

MAGYAR

# Geofizika



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA  
BUDAPEST, 1965. VI. ÉVFOLYAM 2. SZÁM

## Szerkesztőség

Magyar Geofizikusok Egyesülete,  
Budapest V., Szabadság tér 17.  
Telefon: 118—476

## Felelős szerkesztő

Dr. SEBESTYÉN KÁROLY

## Szerkesztő bizottság

BENCZE PÁL  
CZEGLÉDI ISTVÁN  
Dr. RENNER JÁNOS

## Felelős kiadó

SOLT SÁNDOR

## TARTALOMJEGYZÉK

<i>Tárczy-Hornoch Antal</i> : A MTA Geofizikai Laboratóriumának a Föld elektromágneses jelenségeire és szerkezetére vonatkozó kutatásairól .....	1
<i>T. Kolbenheyer</i> : Homogén és inhomogén testek tömeghatásának kifejezése felületi integrálok segítségével .....	5
<i>S. Pleva</i> : A geotermikus vizsgálatok eredményei Lengyelországban .....	13
<i>Szabadcséry László</i> : Ellenállás ( $e \sigma$ ) korrekció alkalmazása a tellurikus mérések értelmezésénél .....	23
<i>Erkel András</i> : A vezérszint meghatározása tellurikus méréseknel .....	35
<i>A. Zátópek</i> : A mikroszeizmák egész Földre kiterjedő tanulmányozásának fontossága .....	50
<i>Márjöldi Gábor</i> : Az indukciós ellenállásszelvényezés egyes műszerezési és mérés technikai problémái és a műszaki megoldási lehetőségek .....	55
Egyesületi Hírek .....	66
<i>Barlai Zoltán</i> : Agyagos kifejlődésű kőolaj-földgáztároló homokkőrétegek mennyiségi karottázs vizsgálatának új módszere .....	67

Index 26.507

## MAGYAR GEOFIZIKA

Felelős szerkesztő: Dr. Sebestyén Károly

Kiadja a Műszaki Könyvkiadó, Budapest V., Bajcsy Zsilinszky út 22. Telefon: 113—450.

Felelős kiadó: Solt Sándor

Ez a folyóirat az MSZ szerint 750 példányban készült

Terjeszti: MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Megrendelhető egész évre 16,— Ft előfizetési áron, mely összeg a MTESZ 171.249—70. sz. csekkzámlájára fizetendő be.

65.1155. Állami Nyomda, Budapest

# A MTA Geofizikai Laboratóriumának a Föld elektromágneses jelenségeire és szerkezetére vonatkozó kutatásairól

T ÁRCZY-HORNOCH ANTAL

*Szerző a laboratórium tellurikus, földmágneses és lélegektromos obszervatóriumainak kutató munkáit tekinti át, az elért legfontosabb eredményekkel, különös tekintettel a Föld elektromágneses terének kutatására és a Föld geoelektromos felépítésének vizsgálatában való alkalmazására. Kiemeli a pontossági vizsgálatok jelentőségét a geofizikai kutatásokban.*

*Описываются работы, проводящиеся в теллурической, геомагнитной и аэроэлектрической обсерваториях Геофизической исследовательской лаборатории, с указанием полученных основных результатов, причем особое внимание уделяется изучению электромагнитного поля Земли и использованию данных последнего для изучения электрического строения Земли. Рассматривается вопрос о значении изучения точности работ в геофизических исследованиях.*

*Verfasser gibt eine Übersicht der Forschungsarbeiten der tellurischen, erdmagnetischen und luftelektrischen Observatorien des Laboratoriums, samt den erhaltenen wichtigsten Resultaten und mit spezieller Hinsicht auf die Erkundung des elektromagnetischen Feldes der Erde und ihre Benützung in der Forschung des geoelektrischen Aufbaus der Erde. Es wird auf die Bedeutung der Genauigkeitsuntersuchungen in den geophysikalischen Forschungen hingewiesen.*

A MTA Geofizikai Kutató Laboratóriuma szinte együtt jubilálhat az Egyesülettel, mivel önálló statutummal 1955 eleje óta működik. Az eltelt közel tíz esztendő alatt kiforrott és megizmosodott az a tudományos kutatási program, amely a Laboratórium munkájának értelmet és célt adott az elmúlt években és komoly perspektívát ad a jövőre nézve. Ezt az *Országos Távlati Tudományos Kutatási Terv* röviden

„*A földmágnesség, a földi áramok és az ionoszféra vizsgálata*” címen foglalja össze.

Ez a cím, mint ismeretes, ma már igen tág és nagyon sok kutatás gyűjtőneve pl. a földmágneses sarkokon, konjugált pontokban való vizsgálatoktól kezdve, a sugárzási övek közvetlen szputnyikos megfigyelésén keresztül az elektromágneses indukció tanulmányozásáig az *Upper Mantle Projects* keretében stb. Felvetődik a kérdés, hogy a Laboratórium ezen

igen tág terület milyen részeivel és milyen eredménnyel foglalkozott eddig. Előadásomban ezt szeretném röviden felvázolni.

A Laboratórium első és egyben alapvetően fontos tudományos programja volt a Nagycenk melletti elektromágneses obszervatórium felépítése és műszerezése. Itt ma a földi elektromágneses tér valamennyi komponensét (tehát a 3 földmágneses, 2 földiáram és a lélegektromos komponens) rendszeresen regisztráljuk és ezek eredményeit tanulmányozzuk. A regisztrátumokat analitikusan sokrétűen feldolgozzuk, előkészítjük a tudományos kutatások számára. Adatainkat évenként jelentésekben is közöljük, hogy a nemzetközi tudományos világ rendelkezésére álljon. Ezen munka jelentőségére mutatott rá a német geofizikusok 1958. évi lipesei közgyűlésén *Fanslau* professzor is, aki szerint ez az obszervatórium a megfigyelési hálózat addig fennál-

lott jelentős hiányosságát szüntette meg (Bergakademie, 1958. év, 444. old.). Továbbá 1964 júniusában a szocialista országok geofizikusainak VII. konferenciáján Puskov professzor, az IQSY szervezője, amikor éppen hazánkat kérte fel az eurázsiai régióban a földi-áram-regisztrátumok analitikus központjának felállítására.

A földi elektromágneses tér spektruma igen széles. Mint ismeretes, az évszázados változástól az extra-terresztrikus rádióhullámokig terjed. Ebből a Laboratórium a következő periódusokat vizsgálja rendszeresen, lehetőség szerint mind a 6 komponensben:

1. a térerősség napi, de főként nyugodt napi változását ( $S_q$ ),

2. 2–60 perces szabályos (pl. öbölháborgás) és szabálytalan változásokat,

3. 0,2–300 sec periódusú ún. pulzációkat,

4. 8–1000 Hz ELF-tartománynak megfelelő periódusokat.

Természetesen a regisztrálási és az adatfeldolgozási rendszer is ehhez alkalmazkodik.

A földi elektromágneses térerősségnek az előbbieken említett változásaiban jelentkező periodicitások mellett meg kell különböztetnünk a földi elektromágneses tevékenységben jelentkező további periodicitásokat. Ez utóbbiak közül különösen a pulzációk, a 2–60 perces szabályos és szabálytalan zavarok és az  $S_q$  tevékenységét illetően kutattuk:

1. a naptevékenység 11 éves ciklusát,

2. az évi változásokat,

3. a Nap forgásából származó 27 napos visszatérési tendenciát,

4. a Hold keringéséből adódó 28 napos ciklust,

5. és a Föld tengelye körüli forgásából adódó napi menetet.

Néhány érdekesebb kutatást és eredményét a fenti sorrendben megemlítünk:

a) Mind nemzetközileg, mind az általunk definiált nyugodt napi potenciálban sikerült kimutatni a komponensek aránya alapján a tevékenységek hatását. Ezzel kapcsolatban kutattuk a napfoltmaximum idején különösen a 24–60 perc periódusú sávban jelentkező és az  $S_q$ -ra jelentős befolyást gyakorló déli tevékenységi csúcs okát is.

b) A 2–60 perces sávban több paraméter alapján jól elhatároltuk a tevékenységek hordozóinak tekinthető 2–6 perces és 24–60 perces (ún. elsődleges) sávokat az 1957–58-as napfoltmaximum éveinek adatai alapján.

c) Meghatároztuk a pulzációkkal kapcsolatban többek között:

$\alpha$ . a spektrum változását a tevékenységekkel, napfoltcikluson belül, napszakonként (3 óránként) stb.

$\beta$ . Az éjszakai és nappali típusú pulzációk sajátosságait, hajnali átmenetét egymásba.

$\gamma$ . A pulzációk kapcsolatát az ionoszféra paramétereivel.

$\delta$ . A pulzációk elterjedését a Földön a földrajzi szélesség- és hosszúságkülönbség függvényében, továbbá a  $p_c$  és  $p_i$  típusú pulzációk egymásba való átalakulásának lehetőségét.

$\epsilon$ . A keletkezési mechanizmusokat (hidromágneses hullámokat) az előbbi vizsgálatok tükrében.

d) A Föld-ionoszféra üregrezonátorban terjedő sferics-ek alacsonyfrekvenciás komponenseiben, az ún. ELF-tartományban megvizsgáltuk az alapharmonikus 8 Hz-es jel, valamint két felharmonikusának gyakoriságát, amplitúdóváltozását és felvilágosítást kaptunk a világzivatartevékenység napi eloszlására és az alsó ionoszféra által határolt üregrezonátor jóssági tényezőjére nézve.

e) Kimutattuk a légköri potenciálgradiens órás átlagértékeiben, valamint a lélegektromos nyugtalanságban a különböző meteorológiai elemek szerepét.

f) Kimutattuk a 27 napos visszaterési hajlamot az elsődleges és másodlagos frekvenciasávokban és elemeztük az autokorrelációs tényező változását a napfolteikluson belül. Ez utóbbi a napfoltmaximum idején az elsődleges sávban lényegesen nagyobb, míg a napfoltminimumban a két sávban közel egyenlő. Oka feltehetően a mágneses tevékenység jellegének megváltozásában (M-régió) van.

g) Vizsgáltuk a holdhónapi (és holdnapi) hullámokat a 2–60 perces sávban és a holdhónapi menetre határozott kettős hullámot kaptunk.

A fenti ismertetés a földi elektromágneses tér időbeli változásának kutatása terén végzett munkáinkat illetően nagyon vázlatos és nem törekedhet a rövid előadás keretein belül teljességre. Egy-egy részproblémáról a Laboratórium kutatói a szimpóziumon még külön és részletesebben számolnak be: jelen előadásunk ezért – az ismételések elkerülése céljából – inkább csak összefoglalás, szintézis kíván lenni.

Összefoglaló képet szeretnék adni még azokról a kutatásainkról is, amelyek a Föld belső szerkezetének, elektromos felépítésének megismerésére irányultak.

A földi elektromágneses térnek általunk vizsgált spektruma a skineffektus révén lehetőséget ad részben a meglévő obszervatórium-hálózat révén, részben pedig mozgó obszervatóriumok telepítésével a Föld magyarországi kéregrézésének és felső köpenyének vizsgálatára.

Módszertanilag felhasználtuk, és inhomogén anizotróp közegre általánosítottuk az irodalomból ismert magnetotellurikus módszert. Kifejlesztettük a vertikális mágneses kom-

ponens anomális viselkedésén alapuló kutatási eljárást. Kidolgoztuk ugyanakkor a relatív tellurikus frekvenciaszondázás módszerét. Ez utóbbi alkalmazására tág lehetőséget adtak az országban eddig végzett ipari tellurikus mérések bázisregisztrátumai is.

A Laboratórium különös figyelmet szentelt az ország elektromos inhomogenitásainak tanulmányozására a felszíntől kiindulva mintegy 250–400 km mélységig. Ezen kutatások néhány eredménye a következőkben foglalható össze:

a)  $T = 25$  sec-os változások segítségével mintegy 60 hálózatosan elhelyezett pontban a tellurikus relatív ellipszis területének meghatározása útján az alapkőzetnek, azaz az első jelentős ellenállás-anomáliának szerkezeti viszonyairól országos méretekben áttekinthető képet kaptunk.

b) A relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbék  $T = 25$  és  $100$  sec-os szakasza alapján következtetéseket szűrtünk le az alapkőzet-típusok országos eloszlására nézve is.

c) Megállapítottuk, hogy az ország több pontjában mintegy 60 km-es átlagmélységben egy jólvezető réteg jelentkezik a magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéken. Ezt a különben az ország központi részén jelentkező réteget feltehetően hőmérsékleti és kőzettani anomália hozza létre. Vizsgáltuk ennek a rétegnek elterjedését az országban a relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbék  $T = 100$  és  $500$  sec közötti szakasza alapján is.

d) A napi potenciálváltozás és felharmonikus segítségével megállapítottuk mintegy 250–400 km-es mélységtartományban a Rikitake által jelzett jelentős ellenállás csökkenést a felső köpenyben.

e) Elektronikus számológéppel fel dolgoztuk az eddig bemért országos földiárampontok adatait és kiszámítottuk a relatív ellipsziseknek meg-

felelő tenzorok komponenseit. Ez utóbbiak súlyozott középértéke megadta az átlagos országos relatív ellipszist. Ezzel korrigáltuk a Nagycenk melletti obszervatórium abszolút ellipsziséit, amely kapcsolatba hozható az ország egyik fő tektonikai vonalával. Itt említjük meg, hogy a tellurikus állomásellipszisek meghatározására a szabályos mérési hibákat jobban kiküszöbölő, ún. érintő módszert, s az ezzel kapott mérési eredmények feldolgozására egyszerűbb számítási eljárásokat vezettünk be.

f) A  $\Delta H_z / \Delta H_\theta$  hányados alapján – ahol  $H_z$  a vertikális földmágneses,  $H_\theta$  pedig a horizontális komponens – megrajzolt ellenállás növekedési irányok ugyanazt az ellenállás-anomáliát mutatják az ország középső részén, mint amelyet a relatív tellurikus frekvenciaszondázásokkal körvonalaztunk. Így a kétféle mérési és számítási módszer eredményei kölcsönösen igazolják egymást. A földi elektromágneses tér időbeli változásainak kutatásához hasonlóan ezen a kutatási területen is csak vázlatos képet adhattunk. A képet teljesebbé itt is a már említett előadások teszik.

Az eddigiekben tárgyalt problémák esetében éppen úgy, mint a geofizika számos más területén fontos szerepet

játszik a kapott értékek realitásának, megbízhatóságának vizsgálata. Erre a korrelációs faktorok mellett a szóráskból adódó középhibák is jól felhasználhatók, mert megmutatják, hogy a kapott értékeknek és ezek függvényeinek mennyi a reális tartalmuk. Ezek igen fontos eredmények. De még fontosabb ennél, hogy támpontokat kaphatunk ezekből az egyes mérési módszerek pontossági összehasonlítására, a mérési helyek célszerűbb elrendezésére stb. Időhiány miatt itt csak a Laboratórium által a szakfolyóiratokban megjelentetett ilyen irányú tanulmányokra utalunk. Örvendetes, hogy újabban a nemzetközi geofizikai irodalom is egyre jobban foglalkozik a középhibaszámitással kapcsolatos problémákkal és az ezekből leszűrhető következtetésekkel.

A rendelkezésre álló rövid idő miatt a Laboratórium munkájáról adott kép csak vázlatos lehet, s inkább csak az átfogó keretet adja meg. Kiegészítik azt ezen előadás nyomtatásban való megjelenésénél a vonatkozó már megjelent tanulmányokra való hivatkozások, valamint az újabb kutatásokkal kapcsolatban az ezen a szimpóziumon a Laboratórium részéről elhangzó előadások.

# Homogén és inhomogén testek tömeghatásának kifejezése felületi integrálok segítségével

KOLBENHEYER TIBOR, Kosice (Csehszlovákia)

Általános alakú testek által keltett nehézségi és mágneses erőternek potenciálját és télerősségét, valamint ezek parciálisait térfogati integrálképletek szolgáltatják. Mínt hogy ezek gyakorlati megoldása általában háromszori bonyolult integráláshoz vezet, e térfogati integrálokat Gauss tétele segítségével felületi integrálokra lehet visszavezetni. Ezáltal a szükséges integrációk számát eggyel csökkenthetjük, ami a gyakorlati számítások szempontjából jelentős előny.

A szerző ebben az előadásában régebbi vizsgálataihoz kapcsolódva, amikor homogén testek tömeghatásának meghatározásával foglalkozott, ezúttal olyan inhomogén testekkel foglalkozik, amelyek tömegeloszlása a mélységgel együtt lineárisan változik. Speciálisan, a tetszőleges keresztmetszetű függőleges alkotójú egyenes hasábok erőfüggvényeinek kiszámítását olyan vonalmenti integrálásokra vezeti vissza, amelyeknél az integrálás útja az alapfelületek kerülete.

Потенциалы и напряженность гравитационного и магнитного полей, вызываемых телами обычной формы, а также их частные производные, выражаются объемными интегралами. Ввиду того, что практическое решение последних требует проведения трехкратного сложного интегрирования, с использованием теоремы Гаусса эти объемные интегралы сводятся к интегралам по поверхности. Благодаря этому количество необходимых операций по интегрированию снижается, что представляет собой значительное преимущество при практическом проведении вычислений.

Исходя из своих предыдущих исследований, направленных на определение возмущающего эффекта однородных тел, в настоящей статье автор рассматривает однородные тела, распределение массы которых изменяется с глубиной по линейному закону. Вычисления функций прямых призм с вертикальной образующей и любого поперечного сечения сводятся к линейному интегрированию, при котором путь интегрирования совпадает с окружностью основной плоскости.

Potentiale, Feldstärken des durch allgemein geförmter Körper erregten gravimetrischen und magnetischen Kraftfeldes und deren partielle Derivierten sind durch Volumenintegralformeln gegeben. Da aber deren praktische Lösung durch dreifache komplizierte Integrierungen gemacht werden sollte, führt man diese Volumenintegrale mit Hilfe eines Gaussischen Satzes auf Flächenintegrale zurück, wodurch die Anzahl der notwendigen Integrationen mit eins vermindert werden kann, was vom Gesichtspunkte der praktischen Rechnung einen bedeutenden Vorteil hat.

Sich an seine frühere Untersuchungen über die Bestimmung der Massenwirkungen homogener Körper anknüpfend, beschäftigt sich der Verfasser in diesem Vortrag mit inhomogenen Körpern, wo auch die Massenverteilung mit der Tiefe linear ändert. Speziell, führt er die Berechnung gerader Prismen mit vertikalen Erzeugenden und beliebigen Querschnitten auf Linienintegrale zurück, wo der Weg der Integrale längs der Umfänge der Grundflächen vorangeht.

A geofizikai kutatómódszerek mai állásánál a kiértékelés módszereinek fontos szerepük van a különböző testek gravitációs és mágneses terének kiszámításában. Ismeretes, hogy a nehézségi tér szigorú megoldását az

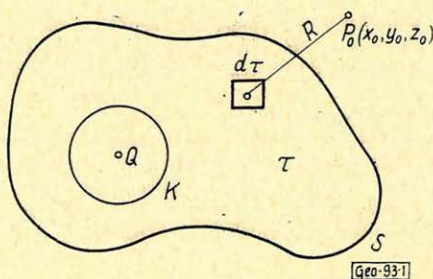
$$U = \kappa \int \frac{\rho d\tau}{R} \quad (1)$$

képlet fejezi ki, ahol  $U$  a nehézségi potenciált,  $\kappa$  a gravitációs állandót jelenti, továbbá  $\tau$  a térfogat,  $\rho$  a  $d\tau$  térfogatelem által meghatározott  $P$  pontban

a sűrűség és  $R$  e pontnak a  $P_0$  ponttól való távolsága, amelyben a test nehézségi hatását vizsgáljuk (1. ábra). A gravitációs hatást az

$$\vec{F} = \kappa \int \frac{\rho R}{R^3} d\tau \quad (2)$$

vektoregyenlet fejezi ki, ahol  $R = P_0P$  és  $F$  a térerősség vektora. A potenciálnak a derékszögű egyenesvonalú  $(x, y, z)$  koordináták szerinti második parciális differenciálhányadosait, amelyek a gravitációs módszerek gyakorlati alkal-



1. ábra

mazásában igen fontos szerepet játszanak, hasonló formulák fejezik ki. Ha a második parciálisokat ismerjük, akkor homogén mágnesezésű testekre a Poisson-féle egyenletrendszerrel a mágneses térerősséget könnyen kifejezhetjük.

A feladat gyakorlati megoldása, amint az (1) és (2) egyenletből látható, háromszoros integráláshoz vezet, ami erősen megnehezíti a számításokat. Egyes esetek kivételével, melyeknél az integrálás ismert, zárt formában adott függvények segítségével vagy zárt sorok alakjában végezhető el, általában közelítő eljárásokkal számítjuk ki a nehézségi, ill. mágneses anomáliákat. Jelenleg ilyen eljárások egész sora van gyakorlati alkalmazásban, de újabban Talwani-Ewing, valamint Goguel és Morgan-Grant eljárása került előtérbe.

A jelen dolgozat célja, hogy megmutassuk, hogyan lehet egyszerűbb esetekben, és pedig nem-homogén testek esetén az (1), (2) képletekben szereplő térfogati integrálokat az ismert Gauss-tétel segítségével felületi integrálokra visszavezetni és ezáltal a szükséges integrálások számát eggyel csökkenteni, ami gyakorlati számításoknál jelentős előnnyel járhat. Ha ui. tekintetbe vesszük, hogy a  $P_0$  fixpontra vonatkozóan a távolságnak a változó  $P$  pont koordinátái szerint képzett Laplace-kifejezése

$$\Delta R = \frac{2}{R}$$

akkor a homogén test nehézségi potenciálját kifejező egyenlet a következő alakú:

$$U = \frac{\kappa \rho}{2} \int_{\tau} \Delta R d\tau = \frac{\kappa \rho}{2} \oint_S \frac{\partial R}{\partial n} dS \quad (3)$$

ahol  $S$  a test felszíne,  $dS$  egy eleme. A (2) képlet átalakításánál vegyük tekintetbe, hogy az integrandust az

$$\frac{\vec{R}}{R^3} = \text{grad}_P \left( \frac{1}{R} \right)$$

alakban írhatjuk fel, ahol a  $P$  index azt jelenti, hogy a gradiens képzése a változó  $P$  pont koordinátái szerint történik. Ha ezt a kifejezést a (2) egyenletbe helyettesítjük, akkor a Gauss-tétel alkalmazásával a térerősség vektorát az

$$\vec{F} = -\kappa_0 \oint_S \frac{\vec{n} dS}{R} \quad (4)$$

egyenlettel fejezhetjük ki, ahol  $\vec{n}$  az  $S$  felület külső normálisát jelenti. Ha  $\vec{F}$ -et  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  összetevőire bontjuk, a (4) egyenlet helyett az

$$\left. \begin{aligned} X &= -\kappa_0 \oint_S \frac{\cos(nx) dS}{R}, & Y &= -\kappa_0 \oint_S \frac{\cos(ny) dS}{R}, \\ Z &= -\kappa_0 \oint_S \frac{\cos(nz) dS}{R} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

skaláris egyenleteket nyerjük.

E rövid bevezetés után, amelyben a homogén testekre vonatkozó legfontosabb alapképleteket foglaltuk össze, térjünk át néhány egyszerű nem homogén eset vizsgálatára. Természetesen a nehézségi anomáliák értelmezésénél csak ritkán alkalmazunk olyan elméleti modelleket, amelyeknél változó a sűrűség. Két megelőző értekezés azonban részletesen foglalkozott homogén testek tömeghatásának felületi integrálokkal való kifejezésével, ezért e téma további részletezése felesleges. Viszont néhány részleteredmény azt mutatja, hogy inhomogén testek nehézségi terének elméleti vizsgálata is vezethet gyakorlatilag felhasználható következtetésekre. E felismerés annál fontosabb, mert a nem homogén nehézségi probléma teljes megoldása a megfelelő mágneses probléma megoldását is tartalmazza és a gyakorlatban tényleg sokszor előfordulnak olyan képződmények, amelyeknek a mágnesezettsége nem egyenletes.

Egyszerűség kedvéért most azzal az esettel foglalkozunk, amelyben a  $\varrho = \alpha + \beta z$  sűrűség a  $z$  mélység lineáris függvénye ( $\alpha$ ,  $\beta$  állandó) és a  $P_0$  pont, amelyre a test tömeghatását kívánjuk kiszámítani, a testen kívül van. A sűrűség eloszlásának függvényét a

$$\varrho = \varrho_0 + \beta(z - z_0) \quad \text{vagy} \quad \varrho_0 = \alpha + \beta z_0 \quad (6)$$

alakban fejezhetjük ki, amellyel a nehézség függőleges összetevőjére a (2) egyenlet szerint a

$$\begin{aligned}
 Z &= \kappa \oint_{\tau} [\varrho_0 + \beta(z-z_0)] \frac{z-z_0}{R^3} d\tau \\
 &= \kappa \varrho_0 \int_{\tau} \frac{z-z_0}{R^3} d\tau - \kappa \beta \int_{\tau} (z-z_0) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right) d\tau
 \end{aligned} \tag{7}$$

egyenletet nyerjük.

