak vizsgálata, kapcsolata a terület litológiájával, tektonikájával, főként a szeizmikusan aktív törésekkel, geotermikus energiaáramlással nagy mélysége ellenére a nyersanyagkutatási koncepciók kialakításánál fontos szerepet kell, hogy játsszon.

Ez a vizsgálat természetesen az empirián keresztül a numerikus módszerekre és a műszerteknikára is kihat.

Az ásványi nyersanyagkutatás stratégiájának kidolgozása, valamint a prognosztikus nyersanyagkészlet megbecslése olyan mértékben lesz sikeres, amilyen jó modellel rendelkezik a kutatás egy adott terület – esetünkben a Kárpát-Pannon rendszer – kialakulására, fejlődésére vagyis tektonikájára vonatkozólag. Joggal állíthatjuk, hogy az elmúlt évtized földtudományi forradalma ezen a területen döntő eredményeket ért el a lemeztektonikai elmélet létrehozásával. Ez az elmélet azonban csak általános séma, amelynek alkalmazása adott területre hosszútávú, interdiszciplináris kutatásokat igényel. Már az eddigi eredmények után is jogosnak látszik azonban az a kijelentés, hogy a lemeztektonika jobban és konstruktívabban képes megmagyarázni a Pannon Medence fejlődését, mint más nagytektonikai elméletek.

Elsőként a Pannon terület medencefejlődését a terület pliocén süllyedését a miocén kárpáti szubdukció által gerjesztett termális köpeny-diapír következményeként lehetett magyarázni. A modell természetes magyarázatot ad a kéreg viszonylagos vékonyságára, gyakorlati jelentősége pedig többek között az, hogy megteremtí a hazai geotermikus energiakutatás elvi alapját.

Újabban sikerült eredményeket elérni jóval kiterjesztettebb tér- és időtartományokra és a Kárpát-Balkán terület utóbbi 200 millió éves fejlődésének lemeztektonikai modelljét sikerült beilleszteni a mediterrán térség általános kialakulási keretébe. Kiderült, hogy a több mint 50 éves hipotézis, hogy az Adria és hegységgé gyúrt pereme valóban az afrikai lemez részét képezte és képezi, összhangban van a legújabb geológiai, paleomágneses, kéregszerkezeti és szeizmicitási vizsgálatokkal. Mivel az afrikai lemez és az európai lemez egymáshoz viszonyítva mozog, meg lehetett magyarázni az Appenninek, Alpok, Dinaridák, Hel-lenidák hegységképződésének főbb jellegzetességeit.

Az elgondolás szerint a Kárpát-Pannon terület két mikrolemezre osztható a Hernád – Kapos – Zágráb vonalak mentén. Az északnyugati lemez az afrikai, a délkeleti lemez az európai nagylemezek részét képezte a mezozoikum elején és utólagos mozgással kerültek a paleogén során mai helyzetükbe. A Hernád – Kapos – Zágráb vonal és környezete tehát egykori óceáni terület konzumálódásával keletkezett ún. sebhelyzóna. Mivel az újabb vizsgálatok szerint ilyen sebhelyzónákhoz ére- és ásványfeldúlások kapcsolódhatnak, ezen terület részletes geofizikai és fúrásos kutatása alapvető jelentőségű. (Nem véletlen, hogy hazánk úgynevezett energiatengelye ezzel a zónával kapcsolatos!) Ez a példa jól demonstrálja azt, hogy az általános kutatások eredményei milyen mértékben lehetnek hasznosak a nyersanyagkutatás szempontjából reménykeltő területek kijelölésénél.

Mint láttuk, lemeztektonikai elvi megfontolások arra az eredményre vezettek, hogy a Pannon Medence – miként a többi ívközi medencék – a medence felé irányuló szubdukció révén alakult ki. A szubdukciós folyamat a másodlagos (vagy ívközi) spreading jelensége révén felfelé szálló köpenyáramlást (köpeny-diapirizmust) hozott létre, amely ezután okozta a felszíni vulkanizmust és a medenceterület lesüllyedését.

A geotermikus rezervoárok vizsgálata egyértelműen megmutatta, hogy gazdaságilag hasznosítható rezervoárok ott és csakis ott alakultak ki, ahol a nagy mélységekből szálló anyagmozgás valamilyen formája (akkréciós lemezszegély, köpenydiapirizmus, vulkanizmus, hot-spot) létezett.

E tényeket összekapcsolva a Pannon Medencét nagy perspektívájú geotermikus energialehetőségű területnek vélhetjük. A geotermikus hévizeket különböző célokra több-kevesebb mértékben eddig is hasznosítottuk. A fenti meg-gondolás azonban felbátorít bennünket olyan nagyobb mélységű rezervoárok kutatására is, amelyek esetleg hazánk elektromos energiaellátásában is szerephez juthatnak.

A kutatásokhoz szükséges geológiai mozgások méretének és irányának meghatározását nagyon támogatja a paleomágneses kutatás, amely jellegzetes példáját adja a lokális vizsgálatok visszahatásának a globális értelmezésre. Egyes kőzetek mágneses tulajdonságainak vizsgálatából ugyanis megállapíthatjuk a kőzet környezetének lokális mozgását a kőzet kihűlésétől eltelt geológiai korok folyamán. Ezekből a lokális mozgásokból felépíthetjük a kontinensek, illetve a Föld felszínét és a lemezek elhelyezkedését és mozgását a földfejlődés során.

A geofizikai értelmezések — tehát nyersanyagkutatói döntések — nagyrészt a mérési eredmények rendezésén és helyes értelmezésén alapszanak. Meg kell állapítani, hogy a mérések során nyert jelek milyen fizikai-geológiai okokra vezethetők vissza. Ezek a jelek mindig egy bizonyos háttérhez viszonyítva jelentkeznek. Fontos lépés ezeknek a jeleknek valóságghű kiemelése a környező hatásokból. A kiemelés a geofizikai módszerkutatás feladata. Ennek a helyes elvégzéséhez azonban a háttér hatásoknak valóságghű ismerete is tartozik.

Maga a kiemelés különböző simító és szűrő eljárások alkalmazásával történik. A valóságghű kiemelés a háttér helyes ismerete mellett nyilván az alkalmazott matematikai módszertől is függ. Vagyis a mérési eredmények és az értelmezésre alkalmazott módszer között egy bonyolult, sokszor nem is egyértelmű kölcsönhatásról van szó. A geológiai alakzat minden hatásával része az egész Föld tömeg hasonló összhatásának. Az egyik ismeretlen rész hatását le kell vonni az észlelt, és így nem ismert, összes hatásból, hogy a másik szintén ismeretlen rész hatását megkapjuk. Az eredményt bonyolítja az alkalmazott matematikai formalizmus a maga sajátos korlátaival. A stochasztikus összefüggés tehát nem bontható fel egyértelműen elemeire. A megközelítés, a nyers adatrendszerek valóság-tartalmának vizsgálata az információelmélet feladata.

Látható tehát, hogy a szétválasztás, vagyis a geológiai értelmezés annál jobb, minél jobban ismert a fizikai háttér és a meghatározott fizikai adatrendszer. A végnélküli finomításnak és részletezésnek azonban határt szab az alkalmazható modell értelmes bonyolultsági foka. Hogy mit jelent az „értelmes” szó, azt mai ismereteink szerint ismét az információelmélet határozza meg a legobjektívebben. Ezek a módszertani vizsgálatok részben matematikai, részben ismeretelméleti jellegűek és szintén az általános geofizikai alapkutatás részeinek tekinthetők. Helyes alkalmazásuk döntően befolyásolja nyersanyagkutatásunk eredményességét.

Mint az előzőekből látható, az elvi geofizikai ismeretek minél szélesebb és mélyebb rendszere — mint egy építmény közvetlenül nem látható és nem felhasználható, de mégis fontos funkciót betöltő alapja — szilárdságától függően képezi biztos vagy bizonytalan bázisát az alkalmazott, felhasználható, közvetlen gazdasági hasznót hajtó nyersanyagkutatásoknak.

Medencealjzat felületének meghatározása gravitációs hatószámítás útján*

SZARKA LÁSZLÓ

Medencealjzatnak, mint kétréteges, háromdimenziós gravitációs hatófelületnek a rekonstruálásához két eljárást dolgoztunk ki. Kifejlesztettük a Bulach-féle gradiensmódszernek erre az esetre alkalmas változatát, valamint a miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem Geofizikai Tanszéke kutatási koncepciójából kiindulva készítettünk egy pontonkénti javítás elvén működő algoritmust.

A szinтетikus modelleken bevált pontonként javító módszert gyakorlati mérési anyagra is kipróbáltuk.

Az eljárás előnye, hogy a meghatározandó szerkezeteket nem kell izolálnak feltételezni, az értelmezésben egyéb irányú adatokat figyelembe lehet venni, valamint a számítás egyaránt elvégezhető Δg és transzformált gravitációs értékekből is.

К реконструированию основания бассейна, как двухслойного трехмерного раздела силы тяжести были разработаны два способа. Был разработан подходящий и данному случаю вариант градиентного метода Булаха, а также, исходя из концепции исследования Кафедры геофизики Технического Университета в г. Митшколе, был составлен алгоритм, работающий по принципу поточечной поправки. Способ поточечной поправки, который оправдал себя на синтетических моделях, был испытан и на практическом материале измерений.

Достоинство данного способа состоит в том, что нет надобности пользоваться предположением об изолированности определяемых структур, имеется возможность учитывать остальные данные при интерпретации, и проводить вычисления как по значениям Δg , так и по преобразованным значениям силы тяжести.

In order to reconstruct the bottom of basins as a two-layer three dimensional gravity discontinuity two methods have been elaborated. A modification of the gradient method of Bulach for this case has been established, as well as an algorithm working by the principle of point-by-point corrections has been compiled, setting out from conception of investigation conceived by the Chair of Geophysics of the Miskolc Technical University.

The method of point-by-point corrections which proved itself on synthetic models has been tested on practical measurement materials as well.

An advantage of the method is that structures to be determined need not be assumed as isolated ones, and other relevant data can also be considered in the interpretation, further, the calculation can be made both from Δg and transformed gravity values.

A gravitációs inverz feladatok megoldására alkalmazott iterációs eljárások az alábbi lépésekből állnak:

– Az értelmező a gravitációs térképen túl rendelkezik néhány más módszer értelmezési eredményeivel is (pl. mélyfúrások rétegsora, szeizmikus mélységszelvények, szondázási görbék). Ezekből – a gravitációs anomáliakép figyelembevételével – felállítható egy közelítő geológiai-geofizikai modell. Ezt a valódi, meghatározandó szerkezet nulladik közelítésének tekintjük.

– Meghatározzuk a nulladik közelítésnek megfelelő gravitációs adatrendszert. A mért és az így számított értékek nem fognak egymással megegyezni. Az eltérés annak a mértéke, hogy a feltételezett modell mennyire tér el a valóságtól.

– A nulladik közelítés geometriai és fizikai paramétereit úgy kell megváltoztatni, hogy az újonnan számított gravitációs mennyiség a mért adatokhoz

* Az előadás elhangzott, 1977. V. 20-án az Ifjú Szakemberek Ankétján, Budapesten.

közelítsen. Amennyiben a területre vonatkozóan elegendő egyéb ismeretünk volt, azaz az inverz feladat rendelkezik gyakorlatilag egyértelmű megoldással, akkor feltételezhetjük, hogy az iterációs lépések során a modell a valóságos földtani alakulathoz konvergál.

A számított és a mért gravitációs mennyiségek eltéréseinek jellemzésére több összefüggés írható fel. Definiálható az eltérés a mért és a számított értékek különbségeinek négyzetösszegével (pl. a gradiensmódszereknél), de megadható például a mért és a számított adatrendszer azonos helyre vonatkozó értékeinek maximális abszolút értékű különbségével is, mint ahogyan ezt a később ismertetésre kerülő pontonként javító módszernél tesszük. Matematikailag a feladat: sokváltozós szélsőértékszámítás, az eltérés minimalizálása.

Az inverz feladat különböző speciális esetekre való megoldására az irodalomban számos eljárás található.

A Bulah-féle gradiensmódszer és egy alkalmazása gravitációs hatószámításra

Bulah (1973) a Newton-féle gradiensmódszert úgy pontosította, hogy a sokváltozós térben az egy iterációs lépésben a minimalizáláshoz szükséges negatív gradiens irányú vektor hosszát nem lineáris, hanem négyzetes közelítésből származtatta.

Az eljárás bemutatására Bulah nyomán vízszintes helyzetű párhuzamos tengelyű, végtelen henger alakú hatók paramétereit határoztuk meg, a hengerek tengelyére merőlegesen felvett U_{xz} szelvényből. A hengerek sűrűségét ismertnek vettük, ki kellett számítani a három feltételezett henger mélységét, szelvénymenti távolságát és sugarát.

Az iteráció során a gravitációs hatást, valamint a gradiensvektor összetevőit zárt formulákkal lehetett számolni. Más, hasonlóan egyszerű geometriájú hatók paramétereinek meghatározásához csak a képleteket kell kicserélni, ami a számítógépes programban szubrutinneserével megoldható.

A kezdeti, a számított és a valódi hengerparamétereket az *1. táblázat* tartalmazza.

Medencealjzat felületének meghatározása

Az előbbi hengerparaméter-számítás a gyakorlat igényeitől még elég messze áll. Sokkal inkább érdekes lehet egy medencealjzat felületének meghatározása, még abban a viszonylag egyszerű esetben is, amikor a fedő és a medencealjzat sűrűségét állandónak tekintjük.

A medencealjzatot célszerű az állomásköznek megfelelő élhosszúságú négyzetes hasábokkal úgy közelíteni, hogy az állomáspontok a négyzetes hasábok tengelyébe essenek.

Az előző problémával ellentétben itt a direkt feladatot nem lehet zárt képletekkel megoldani, azonban a *NME Geofizikai Tanszékének kutatói kollektívája* által kidolgozott módon a gravitációs hatás számítására most is lehetőség nyílik. Az eljárás lényege: rendelkezésre állnak különböző háromdimenziós „hatásmátrix”-sorozatok, azaz azok a körszimmetrikus súlyfüggvények, amelyek közül egy kiválasztottal konvolválva a gravitációs hatót, mint térbeli sűrűségeloszlást, tetszőlegesen szűrt (speciális esetben Δg) gravitációs adatrendszerhez jutunk. Mivel szorzatösszeg-képzésről van szó, a hatásszámítás gépidő-szükséglete kicsi.

Három párhuzamos, vízszintes tengelyű,
végtelen henger alakú ható kezdeti, számított
és valódi paraméterei (Bulah nyomán)

Исходные, расчетные и истинные параметры
трех тел в виде параллельных бесконечных цилиндров
с горизонтальными осями (По Булаху)

Initial, calculated and real values of a body in the form of three
parallel infinite cylinders with horizontal axes (after Bulach)

henger	U_{zx}	mélység [m]	szelvénymenti távolság [m]	sugár [m]
1	kezdeti	200,0	320,0	10,95
	számított	195,9	302,2	12,08
	valódi	200,0	300,0	12,25
2	kezdeti	100,0	570,0	7,75
	számított	140,7	599,8	8,99
	valódi	150,0	600,0	9,45
3	kezdeti	220,0	1040,0	11,40
	számított	198,9	1049,2	12,17
	valódi	200,0	1050,0	12,25

A hatószámítás során elvileg a Δg -értékek és a transzformált értékek is szerepelhetnének, de a szűrt térképek különböző előnyei (a kutatás tárgyának jobb kiemelése, a lényegesen kisebb oldalhatásból adódó gépidőnyereség) miatt az utóbbiakat célszerű használni. Ez a jelenlegi gyakorlattól eltér.