A levezetésnél tekintetbe vettük, hogy

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right) = -\frac{1}{R^2} \frac{\partial R}{\partial z} = -\frac{z-z_0}{R^3}.$$

A (7) egyenlet jobb oldalának első tagja nyilvánvalóan a  $\varrho_0$  sűrűségű homogén testnek megfelelő térerősség  $z$  menti összetevője és ezt a következőkben  $Z_0$ -val jelöljük. A jobb oldal második tagjában levő integrandust a következőképpen alakítjuk át:

$$\left( z-z_0 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{z-z_0}{R} \right) - \frac{1}{R}. \tag{8}$$

Tekintve, hogy a  $\varrho_0$  sűrűségű test erőterének potenciálja a  $P_0$  pontban

$$U_0 = \kappa \varrho_0 \int_{\tau} \frac{d\tau}{R},$$

és (8) kifejezést a (7) egyenletbe téve, kapjuk:

$$Z = \frac{\beta}{\varrho_0} U_0 + Z_0 - \kappa \beta \int_{\tau} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{z-z_0}{R} \right) d\tau.$$

A jobb oldalon levő térfogati integrált a Gauss-tétel segítségével ismét felületi integrállá alakítjuk át és így kapjuk a

$$Z = \frac{\beta}{\varrho_0} U_0 + Z_0 - \kappa \beta \oint_S \frac{z-z_0}{R} \cos(nz) dS. \tag{9}$$

egyenletet.

A homogén test potenciálját és a függőleges összetevőket a (3) és (5) képlet adja meg. Ha tehát ismerjük már a homogén probléma megoldását az adott testre vonatkozólag, akkor konstans sűrűségi gradiens esetében a  $Z$  összetevő kiszámítása már csak a (9) egyenlet jobb oldalán levő felületi integrál kiszámításából áll.

Az  $X$ ,  $Y$  vízszintes összetevők kiszámításánál hasonló módon lehet eljárni. A szóban forgó sűrűségeloszlásnál

$$X = \kappa \int_{\tau} [\rho_0 + \beta(z - z_0)] \frac{x - x_0}{R^3} d\tau = X_0 - \kappa\beta \int_{\tau} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{z - z_0}{R} \right) d\tau, \quad (10)$$

ahol

$$X_0 = \kappa\rho_0 \int_{\tau} \frac{x - x_0}{R^3} d\tau$$

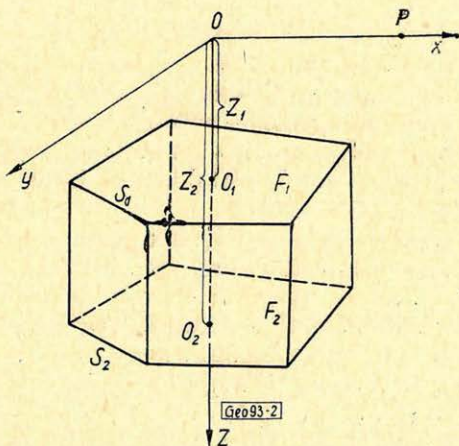
a  $\rho_0$  sűrűségű test gravitációs térerősségének  $x$  menti összetevőjét jelenti. A jobb oldali térfogati integrál átalakításával az

$$X = X_0 - \kappa\beta \oint_S \frac{z - z_0}{R} \cos(nx) dS \quad (11a)$$

és

$$Y = Y_0 - \kappa\beta \oint_S \frac{z - z_0}{R} \cos(ny) dS \quad (11b)$$

képleteket nyerjük.



2. ábra

Tetszőleges keresztmetszetű függőleges, egyenes hasábok vagy hengerek esetén a hasábok (hengerek) alapfelületére merőleges nehézségi erő összetevőinek (9) képlete igen egyszerű alakot ölt. Mivel a hasáb palástján mindenütt  $\cos(nz) = 0$  (2. ábra), a felületi integrálhoz csak az  $F_1$  felső és az  $F_2$  alsó alapfelület járul hozzá. Mindkét felületen  $z - z_0$  állandó. Legyen a felületek mélysége  $z_1$  és  $z_2$ . A felső felületen  $\cos(nz) = -1$ , az alsón  $\cos(nz) = 1$ , ezért

$$\oint_S \frac{z - z_0}{R} \cos(nz) dS = (z_2 - z_0) \oint_{F_2} \frac{dS}{R} - (z_1 - z_0) \oint_{F_1} \frac{dS}{R}.$$

Ha tekintetbe vesszük, hogy a homogén egységnyi felületi sűrűségű  $F_1, F_2$  alapfelületek newtoni potenciálja a  $P_0$  pontban

$$U_1 = \kappa \oint_{F_1} \frac{dS}{R}, \quad U_2 = \kappa \oint_{F_2} \frac{dS}{R} \quad (12)$$

akkor a (9) egyenletet így írhatjuk:

$$Z = \frac{\beta}{\varrho_0} U_0 + Z_0 + \beta[(z_1 - z_0)U_1 - (z_2 - z_0)U_2].$$

Megjegyezzük, hogy ebben az esetben még  $Z_0$  is könnyen kifejezhető az  $U_1, U_2$  potenciállal. Ui. az (5), (9) egyenletek alapján, mivel a palást felületén most is  $\cos(nz) = 0$ ,

$$Z_0 = \varrho_0(U_1 - U_2)$$

és így az inhomogén hasáb gravitációs intenzitásának függőleges összetevője

$$Z = \frac{\beta}{\varrho_0} U_0 + \varrho_1 U_1 - \varrho_2 U_2,$$

ahol  $\varrho_1, \varrho_2$  a (6) sűrűségeloszlás szerint a  $z_1, z_2$  mélységnek megfelelő sűrűséget jelenti.

A fenti  $U_1, U_2$  potenciálok zárt görbék, mégpedig az  $F_1, F_2$  alapfelületek kerülete mentén vett vonalas integrálokkal egyszerűen kifejezhetők. A kérdéses hasábokra tehát az inhomogén probléma általános megoldása alapján nehézség nélkül meg lehet kapni a függőleges erőösszetevőt. A vízszintes összetevők kiszámításánál figyelembe kell venni, hogy mindkét alapfelületen  $\cos(nx) = 0$ ,  $\cos(ny) = 0$  és így a (11a), (11b) képletekben az integrálás a hasáb (henger) palástjára korlátozódik.

Amint említettük, most egyszerűség kedvéért azzal az esettel foglalkozunk, amikor a  $P_0$  hatáspont a testen kívül van. Ha ui. a térerősséget egy belső  $Q$  pontban vizsgáljuk (1. ábra), akkor az (1), (2), (7) és a további egyenletekben előforduló térfogati és felületi integrálok végtelenek lesznek. Ebben az esetben azonban külön meg kell vizsgálni, hogy vajon az integrálok valóban léteznek-e vagy pedig a levezetett képletek módosulnak-e? Itt bizonyítás nélkül említjük, hogy a (9), (11a), (11b) és a belőlük levezetett képletek a test belsejére is érvényesek. Erről úgy lehet meggyőződni, hogy először egy megfelelő  $a$  sugarú  $K$  gömbfelülettel kirekesztjük a pontot az integrálás tartományából (1. ábra) és így csupán az  $S$  és  $K$  felülettől körülvett tér hatását vizsgáljuk.

Nézzük meg, hogyan állíthatók elő a potenciál második parciálisai a (6) szerinti sűrűségeloszlásnál felületi integrálok segítségével? Mindenekelőtt

$$\begin{aligned} U_{zz} &= \frac{\partial^2 U}{\partial z_0^2} = \kappa \int_{\tau} [\varrho_0 + \beta(z - z_0)] \frac{\partial^2}{\partial z_0^2} \left( \frac{1}{R} \right) d\tau \\ &= U_{zz}^{(0)} + \beta\kappa \int_{\tau} (z - z_0) \frac{\partial^2}{\partial z_0^2} \left( \frac{1}{R} \right) d\tau. \end{aligned} \quad (13)$$

ahol  $U_{zz}$  itt is a  $\rho_0$  sűrűségű homogén test megfelelő differenciál-hányadosát jelenti. Mivel azonban a távolság a koordináta különbségek függvénye,

$$\frac{\partial}{\partial z_0} \left( \frac{1}{R} \right) = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right), \quad \frac{\partial^2}{\partial z_0^2} \left( \frac{1}{R} \right) = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{1}{R} \right).$$

Továbbá a

$$\left( z - z_0 \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{1}{R} \right) \right) = \frac{z - z_0}{R} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{(z - z_0)^2}{R^3} \right] \right.$$

összefüggés miatt a (13) egyenlet a következőre módosul:

$$U_{zz} = \frac{\beta}{\rho_0} Z_0 + U_{zz}^{(0)} - \kappa\beta \int_{\tau} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{(z - z_0)^2}{R^3} \right] d\tau,$$

ahol  $Z_0$  most is a  $\rho_0$  sűrűségű test függőleges térerősségének függőleges összetevője. A Gauss-tétel segítségével a jobb oldali integrált felületi integrállá alakítjuk át és így az

$$U_{zz} = \frac{\beta}{\rho_0} Z_0 + U_{zz}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(z - z_0)^2}{R} \cos(nz) dS \quad (14)$$

formulát nyerjük.

$U_{zx}$  és  $U_{zy}$  levezetése sokkal egyszerűbb. Könnyű megmutatni, hogy

$$U_{zx} = U_{zx}^{(0)} - \kappa\beta \int_{\tau} (z - z_0) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{z - z_0}{R^3} \right) d\tau$$

és ha a térfogati integrált ismét felületi integrállá alakítjuk át, az

$$U_{zx} = U_{zx}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(z - z_0)^2}{R^3} \cos(nx) dS$$

képletet nyerjük.

Hasonlóképpen mutathatjuk meg, hogy

$$U_{zy} = U_{zy}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(z - z_0)^2}{R^3} \cos(ny) dS.$$

A többi három parciálisra is könnyű hasonló formulákat levezetni. Az előzőekhez hasonló eljárással meg lehet mutatni, hogy

$$U_{xx} = U_{xx}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(x - x_0)(z - z_0)}{R^3} \cos(nx) dS,$$

$$U_{yy} = U_{yy}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(y - y_0)(z - z_0)}{R^3} \cos(ny) dS,$$

$$U_{xy} = U_{xy}^{(0)} - \kappa\beta \oint_S \frac{(y - y_0)(z - z_0)}{R^3} \cos(ny) dS.$$

A fenti hasábalakú test esetén (2. ábra) a (14) egyenlet felületi integrálja ismét a két alapfelületre vonatkozó integrálra fog redukálódni. De ebben az esetben, amint könnyen belátható, az  $F_i$  felületnek megfelelő gravitációs erő függőleges összetevője

$$Z_i = \kappa \oint_{F_i} \frac{z_i - z_0}{R^3} dS \quad (i = 1, 2) \quad (15)$$

lesz, ha a felületet homogénnek és egységnyi felületi sűrűségűnek tekintjük. A jelen esetben, amint könnyen kimutatható,

$$U_{zz}^{(0)} = \varrho_0(z_1 - z_2) \quad (16)$$

és végül a (14), (15), (16) egyenletek szerint

$$U_{zz} = \frac{\beta}{\beta_0} z_0 + \varrho_1 z_1 - \varrho_2 z_2$$

ahol  $\varrho_1, \varrho_2$  ismét az alapfelületi mélységeknek megfelelő sűrűségek.

Láttuk, hogy  $Z_1, Z_2$  a két poligon gravitációs erejének az alapfelületre merőleges összetevői. E mennyiség kiszámításán nyugszanak a Talwani – Ewing-féle, és a Goguel-féle módszerek. Az említett értekezések formulái igen alkalmasak a homogén és nem homogén hasábalakú testek függőleges gradienseinek meghatározására.

#### Gravitációs kutatás

- Thyssen-Bornemisza, S.*: Gravitational Exploration and the Principle of Equivalence. = Geophysics, 1964. 29. köt. 2. sz. 301 – 303. l.
- Thyssen-Bornemisza, S.*: Determination of Bouguer Density in Shallow Holes. = Geophysics, 1964. 29. köt. 3. sz. 445 – 446. l.
- Naudy, H.*: Propriétés de filtrage des formules utilisées pour la transformation des cartes gravimétriques. = Geophys. Prosp., 1964. 12. köt. 1. sz. 65 – 79. l.
- Szelényi, Gy.*: Ein Näherungsverfahren zur Berechnung von Gravitations-Anomalien für beliebig geformte inhomogene Massen mit dem Digital-Rechner. = Geophys. Prospec., 1964. 12. köt. 2. sz. 225 – 227. l.
- Grotten, E.*: On the Correlation of Gravity with Tidal Anomalies. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 4. sz. 434 – 439. l.
- Golizdra, G. Ja.*: Számítási rendszerek két-dimenziós potenciálerkek analitikai folytatásához, Lagrange-féle interpolációval. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 2. sz. 228 – 235. l.
- Golizdra, G. Ja.*: Számítási rendszerek két-dimenziós potenciálerkek analitikai folytatásához, interpolálás alapján. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 6. sz. 903 – 910. l.
- Zsarkov, V. N.*: A Föld gravitációs anomáliái és hőmérsékleti deformációi. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 4. sz., 441 – 455. l.
- Kartvelisvili, K. M.*: A gravitációs anomáliák átszámítása a vertikális gradiens anomáliáivá. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 8. sz., 1171 – 1177. l.
- Bulah, Je. G. – Konsztantyinov, Sz. V.*: Egyenletmegoldó szerkezet közvetlen gravitációs feladat megoldására. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 8. sz., 1221 – 1222. l.
- Raszpopov, O. M.*: A potenciál második vertikális deriváltjának kiszámítása az első derivált tere alapján. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 8. sz., 1213 – 1222. l.
- Gyevicin, V. M.*: Numerikus módszer két-dimenziós potenciálerkek alsó féltérbe való analitikus folytatására. I. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 9. sz., 1376 – 1388. l.
- Gyevicin, V. M.*: Numerikus módszer két-dimenziós potenciálerkek analitikus folytatására. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 11. sz., 1645 – 1673. l.
- Sztrahov, V. N.*: A potenciálerkek észlelt értékeinek kiegyenlítése. I. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 10. sz., 1479 – 1498. l.
- Sztrahov, V. N.*: A potenciálerkek észlelt értékeinek kiegyenlítése. II. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 11. sz., 1634 – 1653. l.
- Kazinszkij, V. A.*: A Föld belső gravitációs terének vizsgálata. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 12. sz., 1832 – 1836. l.

# A geotermikus vizsgálatok eredményei Lengyelországban

PLEWA S.

Szerző vizsgálatokat végzett a geotermikus gradiens meghatározására és elemezte annak értékeit.

A Lengyel Népköztársaság területén egy határérték figyelhető meg a geotermikus gradiensben, mégpedig a kismélységű keleti kristályos alaphegység területén.

A kristályos alaphegység területén telepített fúrásokban 50 – 100 m/C° értékű gradiensek figyelhetők meg. Lengyelország egyéb területeire 33 – 49 m/C° közötti gradiensek jellemzők.

Vizsgálatainál szerző olyan fúrásokat használt fel, amelyekben a geotermikus lyukszelvényezett a fúrás leállítását követően legalább 15 nappal végezték el. A hőmérsékletmérés hibája így nem haladta meg a  $\pm 0,1$  C°-ot.

A különböző közettípusoknál megállapította a fajlagos hőellenállást, továbbá megvizsgálta annak változását a porozitási együttható változásának függvényében.

Ugyancsak meghatározta a hőáramok értékét; ez ott, ahol a keleti kristályos alaphegység kis mélységben található,  $0,9 \cdot 10^{-6}$  cal/cm<sup>2</sup> sec körül, Lengyelország egyéb területein pedig  $1,2 \cdot 10^{-6}$  cal/cm<sup>2</sup> sec körül van.

A közetek fajlagos hőellenállását a kőzetmintákon impulzusos módszerrel határozták meg, a geotermikus gradienst pedig elektromos hőmérők segítségével mérték.

Геотермические исследования в Польше производили главным образом А. Арцтовски и Е. Стенц. Исследования касались измерений геотермической ступени для нескольких районов Польши. От 1953 г. автором производятся геотермические исследования, главным образом с целью установления геотермической ступени, причем особое внимание уделено определению удельного теплового сопротивления пород а также теплового потока земли.

Auf dem Gebiete der Polnischen Volksrepublik ist ein Grenzwert des geothermischen Gradienten beobachtbar, und zwar in der Gegend des in kleiner Tiefe befindlichen östlichen kristallinen Grundgebirges. Man hat in den hier abgeteuften Bohrungen einen Wert von 50 – 100 m/C° für die Gradienten erhalten, gegenüber den für die übrigen Gebieten Polens charakteristischen 33 – 49 m/C° Werten.

Zur Untersuchung wurden nur die Daten solcher Bohrlöcher benutzt, wo die geothermische Kernung wenigstens 15 Tage nach der Einstellung der Bohrung ermittelt wurde. Somit hat der Messfehler der Temperatur den Wert  $\pm 0,1$  C° nicht überschritten.

Bei den verschiedenen Gesteinstypen wurden die spezifischen Widerstände, sowie deren Aenderungen als Funktionen der Aenderung der Porositätskoeffizienten festgestellt.

Ebenso wurden die Werte des Wärmestroms bestimmt. Sie betragen etwa  $0,9 \cdot 10^{-6}$  cal/cm<sup>2</sup>sec auf dem Gebiete des zechstein kristallinen Grundgebirges und etwa  $1,2 \cdot 10^{-6}$  cal/cm<sup>2</sup>sec auf den übrigen Gebieten.

Der spezifische Widerstand der Gesteine wurde auf Kernproben mit der Impulsmethode, der geothermische Gradient mit elektrischen Thermometern bestimmt.

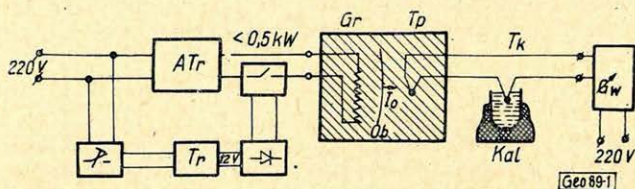
Lengyelországban a geotermikus vizsgálatokat főként A. Arctovszki és E. Sztenc végezték. A vizsgálatok a geotermikus gradiens tanulmányozására terjedtek ki Lengyelország néhány területén. 1953 óta a szerző is végez geotermikus vizsgálatokat, főleg a geotermikus gradiens meghatározására. Különös gondot fordítunk a kőzetek hőellenállásának, valamint a Föld hőáramának meghatározására.

A kőzetek termikus jellemzőinek meghatározása

A kőzetek termikus sajátosságainak meghatározására a szerző a Ljubimova által javasolt impulzusmódszert alkalmazta. A módszer lényege abban áll, hogy lemérjük a mesterséges hőáram terjedési sebességét a kőzetben egy-

mástól  $r$  távolságra levő két lyukban. Az egyik lyukba helyezük el a hőforrást, azon keresztül néhány másodpercen át áramimpulzust bocsátunk; ez gyakorlatilag pillanatnyi hőforrást létesít. A másik lyukba helyezett hőmérő (hőelem) és galvanométer segítségével regisztráljuk a hőmérsékletnek a  $Q_{\max}$  maximális időig való növekedése idejét ( $t_{\max}$ ). A kapott  $t_{\max}$ ,  $Q_{\max}$  értékek alapján meghatároztuk a közetek termikus sajátosságait.

Az 1. ábra mutatja be a közetek termikus tulajdonságainak meghatározására alkalmazott berendezés kapcsolási rajzát. A hőforrás (Gr)  $f = 0,6$  mm-es króm – nikkelt vezetőből áll, amely 3 másodpercen keresztül 15 A-ig terjedő árammal terhelhető. A kísérletek során alkalmazott áramerősség: 12–13 A. Az autotranszformátorról a hevítőre juttatott maximális feszültség 3 másodpercen át 50 V, 5 másodpercen át pedig 40–50 V volt. A hevítő sugara 0,031 cm, hosszúsága pedig  $2 l = 6,4$  cm. A mérésekhez a két hőelemes eljárást alkalmaztuk (a hőelemek minőségileg azonosak, réz-konstantán), ezek közül az egyik a mérő ( $T_p$ ), a másik az ellenőrző ( $T_k$ ) hőelem.



- $ATr$  - autotranszformátor  
 $Tr$  - transzformátor  
 $K$  - kapcsolóóra  
 $\swarrow$  - kapcsoló  
 $\rightarrow$  - egyenirányító  
 $T_p$  - mérő termoelem  
 $T_k$  - kompenzáló termoelem  
 $Kal$  - kalorimeter  
 $G_w$  - galvanometer

1. ábra. A közetek termikus tulajdonságainak mérésére szolgáló berendezés

A mérések során a  $T_p$  hőelemet a vizsgált magmintába fűrt speciális lyukban helyezük el, a  $T_k$  hőelemet pedig vízzel töltött kalorimeterben. A  $T_p$  hőelemet az eredeti „egyensúlyi helyzetre” jellemző hőmérséklethez viszonyított hőmérsékletnövekedés leolvasására használtuk. A  $T_k$  hőelem az elektrodinamikai erő kompenzálására szolgált, azzal a céllal, hogy a mérőműszer teljes skálája (maximális érzékenysége) legyen kihasználható. Mérőműszerként egy  $4,9 \cdot 10^{-9}$  A/sk. o. érzékenységu galvanométer szolgált.

Az ismertett hőforrás a számítások során nem tekinthető pont vagy gömbszerűnek. Ezért esetünkben a hőmérsékletnek végtelen közegben elhelyezett végtelen hosszú, vékony forrás körüli megoszlását megadó formula használható:

$$\Theta_{(rt)} = \frac{Q}{4\pi c \delta a t} \exp\left(-\frac{r^2}{4at}\right)$$

ahol:

$c$  — a hőkapacitás,

$a$  — a hővezetőképesség együtthatója,

$\delta$  — a sűrűség,

$Q$  — a forrás egységnyi hosszára eső hő mennyisége.

Az  $a$  és  $c\delta$  értékeket a  $\frac{\partial\theta}{\partial t}$  gyakorlati összefüggésből határoztuk meg az alábbi képlet segítségével:

$$a^2 = \frac{r^2}{4t_{\max}} \quad c\delta = \frac{Qe^{-1}}{\theta_{\max}}$$

ahol:  $t_{\max}$  — az az időpont, amikor az adott pontban

$$\theta = \theta_{\max}.$$

A  $T_p$  hőelem és a kőzet közötti kontaktust érintkezéssel, a hőforrás és a kőzet közötti kontaktust pedig alumíniumoxid-porral biztosítjuk.

Az impulzus idejét elektronikus órával regisztráltuk és ez 1–3 sec volt. Az impulzus véges időtartamával és a magminta véges méreteivel kapcsolatos hatások 1%-ot meg nem haladó hibát jelentenek. Jelentősebb az a hiba, amely a kőzetek termikus tulajdonságainak meghatározásában a magmintafelület hőkisugárzása miatti hőveszteségek, továbbá a hevítőnek és a hőelemnek a vizsgált kőzettel való nem ideális érintkezése folytán merül fel. A hiba nagyságát empirikusan határoztuk meg. Az alkalmazott képletek az alábbi alakban írhatók fel:

$$a = \frac{R^2}{4t_{\max}} \quad c\delta = \frac{Ae^{-1}}{\theta_{\max}\pi R^2}$$

ahol az  $R$  és  $A$  értékeket kísérletileg határoztuk meg.

A szerző a kőzetek termikus tulajdonságait Lengyelország jellegzetes területeire határozta meg.

A tipikus kőzetek közül részletesen vizsgáltuk a lengyel kőszenek hőellenállását a hamutartalom függvényében ( $A_p$ ).

Megállapítást nyert, hogy a kőszenek fajlagos hőellenállása csökken a hamutartalom növekedésével, nevezetesen az  $A_p = 3\%$ -os hamutartalomra jellemző kb. 5,9 m·óra/C°/kcal értékről az  $A_p = 29\%$ -os hamutartalomra jellemző 3,9 m·óra/C°/kcal értékre.

Az észlelt összefüggés a szóban forgó paraméterek között lineárisnak tekinthető. Az eredmények általános elemzéséből az következik, hogy a táblás területeken kibúvó kőzetek fajlagos hőellenállása nem sokkal kisebb, mint Lengyelország egyéb területein felszínre jutó azonos kőzeteké. Kivételt csak egy, a Lengyel Táttra északi részén mélyített fúrás kőzetei képeznek.

Kőzettípus	m/óra C°/kcal
Anhidrit .....	0,24 – 0,26
Dolomit .....	0,22 – 1,07
Iszap .....	0,20 – 3,40
Pala .....	0,46 – 1,87
Márga .....	0,62 – 1,02
Homokkő .....	0,20 – 0,89
Kősó .....	0,12 – 0,34
Mészke .....	0,52 – 1,54
Kőszén .....	3,9 – 5,82

### A geotermikus gradiens meghatározása

1904-ben *F. Geurik* (8) közzétette a paraüsoveci fúrásban kapott vizsgálati eredményeit. Ezek az eredmények az első ismert adatok Lengyelországban a geotermikus gradiens (H) meghatározása terén. A különböző szerzők által megállapított H értékek olykor jelentős mértékben eltérnek egymástól. Így például *B. Brockamp* (5) a lebai fúrásban  $H = 64 \text{ m/C}^\circ$  értéket, a pisui fúrásban pedig  $91 \text{ m/C}^\circ$  értéket számított. Ugyanakkor *E. Sztenc* a lebai fúrásra  $36,4 \text{ m/C}^\circ$  értéket, a pisui fúrásra pedig  $70 \text{ m/C}^\circ$  értéket fogadott el.

A szerző vizsgálatokat hajtott végre a lebai fúrásban. E vizsgálatok eredményeit a 2. táblázat tartalmazza.

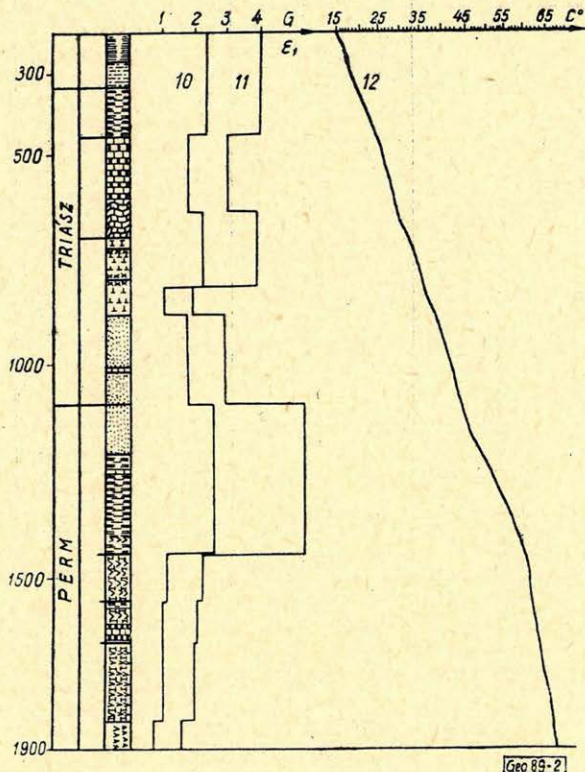
2. táblázat

Vizsgált mélységintervallum	A m/C° átlag	C°/100 m átlag
138 – 500 m .....	75,4	1,33
138 – 1000 m .....	75,6	1,32
138 – 3300 m .....	38,6	2,60

A táblázatban közölt adatokból látható, hogy H értéke  $75,6 - 75,4 - 38,6 \text{ m/C}^\circ$  között változik. Az első két értéket közvetlenül befolyásolja a kréta ( $H = 70,6 \text{ m/C}^\circ$ ) és a triász ( $H = 56,1 \text{ m/C}^\circ$ ) kőzetek fajlagos hőellenállása, és elsősorban a perm kőzeteké, amelyeknél a termikus tényező értéke  $121,4 \text{ m/C}^\circ$ . 3300 m mélységig a geotermikus gradiens értékét a szilur és ordovicium kőzeteinek  $31,8$  ill.  $32,5 \text{ m/C}^\circ$  értékű fajlagos hőellenállása befolyásolja (ezek összvastagsága 2000 m). A geotermikus gradiens viszonylagos értékváltozásának a táblázatban feltüntetett adatai magyarázatot nyújtanak arra, hogy miért van eltérése a *Brockamp*, ill. *Sztenc* által kapott értékek között. *Brockamp* valószínűleg kb. 1000 m mélységig vizsgálta az említett fúrást és így kapta a  $H = 64 \text{ m/C}^\circ$  értéket, *Sztenc* pedig a mélyebb szintek vizsgálatát hajtotta végre.

Lengyelországban végrehajtott geotermikus vizsgálatok elemzése alapján példát mutatunk be a geotermikus gradiensnek a kőzetek litológiájától függő

változására (3. táblázat). A 3. táblázat adataiból következik, hogy a H érték a B. IG – 1 fúrásban a szilurra jellemző 35,3-tól a permre jellemző 82,4-ig, ill. a krétára jellemző 122,3 m/C° értékig változik. A 2. ábrán a hőmérsékletváltozás görbéje látható a mélység függvényében, a B – I. fúrásra. Legnagyobb H értékek a lajnei Zechstein kősósorozatánál (83,7 m/C°), legkisebb értékek pedig

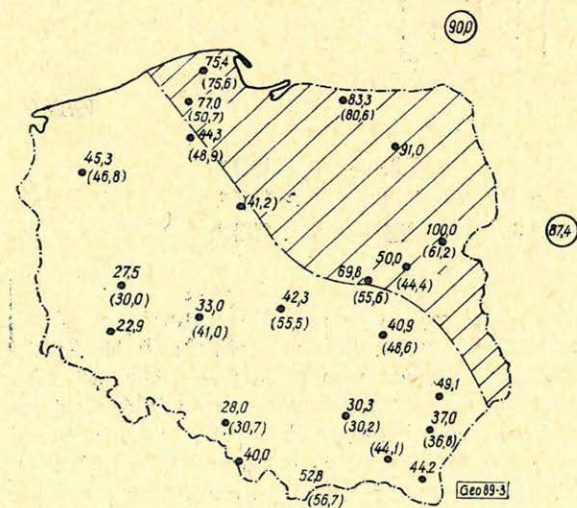


2. ábra. Termikus lyukszelvényezés a B – I fúrásban (Szudéta előmonoklinális)

1. tőzeg, 2. dolomit, 3. zöld és vörös agyag gipsszel, 4. kristályos só, 5. szürke márga, 6. szürke, mészkő, 7. anhidrit, 8. homokos agyag, 9. homokkő agyaggal, 10. a kőzetek fajlagos hőellenállás-változásának görbéje, laboratóriumi meghatározás alapján, 11. a geotermikus gradiens görbéje, 12. a hőmérsékletváltozás a mélység függvényében


az alleri Zechstein agyagsorozatánál (22,1 m/C°) vannak. Ugyanezen az ábrán, összehasonlítás céljából, a kőzetek fajlagos hőellenállását is feltüntettük. A litológiai kevéssé változó képződményeknél nem látható jelentős változás a geotermikus gradiensben. A lengyelországi geotermikus gradiens értékek összefoglalása céljából az ország térképén (3. ábra) felraktuk az 500-ig és 1000 m-ig terjedő mélységekre vonatkozó, átlagolt H értékeket. A szóban forgó térképen néhány irodalmi adatot tüntettünk fel, éspedig azokat, amelyekből reprodukálható volt a geotermikus gradiens az említett mélységekre. A 3. ábrából látható, hogy nagyobb H értékek ott adódnak, ahol a keleti kristályos pajzs kis mélységben települ. A kristályos pajzson belül észlelhető nagyobb H értékeket igazolják *Beljakov* adatai is a Belorusz SZSZK területén mélyített Polesze

Időszak		Litológia	Mélység m	H m/C° átlag	C°/100 m átlag
Kréta	felső és középső	homokosagyag	255 – 469	122,3	0,82
Júra	malm dogger liász	agyagos pala, mészkő, márga, agyag, homokkő	469 – 847	83,1	1,20
Triász		homokos agyag, homokkő, mészkő közbe településsel	847 – 1205	96,8	1,03
Perm	Zechstein vöröshomokkő	márga, anhidrit gipsszel, dolomit, vörös agyagos homokkő	1205 – 1477	82,4	1,21
Szilur Ordovicium		agyagos-pala, mészkő, homokos agyag, konglomerátum	1477 – 1890,5	35,3	2,83
Kambrium		kvarcitos homokkő	1890,5 – 2122	77,2	1,29
Átlagérték	500 m-ig		255 – 500	80,3	1,24
Átlagérték	1000 m-ig		255 – 1000	80,6	1,24
Átlagérték	2122 m-ig		255 – 2122	66,7	1,50



a tábla szegélye  
 33,0 - H értéke 500 m mélységig  
 (30,0) - H " 1000 m mélységig  
 (90) - H " 1000 m-nél mélyebbre

3. ábra. A geotermikus gradiens térképe

fúrásban, valamint a Balti-tenger környéki egyik fúrásban. *Beljakov* a poleszei fúrásban  $86,4 \text{ m/C}^\circ$  értékű geotermikus gradiens értéket állapított meg az 1000 m-ig terjedő mélységekben. A Balti-tenger környékén ez az érték  $90,0 \text{ m/C}^\circ$ . (Itt nincsenek adatok a vizsgálatok mélységhatárára vonatkozóan.)

Meg kell jegyeznünk, hogy a nyugat-ukrajnai kőolajterületeken ugyanolyan nagyságrendű geotermikus gradiensek észlelhetők, mint Lengyelország kárpáti kőolajterületein.

A táblás területen kívül nagy geotermikus gradiensértéket állapítottunk meg a *Z-1* fúrásban (a Lengyel Tátra északi részén). Nevezetesen: 500 m mélységig  $52,8$ ; 1000 m mélységig  $56,7$  és 2990 m-ig  $53,4 \text{ m/C}^\circ$  érték adódik. Az elemzéshez azokat a hőmérsékleti görbéket használtuk fel, amelyeket  $\pm 0,1 \text{ C}^\circ$  hibával kaptunk. A fúrás minimális „nyugalmi” ideje 12 nap. A mérések elektromos hőmérővel folytak.

A Föld felszíni hőárama sűrűségének Lengyelország területén történő meghatározására

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

képletet alkalmaztuk; illetőleg, a rétegsor mentén változó gradiens esetében a

$$q = \frac{dT}{\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{\lambda_i}}$$

képletet, ahol

- $h_i$  — az *i*-edik réteg vastagsága,
- $\lambda_i$  — a réteg hővezetőképessége,
- $n$  — a rétegek száma.

A földi hőáramsűrűség meghatározása a különböző területeken, a hőmérsékletmérések és a hővezetőképesség mérések alapján lehetővé teszi a nagy mélységekben lejátszódó geofizikai folyamatok megismerését. A hőáram sűrűsége egy ponton a hóforrásoktól a fúróluk vizsgált szakaszában és az ez alatt levő kőzetek termikus tulajdonságaitól függ. Ennek megfelelően tehát olyan paraméter, amely a földkéreg mély rétegeire jellemző.

Az átlagértéket a  $30 \text{ C}^\circ/\text{km}$  átlagos geotermikus gradiensből kiindulva a kőzetek említett  $0,004 \text{ cal/sec. cm. C}^\circ$  fajlagos hőellenállása alapján határoztuk meg:

$$q = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ kcal/cm sec.}$$

Az egész Földre vonatkozóan mintegy 100 meghatározást végeztek a hőáramra vonatkozóan.

1954-ben *Birch* közölte a földi hőárammérések összesített eredményeit. Az értékek a Csendes-óceáni szigeteknél megállapított  $0,4$  és a Nagy-Britannia területére megállapított  $2,87 \cdot 10^{-6} \text{ kcal/cm sec}$  értékek között ingadoztak.

A 4. táblázatban közöljük a Föld különböző pontjaira megállapított értékeket, amelyeket a szerző kiegészített az 1954 után közzétett kutatási eredményekkel.

Ország, kerület, körzet, hely	K-jelölésben	Hőáramsűrűség kal/cm <sup>2</sup> sec 10 <sup>-6</sup>		Az irodalom szerzője
		közép	intervallum	
Dél-Afrika .....	7	1,10	0,75 - 1,52	E. C. Bullard L. J. Krige
Dél-Karoo .....	4		1,31 ± 0,07 1,57 ± 0,09	D. I. Gough
Nagy-Britannia .....	17	1,57	0,68 - 2,87	A. E. Benfield E. C. Bullard E. R. Niblet
Atlanti-óceán .....	5	0,98	0,58 - 1,42	E. C. Bullard
Atlanti-óceán .....	14		0,3 - 6,5	R. D. Nason W. H. K. Lee
Atlanti-óceán középső rész			1,2 - 1,54	J. Reitzel Geward Robert
Óceáni med.				
Braziliától USA-ig .....	14	1,4		
Atlanti-óceáni hátság köz- zépső része .....	14	3,57		Geward Robert
Porto-Rico árok .....	14	1,17		Geward Robert
Nyugat- és Dél-Hispaniola	3	0,96	0,7 - 1,25	
Irán .....	18	0,87	0,53 - 1,22	H. P. Coster
Japán (Honszu)				
Inai .....		1,49		Uyeda Seiya
Tokió .....		0,74		Horsi Ki-it
Kaszima .....		0,76		Horsi Ki-it
Kacuta .....		0,91		Horsi Ki-it
Kanada .....	8	0,96	0,69 - 1,32 1,46 - 2,0	A. D. Misener G. D. Garland
Resolute öböl .....	1	2,9		A. D. Misener
Németorsz. (NDK) .....	13		0,6 - 2,02	K. Schössler J. Schwarzlose
Svájc .....	3	1,9	1,6 - 2,2	S. P. Clark E. Q. Niblotz
USA				
Kalifornia .....	1	1,29		A. E. Benfield
Kalifornia (Grand Valley)	1	0,89		
Kolorado .....	1	1,7		F. Birch
Michigan .....	1	0,93		F. Birch
Nyugat-Texas és Új-Mexikó .....	11	1,1	1,0 - 1,2	E. Herrin H. Clark
Magyar NK .....	2	2,05 3,03		T. Boldizsár
Budapest .....		1,17		Gálfi J. Stegena L.
Mátyásföld .....		0,83		Stegena L.
CCCP .....			0,8 - 0,9	S. A. Krashorskij
Belorusszia .....			0,61 - 1,47	D. G. Protasienja
Kaukázus .....		0,82		E. A. Ljubimova

Lengyelország területére nem határozták meg a hőáram értékét, E. Sztenc  $1,23 \cdot 10^{-6}$  kcal/cm<sup>2</sup> sec-nak vette.

A szerző meghatározta a hőáram sűrűségét Lengyelország néhány pontjában. Az áram kiszámítására a fűrólyukban meghatározott geotermikus gradiens értékeket, továbbá a magmintákon megállapított hővezetőképesség értékeit használta fel.

Az alábbiakban példát mutatunk be a Szentoksiszki antiklinorium területén lemélyített *Z-I* fúrásban végzett számításokra.

Az érték meghatározására szolgáló fentiekben közölt képlet az alábbi alakban írható fel:

$$q_k = G_k \cdot \lambda_k$$

5. táblázat

Mélység m	Fajlagos hővezetőképesség kal/cm sec C°	Kőzettípus
1. 250 – 390	0,00392	Sötétszürke agyag homokkővel
középérték	0,00408	
	0,00400	
2. 390 – 605	0,00347	Agyag homokos-márgás
középérték	0,00368	
	0,00358	
3. 605 – 900	0,00334	Konglomerát és cementált homokkő
	0,00358	
középérték	0,00346	
	0,00346	
4. 900 – 1320	0,00306	Agyag, agyagpala és palás márga
	0,00309	
	0,00294	
középérték	0,00303	
5. 1320 – 1456	0,00379	Márga és palás márga
	0,00367	
középérték	0,00373	
6. 1456 – 1743	0,00281	Mészkö, márga, agyagpala
	0,00284	
	0,00293	
középérték	0,00286	
7. 1743 – 1937	0,00300	Márga, mészkö
	0,00286	
	0,00293	
8. 1937 – 2050	0,00347	Mészkö, tömött, szürke
	0,00337	
	0,00342	

Középérték

$$= \frac{180\ 000}{\frac{14\ 000}{0,00400} + \frac{21\ 500}{0,00358} + \dots + \frac{11\ 300}{0,00342}}$$

ebben az esetben:

$$\lambda_k = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{\frac{h_i}{\lambda_i} + \frac{h_{i+1}}{\lambda_{i+1}} + \dots + \frac{h_n}{\lambda_n}} \quad G_k = \frac{G_1 h_1 + G_2 h_2 + \dots + G_n h_n}{\sum_{i=1}^n h_i}$$

ahol  $G_1, G_2 \dots G_n$  a geotermikus gradiens szakaszos értéke a  $h_1, \dots h_n$  vastagságú szelvényszakaszokban.

Az állandó geotermikus gradiens értékű szakaszoknál több meghatározást végeztünk a fajlagos hőellenállásra.

Ezeket a meghatározásokat az 5. táblázat tartalmazza. Hasonlóképpen számítottuk ki a hőáram értékét Lengyelország más területeire is.

Kisebb értékeket ( $0,8 - 0,98 \cdot 10^{-6}$ ) kaptunk azokban a fúrásokban, ahol a kristályos alaphegység kis mélységben van (táblás területek), nagyobb értékeket ( $1,32 \cdot 10^{-6}$ ) pedig Lengyelország egyéb területein. Kivételt képez a Tátrában mélyített Z-3 fúrás, amelynél az érték:

$$q = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec-nak adódott.}$$

A végrehajtott mérések és a méréseredmények elemzése alapján az alábbi következtetés vonható le: a geotermikus gradiens értékei különbözők a kis alaphegység-mélységű területeken (táblás területek), ill. az egyéb lengyelországi területeken. Ez az eltérés azzal magyarázható, hogy a kőzetek fajlagos hőellenállása is eltérő a kis alaphegység-mélységű területeken, ill. az egyéb területeken, továbbá, hogy eltérők a földi hőáram értékei.

#### IRODALOM

1. *Arctowski H.*: Nowe pomiary gradientu geotermicznego w szybach naftowych Borysawia, Krosna, Bitkowa, Kosmos ser. A. 1924.
2. *Arctowski H.*: Nouvelles recherches sur les gradients thermiques dans les puits à pétrole. Inst. de Geophys. de l'Univ. de Lwow, Comm. No 7 Kosmos 1925.
3. *Běljakov M. F.*: O szvjázi geoizotermi sz dokembrijszkim relefom ruszkoj platformü. DAN. SZSZSZR t. 64, No 2, 1949.
4. *Birch F.*: The present state of geothermal investigations Geophysics, vol. XIX, 4.
5. *Brockamp B.*: Zum Bau des tieferen Untergrundes in Nord-Deutschland. Jahrbuch d. Reichsamtes f. Bodenforschung f. das Jahr 1941.
6. *Depowski S.*: Pomiar stopnia geotermicznego w Magnuszewie. Przegląd Geologiczny 9, 1960.
7. *Ljubimova E. A., Ljuszova L. N.*: Opregylenie poverhnosztново teplovoko potoka v Sztarej Moesztve. Izv. AN. SZSZSZR szer. geofiz. No 12, 1960.
8. *Heurich F.*: Über die Temperaturen in dem Bohrloche Peruschowitz v. Zeitschrift f. Bergwesen Bd. 52. 1904.
9. *Michael R., Quitzow W.*: Die Temperaturmessungen im Tiefbohrloch Chuchow in Oberschlesien. Jahrb. Preuss. Geol. Landesanst. Bd. 31. Teil 2, Berlin 1910.
10. *Plewa S.*: Wyniki badan stopnia i gradientu geotermicznego. Nafta, 9, 1963.
11. *Plewa S.*: Etudes du degré geothermique dans les Karpathes polonaises el' avant-pays. Résumé des Communications Association Géologique Karpatho-Balkanique VI-ème congrès. Varsovie-Cracovie 1963.
12. *Roman L.*: Pomiary temperatury w otworze Magnuszew. Kwartalnik Geologiczny t. 6, 2, 1962.
13. *Rózycki S. Z.*: Uwagi o rozmieszczeniu stopnia geotermicznego w Polsce i krajach sasiednich. Spraw. Tow. Nauk Warsz. Wydz. III, 1947. Warszawa, 1948.
14. *Sztenz E.*: Temperatury wgebne i stopien geotermiczny w Ciechocinku. Acta Geophysica Polonica, T-4, 1954.

# Ellenállás ( $\rho_{\sigma}$ ) korrekció alkalmazása a tellurikus mérések értelmezésénél

SZABADVÁRY LÁSZLÓ

Nagymélységű geoelektromos kutatásra Magyarországon jelenleg három mérőmódszert alkalmaznak: a tellurikát, a nagymélységű szondázást és a magnetotellurikát.

Mindhárom módszer azonos fizikai paramétert, a kőzetek elektromos fajlagos ellenállását használja fel földtani adatok nyeresére. Önként felvetődik tehát a gondolat, hogy az egyes módszereket ne külön-külön, hanem együttesen alkalmazzák s az eltérő sajátosságokat használják fel egyrészt pontosabb adatok meghatározására, másrészt a geoelektromos kutatás gazdaságosabbá tételére. Többek között hasznos a tellurika és a mélyszondázás komplex alkalmazása.

Az eljárás gondolatmenete a következő: a tellurikus mérések befejeztével rendelkezésünkre áll az izoarea térkép, az ezen jelentkező anomáliák kapcsolatban állnak az alaphegység mélységével, de torzító tényezőként jelentkezhetik a jól vezető fedőrétegek ellenállásának vízszintes irányú változása; pl. az ellenállás csökkenése ugyanolyan hatást hoz létre, mintha az alaphegység mélyebbre süllyedne; amennyiben az izoarea térkép jellegzetes pontjain mélyszondázást végzünk, a fedőrétegek ellenállásának ismeretében egyértelműen eldönthető, a kérdéses anomáliák mélységváltozás következményei-e, vagy pedig a fedőrétegsor ellenállás inhomogenitásával hozhatók kapcsolatba.

A probléma szabatosabb megoldása, amikor számszerű ellenállás korrekciót végzünk és a fedőrétegek paramétereinek ismeretében határozzuk meg, hogy egy bázisra vagy területi átlagértékre vonatkoztatva milyen hatást okoz a fedőrétegsor vízszintes irányú ellenállás változása, a vizsgált ponton mi lenne a tellurikus area érték, ha ez a változás nem lépne fel. Amennyiben ezt az eljárást az egész izoarea térképre kiterjesztjük, végeredményben olyan korrigált anomália-képet nyerünk, ahol az anomáliák elhelyezkedése csak az alaphegység domborzati viszonyaitól függ, a fedőrétegek hatását elimináltuk.

Az előadás geofizikai modelleken szemlélteti a tellurikus ellenállás ( $\rho_{\sigma}$ ) korrekció menetét, megadja a legfontosabb matematikai összefüggéseket két és többreteges felépítés eselére, cilindrikus szerkezeteknél a  $\rho_{\sigma}$  korrekció elvégzése után az area értékből közvetlenül számítható az alaphegység mélysége, más szerkezeteknél viszont szükségesnek látszik a szerkezeti tényező számítás. Az előadás itt megemlíti a felülnézetben körszimmetrikus szerkezeteket, mint olyanokat, melyeknél a mélység-area érték közti formáció függvény leegyszerűsödik, ha ezt a szerkezet középpontján vizsgáljuk.

В настоящее время в Венгрии глубинное геоэлектрическое исследование проводится тремя методами: методом теллурических токов, вертикальным электрическим зондированием и магнитотеллурическим методом.

Для получения геологических сведений в основе каждого из этих методов лежит использование одного и того же физического параметра — удельного электрического сопротивления горных пород. Очевидной является целесообразность комплексного применения этих методов и использования различных их особенностей с одной стороны для получения более точных данных, и с другой стороны — для повышения экономической эффективности электроразведки. Между прочим, полезным представляется комплексирование метода теллурических токов с ВЭЗ.

Соображения, подтверждающие такое заключение сводятся к следующему. В результате проведения работ методом ТТ строится карта изоарей; выделяющиеся на этой карте аномалии связаны с глубиной фундамента, однако искажающим фактором при этом может являться горизонтальное изменение сопротивления хорошо проводящей покровной толщи. Так например, снижением сопротивления вызывается эффект, аналогичный эффекту, обусловленному погружением фундамента. При проведении в характерных пунктах карты вертикального электрического зондирования, получив сведения о сопротивлении покровной толщи, можно однозначно решить вопрос о том, вызваны ли данные аномалии изменением глубины залегания опорного горизонта, или же связаны с неоднородностями сопротивления покровной толщи.

Более точное решение проблемы достигается при введении численных поправок за изменение сопротивления, когда, зная параметры покровной толщи, мы определяем эффект,

вызываемый горизонтальным изменением сопротивления покрывной толщи для одного базисного пункта или для средней по площади величины, с оценкой величины теллурических данных в данном пункте без влияния изменения сопротивления. В случае распространения данного приема на всю карту, в конечном счете получается исправленная карта аномалий, на которой расположение аномалий зависит только от рельефа фундамента и из которой исключено влияние покрывной толщи.