Kétréteges földtani alakulatok rekonstrukciójához (a négyzetes hasábokkal közelített kontrasztfelület mélységpontjainak meghatározásához) megkíséreltük alkalmazni a Bulah-féle gradiensmódszer továbbfejlesztett változatát és a Tanszék kutatási koncepciójából kiindulva készítettünk egy pontonkénti javítás elvén működő algoritmust is.

A nulladik közelítés – mindkét eljárás esetében – lehet előre megadott (pl. mélyfúrások és szeizmikus mélységtérkép ismeretében), de a gravitációs adatrendszerből – néhány mélységinformáció ismeretében – számolható is. A nulladik közelítés számítása általában Bott (1960) szerint történik.

Az inverz feladat egyértelműségét mindkét esetben úgy biztosítottuk, hogy a meghatározandó terület permén egy hatásmátrix-félszélességnyi sávban a kontrasztfelület mélységét ismertnek tekintettük. Ez szeizmikus szelvényekkel körülhatárolt területen megtehető.

A Bulah-féle gradiensmódszer átdolgozásánál gondoskodni kellett a hatásmátrix-szal történő hatásszámítás megvalósításáról, valamint a gradiensvektor elemeinek differenciákkal való közelítéséről. A második módszer,

A pontonkénti javítás elvén működő algoritmus

egy iterációs lépésben egyetlen pontban változtatja meg a kontrasztfelület mélységét, ezért teljesítőképessége a gradiensmódszeréhez képest első látásra kisebbnek tűnik.

Ákár transzformált adatrendszerrel, akár Δg -értékekkel dolgozunk, mindkettőnél megkívánjuk, hogy az iteráció eredményeként adódó modellből számított és a mért adatok különbsége minden pontban kis abszolút értékű legyen. A számított és a mért adatok maximális abszolút értékű különbségével jellemzett pontban bizonyos mennyiséggel megnöveljük, vagy lecsökkentjük a kontrasztfelület mélységét, ezáltal a medencealjzat hasábközelítése az előzőnél általában jobb lesz. Ezt az eljárást mindaddig kell ismételni, amíg a mért és a számított adatok különbségének abszolút értéke minden pontban kisebb nem lesz egy előre megadott számnál.

Előfordulhat, hogy egy nagy maximum úgy csökkenne le, hogy többször egymás után ugyanazon pont alatt változna a hatófelület mélysége. Ha ez már geológiailag lehetetlen torzulásokhoz (meredek kiemelkedések, vagy gödrök kialakulásához) vezetne, megfelelő simító feltételekről kell gondoskodni. (Például úgy, hogy előírjuk a hatófelület valamely pontbeli mélységének és a 4 szomszédos pontbeli hatómélység átlagának a még megengedhető eltérését. Ennek túlhaladása esetén az illető pontbeli kontrasztfelület-mélység nem változhat meg, ebben az esetben a mért és a számított adatok különbségei közül a következő legnagyobb abszolút értékkel jellemzett pontban kell a hatófelület mélységét megváltoztatni).

Ha néhány pontban ismerjük a medencealjzat mélységét, akkor azokat a pontokat a maximumkeresésnél nem kell figyelembe venni.

A teljes szerkezettől származó gravitációs hatást elég az első iterációs lépés során kiszámolni, azután már csak a megváltoztatott hatómélységű pont körüli hatásmátrix-félszélességnyi környezetben kell a számított hatást korrigálni.

A két módszer összehasonlítása szintetikus modelleken

A gradiensmódszerrel és a pontonként javító eljárással kétréteges szintetikus modellekre végeztünk számításokat.

A gradiensmódszer minimalizálандó függvénye a sokismeretlenes modellek-nél már 3–4 iterációs lépés után elakadt egy mellékminimumban. Bebizonyosodott, hogy a gradiensmódszer csak akkor működik elfogadhatóan, ha a meghatározandó paraméterek száma nem túlságosan nagy.

Amíg tehát a gradiensmódszerrel a területről legfeljebb csak összességében kaphatunk valamivel jobb képet, addig a pontonként javító eljárással a hatófelület-mélység — a változtatás léptékén belüli hibával — minden pontban a valódi értékre állt be. Mindezt a 2. táblázatból is megállapíthatjuk, ahol egy 30 ismeretlenes szintetikus modell egy részletét tüntettük fel.

A gyakorlati alkalmazás

Az ELGI Vértes nyugati előterében (Nagyigmánd-Kocs-Dad környékén) végzett méréseire támaszkodva a pontonkénti javítás elvén működő eljárást gyakorlati esetben is kipróbáltuk.

A kutatási terület kedvező gravitációs tulajdonságokkal rendelkezik: kétréteges modellnek fogható fel, amelyben nagy sűrűségkülönbség ($\Delta\sigma = 0,35$

A Bulach-féle gradiensmódszerrel és a pontonkénti javítás elvén működő eljárással szintetikus modellre kapott eredménytáblázat egy részlete.

A jobb felső sarokban a kezdeti, a jobb alsó sarokban a pontonkénti javító eljárással, a bal alsóban a Bulach-féle gradiensmódszerrel számított értékek,

a bal felső sarokban a valódi modellparaméterek vannak

Часть таблицы результатов, полученных для синтетической модели по градиентному методу Булаха и по способу поточечной поправки. В правом верхнем углу приведены исходные значения, в правом нижнем углу — значения, полученные с помощью поточечной поправки, а в левом нижнем углу — значения, вычисленные по градиентному методу Булаха, а в левом

верхнем углу — истинные параметры модели

Part of the table of results obtained for a synthetic model by Bulach's gradient method and the point-by-point correction method. In the right top corner are the initial values, in the right bottom corner the values obtained by the point-by-point correction method, in the left bottom corner the values calculated by Bulach's gradient method and in the left top corner the real model parameters

2,0	0,1	4,0	1,6	5,0	2,9
2,1	1,6	4,0	3,3	4,9	4,2
5,0	2,9	8,0	8,0	10,0	11,1
5,1	4,4	8,0	8,0	10,1	11,5
7,0	6,3	15,0	15,9	18,0	19,7
6,9	7,3	14,9	16,3	18,1	19,5

A két módszer teljesítőképességét jellemző adatok

Данные, характеризующие эффективность обоих способов

Data characterising the efficiency of the two methods

jellemzők		gradiens- módszer	pontonként javító eljárás
iterációk száma		3	206
gépítő		12 perc	16 perc
éltetés	max. különbség	2238,5	13,55
	különbség összege	747,8	0,5
hatófelület megváltoztatásának mértéke			0,2

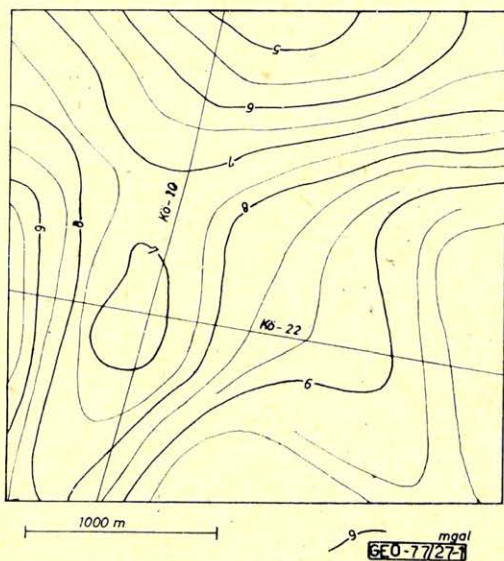
g/cm^3) van az oligocén medence és a 100 – 600 m mélyen húzódó mezozóos aljzat között, így a Bouguer-anomáliát a medence domborzata alakítja ki.

A mérések alapján a mezozóos aljzat nagyszerkezetét felemelt sasbércek, le-süllyedt rögök, tektonikai árkok jellemzik, amelyeket egymásra közel merőleges, nagy elvetési magasságú vetőrendszerek tagolnak.

Rendelkezésre állt a terület 3 – 5 állomás/ km^2 pontsűrűséggel készült Bouguer-térképe, 8 refrakciós mélységszelvény (refrakciós szempontból a megkutatottság $0,38 km/km^2$), valamint néhány mélyfúrásban ismert volt a medence-aljzat mélysége.

Egy olyan $8,1 \times 8,1 km^2$ -es területet határoltunk el, amelynek a mélység-számításra kiválasztott középső részét refrakciós szelvények teljesen körülhatárolták.

A Bouguer-térképből – alkalmas szűrőt választva-transzformált gravitációs térképet készítettünk. (1. ábra).



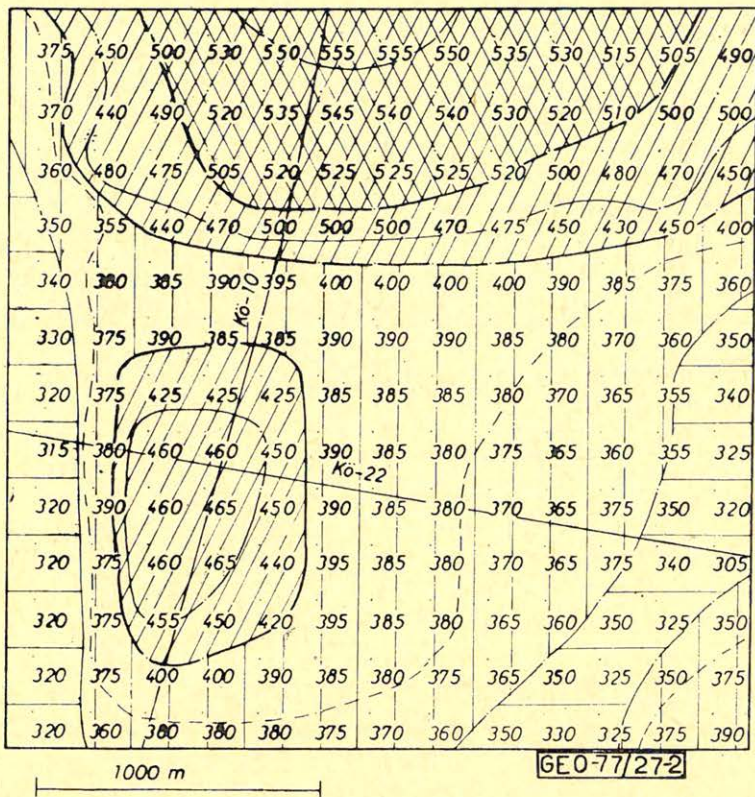
1. ábra: A kutatási terület Bouguer-térképéből a $\gamma = 2,0$, $H = 3,0$ szűrővel transzformált térkép. (Mintavételi távolság: 200 m)

Fig. 1. Map transformed from the map of Bouguer anomalies of the survey area by using a filter of $\gamma = 2,0$, $H = 3,0$. (Sampling interval: 200 m).

Рис. 1. Карта района исследования, преобразованная из карты Буга с фильтром $\gamma = 2,0$, $H = 3,0$ (Шаг квантования: 200 м).

A refrakciós mélységszelvényekből elkészítettük a medencealjzat közelítő mélységtérképét. Ezt tekintettük a meghatározandó földtani alakulat nulladik közelítésének. (2. ábra).

A számítások elvégzésére az NME ODRA – 1304 számítógépe állt rendelkezésre. A gép lassú műveleti sebessége, viszonylag kis memóriája egyelőre csak a 200 m élhosszúságú négyzetes hasábokkal való közelítést engedte meg. A 13×13 -as méretű ismeretleneket tartalmazó mátrix egy $2,6 \times 2,6 km^2$ -es területet fed le.



2. ábra: A mezozoós medencealjzat nulladik közelítésének mélységtérképe (Viszonyítási sík: tszf. +200 m)

Fig. 2. Depth map of zero approximation to the Mesozoic basin bottom (Reference plane: +200 m above sea level).

Рис. 2. Карт глубины нулевой аппроксимации основания мезозойского бассейна (Плоскость относимости: +200 м над уровнем моря)

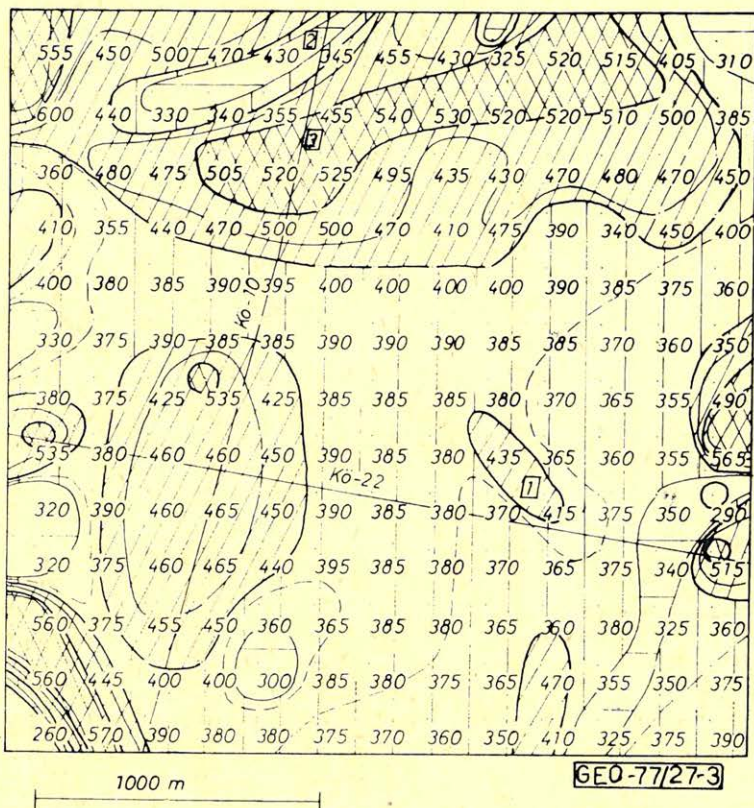
Valamely pontbeli medencealjzat-mélység 100 iterációs lépésig iterációként 30, utána pedig 10 m-rel változott.

A 3. ábrán a 212. iteráció utáni medencealjzat-térkép látható.

A két térképet összehasonlítva megállapíthatjuk, hogy a medencealjzat lefutásának jellegében alapvető változás nem történt, de feltűnő a számítással kapott medencealjzat-térkép jobb felbontóképessége, nagyobb részletessége.

Legnagyobb a változás a térkép felső részén, ahol a medencealjzat általános elmélyülése helyett – az alapvető tendencia megmaradásával – kiemelt sas-bécek, lesüllyedt árkok párhuzamos rendszere alakult ki, ami a terület geológiai sajátosságainak jobban megfelel.

Az 1. számmal jelölt szerkezetet a Kö-22 szelvény nem jelzi, megléte azonban a szűrt gravitációs térkép alapján bizonyos.



3. ábra: A medencealjzat-közelítés a 212. iteráció után (Viszonyítási sík: tszf. +200 m)

Fig. 3. Approximation to the basin bottom after the 212th iteration. (Reference plane: +200 m above sea level).

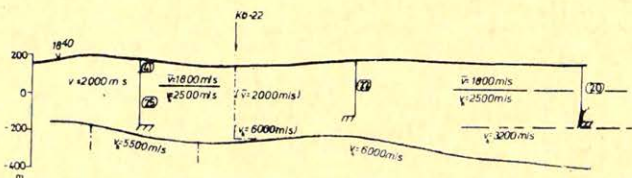
Рис. 3. Аппроксимация основания бассейна после 212-ой итерации (Плоскость относительности: +200 м над уровнем моря)

A 2. számú szerkezetnek a Kö – 10 szelvénnel való metszéspontjában a szelvényen bizonytalanul megjelenik egy közbelső határsebességű szint, ezen a helyen a számítás eredményeként – a kétréteges modell feltételezésével – kiemelt sasbércet kaptunk. Igaz, hogy a kétréteges modell a viszonyokat leegyszerűsíti, de az értelmezési eredmények határozott szerkezeti iránya, kiterjedtsége inkább a nagy sűrűségű medencealjzat mélységének változását valószínűsíti, mintsem csakis fedőbeli inhomogenitást jelezne. A felső-triász aljzatnak az e helyütt mért nagy (6000 m/s) határsebessége sem zárja ki ezt a feltételezést, hiszen a nagy határsebesség a refrakciós medencealjzat kiátlagolódásában megnyilvánuló átlóvésekre, bemerülésekre is utalhat.