В настоящей работе теллурическая поправка  $\rho\sigma$  за сопротивление рассматривается на геофизических моделях и приводятся основные математические зависимости для двухслойной и многослойной среды. При наличии цилиндрических структур, после введения поправки, глубина залегания фундамента вычисляется непосредственно из величин изоареа, однако при других формах структуры необходимым является вычисление фактора формы. Рассматриваются структуры, имеющие — смотря сверху — кругосимметричную форму, как структуры, у которых функция формы „площадь-глубина” упрощается при рассмотрении ее в центре структуры.

*Zur geoelektrischen Forschung grösserer Tiefen verwendet man zur Zeit in Ungarn drei Methoden: Tellurik, Tiefensondierung und Magnetotellurik, wobei der spezifische Widerstand der Gesteine zur Interpretation benutzt wird. Vom Standpunkte der Ökonomie empfiehlt es sich Tellurik und Tiefensondierung gemeinsam anwenden.*

*Obwohl die tellurischen Messungen uns die isoareale Karte liefern, wo die Anomalien mit der Tiefe des Grundgebirges in Verbindung stehen, jedoch die horizontale Änderung in den Deckschichten von kleinem Widerstand kann die Deutung der Aufnahme beträchtlich stören. Die Verminderung des Widerstandes erweckt z. B. den Anschein, als ob das Grundgebirge tiefer liege. Eine Tiefensondierung kann aber auf den charakteristischen Punkten der Karte die wirkliche Situation klarstellen.*

*Es wäre also eine präzisere Lösung des Problems, im Kenntnisse der Parameter der Deckschichten die isoarealen Werte mit einer Widerstandskorrektion zu verbessern.*

*Der Vortrag veranschaulicht an einigen Modellen den Gang dieser Korrektion und gibt ihre wichtigsten Formeln für den Fall von zwei und mehreren Schichten an.*

*Bei einem zylindrischen Aufbau lassen die korrigierten arealen Werte die Tiefe des Grundgebirges unmittelbar berechnen, während bei anderen Strukturen noch die Anwendung eines Formationsfaktors notwendig ist. Als Beispiel wird ein einfacher Fall, nämlich eine im Oberansicht kreissymmetrische Struktur gezeigt.*

Nagymélységű geoelektromos kutatásra Magyarországon egyre elterjedtebben alkalmazzák a tellurikát és a geoelektromos ellenállásmérést, ez utóbbin belül leginkább a dipol ekvatoriális szondázást. Mindkét módszer azonos fizikai paramétert, a kőzetek elektromos ellenállását használja fel földtani adatok nyerésére. Önként felvetődik tehát a gondolat, hogy az egyes módszereket ne külön-külön, hanem együttesen alkalmazzák és az eltérő sajátosságokat használják fel egyrészt pontosabb adatok meghatározására, másrészt a geoelektromos kutatás gazdaságosabbá tételére.

A tellurika természetes eredetű kvázistacionér áramteret használ fel a méréseknél és végeredményül olyan izoarea térképet ad, ahol a kvalitatív jellegű anomália-kép alapján következtethetünk a  $\rho_{\infty}$  szintnek megfelelő paleozoós vagy mezozoós alaphegység domborzatára. A tellurika egyike a legolcsóbb geofizikai kutató módszereknek, segítségével nagy területek gyorsan mérhetők fel. Mélyszondázásnál más a helyzet. Ez a módszer egyenáramú, mesterséges áramtérrel dolgozik. Előbbinél sokszorosan költségesebb eljárás, viszont előnye, hogy kvantitatív adatokat ad. A geoelektromos alaphegységet ( $\rho_{\infty}$  szint) mélységén kívül számszerűen meghatározza a különböző ellenállású fedőrétegek vastagságát és fajlagos ellenállását; ezenkívül megad még egy geoelektromos kutatásnál fontos tényezőt is: mekkora a geoelektromos alaphegységet alkotó kőzetek ellenállása, van-e ez olyan nagy, hogy a jobban vezető fedőrétegekhez viszonyítva az alaphegység gyakorlatilag szigetelőként viselkedjék ( $\rho_{\infty}$  szintet alkosson).

Mint látjuk a két módszer sok olyan sajátsággal rendelkezik, ami kölcsönösen kiegészíti egymást, pl. hogy csak a legfontosabbakat említsük, a  $\varrho_{\infty}$  szint értelmezése tellurikus méréseknél a szondázás adatai alapján, vagy a szondázás legkedvezőbb terítési irányainak megválasztása az izoarea anomália-kép alapján. Az Eötvös Loránd Geofizikai Intézetben 1961 óta foglalkoznak ezzel a kérdéssel, a kísérletek gondolatmenete röviden az alábbiakban foglalható össze: a tellurikus mérések befejeztével rendelkezésünkre áll az izoarea térkép; az ezen jelentkező anomáliák kapcsolatban állnak az alaphegység mélységével, de torzító tényezőként jelentkezhetik a jól vezető fedőrétegek ellenállásának vízszintes irányú változása, pl. az ellenállás csökkenése ugyanolyan hatást hoz létre, mint ha az alaphegység mélyebbre süllyedne; amennyiben az izoarea térkép jellegzetes pontjain mélyszondázást végzünk, a fedőrétegek ellenállásának ismeretében egyértelműen eldönthető, a kérdéses anomáliák mélységváltozás következményei-e, vagy pedig a fedőrétegsor ellenállás inhomogenitásával hozhatók kapcsolatba.

A probléma szabatosabb megoldása, amikor számszerű ellenállás korrekciót végzünk, és a fedőrétegsor paramétereinek ismeretében határozzuk meg, hogy egy bázisra vagy területi átlagértékre vonatkoztatva milyen hatást okoz a fedőrétegsor vízszintes irányú ellenállás változása, a vizsgált ponton mi lenne a tellurikus area érték, ha ez a változás nem lépne fel. Amennyiben ezt az eljárást az egész izoarea térképre kiterjesztjük, végeredményben olyan korrigált anomália-képet nyerünk, ahol az anomáliák elhelyezkedése csak az alaphegység domborzati viszonyaitól függ, a fedőrétegek hatását elimináltuk.

A kérdés elméleti alapjainak a tisztázása idealizált geofizikai modellek vizsgálatával oldható meg a legjobban, az így kapott, viszonylag egyszerű matematikai összefüggéseket használjuk fel a gyakorlati mérések során is.

Legegyszerűbb példaként vegyünk olyan vízszintesen rétegezett közeget, ahol az aljzat szigetelőként jelentkezik, felette jól vezető réteg helyezkedik el, mely homogén és izotróp (1. ábra). Legyen a fedőréteg vastagsága  $H$ , fajlagos ellenállása  $\varrho$ . Tételezzük fel, hogy  $M$  ponton a tellurikus áramvektor ( $E$  potenciálgadiens) időben nem változtatja nagyságát (helyesebben: bázis alkalmazásával ezt a feltételt biztosítottuk). Adott időpillanatban folyjon az áram a modell hossz tengelyével párhuzamosan, és az  $M$  ponton végzett dipol ekvatoriális (DE) szondázás áramtere is legyen ennek megfelelő irányítottágú. Kérdés, milyen  $\bar{R}$  hatótávolságnál ekvivalens a DE szondázás áramtere a tellurikus áramtérrel.

A földtani kutatásban leggyakrabban alkalmazott 20–60 sec periódus-idejű tellurikus pulzációkat jó közelítéssel tekinthetjük olyan kvázistacionér áramlásnak, melyre az Ohm-törvény differenciál alakja alkalmazható, a potenciálgadiens

$$E = i\varrho = \varrho \frac{I}{H} \quad (1)$$

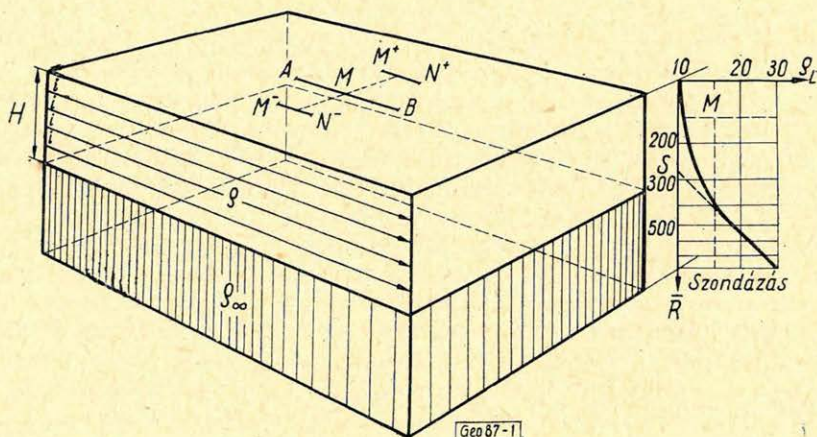
ahol  $i$  az áramsűrűség,  $I$  pedig az áram összmenyisége. Amikor az  $M$  ponton szondázást végzünk, a látszólagos fajlagos ellenállás ( $\varrho_L$ ) mélységbeni változását vizsgáljuk, a mért szondázási görbe (lásd az 1. ábrán) egyenlete

$$\varrho_L = \varrho \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\left\{ 1 + 4n^2 \left( \frac{H}{R} \right)^2 \right\}^{3/2}} \right] \quad (2)$$

ahol a görbe végső szakasza aszimptotikusan  $45^\circ$  hajlásszögű egyenessé alakul át; ez utóbbinál fennáll az alábbi egyenlőség

$$\frac{\bar{R}}{\rho_L} = \frac{h}{\rho} = \text{konst} = S \quad (3)$$

ahol  $S$  az összegezett hosszirányú vezetőképesség.



1. ábra

Nyilvánvaló, hogy a két áramtér között az ekvivalencia feltétele akkor áll fenn, amikor a Laplace-differenciálegyenlet  $\rho_L$ -re megoldott alakja (2) a differenciális Ohm-törvénynek megfelelő formát veszi fel, vagyis a (3) egyenletté  $\left(S = \frac{h}{\rho}\right)$  egyszerűsödik. Ilyen esetben

a) az áramvonalak a mérőelektrodák hatókörzetében vízszintesek és párhuzamosak,

b) mélyszondázásnál nincs értelme a potenciálgradiens meghatározásának, helyett dolgozhatunk az összegezett hosszirányú vezetőképesség fogalmával ( $S$ ), mely független az  $\bar{R}$  hatótávolságtól, számszerű értéke csak a fedőréteg vastagságától és fajlagos ellenállásától függ.

$M$  pontra vonatkozóan tehát az (1) és a (3) egyenlet alapján

$$E = \frac{I}{S}$$

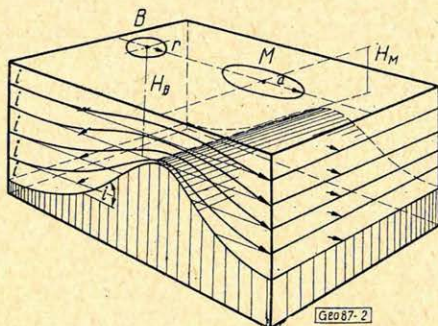
ahol  $E$  tellurikus adat,  $S$  a szondázási görbe tengelymetszetéből egyszerűen meghatározható,  $I$  a tellurikus áramok összmenyisége tetszés szerinti lehet, mivel a tellurikus bázison és  $M$  ponton az áram összmenyiség azonos; a bázisra vonatkoztatott mérések esetén tehát  $I$  számszerű értékére nem kell tekintettel lennünk

$$\frac{E_B}{E_M} = \frac{S_M}{S_B} \quad (4)$$

ahol  $E_B$  és  $S_B$  a bázisra,  $E_M$  és  $S_M$  pedig az  $M$  pontra vonatkozó adat.

További lépésként vizsgáljuk meg az áramterek kialakulását olyan cilindrikus szerkezeten, ahol feltételezzük, hogy az antiklinális méretei olyanok, ami dipol ekvatoriális (DE) szondázásnál is biztosítja az ideális feltételeket (a határfelület a szondázás hatótérében vízszintes síklap, dőlt síklap, vagy olyan felület, melynél a kétoldali DE szondázás középérték görbéjénél a felület görbültségéből adódó hatás  $S$  meghatározását nem befolyásolja). Amennyiben figyelembe vesszük a tellurikus áramok körforgását, cilindrikus szerkezetenél a tellurikus area érték és a potenciál gradiens közti összefüggés lineáris, mint azt Kunetz Géza kimutatta (2. ábra)

$$A^{-1} = \frac{T_B}{T_M} = \frac{r}{a} = \frac{E_B}{E_M}$$



2. ábra. A tellurikus áramtér kialakulása cilindrikus szerkezeten (Kunetz Géza nyomán)

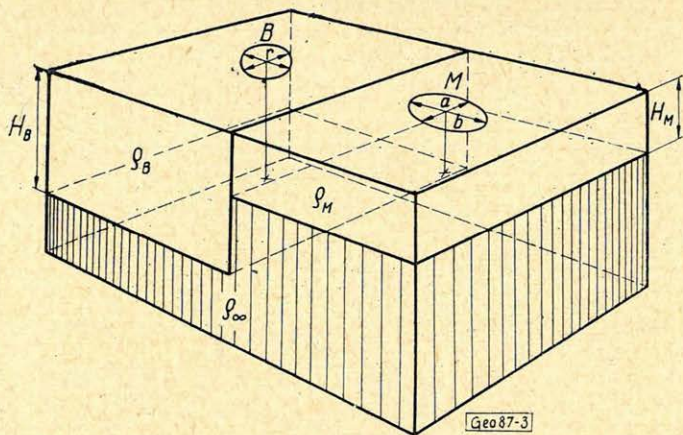
ahol  $T_B$  a bázis-kör területe, „ $r$ ” a bázis-kör sugara,  $T_M$  az  $M$  ponton mért ellipszis területe, „ $a$ ” ennek az ellipszisnek nagy tengelye,  $E_B$  és  $E_M$  a potenciálgradiens értéke, ha a tellurikus áramok az antiklinális tengelyére merőlegesen folynak. Amennyiben a  $B$  és  $M$  ponton szondázást végzünk

$$A^{-1} = \frac{E_B}{E_M} = \frac{S_M}{S_B} = \frac{H_M}{H_B} \quad (5)$$

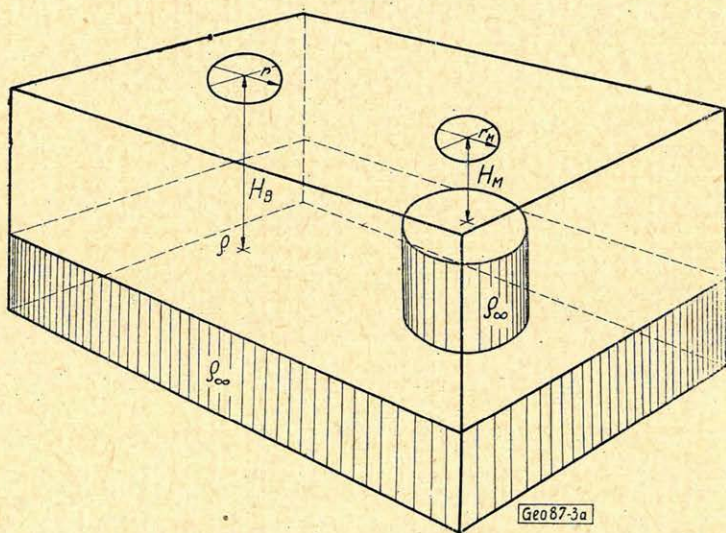
(5) egyenlet érvényes a 3. ábrán bemutatott modellre is, ha a  $B$  és  $M$  pont egyrészt elegendő közel van a vertikális határfelülethez, és így tellurikus vonatkozásban a vertikális határfelülettel párhuzamosan folyó áramlás esetén a fedőrétegekben ( $Q_M$  és  $Q_B$ ) teljes az „áramkiegyenlítődé”, ugyanakkor a két pont elegendő távol van ahhoz, hogy DE szondázásnál a vertikális határfelület „oldalhatása” gyakorlatilag már ne érvényesüljön. Mivel a két fedőréteg ellenállása eltér egymástól

$$S_B = \frac{H_B}{Q_B}; \quad S_M = \frac{H_M}{Q_M}$$

$$A^{-1} = \frac{E_B}{E_M} = \frac{S_M}{S_B} = \frac{H_M}{H_B} \cdot \frac{Q_B}{Q_M} \quad (6)$$



3. ábra



3a. ábra. Felülnézetben körszimmetrikus szerkezet

(5) és (6) egyenlet figyelembevételével több a gyakorlati kutatás szempontjából is érdekes megállapítás tehető.

a) Amennyiben két pont között a fedőrétegnek nemcsak a vastagsága, hanem fajlagos ellenállása is változik, akkor tellurikus ellenállás korrekció végezhető; ha szondázás segítségével a bázison és egy tetszőleges M ponton meghatározzuk a fedőréteg fajlagos ellenállását ( $\rho_B$  és  $\rho_M$ ) akkor

$$A^{-1} = A_{\sigma}^{-1} \frac{\rho_M}{\rho_B} \quad (7)$$

ahol  $A^{-1}$  az M ponton mért area érték,  $A_{\sigma}^{-1}$  pedig a korrigált area érték, amit akkor mérnénk, ha az M ponton a fedőréteg ellenállása a bázissal megegyező lenne.

b) Cilindrikus és a gyakorlatilag ennek megfelelő szerkezeteknél  $A_{\sigma}^{-1}$  ismeretében számítható M ponton  $\rho_{\infty}$  szint mélysége, ha a bázison ismerjük a mélységet

$$H_M = A_{\sigma}^{-1} H_B \quad (8)$$

c) Nem cilindrikus szerkezeteknél, pl. az 3a ábrán ismertett felépítésnél, ha M pont a felülnézetben körszimmetrikus formáció középpontja fölött fekszik, s a bázis elegendően messze van a formációtól, az area érték körterületek hányadosából adódik. Emiatt a potenciál gradienssel négyzetes az összefüggés

$$A^{-1} = \frac{T_B}{T_M} = \frac{r^2}{r_M^2} = \frac{E_B^2}{E_M^2}$$

ahol  $r$  a báziskör,  $r_M$  pedig az M ponton mért kör sugara

$$\frac{E_B}{E_M} = \psi_{\alpha} \sqrt{A^{-1}} = \alpha \frac{H_M}{H_B} \frac{\rho_B}{\rho_M} \quad (9)$$

$\alpha$  itt a formáció átmérőjétől és magasságától függő arányossági tényező.

Általános esetben célszerű a szerkezeti tényező fogalmát bevezetni, vagyis amikor a két ideálisnak tekinthető határeset egyike sem áll fenn (a vizsgált földtani szerkezet sem nem cilindrikus, sem pedig nem felel meg a c) pontban felsorolt feltételnek — nem „körszimmetrikus”)

$$H_M = f \left( A^{-1} \frac{\rho_M}{\rho_B} \right) H_B$$

ahol  $f$  szerkezeti tényező nagyságára

$$f(A^{-1}) \neq \frac{E_B}{E_M} = \frac{S_M}{S_B} \quad (10)$$

egyenlőtlenség alapján következtethetünk az azonos ponton végzett tellurikus mérés, valamint mélyszondázás adatainak felhasználásával.

*Összefoglalva az elmondottakat:* a tellurikus ellenállás korrekció nem választható el a szerkezeti tényező kérdésétől, kivéve azt a kedvező esetet, amikor cilindrikus szerkezetekkel van dolgunk. Ilyenkor az ellenállás korrekció elvégzése után az area értékből közvetlen számítható az alapegység mélysége, ha ezt egyetlen ponton — a tellurikus bázison — ismerjük.

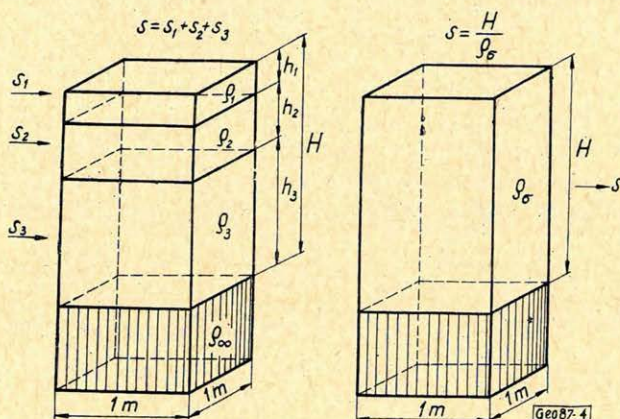
Az eddigiekben olyan modelleket vizsgáltunk, ahol  $\rho_{\infty}$  szint fölött egyetlen fedőréteg helyezkedett el. Az ellenállás korrekció valamely bonyolultabbá válik, ha több fedőréteggel van dolgunk. Ilyen esetben Hummel-tételéből indulhatunk ki, s ezt alkalmazva a kvázistacionér tellurikus áramtérre, meghatározhatjuk egyetlen olyan geoelektromos réteg ellenállását, ami a fedőrétegsorral egyenértékű, vagyis

- a) vastagsága a fedőrétegsor vastagságával egyenlő,  
 b) a geoelektromos réteg felszínén jelentkező potenciál gradiens megegyezik a fedőrétegsoron mért potenciál gradienssel.

Az elmondottak más szavakkal kifejezve azt jelentik, hogy amennyiben adott ponton eltekintünk a fedőrétegsor vezetőképességének horizontális irányú függőségétől, akkor fenti két feltétel kielégítése esetén egy adott ponton mért tellurikus area érték egyenlő az ezt „elméletileg helyettesítő”  $\rho_{\sigma}$  fajlagos ellenállású réteg felszínén mérhető area értékkel. Eltekintve a matematikai meghatározástól,  $\rho_{\sigma}$  fizikai értelmezését a fedőrétegsor összegezett hosszirányú vezetőképességéből kiindulva adjuk meg

$$S = S_1 + S_2 + \dots + S_n = \frac{h_1}{\rho_1} + \frac{h_2}{\rho_2} + \dots + \frac{h_n}{\rho_n}$$

ahol  $S$  a 4. ábrán látható  $1 \text{ m}^2$  alapterületű,  $H$  magasságú, heterogén paralelepipedon elektromos vezetőképessége, ha az áram iránya az ábrán jelzettnek



4. ábra.  $S$  és  $\rho_{\sigma}$  fizikai értelmezése

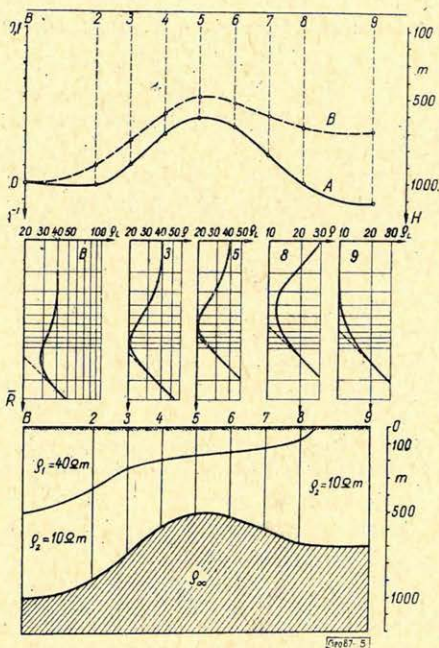
megfelelő. Ezzel számszerűleg megegyezik annak a homogén paralelepipedonnak a vezetőképessége, melynek fajlagos ellenállása  $\rho_{\sigma}$ , magassága  $H$ , tehát

$$\rho_{\sigma} = \frac{H}{S} \quad (11)$$

Adott ponton a fedőrétegsor összegezett hosszirányú vezetőképessége ( $S$ ) és vastagsága ( $H$ , ami azonos  $\rho_{\infty}$  szint mélységével) szondázással határozható meg.  $\rho_{\sigma}$  ismeretében a tellurikus ellenálláskorrektió visszavezethető a (7) egyenletre

$$A^{-1} = A_{\sigma}^{-1} \frac{\rho_{\sigma M}}{\rho_{\sigma B}}$$

ahol  $\rho_{\sigma M}$  és  $\rho_{\sigma B}$  a fedőrétegsorral egyenértékű geoelektromos réteg fajlagos ellenállása (vagy a gyakorlatban elterjedtebb kifejezéssel: a fedőrétegsor eredő fajlagos ellenállása) az M ponton, illetve a bázison.