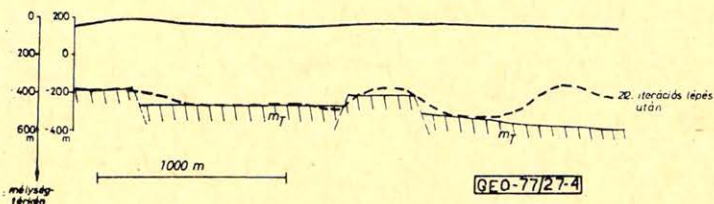
A 4. ábra a Kö – 10 szelvény hagyományos és a gravitációs hatószámítási eljárással kapott értelmezését mutatja. Megfigyelhetjük az iteráció utáni nagy sűrűségű medencealjzatnak a geoelektromos aljzattal való közeli egyezését.

A gyakorlati feladatra felhasznált gépidő 65 perc volt, ebből fordítással együtt a nulladik közelítés számítása 35 percet vett igénybe, a 212 iterációs lépéshez mindössze 30 perc kellett.

A bemutatott eljárásnak feltétlenül előnye, hogy az NME Geofizikai Tanszéke kutatási koncepciójának megfelelően ez a módszer sem igényli, hogy a meghatározandó szerkezet izolált legyen, az eljárás egyéb irányú adatokat is figyelembe vesz, valamint az értelmezés tetszőleges adatrendszerből kiindulva történhet.



4. ábra A Kö-10 szelvény értelmezése



4. ábra: A pontonként javító hatószámítási eljárással kapott nagy sűrűségű medencealjzat kontúr-felületének menete a refrakciós-geoelektromos módszerek alapján értelmezett Kö-10 szelvény mentén.

Fig. 4. Relief of the contour surface of the high density basin bottom obtained by the point-by-point correction method along the profile Kö-10 interpreted on the basis of seismic refraction and geoelectric methods.

Рис. 4. Рельеф контурной поверхности высокоплотного основания бассейна, полученного способом поточечной поправки, по профили Кб-10, интерпретированной по сейсмическому (МПВ) и электроразведочным методам.

Mivel az előbb ismertetett feladat volt az eljárás első gyakorlati alkalmazása, elképzelhető, hogy a további számítások a program egyes részeinek finomítását eredményezhetik.

Végezetül megemlítjük, hogy az itt helyszűke miatt nem közölt részletek a [6]-ban megtalálhatók.

IRODALOM

- [1] Bott, M.N.P.: The use of rapid digital computing methods for direct gravity interpretation of sedimentary basins. Geoph. Jour. Royal Astron. Soc., V. 3. (1960), p. 63-67.
- [2] Bulah, E. G.: Avtomatizirovannaja szisztyema intyepretacii gravitacionnüh anomalij. Naukova Dumka, Moszkva, 1973.
- [3] Meskó, A.: Geofizikai inverz feladatok megoldása (általános elvek, korlátok és iterációs algoritmusok). Magyar Geofizika, XVII. évf. (1976), 4. sz. 133-141.
- [4] Steiner, F.: Characterization and derivation of map transformations on the basis of the anomalous body-map relationship. Acta Geodaet. et Mont. Acad. Sci. Hung. Tom. 8. p. 71-84 (1973).
- [5] Steiner, F.: Gravitációs szűrők geofizikai hatásmechanizmusának szemléltetése. Geofizikai Közlemények 23. (1974).
- [6] Szarka, L.: Gravitációs hatók számítása (Diplomaterv). NME Geofizikai Tanszék, Miskolc, 1977.

Statisztikus paraméter-meghatározási algoritmusok alkalmazása geoelektromos mérésekre*

C S E R E P E S L Á S Z L Ó**

Geofizikai mérések statisztikus módszerekkel történő interpretálására dolgoztunk ki számítógépes eljárásokat, amelyek az interpretáció alapjául szolgáló modell paramétereit becslik. Az algoritmusok alapja a Bayes-elv, amely a paraméterekre vonatkozó a priori ismeretek hiányában a maximum likelihood módszerre, még speciálisabban esetleg a legkisebb négyzetek elvére vezet. Illusztrációképpen magnetotellurikus és egyenáramú elektromos mérések feldolgozását mutatjuk be vízszintesen rétegzett közeg esetére.

Для интерпретации данных геофизических измерений при помощи статистических методов были разработаны методы обработки на ЭВМ, которые оценивают параметры модели, лежащей в основу интерпретации. Алгоритмы основаны на принципе Бейеса, который при отсутствии априорных знаний приводит к методу максимального правдоподобия, или в более специальном случае, может быть, к принципу наименьших квадратов. В качестве иллюстрации приводятся результаты обработки магнитотеллурических и примоточных электрических измерений для случая горизонтально слоенных сред.

Computerized procedures for the interpretation of geophysical measurements by means of statistical methods have been elaborated, through which the parameters of the model serving for base of the interpretation can be estimated. The basis of the algorithms is the Bayes-principle, leading to the maximum likelihood method in case of absence of a-priori informations relating to the parameters, and in special cases perhaps to the principle of least squares. For sake of illustration cases of processing of magnetotelluric and direct current electric measurements are shown for the case of horizontally layered mediums.

Geofizikai mérések statisztikus módszerekkel történő interpretálására dolgoztunk ki számítógépes algoritmusokat. Az interpretációnak, az adott mérési anyag feldolgozásának végcélja az, hogy a felderítendő földtani objektumról információkat szerezzünk. Ennek az információszerzésnek elengedhetetlen és rég alkalmazott eszköze a modellezés (Halfin, 1958; Golcman, 1971; Salát, Drahos, 1975): ennél meg kell mondanunk, hogy konkrétan mire vonatkozó információt akarunk kapni. A modell felállításához tehát bizonyos a priori ismeretekre van szükségünk. Ezek többnyire rendelkezésünkre állnak a kutató területen végzett korábbi vizsgálatok nyomán. A felállított modell általában csak bizonyos fizikai mennyiségek, a $\mathbf{p} = (p_1, p_2, \dots, p_N)$ modellparaméterek értékeit hagyja meg változónak – az interpretációnak épp ezekre vonatkozóan kell információt adnia. (Elképzelhető persze az összetettebb eset is: a priori ismereteink alapján több, minőségileg is különböző modell típust tudunk megalkotni. Ilyenkor nemcsak az egyes modellek \mathbf{p} paramétervektoraira, hanem a legjobb modellre is kíváncsiak vagyunk.)

Egy adott modell matematikai alakja valamilyen $\mathbf{f}(\mathbf{p}) = (f_1(\mathbf{p}), f_2(\mathbf{p}), \dots, f_n(\mathbf{p}))$ függvény, amelynek n számú (az n darab mérési pontra számítható) értéke a mérési adatokkal egyezne – ha a modell tökéletesen írná le a valóságot. A $\mathbf{g} = (g_1, g_2, \dots, g_n)$ mérési eredményekre valójában ez igaz:

$$\mathbf{g} = \mathbf{f}(\mathbf{p}) + \mathbf{n}. \quad (1)$$

* Elhangzott 1977. V. 20-án az Ifjú Szakemberek Ankétján, Budapesten.

** ELTE GEOFIZIKAI TANSZÉK, Bp.

Itt \mathbf{n} a „zaj”, amely a mérési hibákon kívül tartalmaz minden olyan eltérést, amely a modell és a valóság különbségeiből fakad. A zaj véletlenszerűsége miatt \mathbf{g} valószínűségi változó lesz, elvileg valamilyen valószínűségi sűrűség adható meg rá. Ennek az a következménye, hogy amikor az interpretáció során \mathbf{g} -ből \mathbf{p} -re következtetünk, kijelentéseink csakis valószínűségi jellegűek lehetnek: a \mathbf{p} paramétereket csak becsülni tudjuk. Az interpretáció statisztikus szemlélete tehát szükségszerű – de megvan az az előnye is, hogy nemcsak a \mathbf{p} vektor $\hat{\mathbf{p}}$ becslését adja meg, hanem adatokat kapunk e becslés minőségére is. Mindezeket a \mathbf{p} -re felírható eloszlásfüggvény szolgálhatja (Goleman, 1971).

Az a feltételes valószínűségi sűrűség, amely megadja egy \mathbf{p} érték valószínűségét adott \mathbf{g} mérés esetére (a-posteriori valószínűségi sűrűség), Bayes tétele szerint így írható:

$$P(\mathbf{p}/\mathbf{g}) = \frac{P(\mathbf{p})P(\mathbf{g}/\mathbf{p})}{P(\mathbf{g})} = CP(\mathbf{p})P(\mathbf{g}/\mathbf{p}). \quad (2)$$

Ebben csak \mathbf{p} a változó, ezért vehetjük a $C = 1/P(\mathbf{g})$ értéket konstansnak. A jobboldalon maradó két függvény a $P(\mathbf{p})$ a-priori valószínűségi sűrűség, ill. a $P(\mathbf{g}/\mathbf{p})$ likelihood-függvény. (2)-ben feltételeztük a legáltalánosabb esetet amikor \mathbf{p} maga is valószínűségi változó.

A $P(\mathbf{p})$ függvény a-priori, mérés előtti ismereteink összefoglalója, ebbe gyűjthetők össze a \mathbf{p} vektor lehetséges értékeire fennálló fizikai, geológiai stb. korlátozások, leginkább pedig a kutatandó területen végzett korábbi mérésekből származó információk. Ha nincsenek ilyen a-priori adataink, minden \mathbf{p} -t egyformán valószínűnek tartunk, $P(\mathbf{p})$ konstans. Ha vannak, akkor általában annyit tudunk mondani, hogy a \mathbf{p} egyes komponensei milyen intervallumokban fordulhatnak elő, ezekben az intervallumokban azonban a $P(\mathbf{p})$ csak nagyon lassan változó függvény vagy akár konstans. A gyakorlatban az a-priori valószínűségi sűrűséget ilyenkor az adott tartományon konstans értékűnek, vagy az adott tartomány felett tetőző lapos Gauss-görbének (ill. többdimenziós Gauss-eloszlásnak) szokás venni.

A $P(\mathbf{g}/\mathbf{p})$ likelihood-függvény alakját elméleti megfontolások segítségével lehet megadni. Ehhez valamilyen ismeret feltételenül szükséges a \mathbf{g} mérések hibáiról, ill. általánosabban az \mathbf{n} zajról, pontosabban szólni tudni kell valamit a $P(\mathbf{g}/\mathbf{p})$ második momentumairól. Enélkül a likelihood-függvény teljesen határozatlan, az interpretáció lehetetlenné válik (Halfin, 1958). Ha csak a \mathbf{g} mérések, valamint a zaj \mathbf{R} kovarianciamátrixa ismeretesek, $P(\mathbf{g}/\mathbf{p})$ még mindig sokféle lehet ugyan, de az összes így elképzelhető eloszlás közül kiválasztható a maximális entrópiájú, amely az információelmélet szerint a leginkább feltevésmentes (Goleman, 1971). Ez a mondott esetben éppen a Gauss-eloszlás:

$$P(\mathbf{g}/\mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^n \det \mathbf{R}}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\mathbf{g} - \mathbf{f}(\mathbf{p}))^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{g} - \mathbf{f}(\mathbf{p})) \right\}. \quad (3)$$

(Itt $\det \mathbf{R}$ az \mathbf{R} determinánsa, a T felső index transzponáltat jelöl.)

A gyakorlatban általában nem is tudunk többet, mint a \mathbf{g} és az \mathbf{R} komponenseit, sőt sokszor az \mathbf{R} komponenseit sem teljesen ismerjük. Az utóbbi esetben modellünk \mathbf{p} paraméterei mellett még az \mathbf{R} -t meghatározó bizonyos paraméterek becslését is megkívánjuk az interpretációtól. Példásképpen: ha a zaj komponensei nem korreláltak, sőt azonos, de ismeretlen diszperziójúak, \mathbf{R} egy konstans értékkel helyettesítendő – s ez a konstans az újabb meghatározandó paraméter.

A felsorolt elvek alapján a (2) a-posteriori valószínűségi függvény felírható. Ezután a legkézenfekvőbb interpretációs módszer: megkeresni e függvény maximumát a \mathbf{p} -térben, s ezt nevezni el a paraméterek $\hat{\mathbf{p}}$ becslésének. Ez a Bayes-módszer:

$$P(\mathbf{p}/\mathbf{g}) = CP(\mathbf{p})P(\mathbf{g}/\mathbf{p}) = \max. \quad (4)$$

Ha a-priori ismereteink nincsenek, $P(\mathbf{p}) = \text{konst.}$, akkor meg

$$P(\mathbf{p}/\mathbf{g}) = P(\mathbf{g}/\mathbf{p}) = \max, \quad (5)$$

vagyis az a-posteriori valószínűségi sűrűség maximalizálása a likelihood-függvény maximalizálásával egyezik meg. Ez a maximum likelihood módszer. Ha speciálisan a likelihood-függvény (3) alakú, a legkisebb négyzetek módszerének általánosabb formáját kapjuk vissza. Egészen speciálisan, ha még $\mathbf{R} = \sigma^2 \mathbf{I}$, ahol \mathbf{I} az egységmátrix, vagyis korrelálatlan és egyenlő súlyú hibákról van szó, a maximum likelihood módszer a közönséges legkisebb-négyzetes adatfeldolgozásra vezet.

A konkrétan megvalósított számítógépes algoritmusunk legáltalánosabb alakjában a (4) Bayes-módszernek felel meg oly módon, hogy az a priori ismereteket Gauss-eloszlást leíró $P(\mathbf{p})$ függvénnyel vesszük figyelembe, a likelihood-függvény pedig (3) alakú. Az algoritmus természetesen képes a felsorolt speciálisabb, egyszerűbb módszerek végrehajtására is. A zajt jellemző \mathbf{R} kovarianciamátrixot 3-féle alakban építettük be az eljárásba:

1. Korrelálatlan, egyenlő súlyú mérések:

$$\mathbf{R} = \sigma^2 \mathbf{I}.$$

A σ diszperzió becsülhető is.

2. Korrelálatlan, eltérő súlyú mérések:

$$\mathbf{R} = \text{diag} \left\{ \frac{\sigma^2}{w_1}, \frac{\sigma^2}{w_2}, \dots, \frac{\sigma^2}{w_n} \right\}.$$

A w_i súlyok ismerendők, σ becsülhető is.

3. Korrelált, egyenlő súlyú mérések – ha feltehető, hogy két „szomszédos pontban” végzett mérés korrelációja mindig ugyanaz a β érték:

$$\mathbf{R} = \{R_{ik}\}, \quad R_{ik} = \sigma^2 \beta^{|i-k|}.$$

A σ és β becsülhető. („Szomszédos pont” lehet például egy mágneses szelvény-mérés során két ténylegesen szomszédos mérési pont, vertikális elektromos szondázás esetén két egymás után következő AB elektródatávolság stb.)

Az algoritmus magja (4)-nek megfelelően szélsőértékkeresés a \mathbf{p} -vektorok terében. Többféle alkalmas numerikus módszert kínál erre a matematikai irodalom, programunk számára a konjugált gradiensek módszerét választottuk (Fletcher, Reeves, 1964). Ez iteratív eljárás, amely adott pontosságig folytatja a szélsőérték hely keresését. Szükséges hozzá a szélsőérték helyének egy kezdeti becslése.

Eredményként megkapjuk a keresett paramétereket, a $\hat{\mathbf{p}}$ becslést, ezenkívül, ha σ -t és β -t nem ismertük eleve, ezek becslését is. Az algoritmus megadja a becslés minőségének jellemzőit is a paraméterekre vonatkozó \mathbf{D} kovarianciamátrix formájában (Golcman, 1971; Salát, Drahos, 1975). Ennek diagonális elemei megadják a paraméterek szórásnégyzetét, a nemdiagonális elemekből pedig a

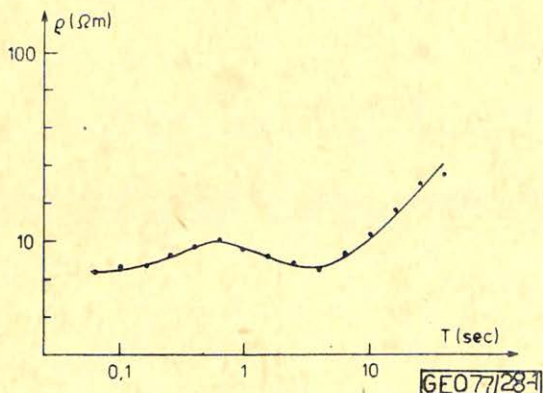
paraméterek korrelációi számíthatók. Ezek az adatok éppen olyan fontos részei a végeredménynek, mint maga a $\hat{\mathbf{p}}$ becslés. A kovarianciamátrix inverzének elemei:

$$(\mathbf{D}^{-1})_{ij} = \left(\frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{p})}{\partial p_i} \right)^T \mathbf{R}^{-1} \left(\frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{p})}{\partial p_j} \right). \quad (6)$$

Az algoritmus a leírt módon általános: tulajdonképp bármilyen – nemcsak geofizikai – mérések feldolgozására alkalmas, ha a modellválasztás és a mérések a fentebbi követelményeket kielégítik. Az algoritmus kipróbálásához és különféle vizsgálatokhoz az eljárás magában foglal egy rutint, amely szintetikus mérési eredményeket állíthat elő kívánt szórású és korrelációjú Gauss-eloszlású hibákkal.

Az algoritmus segítségével nagyszámú geoelektromos, konkrétan magnetotellurikus és egyenáramú dipól-ekvatoriális szondázási görbe paramétereit határoztuk meg. A direkt feladat megoldásához, azaz $\mathbf{f}(\mathbf{p})$ számításához felhasználtuk a Drahos D. és Salát P. által leírt, a lineáris rendszerek elméletén alapuló gyors numerikus módszereket (lásd pl. Drahos, Salát, 1973). A választott modell a vízszintesen rétegzett közeg, m réteg esetén tehát a meghatározandó paraméterek a $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_m$ fajlagos ellenállások és a d_1, d_2, \dots, d_{m-1} rétegvastagságok. A paraméterbecslés eredményeire néhány illusztrációt mutatunk be.

Az 1. ábrán terepi magnetotellurikus mérési eredményeket láthatunk: a ρ látszólagos fajlagos ellenállást a T periódusidő függvényében. A pontosra 4-réteges modellt illesztettünk, azaz $f(\mathbf{p})$ szerepét a 4-réteges közegre számítható elméleti látszólagos fajlagos ellenállás játssza. A priori ismereteket nem tételeztünk fel, a méréseket egyenlő súlyúaknak és korrelálatlanoknak vettük. Az 1. táblázat tünteti fel az interpretáció eredményeit: a becsült paramétereket, hibájukat és korrelációikat. Az algoritmus a rétetparaméterek logaritmusával dolgozik, következésképp a fajlagos ellenállások és rétegvastagságok hibája pozitív



1. ábra Magnetotellurikus mérési eredmények

Fig. 1. Magnetotelluric measuring results

Рис. 1. Результаты магнитотеллурических измерений

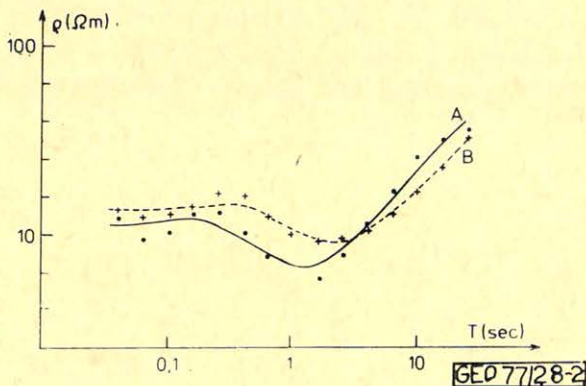
Az 1. ábra adatainak interpretációja

Интерпретация данных рис 1.

Interpretation of data of Fig. 1.

A becsült paraméterek									
	értéke	hibája	korrelációi						
ϱ_1	7,2 Ωm	$\pm 0,6$	ϱ_1	ϱ_2	ϱ_3	ϱ_4	d_1	d_2	d_3
ϱ_2	15,5 Ωm	± 25 $- 10$	1,0	0,92	0,70	0,26	0,96	-0,87	0,75
ϱ_3	4,4 Ωm	± 7 $- 3$		1,0	0,84	0,32	0,99	-0,98	0,89
ϱ_4	170 Ωm	± 52 $- 40$			1,0	0,51	0,79	-0,94	0,99
d_1	404 m	± 460 $- 220$				1,0	0,30	-0,39	0,51
d_2	870 m	± 1930 $- 600$					1,0	-0,95	0,84
d_3	1005 m	± 2770 $- 740$						1,0	-0,96
									1,0

és negatív irányban eltérő. A görbeillesztés után a mérési pontok σ diszperziójára 3,1% adódott, ami a magnetotellurikus kutatásban kis hibának számít, ennek ellenére a paraméterhibák elég nagyok. Ez elsősorban a nagy korrelációs koefficiensek folyománya. A paraméterek közti nagy korreláció a geoelektromos kutatás gyakorlatában „ekvivalencia” néven ismeretes. A mérés helyének rétegszerkezetéről a-priori ismeretek nem álltak rendelkezésünkre, mégis elvégeztük az interpretációt bizonyos, nem durva beavatkozásnak minősülő a priori feltevésekkel is. Ebből kiderült, hogy bár a paraméterek becsült értékét a kevés a-priori ismeret nem befolyásolja, a paraméterhibákat és korrelációikat még akkor is csökkentheti, azaz javíthat az interpretáció minőségén. Világos, hogy minél pontosabb információink vannak még a mérés előtt, annál jobb lehetnek a mérés interpretációjának eredményei is.



2. ábra. Magnetotellurikus szondázási görbék

Fig. 2. Magnetotelluric sounding curves

Рис. 2. Кривые магнитотеллурического зондирования

A 2. ábra és II. táblázat egy mérési ponton egymásra merőleges irányokban végzett magnetotellurikus szondázások feldolgozásából mutat adatokat. A priori ismereteket itt sem vettünk figyelembe. A mérésekre 3-réteges modellt illesztetünk. A két görbe bizonyos szisztematikus eltérése azt jelzi, hogy a vízszintesen rétegzett, csak függőleges irányban változó tulajdonságú közeg modellje tényleg nem fedi tökéletesen a valóságot.

II. táblázat – таблица – Table

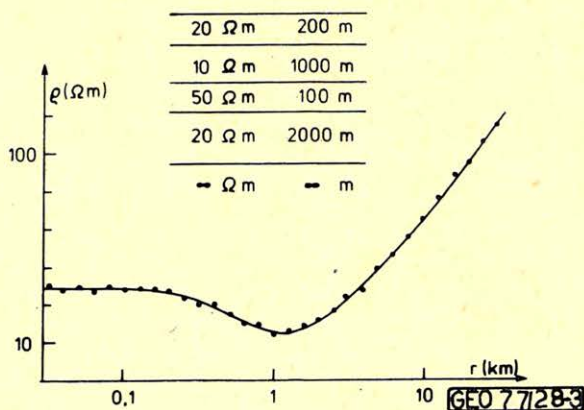
A 2. ábra adatainak interpretációja

Интерпретация данных рис. 2.

Interpretation of data of Fig. 2.

Az „A” görbe paraméterei	A „B” görbe paraméterei
$\rho_1 = 11,1 \Omega m \pm 0,8$	$\rho_1 = 13,4 \Omega m \pm 0,4$
$\rho_2 = 3,7 \Omega m \begin{matrix} +22,5 \\ -3,2 \end{matrix}$	$\rho_2 = 3,4 \Omega m \begin{matrix} +76,5 \\ -3,3 \end{matrix}$
$\rho_3 = 420 \Omega m \begin{matrix} +690 \\ -260 \end{matrix}$	$\rho_3 = 222 \Omega m \begin{matrix} +135 \\ -84 \end{matrix}$
$d_1 = 750 m \begin{matrix} +750 \\ -380 \end{matrix}$	$d_1 = 1300 m \begin{matrix} +940 \\ -540 \end{matrix}$
$d_2 = 530 m \begin{matrix} +5200 \\ -480 \end{matrix}$	$d_2 = 480 m \begin{matrix} +18\ 000 \\ -470 \end{matrix}$

A 3. ábra (és III. táblázat) dipól-ekvatoriális szondázást mutat a megszokott logaritmikus ábrázolással. A pontok a 3. ábrán feltüntetett szerkezethez készített, 2%-os diszperziójú szintetikus mérési adatokat jelölnek. A feldolgozás példája az összetett, minőségi-mennyiségi interpretációnak: nemcsak a rétegpárát keressük, hanem a modell típusát is, azaz hogy hány réteges az a modell, amellyel a legtöbb információt lehet megszerezni a rétegsorról. Szemmel, a méréseket látva ugyanis 3-rétegesnek ítélnénk a rétegsort, viszont most tudjuk előre, hogy a valóságban 5-réteges. A 3. ábrán a folytonos vonal mutatja a 3-, 4- és



3. ábra. Szintetikus dipól-ekvatoriális szondázási görbe

Fig. 3. Synthetical curve of a dipole-equatorial sounding

Рис. 3. Синтетическая кривая дипольно-экваториального зондирования

5-réteges illesztést, ezek szemmel nézve nem különbülnek el. A III. táblázatban csak a becsült paramétereket és hibáikat tüntettük fel, ezekből is kiderül, hogy a 3-réteges modell, amely több réteget egybefoglal, a kis paraméterhibák miatt nagyon jó, elfogadhatónak mondható még a 4-réteges is, az 5-réteges azonban már meglehetősen kevés információt nyújt, különösen a 3. és 4. rétegről. Általában azt tapasztaltuk a szintetikus mérési eredményekkel végzett numerikus „kísérletezés” során, hogy a meghatározandó paraméterek számának növelése, a modell bonyolítása – bár egyre tökéletesebb illeszkedést eredményez a mért adatok és az elméleti görbe közt – a paraméterhibákat elfogadhatatlanul nagygyá, azaz a modellt semmitmondóvá teszi.

III. táblázat – таблица – Table

A 3. ábra adatainak interpretációja
Интерпретация данных рис. 3.
Interpretation of data of Fig. 3.

	3-réteges modell	4-réteges modell	5-réteges modell
ρ_1	19,9 Ω m \pm 0,2	19,8 Ω m \pm 0,1	19,8 Ω m \pm 0,1
ρ_2	11,4 Ω m \pm 2,2 - 2,1	10,1 Ω m \pm 0,4	9,8 Ω m \pm 0,5
ρ_3	∞	21,4 Ω m \pm 6,2 - 4,8	62,9 Ω m \pm 460 - 55
ρ_4		∞	16,2 Ω m \pm 13,1 - 7,2
ρ_5			∞
d_1	163 m \pm 11 - 10	193 m \pm 11 - 10	199 m \pm 121 - 114
d_2	2300 m \pm 60	950 m \pm 290 - 220	870 m \pm 400 - 270
d_3		2390 m \pm 210 - 190	99 m \pm 750 - 88
d_4			1850 m \pm 2250 - 1020

Hangsúlyozni kívánjuk, hogy a fentiekben röviden bemutatott interpretációs algoritmus néhány fontos előnnyel rendelkezik a széles körben alkalmazott görbeseres geoelektromos kiértékeléssel szemben. Legfőbb előnye, hogy az interpretációról minőségi jellemzést is ad a paraméterhibák és korrelációk révén. Világos, hogy gazdasági szempontból sem mindegy, hogy egy becsült rétegmélység hibája $\pm 5\%$ vagy $\pm 50\%$ vagy még több. Az algoritmus számítógép-igénye sem sok, az MTA CDC-3300 gépén egy görbeillesztés ideje 1 perc körüli. Azt talán fölösleges még egyszer említeni, hogy sokkal általánosabb az eljárás, mintsem hogy csak a geoelektromos kutatásban lenne alkalmazható.

A geofizikai irodalom egyre több tanulmányt tartalmaz a hasonló jellegű interpretációs módszerek használatáról, elterjedéséről (Goleman, 1971; Porohova, 1975, 1976; Inman, 1975; Glenn, Ward, 1976; Ward etc. 1976; Salát, Drahos, 1975, 1975a; ha csak a geoelektromos kutatással kapcsolatos néhány legfontosabbat akarjuk kiemelni).

Meg kell említeni befejezésül, hogy a szerző a fenti vizsgálatokat az ELTE Geofizikai Tanszék egyik kutatási témájában végezte, s ebben közreműködött Salát Péter, Drahos Dezső és Tarcsai György. Ezt a közös munkát szeretné jelezni a fenti többes számú szóhasználat.

- Drahos D. — Salát P.*, 1973: Geoelektromos és karotázás szondázások indirekt és direkt interpretációjának a lineáris rendszerek elméletén alapuló új, egyszerű, gyors módszere. Magyar Geofizika, XIV. köt. 1. sz., 6–12.
- Fletcher, R. — Reeves, C. M.*, 1964: Function minimization by conjugate gradients. Computer Journal, 7, No 2, 149–154.
- Glenn, W. E. — Ward, S. H.*, 1976: Statistical evaluation of electrical sounding methods. Part I: Experiment design. Geophysics, 41, 1207–1221.
- Golcman, F. M.*, 1971: Sztatiszticeszkije modeli interpretacii. Izd. Nauka, Moszkva.
- Halpin, L. A.*, 1958: Informacionnaja teorija interpretacii geofiziceszkih issledovanyij. Dokl. Akad. Nauk SZSZSZR, 122, No 6, 1007–1010.
- Inman, J. R.*, 1975: Resistivity inversion with ridge regression. Geophysics, 40, 798–817.
- Porohova, L. N.*, 1975: Szovmesztznaja interpretacija amplitudnih krivih magnyitotelluriceszkih zongyirovanyij sz celju opregyelenyija glubinnih parametrov Zemli. Fizika Zemli 1975, No 5, 47–55.
- Porohova, L. N.*, 1976: Application of statistical methods for solving one-dimensional inverse problems of the magnetotelluric sounding for a spherical and flat Earth. Phys. Earth Planet. Interiors, 12, 268–272.
- Salát P. — Drahos D.*, 1975: A felszíni és karotázás elektromágneses szondázások interpretációjának az információelméleten és a lineáris rendszerek elméletén alapuló stratégiája. Magyar Geofizika, XVI. köt. 1. sz., 14–26.
- Salát P. — Drahos D.*, 1975a: Az információelmélet és a modellelmélet geofizikai alkalmazhatóságának perspektívái. XX. Geofizikai Szimpózium, Budapest–Szentendre.
- Ward, S. H. — Smith, B. D. — Glenn, W. E. — Rijo, L. — Inman, J. R.*, 1976: Statistical evaluation of electrical sounding methods. Part II: Applied electromagnetic depth sounding. Geophysics, 41, 1222–1235.