5. ábra.  $\rho_{\sigma}$  ellenállás korrekció cilindrikus szerkezeten ( $A$  = mért tellurikus szelvény görbe,  $B$  = korrigált tellurikus szelvény görbe)

Az 5. ábra cilindrikus szerkezet metszetén mutatja be a tellurikus ellenállás korrekció menetét. A modell  $\rho_{\infty}$  szintje antiklinálist alkot. Az úgynevezett geoelektromos vezérréteg ( $\rho_V$ ) ellenállása 10 ohmm. A szelvény bal oldalán helyezkedik el a bázis, a  $\rho_{\infty}$  szint mélysége itt 1000 m, felette települ az 500 m vastag vezérréteg és e fölött található az ugyancsak 500 m vastag, 40 ohmm ellenállású fedőréteg. Ez utóbbi az antiklinális irányában fokozatosan vékonyodik, majd kiékelődik. Az ábra felső részén látható az area szelvény, baloldali ordinátán az area érték, jobboldali ordinátán az ennek megfelelő mélység van feltüntetve. Az egyes mérési pontok fölött a kétoldali DE szondázás középérték görbéje látható. Az A-val jelzett görbe a modellen „mért” area szelvényt adja meg, a B-vel jelzett görbe pedig a  $\rho_{\sigma}$  ellenállás korrekció elvégzése után kapott görbét. Mint látjuk, az A görbe együttes hatást tükröz vissza, a fedőrétegsor hatása miatt a 9. ponton pl. 420 m-rel (60%) nagyobb mélységet ad meg a valóságnál. A fedőrétegsor hatása a szelvény jellegképét is befolyásolja; a modellen a valóságban aszimmetrikus antiklinálist ábrázol, ahol a baloldali szárny fekszik mélyebben, az A görbe viszont ezzel éppen ellentétes jellegű, a jobboldali szárny fekszik mélyebben. A  $\rho_{\sigma}$  ellenállás korrekcióval szerkesztett B görbén ezek a hatások nem tükröződnek, a szelvény görbe a valóságos mélységeket adja meg.

Az előadás szerves kiegészítését képezi Erkel A. hozzászólása, ezért alábbiakban ezt közöljük.

A Geofizikai Intézetben terepi mérések földtani értelmezésénél kísérletképpen 1963. évben számítottak először  $\rho_{\sigma}$  korrekciót. Dél-Dunántúlon 1962-ben kb. 1500 km<sup>2</sup>-es terület tellurikus kutatását végeztük el, ennek Hobot József által szerkesztett izoarea térképét a 6. ábra szemlélteti.

A jellemző anomáliákon DE szondázásokat végeztek; ezek a geoelektromos alaphegység fölött három eltérő ellenállású réteget mutattak ki. A legfelső réteg fajlagos ellenállása átlagértékben 100 ohmm, a közbülsőé 25 ohmm, a legmélyebben fekvő réteggé pedig 13 ohmm. A fedőrétegsor eredő fajlagos ellenállását döntő mértékben a legmélyebben fekvő 13 ohmm-es réteg alakította ki, ennek vastagsága helyenként elérte az 1500 métert. A DE szondázások szerint a terület nagyrészen az eredő fajlagos ellenállás változása nem jelentős,  $\rho_{\sigma}$  területi átlagértéke 13,2 ohmm  $\pm$  4%. Ellenállás korrekcióra csak néhány helyen volt szükség, itt izoarea anomáliákkal kapcsolatban a szondázások jelentős  $\rho_{\sigma}$  változást mutattak ki.

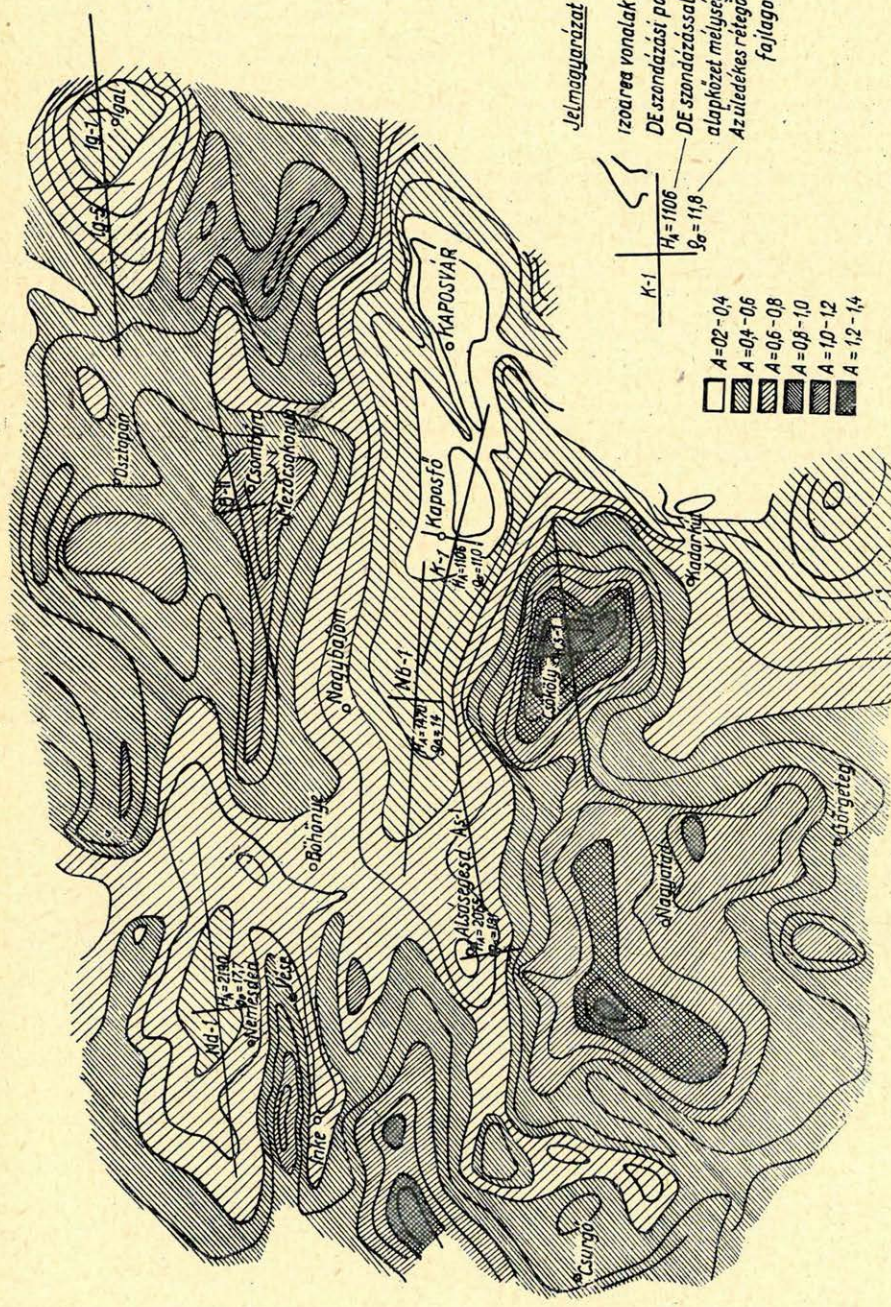
A Cs-1 ponton az eredetileg mért area érték 1,48, ebből az  $A-H$  függvény alapján számított tellurikus mélység 4360 m;  $\rho_{\sigma}$  korrekció után az area érték 0,87-re csökkent, ebből a mélység 2570 m. A DE szondázásból meghatározott mélység 2520 m. A mérések befejezte után Csökölytől Ny-ra fúrást mélyítették le. Ez torton és helvét rétegek alatt 2600 m mélyen ütötte meg a paleozoikumot.

Nemesdédnél a csökölyivel éppen ellentétes jelenség lépett fel, itt a fedőrétegsor eredő fajlagos ellenállásának növekedése izoarea maximumot okozott. A mért tellurikus adatokból számított mélység 1710 m, a korrigált mélység 2300 m, a szondázásból számított mélység 2100 m. Azokon a területeken, ahol a fedőrétegsor eredő fajlagos ellenállása a területi átlagtól nem tér el, a tellurikus mélységadatok önmagukban is jó megegyezést adtak a szondázással meghatározott mélységre.

Pl. a Kaposfő Nagybjom-i izoarea maximumon a K-1 ponton tellurikus  $A-H$  függvény alapján az alaphegység mélysége 1010 m, DE szondázás alapján ( $\lambda = 1,60$  átlagot figyelembe véve) 1100 m. A kaposfői 1. fúrás az alsó-pannon rétegek alatt 1106 m-ben ütötte meg a paleozoikumot.

Nagybjom községnél a tellurikus mélységadat 1390 m, a szondázásból számított mélység 1470 m.

Mint látjuk, a mélységadatok a két módszer között jó megegyezést mutatnak, bár az eredmények fúrással még csak részben ellenőrizettek. Mindenesetre annyi már az eddigiekből is megállapítható, hogy a tellurikus mérések ellenállás korrekciójával érdemes foglalkozni. Amennyiben a szondázásokat kellőképpen sűrítik, a köztes területeken interpolációval számítható  $\rho_{\sigma}$  értéke, s ez alapon megszerkeszthető a terület  $\rho_{\sigma}$  változásának térképe. Ennek birtokában bármely tellurikus ponton korrekciószámítás végezhető, ha ezt az eredő fajlagos ellenállás változása indokoltá teszi. Dél-Dunántúlon kedvezőek voltak a szerkezeti adottságok, a  $\rho_{\sigma}$  korrekció elvégzése után már közvetlenül megadható volt a geoelektromos alaphegység mélységtérképe. Más területen végzett kísérletek viszont arra utalnak, hogy sok esetben mélységtérkép szerkesztése csak a szerkezeti tényező számítás elvégzése után lehetséges. Teljesítmény adatokat tekintve az eddigi tapasztalatok szerint 100 km<sup>2</sup> felméréséhez kb. 40 tellurikus pontra és maximum 1-2 DE szondázásra van szükség.



6. ábra. A DE szondázások elhelyezkedése a tellurikus izorea térképen

- Helbig, K.*: Graticules for the Complete Determination of the Magnetic Field of Homogeneously Magnetised Cylindrical Bodies with Arbitrary Cross Section and Finite Lateral Extension. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 2. sz. 147–172. l.
- Gay, S. P. Jr.*: Discussion of „The Interpretation of Magnetic Anomalies due to Dykes”. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 3. sz. 333–334. l.
- Hood, P.*: The Königsberger Ratio and the Dipping-Dyke Equation. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 4. sz. 440–456. l.
- Hughson, J. T.*: The Calculation of Total-intensity Magnetic Anomalies for Certain Bodies by Digital Computer. = Geophysics, 1964. 29. köt. 1. sz. 54–66. l.
- Baranov, V. – Naudy, H.*: Numerical Calculation of the Formula of Reduction to the Magnetic Pole. = Geophysics, 1964. 29. köt. 1. sz. 67–69. l.
- Carmichael, C. M.*: The Magnetization of a Rock Containing Magnetite and Hemioilmenite. = Geophysics, 1964. 29. köt. 1. sz. 87–92. l.
- Bhattacharyya, B. K.*: Magnetic Anomalies due to Prism-shaped Bodies with Arbitrary Polarization. = Geophysics, 1964. 29. köt. 4. sz. 517–531. l.
- Reford, M. S.*: Magnetic Anomalies over Thin Sheets. = Geophysics, 1964. 29. köt. 4. sz. 532–536. l.
- Kontis, A. L. – Young, G. A.*: Approximation of Residual Total-Magnetic-Intensity Anomalies. = Geophysics, 1964. 29. köt. 4. sz. 623–627. l.
- Raszpopov, O. M. – Janovszkij, B. M.*: A földmágneses Z-komponens függőleges gradiensének tere a kelet-ázsiai anomália ÉNy-i szárnya felett. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 4. sz., 548–551. l.
- Hramov, A. N. – Andrejeva, O. L.*: A zavaró tér meghatározásának felhasználása a kőzetek primér mágnesezettségi irányának megállapítására. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 4. sz., 552–555. l.
- Vlaszov, A. Ja. – Zvegincev, A. G.*: Mesterséges üledékek mágnesezettségének önforgása. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 4. sz., 556–561. l.
- Vlaszov, A. Ja. – Kovalenko, G. V.*: Mesterséges üledékek mágneses anizotrópiája. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 8. sz., 1206–1220. l.
- Vlaszov, A. Ja. – Kovalenko, G. V.*: Üledékes kőzetek mágneses anizotrópiája. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 12. sz. 1789–1800. l.

## Mélyfúrású Geofizika

- Sax, L. R. – Hartenberger, R. A.*: Theoretical Prediction of Seismic Noise in a Deep Borehole. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 714–720. l.
- Douze, E. J.*: Signal and Noise in Deep Wells. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 721–732. l.
- Goodell, R. R. – Fay, C. H.*: Borehole Gravity Meter and its Application. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 774–782. l.
- Al'pin, L. M.*: Az ellenállás-lyukszelvényezés elméleti alapfeladatának megoldása. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 2. sz., 236–238. l.
- Ponomarev, V. N. – Bahvalov, A. N.*: A belső mágneses tér méréseinek felhasználása a rétegszerű testek településének meghatározására. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 3. sz., 360–369. l.
- Kaufman, A. A., Szocsel'nyikov, V. V.*: Az indukciós karotázs elmélete korlátozott vastagságú rétegekben. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 7. sz., 1007–1020. l.
- Guberman, S. A. – Ovcsinnjikova M. I.*: A földtani rétegsor statisztikai jellemzőinek néhány alkalmazási lehetősége (neutronkarotázs). = Izv. Akad. Nauk, 1964. 7. sz., 1021–1029. l.
- Szenyko-Bulatnij, I. N.*: Gamma-spektrométeres folyamatos aktivációs karotázs bauxitelfordulásokon. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 7. sz., 1030–1036. l.
- Berzon, I. Sz.*: A szeizmikus hullámok tanulmányozásának néhány eredménye fúrólyukak torpedózása esetében. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 9. sz., 1308–1333. l.

# A vezérszint meghatározása tellurikus méréseknél

ERKEL ANDRÁS

*A cikk a tellurikus mérések kvantitatív értelmezésének néhány alapvető problémáját veti fel, s javasol néhány megoldást. Megállapítja, hogy az  $A-H$  függvény logaritmált alakja ideális kutatási feltételek mellett lineáris. Változó fajlagos ellenállású rétegsor  $A-H$  függvényének szedimentációs koefficiense  $1 < b > 1$ , ami azt eredményezi, hogy a hagyományos módon végzett vezérszint mélység-meghatározás  $\pm 50\%$ -os hibával terhelt is lehet. A dolgozat javaslatot tesz, hogyan lehet a mélység-számítás hibáját a szedimentációs koefficiens empirikus meghatározása után csökkenteni, s miként lehet, egy adott szelvényen, az  $A-H$  függvényből a szelvény elektromos modelljét megszerkeszteni.*

*Излагаются некоторые основные вопросы вычисления глубины залегания фундамента на основе работ методом теллурических токов. Изучению подвергается изменение коэффициента осадков, входящего в функцию площадь-глубина и зависящего от параметров  $h$  и  $q$  осадочной толщи. Зная условия залегания пластов под базисной станцией, при помощи описываемого метода из функции  $A-H$  можно построить электрическую схему данного района.*

*Es werden einige grundlegende Fragen der Tiefenbestimmung des Grundgebirges an Hand von tellurischen Messungen behandelt. Die Untersuchung erstreckt sich auf die Änderung des Sedimentationskoeffizienten der Area-Tiefe-Funktion, die von den Parametern  $h$  der Sedimentschichtenreihe abhängt. Auf Grund des mitgeteilten Verfahrens ist aus der  $A-H$ -Funktion das elektrische Modell eines Gebietes konstruierbar, wenn die Schichtenverhältnisse unter dem Basispunkt bekannt sind.*

## Bevezetés

A tellurikus mérések kvantitatív kiértékelése, vagyis a  $q_{\infty}$  ellenállású szint pontos mélységének meghatározása még máig sem teljesen megoldott feladat. A módszer elvi alapjainak kidolgozásakor feltételezték, hogy a szilárd és közel  $q_{\infty}$  ellenállású medencealjzatot, egy olyan  $q_1$ -gyel jellemezhető laza üledék fedi, mely elektromosan homogén, s mivel rendszerint egy geológiai kor képződménye, ellenállása nagy területekre kiterjedően változatlanok fogadható el (1, 2, 3). A kutatások későbbi elterjedése során, a fúrásokkal is ellenőrzött területen azt tapasztalták, hogy míg a TE mérésekből számított vezérszint mélysége néhol igen kis hibaszázalékon belül megegyezik valamely geológiai szint mélységével, addig máshol a mélységszámítás hibája elérte + vagy  $-50\%$ -ot is (4). Talán éppen a kezdeti sikertelenségek miatt fordulhatott elő az, hogy a TE méréseket egyes országokban teljesen abbahagyták. A TE méréseknek, főleg a szocialista országokban való elterjedése során, az egyre több mérési tapasztalat, a kutatás elméleti alapjainak fejlődése már lehetővé teszi, hogy a módszer kvantitatív adatszolgáltatásának kidolgozását napirendre tűzzük.

A TE mérési adatok kritikai vizsgálatát rendszerint valamely más módszer eredményeivel való összehasonlítás képezi. Ilyenek lehetnek:

- a) Fúrási mélység ( $H_F$ ) és az elektromos lyukszelvényezésből számítható  $h-q$ , és „ $S$ „ adatok.
- b) Szeizmikus refrakciós szelvényekből meghatározott alaphegység mélységadatok.
- c) A DE szondázás  $H-S-q_0$  adatai.

A tellurikus mérési eredmények minőségének kritikai vizsgálatát az elmúlt évek hazai gyakorlatában a fúrásokból kapott mélységadatokkal való összehasonlítás képezte. Ennek, a főként statisztikus adatvizsgálási módszernek négy fontosabb megállapítása volt:

1. Az area-mélység (függvény logaritmált alakja lineáris és a következő formában adható meg:

$$\log A = \log a - b \cdot \log H \quad (1)$$

ahol  $A$  = az izoarea érték,

$H$  = a geoelektromos vezérszint mélysége,

$a$  = az egységnyi üledék vastagság feletti potenciálgradiens nagysága.

$b$  = szedimentációs koefficiens, melynek nagysága az üledéket alkotó  $h - \rho$  paraméterek változásának arányától függ.

A „ $b$ ” elnevezése régebbi – főleg modell – vizsgálatainknál struktúra-koefficiens volt, mivel értéke nagyobb dőlésszögek esetén ( $\alpha > 10^\circ$ ) a  $h - \rho$  paraméterek változása mellett azok dőlésétől is függ. Jelen vizsgálatainknál feltételezzük, hogy a rétegek dőlése kicsi ( $\alpha < 6^\circ$ ) és „ $b$ ” értékét csak a rétegparaméterek változásának függvényében vizsgáljuk. Mivel a rétegek ellenállása az üledékképződésben résztvevő üledékek fajlagos ellenállásának függvénye, jelen esetben „ $b$ ”-t szedimentációs koefficiensnek nevezük.

2. Ha a fúrási mélység és az area értékek alapján megszerkesztjük az (1) függvényt, megállapítható, hogy „ $a$ ” és „ $b$ ” koefficiensek értéke területenként változik, tehát egy függvény csak egy bizonyos körzetben érvényes.

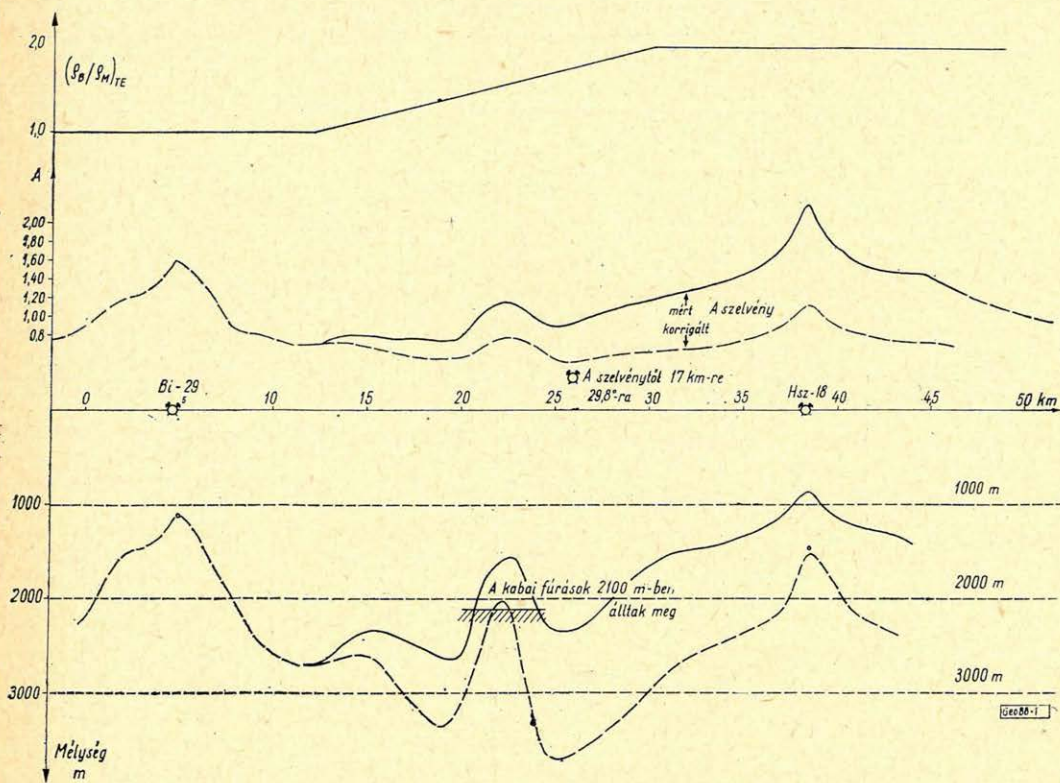
3. A függvény szedimentációs koefficiense az egységhez közel áll, de az üledék paraméterei és a koefficiens értéke közti további összefüggés teoretikusan nincs megállapítva. Bebizonyosodott, hogy  $b \approx 1$  azon területen, ahol a közel végtelen ellenállású medencealjzatot egységes kőzetfejlődésű, ellenállás homogén üledéksor fedi. Ilyen hazai tapasztalatok alapján a biharnagybajomi és a dél-dunántúli nagy vastagságú halocén – pleisztocén összletekkel fedett paleozoós medencék területe.

4. Nem végtelen ellenállású, változó kőzetkifejlődésű területeken „ $b$ ” értéke az egységtől eltér. Ilyen pl. Hajdúszoboszló és környéke, ahol a szilárd medence aljzatra a viszonylag nyugodt kifejlődésű, nagy vastagságú halocén – pleisztocén üledék alatt a nem végtelen ellenállású, inhomogén paleogén – mezozoós rétegsor is megtalálható.

A hazai méréstapasztalatokat röviden összefoglalva megállapítható, hogy pusztán tellurikus mérésekből a szilárd medencealjzat mélysége (a  $\rho_\infty$  ellenállású elektromos vezérszint)  $\pm 5 - \pm 50\%$  közötti pontossággal határozható meg. Ezt a véleményt képviselte az 1958–59-es évek külföldi szakirodalmá is (5). Az egyéb módszerek fejlődése ezt a kétségtől elöntetlen helyzetet jelentősen megváltoztatta. Ezeket az alábbiakban foglaljuk össze:

a) Mélyszondázással meghatározható a fedőüledék ellenállása, s ennek ismeretében korrigálható az olyan izoareaanomáliák, amelyek a  $\rho_\sigma$  horizontális változásából adódnak.

b) A magnetotellurikus szelvényezésből meghatározható  $\rho_{MT}$  adatokkal korrigált izoarea értékek szintén kielégítő pontossággal adják meg a vezérszint mélységét (1. ábra).



1. ábra. A magnetotellurikus mérésekkel korrigált area értékből végzett vezérszint mélységszámítás a Bi – Hsz szelvényen

c) Ha az A – H függvényt megtudjuk szerkeszteni, a tellurikus mélységszámítás pontossága is közel egy nagyságrenddel javítható (1. táblázat).

Ezen eredményekről a X. Szimpózium néhány más előadása számolt be részletesen.