Egyesületi hírek

Az *NDK Geológiai Tudományok Társasága* 24. évi közgyűlése Greifswaldban 1977. szeptember 21-től október 1-ig.

A GGW (Gesellschaft für Geologische Wissenschaften der DDR) elnökségének meghívására a Magyar Geofizikusok Egyesülete delegációval vett részt a gyűlésen. Tekintettel arra, hogy a gyűléssel egyidőben a baráti szocialista államok geofizikai testületeinek elnöksége két tanácskozáson vett részt, a magyar delegációt Bese Vilmos, az MGE elnöke vezette. A tanácskozások tárgya és célja az volt, hogy a résztvevő egyesületek közötti együttműködés módjait, fejlesztési lehetőségeit megbeszélve megállapodásokban rögzítsék a jövőben követendő eljárásokat. A tanácskozások eredményét jegyzőkönyvben foglalták össze.

Az előadó üléseken számos általános és alkalmazott geofizikai tárgyú előadás is elhangzott. A konferencia végén több tanulmányi kirándulást is rendeztek. A tanácskozó ülések keretében mód nyílt arra, hogy a delegátusok ismertessék saját egyesületük munkásságát és szervezetét. Az MGE-re vonatkozóan ennek a feladatnak Deres János főtárgyvezetője tett eleget.

Magyar szempontból kiemelendő eseménye az ülésnek az, hogy az MGE elnökét, Bese Vilmost a GGW tiszteleti tagjává választották.

T. G.

Hozzászólás

Morvai L.—Nyerges L.—Halász P.:

A neutron-aktivációs módszer lehetőségei a bauxitkutatásban c. tanulmányához*

SALAMON BATUR**

A hozzászólás célja az indító tanulmány egyes hiányzó adatainak pótlása és néhány következtetésének elemzése. Ennek során áttekintjük a neutron-aktivációs módszer jellemző irodalmi előzményeit és bemutatjuk egy lehetséges lyukszelvényező eljárás módszertani és műszeres feltételeit.

Цель замечания заключается в дополнении отдельных нехватывающих данных открывающей работы и анализе некоторых ее выводов. При этом рассматриваются литературные источники нейтронно-активационного метода и излагаются аппаратные и методические предпосылки возможного метода скважинных измерений.

The purpose of the comments is to supply missing data of the paper concerned and to analyse some of its conclusions. To this end, an outline is given of relevant references of the neutron activation process and the methodological and instrumental conditions of a possible logging procedure are provided.

Az alumínium és szilícium kimutatásával valóban régóta foglalkozik a mélyfúrési nukleáris geofizika. Mind ez ideig azonban nincs üdvözölhető megoldás, amely egyesítené az egyszerű felszerelést és a szokványos szelvényező eljárást az elfogadható mérési pontossággal. A laboratóriumokból a többé-kevésbé sikeres analíziseket a lyukszelvényező gyakorlat sajátos körülményei közé csak hátrányos kompromisszumok árán lehet átültetni.

A hozzászólás szándéka egyfelől hiánypótlás, másfelől az irodalomból ismert előzmények felelevenítése néhány aktuális kiegészítéssel abból a célból, hogy a tanulmányban közzétett következtetések helytállóak és a fejlesztési szándékok megoldhatók legyenek.

A tanulmány 1. táblázatának teljessé tételére további adatok találhatóak [1, 2, 3, 4, 5]. A későbbi tárgyalás érdekében, kellő átrendezéssel és kibővítéssel a táblázatot célszerű ismét előrebocsátani. (1. táblázat)

A táblázat olvasásához a magától érthetődő mennyiségek mellett az alábbi magyarázat tartozik:

(5) oszlop: a reakciót kiváltó neutronok legkisebb, ún. közöbenergiája (a negatív előjel az exoterm reakció 1 jelzi);

(6) oszlop: a reakció hatáskeresztmetszete termikus neutronokra;

(7) oszlop: a reakció hatáskeresztmetszete ún. reaktortípusú neutronokra;

(8) oszlop: a reakció hatáskeresztmetszete 14 MeV energiájú neutronokra;

(9) oszlop: az aktív nuklid felezési ideje;

(11) oszlop: az aktív nukliból kilépő gamma sugárzás energiája és százalékos gyakorisága;

(12) oszlop: az ún. fajlagos telítési aktivitás, amelyet legalább öt felezési ideig tartó besugár-

* Megjelent a Magyar Geofizika, XVIII. évf. 1. sz., 28–34. oldalán

** M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest

Sorszám (1)	Elem (2)	Izotóp (előfordulás %) (3)	Reakció (4)	E _{nk} (MeV) (5)	Hatáskeresztmetszet (10 ⁻³⁰ m ²)			Aktív nuklid (9)	τ _{1/2} (10)	E _γ (MeV) (gyakoriság) (11)	A _∞ (Bq/g) (12)	A _{mt} (13)	A _{mf} (14)
					σ _t (6)	σ _r (7)	σ ₁₄ (8)						
1			n, γ	-8,00	21,5		0,053	²⁸ Al ₁₃	2,31 min	1,78 (100)	4,8 · 10 ⁻³	2,4 · 10 ⁻³	1,3 · 10 ⁻⁴
2	Al	²⁷ Al (100)	n, p	1,88	0,43	7,9		²⁷ Mg ₁₂	9,45 min	0,84 (70) 1,01 (30)	1,8 · 10 ⁻³	1,1 · 10 ⁻³	1,6 · 10 ⁻⁴
3			n, α	3,24	0,065	12		²⁴ Na ₁₁	14,95 óra	1,37 (100) 2,75 (100)			
4			n, p	4,00	0,2	22		²⁸ Al ₁₃	2,31 min	1,78 (100)	4,3 · 10 ⁻³	2,4 · 10 ⁻³	1,3 · 10 ⁻⁴
5		²⁸ Si (92,18)	n, 2n	17,78	10 ⁻⁵			²⁷ Si ₁₄	4,22 s	0,84 (0,2) 1,01 (0,2)			
6	Si	²⁹ Si (4,71)	n, p	3,14	0,06	10		²⁹ Al ₁₃	6,56 min	1,28 (85) 2,43 (15)	1 · 10 ⁻⁴	5,4 · 10 ⁻⁵	5,3 · 10 ⁻⁶
7			n, γ	-6,81	11	0,049		³¹ Si ₁₄	2,65 óra	1,26 (0,07)			
8		³⁰ Si (3,11)	n, α	4,33	0,01	8		²⁷ Mg ₁₂	9,45 min	0,84 (70) 1,01 (30)	5,3 · 10 ⁻⁵	3,3 · 10 ⁻⁵	4,8 · 10 ⁻⁶

zási idő és egységnyi neutronfluxus felvételével az

$$A_{\infty} = \frac{N_A \cdot \sigma \cdot k}{W}$$

képlettel számolunk ki, ahol N_A az Avogadro-szám, σ a számításba vont hatáskeresztmetszet (az 1. táblázatban **aláhúzott** érték), k az izotóp előfordulási gyakorisága, W az atomsúly. Megjegyezzük, hogy az egységnyi neutronfluxussal történő számítás bármilyen tényleges neutronforrás hozamának felvétele nélkül módot nyújt az aktivitások összehasonlítására;

(13) oszlop: az ún. mérhető teljes aktivitás, amely a fajlagos telítési aktivitásból az

$$A_{mt} = A_{\infty} \cdot \eta_t(E) \cdot f \cdot G$$

képlettel számítható, ahol G a mérés geometriai tényezője (a táblázatban $G = 1$ értéket vettünk fel, bár a fűrőlyuk-viszonyokra végzett számítások szerint, max. 0,45 lehet [6]), f a gammasugárzás gyakorisága, $\eta_t(E)$ tényező általános értelemben a mérőrendszerre megállapítható állandó (energiafüggő detektálási hatások), amelyre egy 40×40 mm méretű NaJ(Tl) kristály abszorpciós adatait vettük figyelembe;

(14) oszlop: a scintillációs mérés fotoeffektusában mérhető (az 1. táblázatban **aláhúzott** energiákra kiszámított) aktivitás, amelynek képlete az előzővel teljesen analóg, csupán az $\eta_t(E)$ tényező helyébe a felvett kristályra megadott fotoeffektus-hatásokat kell behelyettesíteni.

Az 1. táblázatban csak azokat az aktivitás-értékeket számítottuk ki, amelyek egyáltalán szóba jöhetnek. Ezek közül is kiemelkednek az 1., 2. és 4. sorszámúak. Érdeemes felfigyelni arra, hogy bár a 2. sorszámú reakcióban nyerhető fajlagos telítési aktivitás csupán a másik kettő kb. 40%-a, a fotoeffektusban való mérhetősége 20%-al jobb.

Az elemek elkülönítésére alapján három jellemző szolgálhat: a detektálási oldalon a felezési idő és a gammasugárzás energiája, az aktiválási oldalon a besugárzó neutronok energiája. Az egymást zavaró reakciók áthatásának csökkentésére bizonyos lehetőség van a besugárzási idő (szelvényezési sebesség) helyes megválasztásában.

Az alumínium és szilícium kimutatására alkalmazott neutron-aktivációs lyukszelvényező eljárások áttekintésében vegyük sorra a szemléltető 2. táblázat számozott kockáit.

2. táblázat – мабууа – Table

	Integrális		Energiaszelektív	
	pontmérés	folyamatos szelvényezés	pontmérés	folyamatos szelvényezés
zárt neutronforrás	1/	2/	3/	4/
neutrongenerátor	5/	6/	7/	8/

1. Lényegében az első kutatási lépések közé tartozik, a mai gyakorlatban már nem érdemel figyelmet [7].

2. Az 1. táblázatból világosan szembetűnik, hogy az alumínium és szilícium az 1. és 4. sorszámú reakciók szerint csak a gerjesztési oldalon különíthető el. Ebből a célból egy viszonylag kis energiájú neutronokat kibocsátó Po-B, majd egy Po-Be forrással végeztek méréseket [8]. A két forrással kapott számlálási arányokból egyszerű képlettel határozták meg a Si/Al hányados értékét. A mért természetes gammasugárzás és a hidrogéntartalom indikálására, epitermikus

neutron-neutron szelvényezéssel kísérték. A szondában a forrás–detektor távolság 2,5 m, a szelvényezési sebesség 50–60 m/óra volt.

3. Amerikai kutatók vizsgálatokat végeztek az Al–Si interferencia felderítésére különböző $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ tartalmú (nedves) mintákban ^{252}Cf és Pu-Be forrásokkal [9]. Eredményeik szerint a Californium-252 forrással 10%/90% és 20%/80% $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ arányok között, az 1–2 MeV tartományban mért aktivitásban az alumínium mellett a szilícium hatása csak 6,5–3,5%-ban jelentkezett. Ez összhangban van azzal, hogy a 2,3 MeV átlagenergiájú neutronokat emittáló ^{252}Cf forrásból 12%-ban lépnek ki 4 MeV feletti energiájú neutronok, amelyek létrehozzák a $^{28}\text{Si} (n,p)^{28}\text{Al}$ reakciót. A méréseikből az is látható, hogy 100% SiO_2 tartalom esetén a ^{252}Cf forrással mért beütésszám kb. 8-szor kisebb, mint Pu-Be forrással.

4. Lényegében az előző, 3. eljárás gyakorlatiasabb változata, amelyet ugyanazon szerzők is ismertetnek a Californium-252 neutronforrás előnyeinek bemutatásával [9, 10]. Egyik érdekes következtetésük szerint bizonyos feltételek mellett, 3 láb/min szelvényezési sebességnél a 0,2 MeV diszkriminációs szint feletti regisztrálással 4,4-szer nagyobb beütésszám nyerhető az 1–2 MeV tartományban végzett mérésel szemben.

5. A karotázs mérésekhez kifejlesztett neutrongenerátorok megjelenésével mód nyílt a nagyobb küszöbenergiájú reakciók (1. táblázatban a 2. és 4. sorszámú) jobb hatásfokú felhasználásra [11]. 2–3 perces besugárzási idő után a szondát felemelik, hogy a detektor szembekerüljön az aktivált réteggel. Grafikonos idő-regisztrálást végeznek kb. 20 percig. A 15. és 20. perc közötti intervallumban – amikor az ^{28}Al izotóp már lényegében lebomlott – az észlelt beütésszám a ^{27}Mg -től származik, amiből 0 időpontig extrapolálva meghatározzák az Al tartalmat. Majd ennek hatását kivonják a lebomlási görbe kezdeti szakaszából és a maradékot ismét extrapolálva 0 időpontig megkapják a Si tartalmat.

6. A folyamatos szelvényezésnél ugyancsak az előbb említett reakciókat alkalmazzák [12]. A hagyományos neutron-élettartam-szelvényezésre használt szondában a neutronforrás–detektor távolság 12 láb (kb. 3,6 m), a detektálási küszöb 100 keV. A szilícium-szelvényezés – azaz az ^{28}Al aktivitás mérés – optimális sebessége 66 m/óra lenne, amit termelékenységi okokból 220 m/óra-ra növeltek. Ekkor a $^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$ reakcióból származó interferencia kb. 10%. Az alumínium-szelvényezéshez 16 m/óra optimális sebesség tartozna, ami gyakorlati szempontból előlrhatatlanul lassú és ebben az esetben is jelentős a szilícium zavaró hatása [13]. A közlemények egyetértenek abban, hogy a szelvényezést porozítás-kontrollal kell végezni.

7. Az alumínium-tartalmat a ^{27}Mg izotóp 0,84 MeV sugárzásának detektálásával határozzák meg. Egyidejűleg az 1,78 MeV-nál jelentkező fotocsúcs intenzitásával mérik az 1. és 4. sorszámú reakció együttes aktivitását, amely a gyors és termikus neutronfluxus ismeretében szétválasztható. A két energiatartományban mért intenzitások viszonya arányos a Si/Al hányadossal (lásd később a (4) képletben). Az eredményt befolyásoló, termikus neutronfluxus értékének megállapítására élettartam-szelvényezést javasolnak [14].

8. Erre az eljárásra, mint lehetségesre, a hozzászólás további részében még visszatérünk.

Az eljárások számozási sorrendje némileg a fejlődést jellemzi. A jelenlegi hazai gyakorlatban a 2. eljárást alkalmazzák, azaz különféle neutronforrásokkal (Po-Be, ^{252}Cf), integrális (nem energiaszelektív) detektálással folyamatos szelvényezést végeznek.

A tanulmányban közölt 6. ábra és az ahhoz fűzött magyarázat alig segíti elő a módszer kibontakozását. Megállapítja ugyanis, hogy a „²⁵²Cf forrás neutronjai energiájának kis része 2,1 MeV felett van.” Homokmodellben végeztek mérést, tehát a döntő komponens a SiO₂. A szilíciumon bekövetkező (n, p) és (n, α) reakciók küszöbenergiája 4, ill. 4,33 MeV. Ez utóbbi aktivitása kb. két nagyságrenddel kisebb, mint az előzőé (lásd az 1. táblázat 4. és 8. sorszámú reakcióit). Mérési eredményei szerint a tanulmány arra a következtetésre jut, hogy „árnyékolás esetén (50 mm víz) a felezési idő 10,1 perc, ami a 10. reakció [³⁰Si (n, α) ²⁷Mg] végtermékének 9,45 perces felezési idejét közelíti meg”, továbbá „... a gyors neutronok csökkenése folytán... növekszik a 10. reakció [³⁰Si (n, α) ²⁷Mg] valószínűsége...”. Az árnyékolás nélküli esetben kapott 17,5 perces felezési idővel kapcsolatban megjegyzi, hogy „... valószínűleg szennyező anyagoktól származik.” Így a többi adat sem megbízható és nem tudni, hogy milyen kapcsolatban áll a SiO₂ tartalommal, annál is inkább, mivel a 7. és 8. ábrán bemutatottak alapján azt állítja, hogy a „²⁵²Cf alkalmazása esetén az aktivitás szintje az alumíniumtartalommal arányos.” A tanulmány 6. ábrájának görbéi grafikailag eléggé bizonytalanok, nem ismerjük a mérési pontosságot és sajnálatosan sehol nem említik meg az alkalmazott neutronforrások intenzitását, ezért a többi ábra is és következtetései sokat veszítenek értékükből. A vitás eredmények eldöntésére ajánlatos lett volna gammasugár-spektrumanalízist végezni. A gondolatmenet lezárásraként idézünk egy korábbi közleményből: „Bauxitmodellvizsgálataink során az Al és Si tartalmat igyekeztünk elkülöníteni. A mérések nem vezettek eredményre, mert a bauxit Si tartalma kimutatható mértékben nem aktiválódott és a változó nedvességtartalma csökkentette a pontosságot” [15].

Nézzük át röviden az aktivációs szelvényezés technológiai feltételeit. Feladat: (1) az Al tartalom, (2) a Si/Al hányados meghatározása, amihez a Si tartalom meghatározása is szükséges. *Cél:* (1) egyfajta neutronforrás használata (az Al tartalom méréséhez használható lassú – ideális esetben csak termikus – neutronokat sugárzó, vagy gyors neutronforrás, a Si tartalom méréséhez csak gyors neutronforrás megfelelő), (2) a jobb időgazdálkodás érdekében folyamatos szelvényezés, ha legalább olyan pontos, mint a megállásos (pontonkénti) mérés.

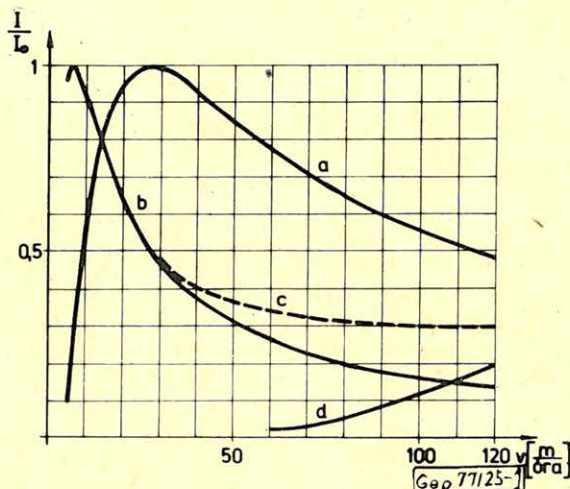
A szonda felépítésében fontos paraméter a neutronforrás – detektor távolság. A közvetlen neutronsugárzás, illetve a prompt gammasugárzás hatásának kiküszöbölésére a detektort a neutronforrástól kb. 1 – 3,5 m távolságra teszik. A pontonkénti méréseknél az lenne az ideális, ha a detektor és a neutronforrás azonos pontban lenne. Ugyanis álló forrásnál az aktivált zóna a forrás körül exponenciális eloszlású $e^{-d/L}$ függvény szerint, tehát $d = 0$ távolságban maximuma van és a zóna 90%-a a $d = 2,3 \cdot L$ sugarú térben van. A folyamatos szelvényezésnél a neutronforrás mozgatásával az eloszlás képe lényegesen megváltozik és a mérhető intenzitás $d/L \gg 1$ esetén jó közelítéssel az alábbi képlettel számítható [16]:

$$I = I_0 \frac{2 \cdot L \cdot \lambda \cdot v}{v^2 - (L \cdot \lambda)^2} e^{-\frac{\lambda \cdot d}{v}} \quad (1)$$

ahol $I_0 = A/\lambda$ a telítési aktivitásból származó intenzitás, λ a mérendő aktív nuklid bomlási állandója ($\lambda = 0,693 \cdot \tau_{1/2}$), L a diffúziós úthossz, amelynek értéke az irodalmi adatok szerint kb. 0,15 m, de ez változik a környező anyag neutronfészkő tulajdonságával, tehát a pontos méréshez ismerni kell a „neutronfelhő” összetételét. Az (1) képlet maximuma az ún. optimális sebességnél, $v_0 = \lambda \cdot d$ -nél

van. Ahogy az 1. ábráról látható, szerencsére van mód a sebesség növelésére, pl. az ^{28}Al aktivitás-szelvényezésénél az optimálisnál kb. 4-szer nagyobb sebességgel mérhető szint csupán 50%-ra esik. Azonban fontos a kiválasztott sebesség állandósága, mert a görbe ezen hátsó részén lineáris közelítéssel 1% sebességváltozás 0,7–0,8% számlálási szintváltozást okoz.

Neutrongenerátor alkalmazásával a feladatot a 2. és 4. sorszámú reakciókkal lehet megoldani, miközben a neutronok termalizálódása következtében zavarólag lép fel az 1. sorszámú reakció. Ezekon alapul a felsorolt 5., 6. és 7. eljárás. Ez utóbbinak folyamatos változatához – a 8. eljáráshoz – energiaszelektív szondát kell választani és a regisztrálás tartományát 0,84 és 1,78 MeV-re kell beállítani a fotocsúcsok lefedésével (pl a [14] irodalom szerint 0,74–0,94 és 1,65–1,9 MeV tartományokkal). A hitelesítő méréseknél vizsgálni szükséges a természetes gammasugárzás zavaró hatását is.



1. ábra. Az aktivált intenzitás függése a szelvényezési sebességtől ($a = ^{28}\text{Si} (n, p) ^{28}\text{Al}$ reakció, $b = ^{27}\text{Al}(n,p) ^{27}\text{Mg}$ reakció, $c = b/a$ arány, $d = ^{16}\text{O}(n,p) ^{16}\text{N}$ reakció).

Рис. 1. Зависимость активированной интенсивности от скорости измерения, [$a =$ реакция $^{28}\text{Si} (n, p) ^{28}\text{Al}$, $b =$ реакция $^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$, $c =$ отношение b/a , $d =$ реакций $^{16}\text{O} (n, p) ^{16}\text{N}$]

Fig. 1. Dependence of activated intensity on the velocity of logging [$a =$ reaction $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$, $b =$ reaction $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $c =$ ratio b/a , $d =$ reaction $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$].

A neutrongenerátorból érkező Φ_{14} gyors neutronfluxus és a lassítás után kialakuló Φ_t termikus neutronfluxus között egyszerűen a $\Phi_t = k \cdot \Phi_{14}$ arányt lehet felállítani [17]. A 2. sorszámú reakcióból 0,84 MeV-nél érzékelhető intenzitás:

$$I_{0,84} = A_{mf2} \cdot \frac{\Phi_t}{k} \cdot C_{Al} \quad (2)$$

1,78 MeV-nél detektáljuk ugyan a szilíciumtól gyors neutron reakcióval származó ^{28}Al aktivitást, de a termalizálódott neutronok létrehozzák az $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ reakciót, tehát

$$I_{1,78} = A_{mf1} \cdot \Phi_t \cdot C_{\text{Al}} + A_{mf4} \cdot \frac{\Phi_t}{k} \cdot C_{\text{Si}} \quad (3)$$

A két intenzitás aránya:

$$\frac{I_{1,78}}{I_{0,84}} = \frac{A_{mf1}}{A_{mf2}} \cdot k + \frac{A_{mf4}}{A_{mf2}} \cdot \frac{C_{\text{Si}}}{C_{\text{Al}}} \quad (4)$$

A képletekben A_{mf} műszerkonstansokat (lásd az 1. táblázatban) hitelesítés útján célszerű meghatározni ismert alumínium (C_{Al}) és szilícium tartalmú (C_{Si}) mintákban.

A folyamatos szelvényezésnél az $I_{0,84}$ értékéből ki kell vonni a nagyobb energiáktól származó Compton-háttér értékét, amelyre kidolgozott módszerek és műszerek vannak [18]. Ennek során figyelembe kell venni a vontatási sebesség és a felezési idő összefüggéséből eredő intenzitás-arányokat.

Ennek az eljárásnak a pontossága, úgy mint a többiének is, legnagyobb-részt a neutronfluxusok értékének ismeretén múlik. Azt feltételezik, hogy a generátorból kilépő gyors neutronok intenzitása a korszerű műszereknél már viszonylag stabil, de ha szükséges, lehet monitorozni. A termikus neutronok sűrűségének mérésére több módszer ismeretes, amelyek használatát az aktivációs célra alkalmazott műszerek teljesítőképessége döntheti el. Egyszerű esetben spektrálisan méri a hidrogén befogási gammasugárzását és ettől függően korrigálják az aktivitás értékét [19]. Ha neutrongenerátorral szelvényeznek, a szokásos elrendezésben méri a termikus neutron-élettartamot, illetve a makroszkópikus hatáskeresztmetszetet, amelyekből porozitás is számítható [9,20].

A bauxitban előforduló egyéb elemek hatására a tanulmányban az olvasható, hogy „a bauxitminták átlagos MnO_2 tartalma 0,1%, így ennek hatása elhanyagolható, ugyanezt kapjuk a V^{52} izotóp esetén is.” A mangánra vonatkozóan elfogadható ez az állítás, de a vanádiumra nem. A számítások szerint egy 50% Al_2O_3 -t és 0,1% $V_2\text{O}_5$ -t tartalmazó bauxit aktiválásánál a teljes intenzitás 96%-a az Al-tól és kb. 2%-a a V-től származik.

A tanulmány, noha címében a „neutron-aktivációs módszer” szerepel, röviden kitér a radiációs gammasugárzás regisztrálásának lehetőségére is. Nem helytálló az az állítás, hogy a szilíciumon nem jön létre radiációs gammasugárzás. A szóbanforgó elemekre a 3. táblázatban összefoglaltuk két kölcsönhatás jellemző adatait.

A két elemnél keletkező, sok-komponenses gammasugárzás energiatartománya fedésben van. A radiációs befogás alapján tervezett elválasztás csak energiadiszkriminációval lehetséges. Ezt oldja meg a Scintrex cég METALOG szelvényezési rendszerével, amelyben sokesatornás analizátort és számítógépes kiértékelést használ [21]. A regisztrálásra javasolt, legnagyobb gyakoriságú energiák az alumíniumnál 7,724 MeV (24%), a szilíciumnál 4,934 MeV (25%). Ezeket a nagy energiákat a fotoeffektusban igen rossz hatásfokkal lehet mérni, ezért többnyire a párképződésben fellépő annihilációs csúcsokat méri. Az elem-koncentráció pontos meghatározásához ennél a mérési eljárásnál is gondoskodni kell a termikus neutronfluxus értékének indikálásáról.

Elem	Rugalmatlan szóródás				Radiációs befogás		
	E_{nk} (MeV)	$\sigma_{is}(E_{nk})$ (10^{-28} m ²)	$\sigma_{is}(14)$ (10^{-28} m ²)	E_{γ} (MeV)	E_{nk} (MeV)	σ_c (10^{-28} m ²)	E_{γ} (MeV)
Al	2,3	0,63	1,02	2,20	t	0,23	7,724
							7,694
							6,316
							6,102
							4,79
							3,88
							3,02
Si	1,84	0,4	1,02	1,78	t	0,13	2,84
							8,472
							7,199
							6,380
							4,934
							4,20
							3,55
							2,69
1,28							

Megjegyzések:

- E_{nk} – a kölcsönhatásba lépő neutronok küszöbenergiája ($t =$ termikus);
 $\sigma_{is}(E_{nk})$ – a rugalmatlan szóródás hatáskeresztmetszete E_{nk} energiájú neutronokkal;
 $\sigma_{is}(14)$ – a rugalmatlan szóródás hatáskeresztmetszete 14 MeV energiájú neutronokkal;
 σ_c – a radiációs befogás hatáskeresztmetszete;
 E_{γ} – a gammasugárzás energiája;

(A táblázatban az egyes forrásmunkák eltérő adatai közül a legjobban valószínűsíthetők szerepelnek).

A témakör bonyolultsága miatt a hozzászólás terjedelmét a legnagyobb igyekezettel sem lehetett rövidebbre szabni. A felvázolt összes nehézség ellenére is folytatni érdemes a módszerek tökéletesítését és a már kifejlesztett műszerek alkalmazását a bauxitkutatás hatékonyabb támogatására.

IRODALOM

- [1] Béress Béláné: Elemek nukleáris adatai. ELGI, Budapest, 1974. (Kézirat)
- [2] Селинов, И. П.: Изотопы. издат. «Наука», Москва, 1970.
- [3] Dr. Lengyel Tamás – Jász Árpád: Izotóplaboratóriumi zsebkönyv. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1966
- [4] Table of Cross Section for Fast Reactions. Texas Nuclear Corporation, Austin, Texas, U.S.A., 1960
- [5] Gillespie, A. S. and Hill, W. W.: Sensitivities for Activation Analysis with 14-MeV Neutrons. Nucleonics, November 1961, pp. 10–14.
- [6] Rhodes, D. F., Stallwood, R. A. and Mott, W. E.: Intensity of Unscattered Gamma Ray inside Cylindrical Self-Absorbing Sources. Nuclear Science and Engineering, Vol. 9, No. 1. January 1961 pp. 41–46.
- [7] Сенько – Булатный, И. Н.: Нейтронметрия скважин на месторождениях марганца и бокситов. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 3., 1959, ст. 476–479.
- [8] Филиппов, Г. М.: Ядерная Геофизика II. издат. «Наука», Сибирское отделение, Новосибирск, 1973, ст. 129–130.

- [9] *Scott, H. D. and Smith, M. P.*: The Aluminum Activation Log. Trans. of SPWLA 14th Annual Logging Symposium, May 6 – 9, 1973
- [10] *Keys, W. S. and Boulogne, A. R.*: Well Logging with Californium-252. The Log Analyst, Vol. X, No. 6, November – December, 1969, pp. 11 – 25.
- [11] *Wichman, P. A. and Webb, R. W.*: Neutron Activation Logging for Silicon to Aluminium Ratio, Journal of Petroleum Technology, Vol. XXII, February 1970, pp. 201 – 206.
- [12] *Wichman, P. A.*: Neutron Activation for Elemental Determination in Boreholes. The Log Analyst, Vol. XIII, No. 1, January-February 1972, pp. 10 – 18.
- [13] *Wichman, P. A., Youmans, A. H. and Hopkinson, E. C.*: Advances In Neutron Lifetime Logging. Journal of Petroleum Technology, Vol. XIX, April 1967, pp. 479 – 490.
- [14] Ягерно-физические методы элементного анализа и геофизического опробования, вып. 13, § 9. Оценка качества бокситов в скважинах с помощью активации нейтронами с энергией 14 мэв и спектрометрии гамма-излучения наведенной активности. ВНИИЯГ, Москва, 1972.
- [15] A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet 1974. évi jelentése. ELGI, Budapest, 1975, p. 67.
- [16] *Булацевич, Ю. П., Сенько-Булатный, И. Н.*: Экспериментальная проверка условий оптимальности непрерывного активационного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 4, 1961, ст. 541 – 543.
- [17] *Бланков, Е. Б. и др.*: Перспективы использования Ас-Ве и Ро-В нейтронных источников в промысловой и разведочной геофизике. Ядерная Геофизика вып. I. издат. «Недра», Москва, 1968.
- [18] *Quittner, P.*: Gamma-Ray Spectroscopy. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1972, pp. 44., 67.
- [19] *Senftle, F. E. et al.*: Importance of neutron energy distribution in borehole activation analysis in relatively dry, low-porosity rocks. Geoexploration, Vol. 15, No. 2, April 1977, pp. 121 – 135.
- [20] *Threadgold, P.*: Interpretation of Thermal Neutron Die-Away Logs, Some useful Relationships. Trans. SPWLA Twelfth Annual Logging Symposium, May 1971
- [21] *Nargolwalla, S. and Siegel, H. O.*: In-situ mineral deposit evaluation with the Metalog system. Canadian Mining Journal, Vol. 98, No. 4, April 1977, pp. 75 – 89.