### Az A – H függvény vizsgálatának elméleti feltételei

Az A – H függvény elemzéséhez néhány alapvető feltételt kell lerögzítenünk. Ezek:

1. Az adott rétegellenállás és mélységviszonyoknál az árambehatalás az üledék teljes keresztmetszetére érvényes, vagyis az átlagperiódus a  $\rho - \sqrt{T}$  függvény „S” intervallumára esik. Ezt fejezi ki az alábbi egyenlőtlenség

$$10 \frac{H^2}{\rho_1} < T < 4,5 \cdot \frac{H^2}{\rho_1} \cdot \rho_n \quad (2)$$

A mélységszámítás tellurikus mérésadatokból a Pü—2 bázisra

1. Fúrás	2. $H_m$	3. log H	4. log 100 A	5. $H_{TL}$	6. $H_{TL}^{\%}$	7. $H_{TK}$	8. $H_{TK}^{\%}$
			Pü - Hsz				
Hsz - 18	1308	3,140	2,341	710	- 52,0	1450	- 1,8
H - 1	1442	3,159	2,440	690	- 52,2	1420	- 1,5
El - 2	1720	3,235	2,316	1150	- 53,0	1730	- 0,5
Ht - 1	1560	3,195	2,274	910	- 41,6	1820	+ 15,6
Pü - 2	1970	3,294	2,000	1970	0,0	1970	0,0
					+ 45%	H%	± 5%
			Pü - Bi				
Bi - 29	1123	3,050	2,182	1123	0,0	1125	0,0
Bi - 27	1104	3,041	2,163	1050	- 4,9	1050	- 4,9
Bi - 17	1272	3,103	2,096	1230	- 3,3	1260	- 1,0
Bi - 2	1463	3,165	1,984	1550	+ 6,1	1480	+ 1,2
Bi - 25	1900	3,285	1,878	1950	+ 2,6	1875	- 1,3
Bi - 7	1165	3,062	2,122	1142	- 2,0	1150	+ 6,0
Bi - 18	1500	3,172	1,930	1680	+ 12,0	1590	0,0
Sze - 1	1957	3,292	2,000	1960	+ 0,2	1957	0,0
Pü - 2	1970	3,294	2,000	1970	0,0	1970	0,0
					± 5,0%	H%	± 5,0%
			Pü - Kő				
K - 16	1893	3,281	2,015	1130	- 42,5	1890	+ 0,1
K - 2	1531	3,186	2,125	860	- 44,6	1490	- 2,7
K - 1	1330	3,124	2,199	720	- 45,8	1305	- 1,9
K - 5	1630	3,215	2,099	935	- 42,8	1610	- 1,2
K - 3	1812	3,269	2,047	1065	- 40,1	1780	- 1,8
Pü - 2	1970	3,294	2,000	1970	0,0	1970	0,0
					+ 43%	H%	± 5%

H = fúrással kimutatott alaphegység mélysége.

$H_{TL}$  = tell. értékekből lineárisan számított szint.

$H_{TK}$  = tell. értékekből, az A - H függvényvel korigált mélység.

ahol H = az üledék vastagsága kilométerben,

$\varrho_1$  = az üledék fajlagos ellenállása,

$\varrho_n$  = az elektromos vezérszint ellenállása,

T = a kiértékelésben felhasznált variációk átlagperiódusa sec-ben.

Az elméleti vizsgálatoknál a frekvenciafüggéstől eltekintünk, és  $\varrho_n = \infty$ -t tételezünk fel.

2. Feltételezzük, hogy a felszíni potenciálgradiens értéke a klasszikus alapgyenletekkel írható fel:

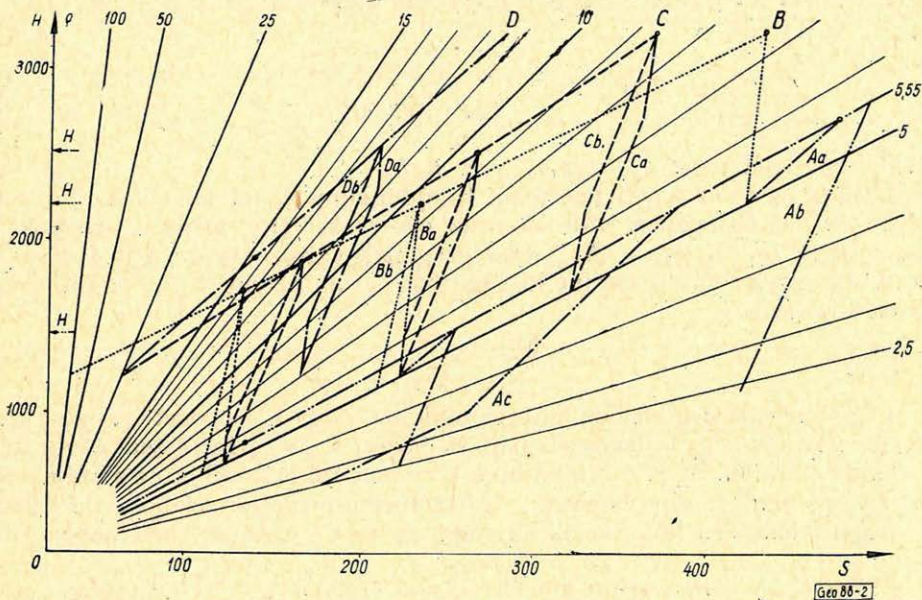
$$\Delta V_M = \varrho_M \cdot \frac{\Delta V \cdot I}{H_M} \quad (3)$$

$$S = \sum_1^n \frac{h_i}{\rho_i}, \Delta V = \frac{1}{S}; A = \frac{\Delta V_M}{\Delta V_B} = \frac{S_B}{S_M} \quad (4)$$

$$A = \frac{\rho_M}{\rho_B} \cdot \frac{H_B}{H_M} \quad (5)$$

3. Számításainkból a dőlésirányú potenciálgradienst, terepi méréseknél pedig az „A” értéket használjuk fel.

4. Feltételezzük továbbá, hogy a potenciálmérés távolsága a szelvényvastagságváltozás méreteihez képest elhanyagolható (vagyis a rétegdőlés nem haladja meg az 5–6°-t, és az egyes rétegek síklapokkal határoltak), tehát a struktúra coeff. elhanyagolható.



2. ábra. Nomogram az eredő hosszirányú vezetőképesség meghatározására. Az A, B, C és D típusú szelvények H – ρ diagramja

Az „S” számításokat egy a 2. ábrán látható módon nomogram segítségével egyszerűen úgy végezzük el, hogy idealizált szelvénytípusokat hozunk létre, megvizsgáljuk mi az összefüggés kiinduló alapegyenleteknek alapján (2–5 egyenlet) a szedimentációs koeficiens és a rétegpáraméterek között. A szelvény típusokat I–IV. főeset néven az alábbiakban részletezzük.

I. főeset  $b = 1$

A 3A ábra szerinti rétegelrendeződés esetén, az A–H függvény lineáris ( $b = 1$ ), és a  $\rho_\infty$  szint mélysége a

$$H_M = H_B \cdot A^{-1} \quad (6)$$

egyszerű összefüggés alapján számítható. (Az „M” és „B” index a mozgó, illetve bázisállomást jelöli). Leszögezhető és könnyen bebizonyítható, hogy ez az összefüggés érvényes minden olyan esetre, ahol a fedőüledék ellenállása az egész szelvény mentén állandó. Ez a feltétel lehetséges, pl. az alábbi esetekben is:

a) Az alaphegységet  $\varrho_1 = \text{const.}$  üledék fedi.

b) A  $\varrho_1 - \varrho_2$  két réteg esetén a  $\varrho_{12}$  eredő ellenállás a szelvény minden pontján ugyanaz, vagyis kielégíti a

$$\varrho_{12} = \varrho_2 \frac{1 + \nu_2}{\mu_2 + \nu_2} \quad (7)$$

egyenletet, amelyben  $\mu_3 = \varrho_2/\varrho_1$ ,  $\nu_2 = h_2/h_1 \text{ const.}$

c) Három réteg esetén pedig a  $\varrho_{123}$  eredő ellenállása a

$$\varrho_{123} = \varrho_2 \cdot \varrho_3 \cdot \frac{1 + \nu_2 + \nu_3}{\mu_2 \mu_3 + \mu_3 \nu_2 + \mu_2 \nu_3} \quad (8)$$

egyenletnek felel meg  $\mu_3 = \varrho_3/\varrho_1$ ,  $\nu_3 = h_3/h_1$ .

A b) és c) pont alatti feltételek tulajdonképpen azt fejezik ki, hogy az üledék összvastagságának változása az egész szelvény mentén arányos az egyes rétegek ( $h_1, h_2, h_3 \dots h_{An}$ ) vastagságának változásával. A 3A ábra az ismertett elgondolások szerint kiszámított három azonos  $b = 1$  koefficiensű variációt ábrázol.

## II. főeset $b < 1$

A 3B ábrának megfelelően feltételezzük azt, hogy  $h_2 = \text{const.}$  az egész szelvény mentén, és a  $\varrho_2$  fajlagos ellenállású kőzet, a  $\varrho_\infty$  szintre települve azzal mindenkor paralel. Ilyen esettel állunk szemben akkor, amikor az alaphegység felszínét egy mállott zóna borítja, s ez bár kőzetanyagában azonos, ellenállásában mégis jelentősen különbözik az alaphegység ( $\varrho_\infty$  szint) elektromos szintjétől.

Ekkor a 3B ábra szerinti két ekvivalens szelvényre a  $H - \varrho$  függvényt az alábbi egyenlet jellemzi:

$$H - h_2 = \varrho_1 \left( S - \frac{h_2}{S_2} \right) \quad (9)$$

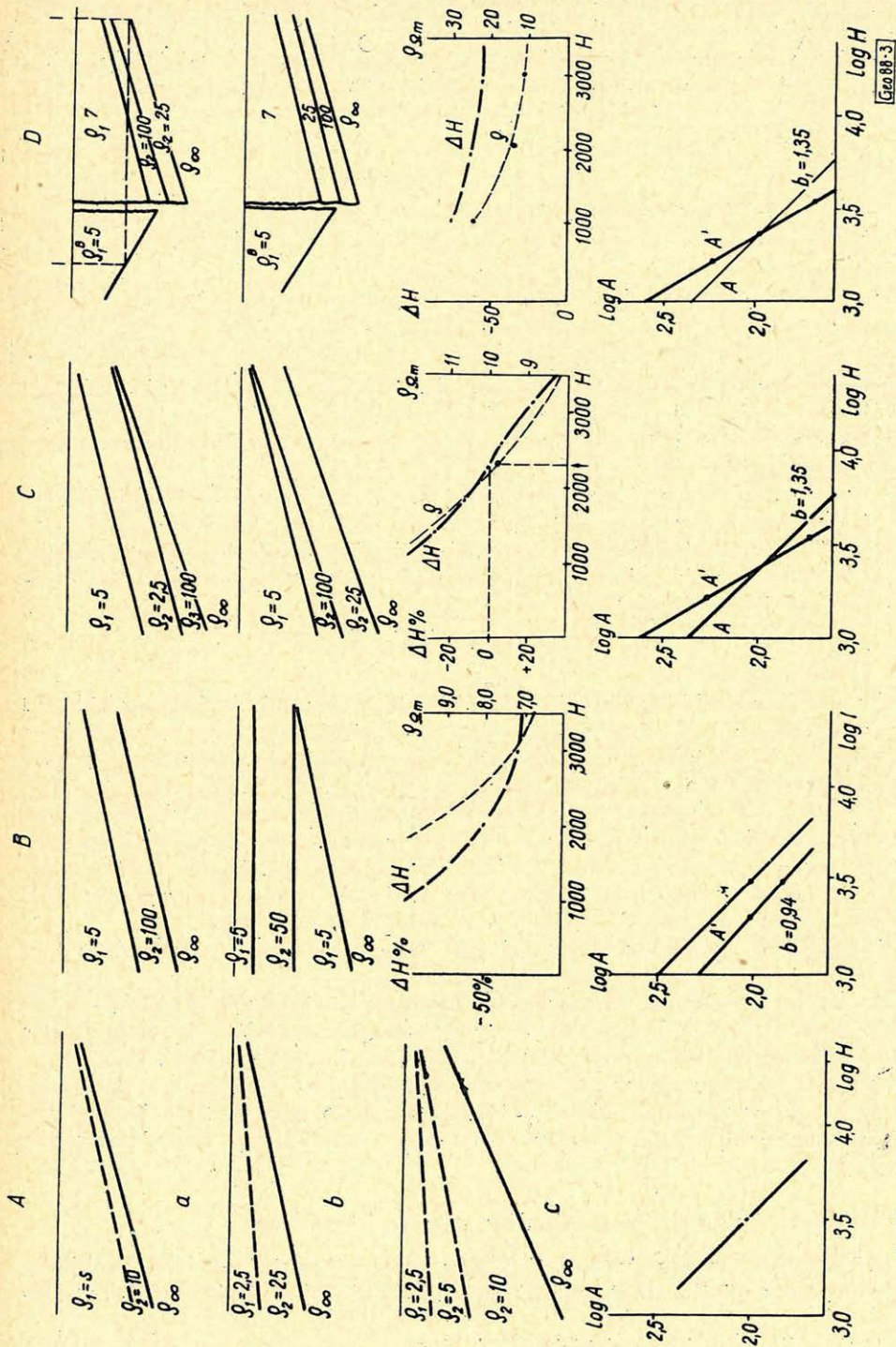
a  $\varrho_{12}$  értékét pedig a

$$\varrho_{12} = \frac{\varrho_1 \cdot \varrho_2 (1 + \nu_2)}{\varrho_2 + \varrho_1 \cdot \nu_2} \quad (10)$$

összefüggés határozza meg. Mint az ábrából is látható. Ilyen esetben fordul elő az, hogy az  $A - H$  függvény iránytangense  $b < 1$ , és „b” nagysága a réteg elektromos paramétereitől is függ.

Ugyanezen összefüggés érvényes a 3B/b ábra szerinti szelvényre is. A felszínnel paralel közbetelepült réteg esetére a harántirányú vezetőképességét Berdicsevskij (6)

$$T_2 = h_2 \cdot \varrho_2$$



3. ábra. Az I - IV. főesetnek megfelelő elektromos szelvény típusok, az üledék összellenállásának ( $\rho$ ) és a mélységszámítás hibájának változása a szelvény mentén, valamint az  $A - H$  függvények

árnyékolási tényezőnek nevezi. Levezetése szerint a  $b = 0 \leq 1$  érték között a „T<sub>2</sub>” nagyságától függően változik.

Amint a B/c ábrából látható, a  $\varrho_{12}$  - H kapcsolata és a mérések alapján számított mélység mindig kisebb a valódinál. A hibaszázalék nagysága pedig függ a  $\varrho_{\infty}$  szint valódi mélységétől.

### III. főeset $b > 1$

A 3C/a - b ábrának megfelelő szelvényeken az I - II. főeset kombinációját vettük figyelembe. Levezethető, hogy a függvény alakja megfelel a

$$H = \varrho_{13} \cdot S + h_2 \left( \frac{\varrho_2 - \varrho_{13}}{\varrho_2} \right) \quad (11)$$

egyenletnek abban az esetben ha  $\nu_3 = h_3/h_1 = \text{const.}$  A 3C ábrából az is látható, hogy az a) és b) szerinti szelvény mindkét esetben azonos A - H függvényt eredményez. A mélységszámítás hibája mindig - neg. előjelű, a nagysága szintén a  $\varrho_{\infty}$  mélységtől függ.

A 3C/c ábra viszont igen figyelemre méltó. Ez ugyanis azt mutatja, ha nincs tudomásunk a rétegelállások változásáról, és a mélységszámítást a 4. egyenlet szerint hajtjuk végre, úgy a bázistól kisebb mélységben fekvő alaphegységre - neg., az annál mélyebben fekvő pedig + poz. előjelű mélységszámítási hibát követünk el (4).

### IV. főeset

Az utolsó variáció lényegében a III. főesethez hasonló. A lényeges különbség csupán abban van, hogy a bázispont és a mérési szelvény első rétegének ellenállásában is különbség van. Az eddig tárgyalt esetekben tehát a bázispont minden egyes esetben a vizsgált szelvényen feküdt. A IV. főesettel azonban más közet - és más elektromos paramétereket tételezünk fel. A vezérszint, melyet TE mérések alapján határozunk meg mindig magasabb a valódinál és az 1 - 3 km-es mélységben közel 50% hibával terhelt (1. táblázat 6. oszlop).

Összefoglalva: Az I - IV. főeset arra hívja fel a figyelmet, hogy a TE mérések mélységszámításánál elkövetett hiba kettős jellegű:

1. Változik az üledék eredő fajlagos ellenállása, de ez DE méréseknél rendszerint kimutatható és korrekcióba vehető.

2. Az egyes rétegek vastagságviszonyainak különbözőképpen végbemenő változása miatt a H -  $\varrho$  függvény elveszti linearitását, ami az A - H függvény szedimentációs koefficiensének megváltozásának következménye.

Ha a H -  $\varrho$  függvényt valamilyen más módszerrel (DE vagy MT szondázás) meg tudjuk szerkeszteni, és a terület legalább egy pontján ismerjük a rétetparamétereket, úgy a terület elektromos modellje a fent ismertetett módon megszerkeszthető.

### Az elektromos vezérszint meghatározása egy mérésterületen

Következőkben egy gyakorlati példán keresztül mutatjuk be az előbbieken ismertetett eljárás alkalmazását. A rendelkezésünkre álló adatok az alábbiak:

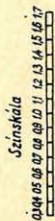
1. A tellurikus izoarea térkép (4. ábra).

Hortobágy-Hajlászoboszló-Biharmagybojóm  
környékén

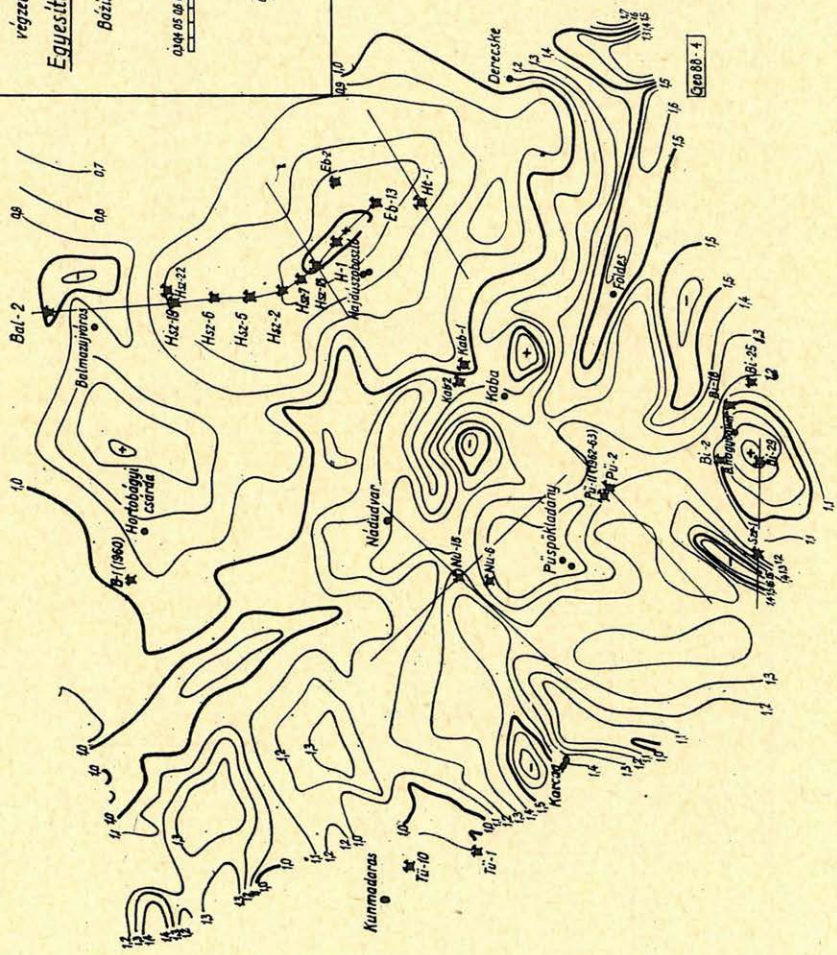
1960-62-63 években  
végzett tallurikus mérések

Egyesített izoarea térképe

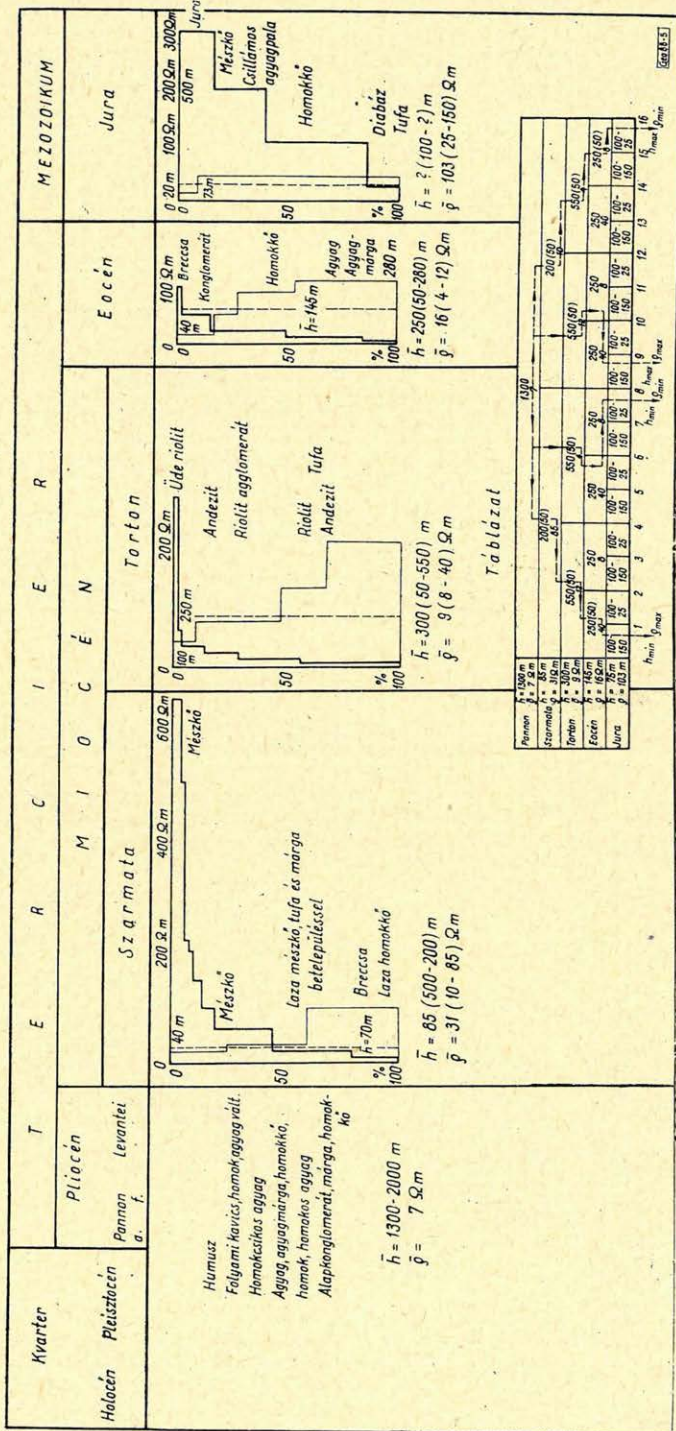
Bázis: B-1 (1960) Keserűerdő



Lépték  
0 1 2 3 4 5 6



4. ábra. A Bi-Hsz terület izoarea térképe



5. ábra, A neogénnél idősebb kőzetek ellenállásának és rétegvastagságának változása

## 2. Néhány ponton végzett DE és MT mérés adatai:

Bi	– 29 ponton	$\varrho_{DE} = 5,3$ ohmm,	$\varrho_{MT} = 2,00$ ohmm
Pü	– 2 „	$\varrho_{DE} = 5,4$ „	$\varrho_{MT} = 2,27$ „
Hsz	– 18 „	$\varrho_{DE} = 6,2$ „	$\varrho_{MT} = 3,00$ „
Ht	– 1 „	$\varrho_{DE} = 6,9$ „	$\varrho_{MT} = 3,58$ „

3. A terület fúrásainak földtani és elektromos szelvénye amelyek közül a Bi jelűek mind, a Hsz jelűek közül pedig néhány – a szerkezet tetőpontján elérte a paleozoós alaphegységet. Az elektromos lyukszelvények nagybehatólástú gradiens szonda szelvényekből a pleisztocénnél idősebb rétegekre számított átlagellenállások az alábbiak:

### Tercier

$\varrho$ szarmata	$\bar{\varrho} = 31$ ohmm	(10– 85 ohmm)
$\varrho$ torton	$\bar{\varrho} = 9$ ohmm	(8– 40 ohmm)
$\varrho$ eocén	$\bar{\varrho} = 16$ ohmm	(4–120 ohmm)

### Mezozoikum

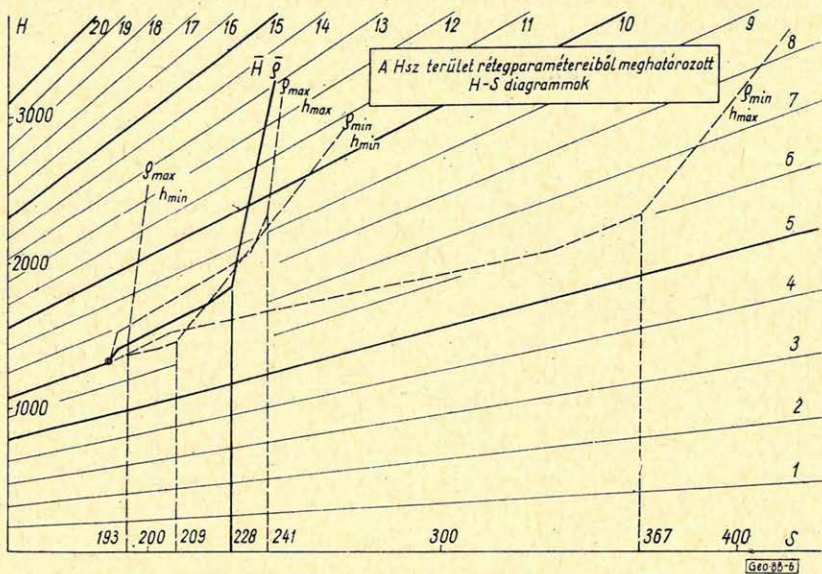
$\varrho$ kréta flis	$\bar{\varrho} = 10$ ohmm	(6– 24 ohmm)
$\varrho$ júra	$\bar{\varrho} = 103$ ohmm	(25–150 ohmm)