A szerzők válasza:

dr. Salamon Batur, az MG XVIII. évf. 1 sz.-ban megjelent cikkünkhöz írt hozzászólásához, szerzőtársaimmal történt konzultáció után, az alábbi megjegyzéseket fűzöm:

Rövid dolgozatunkban – a címben leírtaktól valóban eltérően – nem foglalkoztunk a neutron-aktivációs módszer alkalmazásának egész területével. A dolgozat címe és tartalma közötti eltérés onnan adódik, hogy az eredetileg az 1976. évi Egyesületi Vándorgyűlés egyik előadása volt, mely a hazai középhegységi (bauxitos) támakörben hangzott el, és itt a „lehetőségek” alatt értelemszerűen a hazai lehetőségeket ill. eredményeket kívántuk tárgyalni.

A cikkünk egyes részeire vonatkozó kritikai megjegyzéseket köszönettel nyugtáztuk megjegyezve hogy pl. a V^{52} izotóp aktiválódásából származó hibát gyakorlatilag továbbra is elhanyagolhatónak tartjuk.

Hiányoljuk viszont, hogy az aktivációs lyukszelvényező eljárások áttekintésénél a külföldi irodalmi adatok mellett nem vették figyelembe a hazai bauxitos méréseket részben megalapozó kísérleti munkák eredményeit tartalmazó „Jelentés az 1963. évi bauxitkutató fúrások neutron aktivációs analízissel végzett karottázs vizsgálatáról” c. (Morvai L. ELGI) kutatási jelentést.

A hozzászólás szerzője avatottan, a bonyolult problémakör ismeretében, irodalmi adatokkal bőségesen alátámasztottan építi fel hozzászólását, vázolja a különböző megoldási lehetőségeket.

Sajnos, az általa taglaltak (és a nyugati és szovjet irodalomban közölt egyéb megoldások) legtöbbjének hazai bevezetése előtt kisebb – nagyobb akadályok vannak.

Végezetül (csak a saját nevemben nyilatkozva!) a hozzászólásként megírt anyagot, akár külön cikként is, megjelentetésre javaslom.

Nyerges Lajos

Lapszemle

Bányászati és Kohászati Lapok – Kőolaj és Földgáz 10(110) évf. 12. sz. 1977. december
Kókai J. – Szalay Á. – Szentgyörgyi K.: A geokémia szerepe a földtani szénhidrogén-prognózisban, 370 – 376 old.

A szerzők vázolják a szénhidrogén-kutatás célkitűzéseit és annak viszonyát a perspektivikus kutatáshoz, körülhatárolják a geokémiai kutatási eredmények értelmezéséhez szükséges földtani modell funkcióit. A nagyalföldi mély, neogén depressziókból származó vizsgálati adatok alapján bemutatják a neogén összletre vonatkozó főbb szénhidrogén-genetikai eredményeket, megállapítják a szerves anyag bomlásának kritikus mélységét és az intenzív szénhidrogénképződés tartományát. Vizsgálják továbbá az elsődleges migráció közetfizikai körülményeit, megállapítják kritikus mélységét és értelmezik a primér migráció hatásmechanizmusát.

Bányászati és Kohászati Lapok, Bányászat, 110 évf., 10. sz. 1977. október
Gidai L.: Reménybeli eocénkorú kőszén és bauxit előfordulások az ÉNY-Gerecsében, 692 – 702 old.

A cikk arra a kérdésre próbál választ adni, hogy a szóban forgó területen milyenek az eocén kőszén és bauxit előfordulások az eddigi fúrásai és geofizikai tevékenység alapján, és további geofizikai és fúrásos munkálatokra tesz javaslatot.

T. G.

A gravitációs hatás értelmezése az anyag-energia gravitációs határértékei alapján*

M Á R F Ö L D I G Á B O R **

Az általános relativitáselmélet feltételei rendszerével egybehangzóan határfeltételt vezethetünk be az anyag-sűrűség térintegráljának relatív értékében az integrációs köz rádiuszára, illetve a nehézségi potenciál (a fénysebesség négyzete) maximumis értékére. Ez a posztulátum egy harmadik univerzális konstanst jelöl ki, mely a fénysebességgel és a kvantumállandóval együtt meghatározza az egységek optimális rendszerét. Így a tömeg-tér-idő diszkrét értékminimumai meghatározhatók. A gravitációs effektus kvantált longitudinális hullámként értelmezhető (mintegy 260 c értékkel vákuumban) és a gravitációs konstanst relativisztikus sűrűség-függése megadható. A posztulátum alapján értelmezhető a stacionárius tömeget generáló égitestek nukleuszainak energiaegyensúlya, a naprendszer fejlődésmenete, a pulzáló univerzum kozmogonikus modellje és meghatározhatók expanziójának paraméterei.

Приурочиваясь к системе условий общей теории относительности, вводится граничное условие для относительного значения объемного интеграла плотности вещества, приведенного к пространственному радиусу интеграции, т. е. для значения максимума гравитационного потенциала (квадрата скорости света). Такой постулат намечает третью постоянную, которая в сочетании со скоростью света и квантовой постоянной определяет оптимальную систему физических Мер. Таким образом имеется возможность определить дискретные Минимумы значений массы — пространства — времени, вещественные вакуума. Эффект силы тяжести интерпретируется как квантованная продольная волна (со скоростью в вакууме, равной ок. 260 с), и можно задать релятивистическую зависимость постоянной силы тяжести от плотности. На основании постулата можно интерпретировать уравнение энергии ядер небесных тел, генерирующих спокойную массу, задать линию развития солнечной системы, космогоническую модель пульсирующей и параметры расширения.

In accordance with the condition system of the general relativity theory, a limiting condition can be introduced into the relative value of the volumetric integral of material density referred to the integration space radius resp. to the maximum value of gravity potential (square of light velocity). The present postulate marks out a third universal constant which, together with light velocity and the quantum constant, determines an optimum system of units, so the minimum values of mass — space — time can be determined. The gravity effect can be interpreted as a quantized longitudinal wave (with a velocity of abt. 260 c in vacuum) and the relativistic density dependence of the gravity constant can be given. On the basis of the postulate, the energy balance of the nuclei of the celestial bodies generating the stationary mass can be interpreted, the course of development of the solar system, the cosmogonical model of the pulsating universe and the parameters of its expansion can be determined.

1. A relativitáselmélet térfogalma határfeltétel bevezetésével

Einstein a tehetetlen és súlyos tömeg — Eötvös Loránd által bizonyított — azonossága, Newton tehetetlenségi törvénye és a fénysebesség határsebességi törvénye alapulvételével vezeti be az általános relativitáselmélet téziseit, gravi-

* A tanulmány anyaga az MGE Általános Geofizikai Szakosztályának 1977. szept. 29-i ülésén került ismertetésre. Az itt kifejtett fizikai hipotézis 1976. november 24-től az MTA Gravitációs Munkabizottsága, 1977. november 11-től a MTA Geonómiai Tudományos Bizottsága keretében megvitatás alatt áll. A javasolt posztulátum és konzekvenciái valóság tartalmának ellenőrzéséhez, szélesebb körű megvitatásához ez a publikáció lehetőséget biztosít. A Szerkesztőség.

** ELGI

tációs erők leírására. A kvázieuklideszi metrika hipotézisét a négydimenziós téridő infinitézimálisan kicsiny részére tartja fenn, *Riemann* metrikáját vezetve be a gravitációs erőtér leírásához

$$(ds^2 = -dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2 + dT^2 = -dS^2 + dT^2 = g_{\nu\mu} dx_\mu dx_\nu).$$

Az általános relativitáselmélet így élesen kijelöli a tér egyidejűségi tartományát, amelyen túl a hatás (okozati kapcsolat) érvényesülhet. Egyben kizárja a közvetlen távolhatást; a közelhatási elv azonban feltételezi az infinitézimálisan folytonos teret (így valójában az „éter” fogalmi szükségességét is).

Az általános relativitáselmélet által bevezetett térszerkezet problematikus vonása, hogy a gravitációs tér-törvények nem fejthetők ki az elektromágneses törvényekkel együtt kvázi-euklideszi metrikában. *Einstein* idézve: „Az elméleti gondolkodás számára is elviselhetetlen az a gondolat, hogy a térnek két különböző, egymástól független szerkezete legyen, mégpedig a metrikus-gravitációs és az elektromágneses szerkezet”. Nyilvánvaló, hogy olyan térszerkezet kijelölése volna kívánatos, amelyben az anyagi függést kifejező elem – metrikával egységes egészet alkotva – az elektromágneses és gravitációs tér ismert sajátosságait meghatározó erőtér törvényeknek van alávetve, s amely erőtér-törvények és mozgási téregyenletek az anyag elemi részecskéit is – mint kitüntetett anyag – energia koncentrációkat – írják elő.

A térfogalom további bővülését alapozza meg *Heisenberg* határozatlansági relációja. A kvantumelmélet korlátot szab a helyzet és impulzus, vagy az energia és idő együttes meghatározásában.

A kvantummechanika a *Schrödinger*-féle hullámfüggvény (állapotfüggvény) értéktartománnyal határozza meg egy mozgásállapot térbeli struktúráját. Kölcsönható környezetben, ill. megfigyelési-mérési beavatkozás mellett az mint stochasztikus kapcsolat, valószínűségi függvény jelentkezik. A kvantumelmélet alapján azonban nem jelölhető ki azok a határfeltételek, amelyek mellett egy „izolált” környezetben még terjedési törvényt követő, determinált mikrorendszer – a kölcsönhatás stádiumába lépve – már stochasztikus viselkedést mutat.

Már *Einstein* rámutat arra, hogy a fizikai valóság folyamatos erőtér elmélet keretében nem fejzhető ki. A folytonosság ellen szólnak a kvantumjelenségek. A határozatlansági reláció alapján, a kvantummechanika tételei értelmében éles határ kijelölése, végtelenhez tartó pontosság a tér vagy idő meghatározásában a hozzájuk tartozó impulzusok és energiák meghatározatlan és végtelen nagy felé tartozó értékéhez vezet.

Az erőtér-elmélet a térerő egyenletek rendszerével még nincs tökéletesen meghatározva. Felmerül a kérdés; szükség van-e arra, hogy határfeltételeket posztuláljunk és szingularitásokat engedjünk meg? Erre, a már *Einstein* által felvetett kérdésre a fizika felhalmozódott megfigyelési és kísérleti ismeretanyaga és az általános relativitáselmélet alapösszefüggéseinek egybevetése alapján igenlő választ kell adnunk. A relativitáselmélet és a kvantummechanika alaptételeiben megfogalmazódott ellentmondás az energia-tér-idő diszkrét szerkezetének, korlátos értéktartományának kijelölésével hozható szintézisbe.

Alapul véve *Newton* gravitációs egyenletét, ρ sűrűségű térrel kifejezve a gyorsulás

$$\frac{dx_\mu}{dt^2} = k \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left[\int \frac{\rho dV_0}{r} \right] = \frac{kc^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left[\int \frac{\rho dV_0}{r} \right] = \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_\mu} \quad (1)$$

Megadva a közvetlenül mérhető hosszúság-, és időmértéket, kapcsolatukban a tér-, és idő koordináta értékekkel; a kifejezést tiszta tér-, és időkomponenseire bontva

$$dS^2 = \left(1 + k/c^2 \int \frac{\rho dV_0}{r} \right) x(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)^{1/2}$$

$$dT = \left(1 - k/c^2 \int \frac{\rho dV_0}{r} \right) dl = (1 - \Phi_0/c^2) dl. \quad (2)$$

Így a ρ sűrűségű súlyos tömeg környezetében az idő relativisztikus dilatációja a vonatkoztatási rendszer egységidejéhez ($dT = 1$) az alábbiak szerint:

$$1 + k/c^2 \int \frac{\rho dV_0}{r} = 1 + \Phi_0/c^2 \quad (3)$$

Vagyis a folyamat saját ritmusa súlyos tömeg környezetében a fent megadott mértékben lassul le. Annak érdekében, hogy az idő koordináta „irányváltása” és a tér-kontrakció negatív értéktartománya kizárható legyen, az alábbi egyenlőtlenséget kell előírunk:

$$1 \cong \frac{k}{c^2} \int \frac{\rho dV_0}{r} = \frac{\Phi_0}{c^2} \quad (4)$$

(k vákuumra definiált, max. anyagkoncentrációnál értéke – relativisztikusan – $2k$ -ra nő). Ez a megfontolás az alábbi határfeltételekhez vezet:

$$c^2/k = \int \frac{\rho dV_0}{r} = (m_0/r_0)_{\text{MAX}}, \quad (5)$$

és:

$$c^4/k = \left(\frac{m_0 c^2}{r_0} \right)_{\text{MAX}} = (E_0/r_0)_{\text{MAX}}, \quad (6)$$

vagyis:

$$\left(k \int \frac{\rho dV_0}{r} \right)_{\text{max}} = \Phi_{\text{MAX}} = c^2, \quad (7)$$

Energiában kifejezve, az időkoordináta:

$$dT = \left(1 - \frac{k}{c^4} \int \frac{\rho_E dV_0}{r} \right) dl. \quad (8)$$

Határfeltételként:

$$c^4/k \cong \int \frac{\rho_E dV_0}{r}, \quad (9)$$

az idődilatáció mértéke pedig:

$$1 + \frac{k}{c^4} \int \frac{\rho_E dV_0}{r}; \quad t_{\text{MIN}} = k/c^4. \quad (10)$$

Tehát az anyag-energia térbeli koncentrációjának — a tömeg-térsugár hányadosának — a gravitációs potenciál korlátos értéke szab felső határt. (c^2 gravitációs potenciálnál abszolút fekete lyuk, idődilataciója $(1 + c^4/k)^{1/2} = 1,1 \cdot 10^{22}$, maximális érték).

A vákuum, mint vonatkoztatási rendszer, számára a minimális anyagsűrűséget az alábbiak szerinti értékben kell előírjuk ahhoz, hogy a relatív idődilatació (t_r) a maximális megengedett értéket ne lépje túl:

$$(m/r)_{\text{MAX}} = \int_{k=0}^c \frac{\varrho_A dV_0}{r} = \frac{1}{c^2}, \quad (11)$$

ahol ϱ_A a vákuum anyagsűrűsége:

$$\varrho_A = \frac{3}{4\pi c^4} = 2,95 \cdot 10^{-35} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}. \quad (12)$$

Így a gravitációs potenciál minimumaként a

$$\Phi_{\text{MIN}} = k/c^2 = 7,4 \cdot 10^{-28} \text{ [m}^2 \text{ s}^{-2}\text{]}$$

feltétel származtatható.

A relativisztikus változás maximális mértéke:

$$t_{r \text{ MAX}} = \left| \frac{1}{t_{\text{MIN}}} \right| = \frac{(m/r)_{\text{MAX}}}{(m/r)_{\text{MIN}}} = \left(\frac{c^2/k}{1/c^2} \right) = \left(\frac{c^4}{k} \right) = \frac{\Phi_{\text{MAX}}}{\Phi_{\text{MIN}}} = |M_G|$$

$$M_G = 1,21 \cdot 10^{44} \text{ [kg m s}^{-2}\text{]} \quad (13)$$

Az így definiált M_G állandó — a gravitációs metamorfózis állandója — a c fénysebesség és h kvantumállandó mellett mint a fizika harmadik univerzális állandója értékelhető.