A fúrási adatokból meghatározott  $h - \varrho$  paraméter változást a 5. ábra szemlélteti. Az egyes geológiai korokra jellemző átlag ellenállást és átlag vastagságot az abszcissa, a szinten belüli százalékos eloszlást az ordináta jellemzi. Az egyes szintek átlag ellenállását a Hummel törvény szerint számítjuk ki. A táblázatban összefoglaltuk a lehetséges változatokat, amelyek a különböző geológiai szintek átlag paramétereinek szélső értékéből adódhatnak ( $h_{\max} - \varrho_{\max}$ ,  $h_{\min} - \varrho_{\min}$ ). A szélső értékek variálása alapján kiszámítható H–S diagramok a 6. ábrában adjuk. Amint látható, a terület átlag diagramja, a felvázolt két szélső függvény között oly módon változik, amilyen mértékű az egymás alatt elhelyezkedő szintek vastagság-ellenállás arányának a változása. Ez más szóval jelenti egyrészt azt, hogy

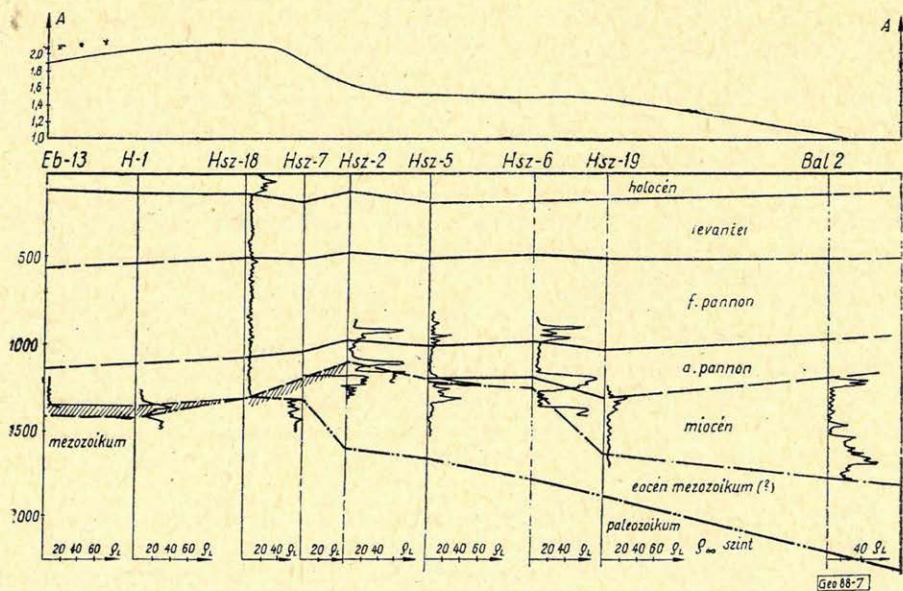
a) folyamatos üledékképződés és tektonikai mozgás esetén, amikor egyes rétegek vastagságváltozása monoton növekszik a mélységgel, a H–S függvény kedvező esetben lineáris, kedvezőtlen esetben pedig egy másodrendű, de mindenképp folyamatos függvény.

b) Ha a fentiekkel ellentétben az átlagosnál kisebb vagy nagyobb ellenállású szintek megjelenése, vagy vastagságváltozása a medencealjzat-változással nem hozható összefüggésbe, a H– $\varrho$  függvény több szakaszból tevődik össze, így a mélységszámításra TE adatokból részletes szondázási szelvények ismerete nélkül illuzorikus, s mint az a 6. ábra tendenciózusan megszerkesztett H–S diagramjából is látható esetenként néhány 100%-os hibával terhelt lehet.

A fenti adatszolgáltatást csak becsült alapokon nyugvónak tekinthetjük, mivel a Hsz jelű területen a paleozoikumot ért fúrások a szerkezet tetőpontján vannak, ahol a pleisztocénnél idősebb rétegek csak elenyésző vastagságban találhatóak. A paleogén és mezozoós rétegeket harántolt fúrások viszont sehol sem érték el a paleozoós alaphegységet.



6. ábra. A Hsz terület  $h - \rho$  szélsőértékei alapján számított  $H - \rho$  diagramja



7. ábra. A Hsz jelű fúrások karottázs és földtani szelvénye. A tellurikus mérésekből meghatározott  $\rho_{\infty}$  szint

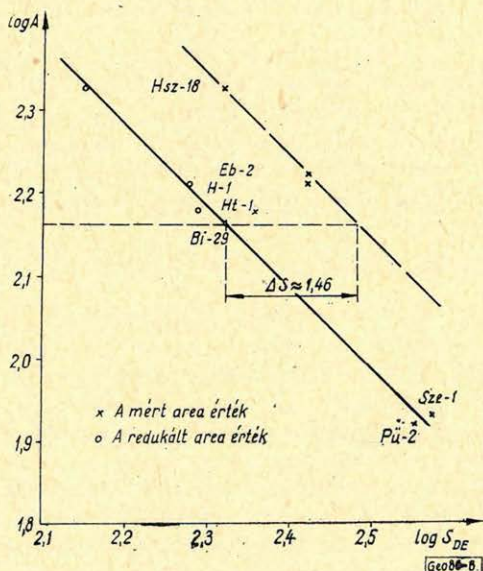
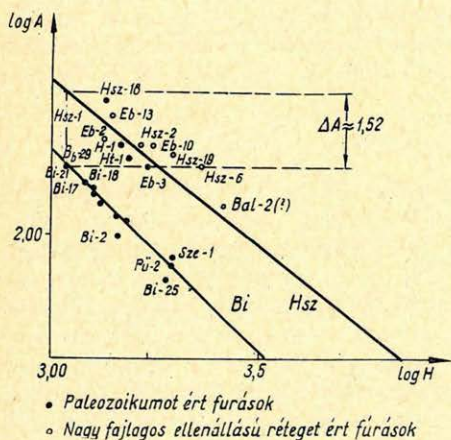
A terület elektromos modelljét tehát úgy lehet elképzelni, hogy a kis ellenállású pleisztocén–pliocén alatt a szarmata–torton fedőjében mindenhol feltételezünk egy legfeljebb néhány száz méter vastag, főleg üde vulkáni és tömött mészkövekből álló nagyobb ellenállású réteget (60–80 ohmm). Ez alatt helyezkedik el az eocén–kréta flis nagy vastagságú közepes fajlagos ellenállású tömege. Az alaphegységet – a  $\rho_{\infty}$  szintet – pedig vagy a mezozoós mészkő, vagy paleozoós kristályos pala képezi. Az elmondottakat igazolja a 7. ábrán bemutatott szelvény karottázs diagramja is.

A 8a ábrán a két terület fúrásadataiból szerkesztett A–H függvényt látjuk (a mélységszámításra felhasznált Pü–2 area értéke  $A = 0,83$ ). A 8b ábrán a DE szondázásból nyert adatokkal szerkesztett A–S diagram látható, ami két tényre hívja fel a figyelmet:

1. Az A–S függvény logaritmált alapja lineáris és  $b = 1$ , tehát a paleozoikumot ért fúrásokon végzett kétfajta elektromos mérésadatok egymással megegyezők.

2. A két függvény egymáshoz képesti parallel eltolása  $\Delta S = 1,46$ -nak felel meg.

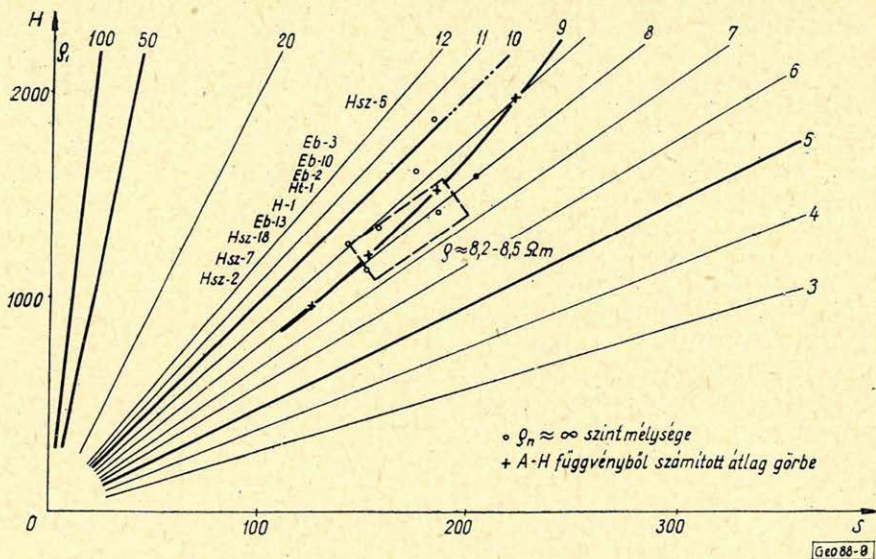
3. Az A–H függvénynek a Bi–29-nek megfelelő mélységben levő hányadosa  $\Delta S$ -sel közel azonos érték, vagyis  $\Delta A = 1,51$ .



8. ábra. A Bi és Hsz szelvények A–H és A–S<sub>DE</sub> diagramja

A terület A–H függvénye a IV. fősetnek megfelelő -réteg elrendezésre utal. Mivel a Bi-jelű terület megfelel az elméletileg feltételezett ideális viszonyoknak, az azonos mélységekhez tartozó „A” értékek hányadosából a Hsz területre érvényes H– $\rho$  függvényt pontról pontra az alábbi egyenlet alapján számítjuk ki.

$$Q_{Hsz} = \frac{A_{Hsz}}{A_{Bi}} \cdot Q_B \quad (12)$$



9. ábra. A Hsz szelvény  $H - \rho$  diagramja

A fenti egyenlet alapján számítást elvégezzük a Hsz területre a 9. ábrán látható függvényt kapjuk, mint látható a terület  $H - \rho$  függvénye a felszíni  $\rho_1 \approx 7,8$  ohmm-ről indul ki, s asszimptotikusan közelíti meg a 12 – 16 ohmm-es értéket, amelynek rétegei alighanem a nagyobb mélységeket uraló kőzetek fajlagos ellenállásának felel meg. A függvény a mérési eredmények alapján szerkesztettük meg a 7. ábrán látható szelvényen az alaphegység mélységét.

### Összefoglalás

Az elmondottak alapján meg kell állapítani, hogy a tellurikus mérések kvantitatív értelmezése a módszer eddigi adatszolgáltatása alapján csak igen nagy bizonytalansággal lehetséges. Az elmondottak széleskörű vizsgálatára, bizonyítására vagy megcáfolására sajnos igen kevés lehetőség van. Nincs meg elegendő mélyszondázás a területről, és kevés az olyan más módszerrel mért geofizikai eredmény is, amely egyértelműen az alaphegység szintváltozását mutatná ki. Az intézeti refrakciós csoport által mért Ka – R – I szelvény mentén, TE mérésekből számított két módszer közti mélység egyezéseket kedvező előjelnek tekintjük. Szándékunkban volt – és van is még – az OKGT refrakciós szelvényei mentén összehasonlító számításokat végezni. Ez az anyag, változó sebességű függvénnyel történő átszámítása részben még folyik, részben pedig a régebben követett 5000 m/sec körüli szint semmiképp nem az alapkőzet felszínéről ered, így összehasonlítási alapnak sem tekinthető. Az elmondottak felhívják a figyelmet arra is, hogy a módszer elvi alapjait feltételező fizikai feltételek aránylag kis változása a mélységszámításban jelentős pontatlanságot eredményez. A rétegpáraméterek megmérése viszont – mely történhet lyukszelvényezéssel, DE vagy MTS szondázással – a fenti elgondolások továbbfejlesztése alapján lehetőséget nyújt olyan széles korrekciós eljárás kidolgozására, amelyet egyetlen más kvantitatív eredményeket adó felszíni geofizikai módszer sem nélkülözhet.

1. *Gagniard*: Basic Theory of the Magneto-Telluric Method of Geophysical Prospecting. (Geophysics 18/1953).
2. *Baranov*: Interpretation quantitative des mesures en prospection par courants telluriques. World Petrol Congr. The Hague 1951.
3. *Migauz*: Une méthode nouvelle de géophysique appliquée: La prospection par courants telluriques. Ann. Geoph. (1946).
4. *Erkel*: Jelentés a Biharnagybajom – Hajdúszoboszló környéki tellurikus mérésekről (1958).
5. *Kunetz*: Grundlagen und Anwendung der tellurischen Prospektionsmethode. Erdöl Z. 74 (1958).
6. *Berdicseszki – Nyikityenko*: Metodika opredelenia sztatigraficeszskoj prinadlezsnosztí opornovo gorizonta v metode telluriceszskih tokov. Prik. Geof. 33 (1962).

Radioaktív kutatás

- Baranov, V. I. – Hrisztyjanov, V. K.*: Kibúvások börtartalmának meghatározása bányavágatokban neutron-módszerrel. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 3. sz. 349 – 353. 1.
- Poljacsenko, A. L.*: A termikus neutronok instanciónárius diffúziójának elmélete hengeralakú határfelülettel rendelkező kétréteges végtelen közeg esetében. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 4. sz. 532 – 547. 1.

Szeizmikus kutatás

- Tsvi Meidav*: Viscoelastic Properties of the Standard Linear Solid. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 1. sz. 80 – 99. 1.
- Bortfeld, R.*: Examples of Synthetic Refraction Arrivals and Wide-Angles Reflections. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 1. sz. 100 – 114. 1.
- Wachholz, H. – Weissensteiner, K.*: Über die Dimensionierung und das Verhalten von Regelkreisen im seismischen Verstärker. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 3. sz. 308 – 324. 1.
- Helbig, K.*: Refraction Seismics with an Anisotropic Overburden: A Graphical Method of Interpretation. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 4. sz. 383 – 396. 1.
- Sattlegger, J.*: Series for Three-Dimensional Migration in Reflection Seismic Interpretation. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 1. sz. 115 – 134. 1.
- Toksöz, N. M.*: Microseisms and an Attempted Application to Exploration. = Geophysics, 29. köt. 2. sz. 154 – 177. 1.
- Stuart, D. J. – Roller, J. C.*: Seismic Propagation Paths, Regional Traveltimes, and Crustal Structure in the Western United States. = Geophysics, 1964. 29. köt. 2. sz. 178 – 187. 1.
- Foster, M. R. – Sengbush, R. L.*: Design of Sub-Optimum Filter Systems for Multi-Trace Seismic Data Processing. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 2. sz. 173 – 191. 1.

- Poley, J.*: Critical-Angle Effects in Seismic Exploration. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 4. sz. 397 – 421. 1.
- Neale, R. N.*: The Use of Isochron Charts in Seismic Refraction Interpretation. = Geophys. Prospect., 1964. 12. köt. 2. sz. 215 – 224. 1.
- Dobrin, M. B. – Rimmer, W. G.*: Regionals and Residuals in Seismic Prospecting for Stratigraphic Features. = Geophysics, 1964. 29. köt. 1. sz. 38 – 53. 1.
- Robinson, E. A. – Sven Treitel*: Principles of Digital Filtering. = Geophysics, 1964. 29. köt. 3. sz. 395 – 404. 1.
- Toksöz, M. N. – Schwab, F.*: Bonding of Layers in Two-Dimensional Seismic Modeling. = Geophysics, 1964. 29. köt. 3. sz. 405 – 413. 1.
- Shimshoni, M. – Smith, S. W.*: Seismic Signal Enhancement with Three-component Detectors. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 664 – 671. 1.
- Backus, M. – Burg, J. stb.*: Wide-band Extraction of Mantle P Waves from Ambient Noise. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 672 – 692. 1.
- Hall, D. H.*: Converted Waves in Refraction Surveys over Markers with Variable Depth. = Geophysics, 1964. 29. köt. 5. sz. 733 – 744. 1.
- Junger, A.*: Signal-to-noise Ratio and Record Quality. = Geophysics, 1964. 29. köt. 6. sz. 922 – 925. 1.
- Gassaway, G. S.*: Method using Ellipses to Interpret Seismic Reflection Data. = Geophysics, 1964. 29. köt. 6. sz. 926 – 934. 1.
- Ohovich, V. A.*: The Causes of Noise in Seismic Reflection and Refraction Work. = Geophysics, 1964. 29. köt. 6. sz. 1015 – 1030. 1.
- Limón, A. C.*: Techniques of Seismic Recording = Geophysics, 1964. 29. köt. 6. sz. 1031 – 1045. 1.
- Alekszejev, A. Sz. – Vol'vovszkij, I. Sz.*: A szeizmikus mélyszondázásnál regisztrált néhány hullám fizikai természete. I. = Izv. Akad. Nauk, 1964. 1. sz., 3 – 19. 1.

# A mikroszeizmák egész Földre kiterjedő tanulmányozásának fontossága

A. ZÁTOPEK\*

A prágai szeizmológiai állomáson kiterjedt tanulmányokat folytattunk az 1948–1963. évi időközökben észlelt 3–10 másodperc periódusú mikroszeizmákra vonatkozóan. Célunk az volt, hogy tisztázzuk a mikroszeizmák az atlanti frontzóna cirkulációjával és egyéb cirkulációs zónákkal való összefüggését.

A tanulmányozás első szakaszában mikroszeizmák amplitúdójának és periódusának korrelációit kerestük a légnyomás minimumok helyzetével, értékével és mozgásával a frontmozgás keletkezési területén a tengerszemélyekkel, valamint más tényezőkkel.

A munka második szakaszában – ebbe az összehasonlításba 18 európai államot is bevontunk –, a mikroszeizmák periódusainak és amplitúdójának különböző aktív időközökre elkészített idealizált összegezési görbéit összehasonlítottuk egymással és más állomások görbéivel. Azt találtuk, hogy a Prágában észlelt mikroszeizmák szoros kapcsolatban állnak az atlanti frontális zóna K-i részének ciklonos aktivitásával, viszont nem mutatnak összefüggést a Grönland, az Északi-tenger, a La Manche-csatorna, valamint a biscayai öböl táján előforduló ciklonokkal.

A kontinentális méretű légmozgások egyúttal hatalmas víztömegeket mozgatnak az óceánok partvidékén, aminek főként a hosszú periódusú mikroszeizmák keletkezésére van befolyása. A naptevékenység és a mikroszeizmák periódusának összefüggését vizsgálva azt találtuk, hogy ezek maximumai között is szoros összefüggés van.

Munkánk harmadik szakaszában főként a 6 másodpercnél hosszabb periódusú mikroszeizmák periódusának és amplitúdójának összefüggését vizsgálva azt találtuk, hogy a kettő menetének ismert párhuzamossága csupán durva statisztika. A hosszú periódusok és viharciklonok összefüggése viszont bejelesen megállapítható volt.

A mikroszeizmák az egész Földre kiterjedő tanulmányozása igen fontos lenne az általános légköri cirkuláció és a Földkéreg szerkezetének kutatása szempontjából.

На сейсмической станции в г. Праге проведены значительные работы по изучению микросейсм с периодами 3–10 сек, наблюдаемых с 1948 по 1963 г. г. Целью этих исследований было выяснение связи микросейсм с циркуляцией Атлантической фронтальной зоны и с другими зонами циркуляции.

На первом этапе этой работы изучалась корреляция амплитуд и периодов микросейсм с положением, величинами и перемещением минимумов атмосферного давления, с глубинами моря в областях образования фронтального движения, а также с другими факторами.

На втором этапе проведено сопоставление идеальных суммарных кривых периодов и амплитуд микросейсм для различных активных периодов, между собой и с кривыми других станций, причем в сопоставление было привлечено 18 европейских стран. Обнаружена тесная связь микросейсм, наблюдаемых в Праге, с циклической активностью восточной части Атлантической фронтальной зоны, но выявлено отсутствие их связи с циклонами Грэнлянда, Северного моря, канала Ла Манш и залива Бискай.

Перемещение воздушных масс континентального масштаба вызывает одновременно и перемещение огромных водных масс в прибрежных частях океанов, что, в свою очередь, влияет на образование микросейсм в основном длинных периодов. Обнаружена также тесная связь периодов микросейсм с максимумами солнечной активности.

На третьем этапе работы, при изучении взаимоотношения периодов и амплитуд микросейсм с периодами свыше 6 сек., известная их параллельность оказалась лишь грубой характеристикой. В то же время выявлена достоверная связь длинных периодов с штормовыми циклонами.

Распространение исследований микросейсм на всю территорию Земли имело бы весьма важное значение для изучения общей атмосферной циркуляции и строения земной коры.

\* Charles University, Prague, Czechoslovakia

*In Prager Seismologischen Institut wurden ausgedehnte Studien über die im Zeitabschnitte von 1948 bis 1963 beobachteten Mikroseeismen mit 3 – 10 sec Perioden ausgeführt. Es war unser Ziel den Zusammenhang zwischen den Mikroseeismen und der Zirkulation der atlantischen und anderen Frontzonen zu untersuchen.*

*In der ersten Phase dieses Studiums suchten wir Korrelationen der Amplituden und Perioden der Mikroseeismen mit den Positionen und Werten der Luftdruckminima, mit deren Bewegungen, mit den Meerestiefen in den Entstehungsgegenen der Frontbewegungen, sowie mit anderen Faktoren. In der zweiten Phase verglichen wie die für verschiedene aktive Zeitabschnitte verfertigten idealisierten Summationskurven miteinander und mit den Kurven anderer Stationen. In diesen Vergleich wurden 18 europäische Stationen eingezogen. Wir fanden einen engen Zusammenhang der in Prag beobachteten Mikroseeismen mit der Zyklonaktivität des östlichen Teils der atlantischen Frontzone, keinen Zusammenhang aber mit den im Gegende Grönlands, der Nordsee, des La Manche Kanals, und der Biscaya-Bucht vorkommenden Zyklonen.*

*Die Luftbewegungen in kontinentalem Masse bewegen zugleich an den Küstengebieten der Ozeane mächtige Wassermassen, was hauptsächlich auf die Entstehung langperiodischer Mikroseeismen einen grossen Einfluss hat. Wir fanden auch einen engen Zusammenhang zwischen den Höchstwerten der Sonnentätigkeit und der Mikroseeismen.*

*In der dritten Phase unserer Arbeit, bei der Untersuchung des Zusammenhangs der Perioden und Amplituden der Mikroseeismen meistens mit Perioden über 6 sec fanden wir, dass der bekannte Parallelismus bloss ein grobes Charakteristikum ist. Der Zusammenhang der langen Perioden und der der Sturmzyklonen war dagegen entschieden feststellbar.*

*Das Studium der Mikroseeismen im Weltmass wäre vom Gesichtspunkte der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation und der Forschung der Erdkruste sehr wichtig.*

Az ún. mikroszeizmák a talajnyugtalanság legszabályosabb, csaknem periodikus formáját képviselik. Különböző módon keletkezhetnek és periódusuk néhány század és tized másodperc között mozoghat. Így pl. 0,07, ill. 0,3 mp periódusú mikrorezgéseket észleltek 1940-ben Prágában véletlenül kedvező fizikai körülmények között, egy töltés javítása közben, amelyet előzőleg jégár és árvíz rongált meg. De előfordulnak 10, sőt 20 mp-nél hosszabb periódusú szeizmák is.

Ez a tanulmány a 3–10 mp periódusú mikroszeizmákkal kíván foglalkozni. Ezek a talajrezgések, amelyek leginkább télen jelentkeznek a kontinensek nagy részein, általában a tengerek, óceánok fölött fellépő hirtelen légnyomás-változásokból erednek.

Főképpen az Atlanti frontális öv ÉK-i részén keletkező mikroszeizmákkal kívánunk foglalkozni, amelyeket Európában, elsősorban ennek középső részében észlelhetünk.

Ez a vizsgálat az 1948–63. időszakra terjed ki és a prágai szeizmológiai állomáson végezték. Célja az

volt, hogy pontosabb összefüggéseket állapítson meg az Észak-Amerika és Európa Ny-i partja között kiterjedő atlanti front zóna cirkulációja és a mikroszeizmák között, továbbá, hogy megvilágítsa más cirkulációs zónák befolyását, amelyet nem lehet a priori kiküszöbölni.

A tanulmányozás első szakasza korrelációk keresése volt a prágai állomáson feljegyzett mikroszeizmák periódusa és a légnyomási minimumok helyzete, mélysége, sebessége, kifejlődése, a frontmozgások jellege, a szélirányok és sebességük, valamint keletkezésük területén a tengermélységek és más tényezők között.