A relativitáselmélet alapösszefüggései felhasználásával származtatott gravitációs határfeltétel posztulátum rangjára emelése logikailag a következőkben indokolható:

2. *Egy harmadik univerzális állandó igénye és a gravitációs határpotenciál-posztulátum.*

Nyilvánvalónak látszik, hogy egy további fizikai alaptörvény (posztulátum) hiányzik ahhoz, hogy a kísérleti fizika és a csillagászat sokasodó ismeretanyagát egységes rendszerbe illeszthessük. Egy új posztulátum lehetőséget kell nyisson — a már *Einstein* által keresett — egységes gravitációs-elektromágneses térelmélet kidolgozásához, szolgáltatnia kell a — már *Eddington* és *Dirac* által jósolt — harmadik világgállandót (c és h mellett), amely az anyag attributumaként a teret és időt (kg, m és sec) belső kapcsolatukban definiálja, és lehetőséget kell adjon a — már *Heisenberg* által igényelt — diszkrét tér-idő szerkezet meghatározásához. Egy új posztulátum támpontot kell adjon a legalacsonyabb energiaszintek (vákuum, elektromágneses hullámterjedés) fizikai értelmezési kérdéseiben, a felső határterületi gyorsulások, impulzus-, és energiaszintek folyamatai, valamint az elemi részecskék keletkezési törvényei megismerésében. Az így záruló törvényszerkezet saját mennyiségi értékeinek és azok kapcsolatának (c és h számértéke, határtörvények) indokát is magában kell hordozza, mint az anyagi struktúrából, ill. a szubstrukturából levezethető anyagi sajátosságot.

Tekintettel arra, hogy az ismert két világállandó határtörvényből nyerte számértékét (c és h), várható, hogy a hiányzó harmadikat is egy határtörvény rejti. Minthogy az alapvető fizikai hatások közül a gravitáció nincs képviselve az alaptörvények rendszerében, szükségszerű, hogy a hiányzó alaptörvény a gravitációval kapcsolatban legyen megfogalmazható. *Minthogy kísérleti és megfigyelési ismereteink értelmezése éppen a gravitációs potenciálszint szélső értékei környezetében ütközik rendszerezési-értelmezési korlátokba, várható, hogy a keresett alaptörvény gravitációs határpotenciált jelöl ki és megadja a harmadik állandót.*
A gravitációs potenciál felső határértéke

$$\Phi_{\text{MAX}} = c^2 = k \left(\frac{m}{r} \right)_{\text{MAX}} = k \left(\int \frac{\rho_i dV}{r} \right)_{\text{MAX}}$$

Eszerint a „saját” rendszerben, vagy inerciarendszerek között meghatározott tömeg/térsugar hányados nem haladhatja meg a $c^2/k = 1,35 \cdot 10^{27} \text{ kg m}^{-1}$ értéket. Így egy határpotenciálú rendszerben a gravitációs energia ($m \cdot \Phi_{\text{MAX}}$) megegyezik az anyagenergiával (mc^2). Az ilyen rendszer körpályasebessége éppen a fénysebesség, és a rendszer által eredményezett relativisztikus tömegcsökkenés még éppen nem vezet negatív tömegértékhez. (Voltaképpen már a *Schwartzschild* sugár definíciója is a határpotenciál feltételre támaszkodik, így bevezetése érvényben tartja az általános relativitáselmélet konzekvenciáit a határtartományig).

A gravitációs határpotenciál-posztulátum bevezetésével $\left(\Phi_{\text{MAX}} = c^2 \text{ és } \Phi_{\text{MIN}} = \frac{k}{c^2} \right)$ a legnagyobb és legkisebb gravitációs potenciál hányadosa egyben a rendszer tömegének vagy térsugarának legnagyobb értelmezhető változási dinamikáját jelöli ki

$$\left(M_G = \frac{\Phi_{\text{MAX}}}{\Phi_{\text{MIN}}} = \frac{c^4}{k} = 1,21 \cdot 10^{44} \text{ kg ms}^{-2} \right).$$

Az M_G állandó inerciarendszerek energiaváltozási dinamika-lehetőségének – a gravitációs potenciál korlátok által kijelölt- maximális értékét szolgáltatja. Így az M_G „gravitációs metamorfózis állandó”, a kívánt harmadik univerzális állandót jeleníti meg. A határsebesség és az energiakvantum értékeivel együtt (c , h , M_G) alkalmas a tömeg-tér-idő paraméterek egymáshoz rendelésére (azok természetes belső kapcsolatában) és meghatározhatóvá teszi a tömeg, tér és idő diszkrét értékminimumait (értelmezhető elemi értékszintjét) is. (M_G [kg m s^{-2}] erő, c és h sebesség ill. munka dimenziójú).

A gravitációs határposztulátum alapvető konzekvenciája; egy gyorsított rendszer csak végesen (pl. a proton kb. 0,1 Angström/sec pontossáig) közelítheti meg a fénysebességet, amennyire ezt Φ_0 nyugalmi gravitációs potenciálszintje kijelöli. További energiaközlésnél a rendszer már kilép az értelmezhetőségi tartományból, azaz fekete lyukat valósít meg.

$$(V_{\text{max}} = c(1 - \Phi_0) c^2)^{1/2} = c(1 - 1/M_0)^{1/2}.$$

A gravitációs határpotenciál posztulátum alapján a „tér-göbület” félreérthető geometriai fogalma helyett a tömeg/térsugár hányados és annak határértékei

$$(m/r)_{\text{MAX}} = c^2/k = 1,35 \cdot 10^{27} \text{ és } (m/r)_{\text{MIN}} = (1/c^2) = 1,11 \cdot 10^{-17} [\text{kg m}^{-1}]$$

a tömeg-tér kapcsolati jellemzői. ($m = \int \rho dV$)

3. Az anyag-tér -idő diszkrét szerkezete a gravitációs határpotenciál-posztulátum alapján.

Az M_G gravitációs metamorfózis-állandó a tér és idő diszkrét szerkezetét is definiálja. Így a távolság (térsugár) legkisebb értelmezhető értéke:

$$r_{\text{MIN}} = \frac{|c|}{M_G} = \left(\frac{k}{c^3} \right) = 2,47 \cdot 10^{-36} (m).$$

A legkisebb értelmezhető időintervallum:

$$t_{\text{MIN}} = \frac{r_{\text{MIN}}}{c} = \left(\frac{1}{M_G} \right) = 8,23 \cdot 10^{-45} (s^{-1}).$$

A legkisebb sugáron koncentrálható legnagyobb – gravitációsan expandálnak tekinthető – tömeg:

$$m_{\text{max}, e} = \frac{c^2 r_{\text{MIN}}}{k} = \left(\frac{1}{c} \right) = 3,33 \cdot 10^{-9}$$

A legkisebb értelmezhető tömeg értéke:

$$m_{\text{MIN}} = \frac{m_{\text{max}, e}}{M_G} = 2,73 \cdot 10^{-53} [\text{kg}].$$

Az így meghatározott diszkrét térszerkezet összhangban van a határozatlan-sági reláció követelményeivel.

Így lehetővé válik az általános relativitáselmélet által igényelt térszerkezet ellentmondásmentes megfogalmazása; a folytonosság követelményét csak az értelmezhetőségi határig írva elő. A posztulátum és konzekvenciái alapján kijelölhető egy természetes fizikai mértékrendszer, mint a fizikai jelenségek leírásának optimális (kitüntetett) mértékrendszere. A természetes mértékrendszer megválasztásához kiindulásul az alábbi gondolatmenet szolgál.

A tér és idő természetes mértékéül az anyag-energia mozgásjelenségének – az elektromágneses hullámnak – egyetlen eseménye szolgáljon; midőn ezen egyetlen esemény hatástávolsága a lehető legnagyobb és a távolság-idő hányadost (a hatásterjedés sebességét) egységnek választjuk.

Ebben a mértékrendszerben ($m' = 3 \cdot 10^8 \text{ m}$, $\text{kg}' = 3,33 \cdot 10^{-9} \text{ kg}$ és $s' = s$) a foton tömegegyenértéke egyben energiájának és impulzusának mérőszáma is, a gravitációs állandó számértéke (k') az expanszióállandó (M_G) reciproka. A gravitációs potenciál számértéke közvetlenül megadja a gravitációs vöröseltolódás mértékét.

(Folytatás az 1978. 2. számban)

Lapszemle

Fizikai Szemle XXVII. évf. 7. sz., 1977. július

Csikai Gyula: Az energia és a társadalom, 241–250 old.

Jánossy Lajos: Meggondolások a fény terjedéséről, 250–255 old.

— . —

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica, 12. köt. 1–3 füzet, 1977, Külön kiadvány (Elektromágneses indukció a Földben) A folyóirat 12. kötetének 1–3. füzete a Sopronban, 1976 júliusában az IAGA (Nemzetközi Földmágnességi és Aeronómiai Asszociáció) I. osztálya harmadik munkacsoportja által tartott 3. munkaülésein szereplő, önálló kutatásokat tartalmazó előadások mintegy kétharmadrészét közli. A beszámoló jellegű előadásokat már a II. kötet 3–4. füzete tartalmazta. A füzetet Ádám A. és U. Schmucker szerkesztette, és az az IAGA hivatalos kiadványaként szerepel; terjedelme: 426 oldal, az előszón kívül 57 cikket tartalmaz (köztük négyet magyar szerzőtől) angol nyelven.

— . —

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica, 12. köt. 4. füzet

J. Somogyi: Prof. Dr. Lajos Homoródi — 65 Jahre, 423–424 old.

Strestik, J.: Methoden der Spektralanalyse und ihre Anwendung für geomagnetische Pulsationen, 451–457 old.

Bouska, J.: Geomagnetische Pulsationsindizes und ihre geophysikalische Bedeutung, 459–468 old.

— . —

T. G.

Lapszemle

Geofizikai Közlemények 24. évf.

Szénás György: Geofizika és földszerkezet 1–38 old. (a nemrég elhunyt szerző hátramaradt munkája); *K. F. Tyapkin*: A földkéreg tektonikai rendszere fejlődésének új forgásos hipotézise, 39–52 old. (angol nyelven); *É. Kélényi-Szabó – Zs. Hegybíró-Román*: Módszertani kísérletek homokkőszintek litosztratigráfiai változásainak nyomonkövetésére, 53 + 61 old. (angolul); *J. Késmárky*: Az intervallumsebesség becslési hibái és a geológiai modell, 62–75 old. (angolul); *Barsenkov S. N. – Varga P. – Volkov V. A.*: A gravitációs árapály-megfigyelések és a mérési eredmények feldolgozásának néhány metodikai kérdéséről, 77–82 old. (angolul); *E. A. Arkadyev – Yu. I. Gorbachev – E. V. Karus – L. G. Petrosyan*: Új komplex nukleáris és akusztikus lyukszelvényező berendezés, 83–90 old. (angolul).

Függelék: A szerzők figyelmébe, 91–101 old.

Az „Engineering Geology” 3. kötete első számában megjelent és a folyóirati cikkek szerzői számára összefoglalt „Jó tanácsok” c. összeállítás fordítása (Szénás György). A „Geofizikai Közlemények” eltérő gyakorlata az egyes helyeken külön fel van említve.

T. G.

Lapszemle

Földtani Kutatás XX. évf. 2–3 sz., 1977

Bendefy László: A magyarországi földmérés története egy kiállítás tükrében, 61–64 old.

Általános Földtani Szemle, 10. sz. 1977.

A Magyarhoni Földtani Társulat Általános Földtani Szakosztályának időszakos kiadványa; szerkeszti: *Dudič Endre*

Bodoky T. – Jánváry J. – Nemesi L. – Polcz I. – Szeidovitz Gy.-né: Komplex geofizikai kutatások eredményei a Nyírségben, 5–44 old.

Geonomia és Bányászat, 9. köt., 3–4 sz., 1976.

Boldizsár Tibor: Magyarország geotermikus energiakészletei és geotermikus energiatermelő potenciálja, 269–281 old.

A cikk első részében áttekintést ad az energiában leggazdagabb két ország, az Egyesült Államok és a Szovjetunió törekvéséről, hogy felkutassák és megállapítsák geotermikus energiakészleteiket. A második rész az előbbi két területre adott készletbecslésekkel összehasonlítja a Magyarországon fellelhető, illetve feltételezhető készleteket és azok feltárási lehetőségeit.

T. G.

Lapszemle

Földtani Közöny 107. No. 1. 1977.

Bisztricsány E.: A Kárpát-medence földrengésveszélyeztetettségéről 97–101 old.

Bányászati és Kohászati Lapok, Kőolaj és Földgáz, 10 (110) évf., 9. sz., 1977. szeptember 6.

Bérczi István: A szénhidrogén – és vízkutatás, valamint – bányászat földtani információ-szerzési lehetőségei és fejlesztési irányai c. ankét Szolnokon. 1977. május 25–27.

A Fülöp József elnöklete alatt tartott ankéten az alábbi geofizikai vonatkozású előadások is elhangzottak:

Molnár K. – Varga I. – Posgay K.: Magokon végzett közetfizikai-mechanikai mérések szerepe a geofizikai előkutatási eredmények értelmezésében; *Markó L. – Kiss B. – Suba S. – Czeglédi I.*: A karotázesszközök felbontóképessége és a szelvények értelmezési problémái sűrűn rétegzett és aleuritos képződményekben. Az előadások és hozzászólások eredményeképpen kialakult állásfoglalást az ankét tudományos titkársága 19 pontos záródokumentum alakjában összegezte.

T. G.

CONTENTS

<i>G. Barta</i> : General geophysical research in Hungary and the geological prospecting for raw materials	1
<i>L. Szarka</i> : Determination of the surface of basin bottom by calculating bodies causing gravity anomalies	6
<i>L. Cserepes</i> : Application of statistical parameter-determinating algorithms for the case of geoelectric measurements	15
<i>B. Salamon</i> : Commentary to the article of L. Morvai – L. Nyerges – P. Halász: Possibilities of the neutron-activation method in the prospecting for bauxite	23
<i>G. Márkföldi</i> : Interpretation of the gravity effect on the basis of gravitational limiting values of mass-energy Part I.	33
News about the Association	22
Reviews of papers	32, 39, 40

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Г. Барта</i> : Общие геофизические исследования в Венгрии и геологическая разведка полезных ископаемых	1
<i>Л. Сарка</i> : Определение поверхности основания бассейна путем решения обратной задачи гравиметрии	6
<i>Л. Черепеш</i> : Применение алгоритмов определения статистических параметров для электроразведочных работ	15
<i>Б. Шаламон</i> : Замечания к статье Л. Морваи, Л. Ньергеш, П. Халас: Возможности нейтронно-активационного метода в разведке бокситов	23
<i>Г. Маркфелди</i> : Интерпретация тяготения на основе предельных гравитационных значений масса и энергии, I.	33
Новости в Общества Венгерских Геофизиков	22
Обзор журналов	32, 39, 40

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Dr. Sebestyén Károly

A szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. Telefon: 429-754

Kiadja a Lapkiadó Vállalat, 1073 Budapest, Lenin körút 9–11. Telefon: 221-285. Levélcím: 1906 Budapest Pf. 223

Felelős kiadó: Siklósi Norbert igazgató

78.1318., Állami Nyomda, Budapest. Felelős vezető: Boskovitz A. Gyula

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

Index: 26 507