Ilyen óceáni hatások tanulmányozását azzal kezdtük, hogy grafikusan ábráztuk egész éven át a mikroszeizmák amplitúdóinak és periódusainak időbeli lefutását. Az ábrázolás négy párhuzamos időtengelyt alkalmazott a meteorológiai alapidőpontoknak megfelelően 0, 6, 12 és 18 órára (greenwichi időben). Ily módon egy szabvány milliméter papír elégséges volt egy teljes akció periódus folyamán a mikroszeizmák periódusa és amplitúdója időbeli le-

futásának ábrázolására. Még kiegészítő adatokat is, amelyek a mikroszeizmák és más tanulmányozott tényezők közötti korrelációk megállapítására szükségesek, rá lehetett tenni a diagramra. Különböző évek aktív periódusai ugyanerre vagy más állomásra vonatkozóan így könnyen összehasonlíthatók és általánosabb időbeli és térbeli jellemzőik levezethetők.

Hangsúlyozni kell, hogy nemcsak a mikroszeizmikus zivatarok, amint ez általában lenni szokott, de még a „szokásos” mikroszeizmák is beletartoztak az analízisbe. Ezek a kérdéses aktív periódusra vonatkozóan a periódusok és amplitúdók idealizált összegezése után, mint sima görbék jelentkeznek. E görbék különböző aktív időközökre és különböző állomásokra vonatkozólag összehasonlíthatók és segítségükkel össze lehet hasonlítani egyes aktív periódusokat és hosszabb időközöket egy vagy több állomásra vonatkozóan.

Ilyen összehasonlítás volt az analízis következő szakasza. A Nemzetközi Geofizikai Év és a Nemzetközi Geofizikai Együttműködés Éve, természetesen részletesebb tanulmányozás tárgya volt.

A mikroszeizmák menetével párhuzamosan napról napra megvizsgálták a szinoptikus térképeket. Megállapítást nyert, hogy Prágában a mikrorengések szoros kapcsolatban állanak az atlanti frontális zóna K-i részének ciklonos aktivitásával, amely öv ÉK felé fut, a  $40^\circ$  W meridiántól K-re és az  $50^\circ$  N parallelkörtől É-ra. A Prágában észlelt mikroszeizmák keletkezésében igen fontos terület az Atlanti-óceánnak az a része, amely Izlandtól Ny-ra, DNy-ra és D-re fekszik, továbbá Közép-Norvégia partvidékének Ny-i része, Észak-Norvégia partvidéke és a Balti-tenger É-i része.

Vizsgálataink a következő megállapításokat eredményezték: az eze-

ken a területeken keletkezett mikrorengések szorosan kapcsolatosak kifejezett légnyomási minimumok keletkezésével, kifejlődésével és mozgásával. Stacionáris ciklonok nem gyakorolnak észrevehető hatást a Prágában észlelt mikroszeizmákra. A grönlandi partközeli sekély vizek fölött, az Északi-tenger fölött, a La Manche-csatornán, a biscayai öbölben előforduló ciklonok hatása Prágában nem észlelhető. Hasonlóképpen nincs nyomuk a szeizmológiai feljegyzésekben a földközi-tengeri meteorológiai tényezőknek, amelyek pedig jelentkeznek Csehország légkörében. Az észlelt hatások közül sok mutatja a földtani szerkezet befolyását, nem véve tekintetbe a mikroszeizmák eredő helyétől való távolságot.

A vizsgálatok e második szakaszában a leírt módszert Európa következő 18 állomásán észlelt periódusokra és amplitúdókra alkalmaztuk: Athén, Belgrád, Bratislava, Bukarest, De Bilt, Halle, Hurbanovo, Jena, Kiruna, Kholm, Koppenhága, Nord, Potsdam, Skalnaté Pleso, Strasbourg, Stuttgart, Triest, Varsó. Így a Prágára kapott eredmények egész Közép-Európára alkalmazhatók. Azt találtuk, hogy a mikroszeizmikus amplitúdók menetében ismert hasonlóság a különböző állomásokon nemcsak az egyes zivatarok esetében áll fenn, hanem az aktív időközökre levezetett általános simított amplitúdókra is. Az, hogy e görbék típusa megmarad egy sereg állomáson, amely a Kiruna–Triest menti É–D-i szelvényen fekszik, arra mutat, hogy az atlanti zóna hatása túlsúlyban van az európai mikroszeizmák egész területén. De azt is megállapítottuk, hogy a Közép-Európában észlelt mikroszeizmák keletkezési területei kevésbé lényegesek a Skandinávián és az Orosz Paizson keresztül haladó szeizmákra nézve. E két utóbbi terület számára a leglényesebb keletkezési terület az

Atlanti-óceánnak Skandinávia Ny-i partja menti része.

Az európai mikroszeizmák légnyomási és partmenti jelenségét főként hullámverések keltik. A kontinentális méretű párhuzamos hatásokat, amelyek az egyes aktív időközök közös jellegét meghatározzák „elsőrendű” források hatásának tekintetjük, míg a különböző területekre jellemző eltéréseket „másodrendű” források hatásának mondhatjuk. Az első esetben a források tekintélyes méretűek és óriási tömegű víz mozgásával keltenek mikroszeizmákat. A második esetben a források csak regionális méretűek, pl. másodlagos légnyomási depressziók, szelek, hideg front áthaladások az óceán felől a kontinensre, hullámverés stb., amelyek főként a partok közelében hatnak. Természetesen a források méretei kapcsolatosak a mikroszeizmák periódusával: a hosszú periódusú mikroszeizmákat inkább kell a kiterjedtebb forrásoknak tulajdonítani, mint a rövidebb periódusúakat. „Forráson” az „effektív” forrást, vagyis az „elemi” források összességét értjük, amelyek a keletkezési területen a mikroszeizmákat előidézik. Világos, hogy a valóságos viszonyok mellett nem lehet olyan általános mechanizmust és általános elméletet felállítani, amely a mikroszeizmák keletkezésére és terjedésére érvényes lenne. Ezek az illető terület földtani szerkezetétől is erősen függenek.

A mikroszeizmának a légköri cirkulációval való kapcsolatát az atlanti frontális zónában a következő módon tanulmányoztuk: Korreláltuk a mikroszeizmikus amplitúdókat olyan index-számokkal, amelyek kb. arányosak az 500 millibar szinten a geosztrofikus szélességgel Ny–K-i összetevőjével. A téli időszakban nyilvánvaló egyezést találtunk, de a meleg időszakban sokkal gyengébbet. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy

az örvénylő melegebb levegőréteg hatása kisebb az óceáni víz hullámokra.

Megvizsgáltuk a naptevékenység hatását is a mikroszeizmákra, amely a légkör keringését befolyásolja. Felraktuk a prágai mikroszeizmák amplitúdóinak simított menetét az 1948–1960-as időszakra, amelybe az 1947. évi naptevékenység maximumától az 1957. évben bekövetkezett maximumig terjedő időköz beleesik. Egészében azt találtuk, hogy a maximumok olyan hullámot keltenek, amelynek csúcsai megfeleltek a naptevékenység maximumainak. Az átlagos relatív napfolt számok menetének összehasonlítása a simított maximális amplitúdók menetével általában jó egyezést mutatott.

A prágai mikroszeizmák vizsgálatának harmadik szakaszában az európai mikroszeizmák periódusainak statisztikus vizsgálatával foglalkoztunk. Főképpen a 6 mpercnél hosszabb periódusokat tanulmányoztuk. A periódus igen érzékeny és megbízható paraméter. Azt találtuk, hogy a periódusok és amplitúdók menetének jól ismert párhuzamossága csak igen durva statisztikus karakterisztika. A részletesebb vizsgálat a különböző állomásokon rendszeres eltéréseket talált és azt mutatta, hogy a mikroszeizmák olyan „sokszínű” mozgásokat jeleznek, amelyek periódusait nemcsak a keletkezési mechanizmus, hanem a földtani szerkezet is erősen befolyásolja. A Prágában észlelt hosszú periódusú mikroszeizmák Izland környékén erednek; Jan Mayen, valamint az északi Norvég partvidék és a Balti-tenger területe viszont elsőrendű fontosságúak Skandináviára, ill. az Orosz-táblára vonatkozóan. Általánosan azt találtuk, hogy hosszú periódusú mikroszeizmák akkor lépnek fel, amikor a kiterjedt nyomásrendszerekben hangsúlyozott minimumok vannak jelen. Ha ezek viharciklonok, akkor a

hosszú periódusú mikroszeizmák hosszú periódusú mikroszeizmikus zivatarok alakjában jelennek meg; ha a ciklonok álló jellegűek, akkor az amplitúdókban csak kicsiny növekedés (vagy semmi változás sem) észlelhető, de a periódusokban mindig nagy növekedés észlelhető. A hosszú periódusú mikroszeizmák keletkezésére a nagyméretű ciklonos képződmények kifejlődése jellemző, amelyek többnyire DNy-ÉK, ritkábban ÉNy-DK irányba terjednek és ezek újjáképződései jellegzetesek. Európa különböző állomásain észlelt hasonló jelenségek összehasonlítása ahhoz a következtetéshez vezet, hogy ilyen tanulmányozás, lehető sok állomásra kiterjesztve, igen hasznos lenne a földkéreg szerkezetének, valamint a mikroszeizmák keletkezési mechanizmusának és továbbterjedésének nagyvonalú tanulmányozására.

A mikroszeizmákat sok kutató ta-

nulmányozta különböző szempontokból és igen érdekes tartományokat fedezett fel, amelyek lényegesen különböznek egymástól, de gyakorlatilag még nem jött létre a rendszernek és a különböző tartományok összefüggésének és az uralkodó mechanizmusoknak teljes ismerete. Ha be akarunk hatolni ezekbe a problémákba, amelyek igen fontosak az általános légköri cirkuláció és a Földkéreg szerkezetének tanulmányozása szempontjából, egyidejű, az egész Földre kiterjedő kutatásokat kellene megszervezni.

A problémák egy csoportját be lehetne vonni a Nyugodt Nap Évének szeizmológiai vizsgálataiba. E kutatások közvetve előmozdíthatnák a szeizmikus műszerek sztandardizációját és egységesítését, valamint a hosszú észlelési sorozatok kiértékelésének a mechanizálását és automatizálását.

#### Elektromos kutatás

- Karangyejev, K. V. - Dajev, D. Sz.:* Váltóáramú kutatómódszerekhez szükséges geofizikai műszer szerkesztésének elvei. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 2. sz. 254-259. l.
- Mejer, A. A.:* Pontszerű áramforrás potenciálja olyan félvégtelen heterogén közegben, amelynek vezetőképessége a földfelszínnel párhuzamos irányban változik. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 3. sz. 292-293. l.
- Zaharov, V. H.:* Az elektromágneses dipol szelvényezés anomáliáinak kiértékelése forgástestek (gömb, henger) felett. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 4. sz. 564-569. l.
- Bloh, I. M.:* Az elektromos terek egy vizsgálati eljárása bonyolult geoelektromos réteg-

sorok felett. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 6. sz. 883-893. l.

*Brunelli, B. Je.:* Magnetotellurikus szelvényezés, vízszintes irányban heterogén közegek esetében. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 7. sz. 990-998. l.

*Janovszkij, B. M., Brunelli, B. Je.:* Magnetotellurikus szondázás a Középorosz medence területén. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 7. sz., 999-1006. l.

*Gugunava, G. Je. - Csernyavszkij, G. A.:* Abszolút ellipszisek alkalmazása a természetes geoelektromos tér változásainak elemzésére. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 7. sz. 1061-1066. l.

# Az indukciós ellenállásszelvényezés egyes műszerezési és méréstechnikai problémái és a műszaki megoldási lehetőségek

DR. MÁRFÖLDI GÁBOR

*Az indukciós ellenállás szelvényezés alaptípusának elvi ismertetése. — A fellépő káros izzap-hatás és korlátozásának főbb módjai. — A lyuktengegy menti szelektivitás biztosítása; többleker-cses rendszerek. — Az üzemi frekvencia megválasztásának problémája; a méréstechnikai és áramkörü konstrukciós követelmények kompromisszuma. — A Doll-féle indukciós rendszer fő hiányosságai; a frekvencia megválasztásának kényszerkövetelménye, az  $\epsilon$  és  $\mu$  paraméterek változása által okozott zavaró hatás,  $\sigma$  változásának fázisforgató hatása és zavaró következményei a fázisszelektív rendszernél, a közvetlen csatolás által okozott zavaró hatás. — Az indukciós ellenállás szelvényező rendszert jellemző főbb függvénykapcsolatok és az ezekből levonható alapvető következtetés; több összetevős függellen be-menetű rendszer, mint optimális megoldás. — Két és három összetevős, frekvencia szétválasztásos indukciós rendszer elve és megvalósíthatóságának rendszerteknikai feltételei. — Három összetevős indukciós vezetőképesség szelvényezés elvi módszere és műszerteknikai megoldása, figyelemmel a mérési karakterisztika stabilitásának kérdésére. — A mérési rendszer geofizikai értékelése, alkalmazási köre, főbb kapcsolódási vonatkozásai egyéb karottázs módszerekkel.*

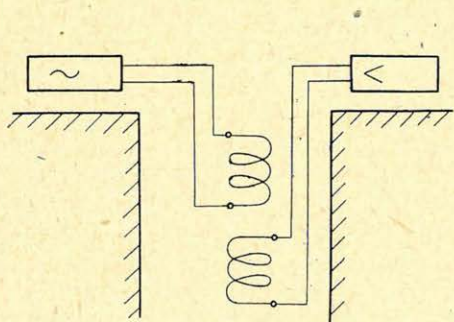
*Принципиальное описание основных типов измерений индуктивных сопротивлений. Основные вопросы помех и ограничений, возникающих под влиянием глинистого раствора. Обеспечение измерений по оси скважины, многокатушечные системы. Проблема выбора рабочей частоты. Компромисс требований техники измерений и электрических конструкций. Основные недостатки индукционной системы Doll. Вынуждающее обстоятельство при выборе частоты; помехи, возникающие в результате изменений параметров  $\epsilon$  и  $\mu$  явление поворота фазы при изменении  $\sigma$  и возникновение помех при системе селективных фаз; помехи, возникающие в результате прямого соединения. Основные зависимости, характерные для системы измерений индукционных сопротивлений и основные выводы, вытекающие из этих зависимостей. Система независимых входов с многими составляющими, как оптимальное разрешение вопроса. Принцип индукционной системы с 2 и 3 составляющими и разделением частот. Технические требования системы для возможности её осуществления. Принципиальный метод и приборно-техническое разрешение измерений способности индукционной проводимости с 3-мя составными, принимаемая во внимание стабильность характеристики измерений. Геофизическая оценка системы измерений, круг применения, основные связи в отношении прочих каротажных методов.*

*Möglichkeiten zur Einschränkung der schädlichen Wirkung der Bohrflüssigkeit, Sicherung der Selektivität längs der Bohrlochachse; Mehrspulensysteme. Wahl der Betriebsfrequenz. Unvollkommenheiten des Dollschen Induktionssystems. Die durch Änderung der  $\epsilon$ ,  $\mu$  Parameter verursachte Störung. Die durch Änderung von  $\sigma$  verursachten Phasenverdrrehungen und störende Einflüsse bei einem phasenselektion System. Die durch die unmittelbare Kopplung verursachten Störungen. Die wichtigsten funktionellen Zusammenhänge, die die Induktions-widerstandsprofilierung kennzeichnen. Mehrkomponenten-system mit unabhängigem Eingang. Prinzip des Induktionssystems von zwei und drei Komponenten mit Frequenztrennung. Prinzipielle Methode der Induktions-Leitfähigkeits-Profilierung mit drei Komponenten.*

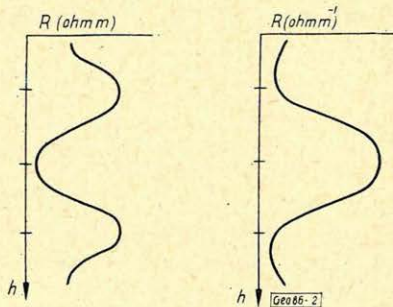
I. Az indukciós ellenállás-szelvényezés elvét H. G. Doll 1949-ben ismertetette (2). A módszer olajbázisú izzappal fűrt lyukak szelvényezésére, illetve nagy ellenállású elárasztott zónákkal jellemzett területekre szolgált új karottázs mérési megoldást.

A módszer lényege Doll publikációjának 1. ábrája alapján belátható (2). A gerjesztő és vevő tekercs között a környező formációban keringő örvényáram hoz létre csatolást; a mérőtekercs indikációja a környezet vezetőképességével arányos.

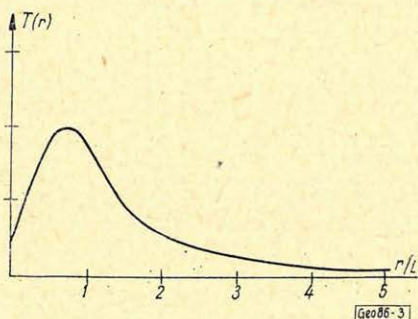
Az így nyerhető vezetőképességszelvényt – a megfelelő ellenállás és PS szelvényvel összehasonlításban – a 2. ábra szemlélteti (2).



1. ábra. Az indukciós szelvényezés kapcsolási elve



2. ábra. Indukciós és elektromos ellenállásszelvény



3. ábra. A kútsugárirányú differenciális térparaméter függvény

Az indukciós kétkerceses csatolt rendszer elméleti geofizikai és matematikai vizsgálatát *Dachnov* professzor tette közzé (1). Kimutatta, hogy a vezetőtekercsben indukált elektromos erő értéke az alábbi egyenlet szerint:

$$e_m = K\sigma \int_Q Tdq \quad (1)$$

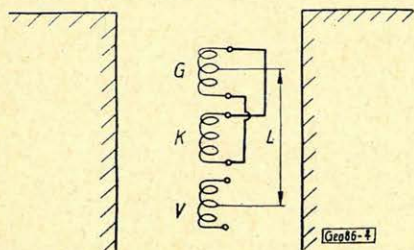
ahol:  $K$  – a szondaállandó,  
 $T$  – differenciális térparaméter,  
 $\sigma$  – vezetőképesség.

A kútsugárirányú ( $r$ ) differenciális térparaméter ( $Tr$ ) alakulását a 3. ábra szemlélteti (1). Az  $r$  tengely egysége a tekercstávolság ( $2D$ ). Mint az ábrából kitűnik  $3D$  tengelytávolság felett a környezet már nem gyakorol számottevő

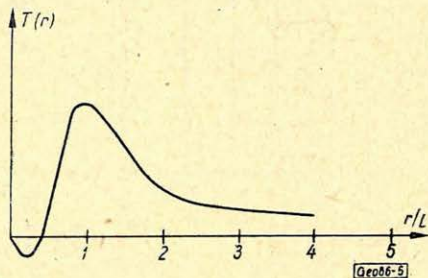
befolyást az indikációra. A maximumpontja a  $T_r$  görbének  $0,45 D$  értéknél van. Az elárasztás vizsgálatához szükséges  $D$  tekercestáv ( $D = 70$  cm) mellett a tekercsrendszer környezetének (fűróiszap) vezetőképessége emiatt számottevően hat az indikációra.

## 2. A fellépő káros iszaphatás és korlátozásának főbb mozzanatai

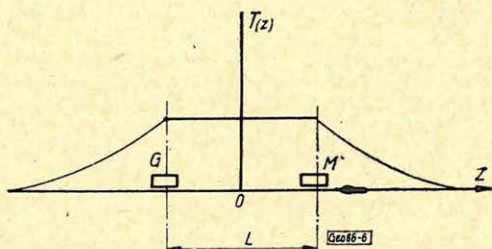
Az iszaphatás által okozott káros hatásnak kiküszöbölése érdekében javaslatként (amerikai részről) szerepelt az indukciós szondatest gumielválasztó-uszonyos kialakítása. Ez ugyan korlátozni képes az örvényáramcsatornák záródását a fűrólyukban és ezáltal csökkenti a zavaró indikációt, azonban mint mechanikai megoldás igen nehézkes; lassítja, veszélyessé teszi a szelvényezést (bennszakadás).



4. ábra. Háromtekercses indukciós szonda



5. ábra. Háromtekercses szonda kütsugár-irányú érzékenységi diagramja



6. ábra. Kétekercses rendszer köttengelyirányú hatásdiagramja

Az iszaphatás kiküszöbölésére H. G. Doll a 4. ábra szerinti háromtekercses szondakialakítást javasolja (4). Amint az ábrából kitűnik, egy szembekapcsolt, a főtekercshez közel helyezett segédgerjesztő tekercs alkalmazásával a szonda közeli terében részleges kompenzálás van biztosítva. Az így biztosított kompenzáló hatás — az egyes kütsugár irányú érzékenységi komponensek bemutatásával — az 5. ábra szemlélteti.

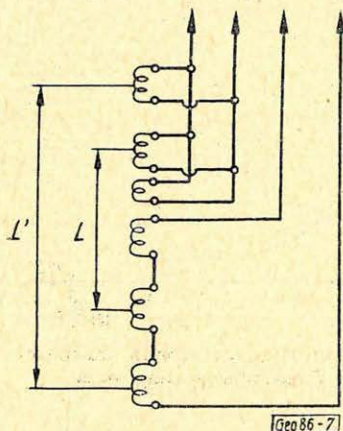
3. A lyuktengelymenti szelektivitás biztosítása; többtekercses rendszerek. Az indukciós szonda gyakorlati alkalmazhatóságának további fontos kritériuma a kívánt köttengelymenti ( $Z$  irányú) felbontóképesség biztosítása. Egy kétekercses rendszer  $Z$  irányú érzékenységi hatásgörbéinek kvalitatív alakulását a 6. ábra mutatja (6).

Amint az ábrából kitűnik, a két tekercs alatt és felett levő térrész a távolsággal exponenciálisan csökkenő jelleggel, de egy tekercstávolságig még jelentékeny hatást gyakorol az indikációra.

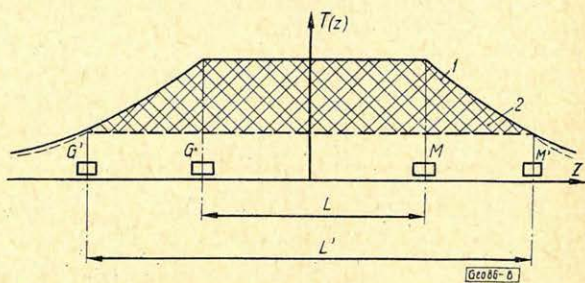
A tengelymenti felbontóképesség biztosítása érdekében több tekercspárból álló csatolt rendszer alkalmazását H. G. Doll javasolta (4). Három tekercspárból álló, Doll szerint kialakított szelektív rendszert mutat be a 7. ábra.

Az iszaphatás kiküszöbölésére a rendszer – Doll javaslatának megfelelően – egy hetedik, a két fő tekercs között elhelyezkedő tekercssel kerülhet kiegészítésre.

Az így kialakított csatolt rendszerrel a főtekercspárral ellenszatolt két segédtekercspár alkalmazásával a laterológhoz hasonló szelektív érzékelési karakterisztika alakítható ki, amint ezt a 8. ábra mutatja.



7. ábra. Hattekerceses szelektív indukciós szondakomplexum



8. ábra. Hattekerceses szelektív rendszer kúttengelyirányú hatásdiagramja

4. Az üzemi frekvencia megválasztásának problémája; a mérés-technikai és áramköri konstrukciós követelmények kompromisszuma. A fentiekben ismertetett módon kialakított rendszer – bár elvileg teljes mértékben alkalmas a kijelölt feladat megoldására – a gyakorlati megvalósításnál olyan súlyos problémákat vet fel, melyek csak részlegesen, kompromisszumosan oldhatók meg s ezáltal a rendszer alkalmazásának hatékonysága nagymértékben korlátozódik. A Doll-féle rendszer gyakorlati megvalósulásánál felmerülő technikai hiányosságok az alábbiakban összegezhetők:

A berendezés – a módszerhez igényelt viszonylag magas frekvenciatartomány miatt szükségszerűen – lyukműszeres kialakítású. Ezért gerjesztőegységének teljesítménye viszonylag alacsony értékre korlátozott. Ismeretes, hogy a mérőerősítő bemenetre redukált zajszintje – gondos konstrukció mellett is –  $1-10 \mu\text{V}$  lehet. A stabil működéshez szükséges  $20 \text{ dB}$  nagyságrendű jel/zaj szint biztosítása tehát  $100 \mu\text{V}$  nagyságrendű minimális bemenőszintet kíván s az erősítő ez esetben mintegy  $60-80 \text{ dB}$  erősítésű kell legyen.

Nyilvánvaló, hogy a soktekercses csatolt rendszereknél – minthogy a főtekercspár hatásdiagramjából levonásra kerülő segédtekercspár hatások által van biztosítva a kívánt érzékelési karakterisztika – adott kimenő gerjesztő jelszintnél a mérőerősítő bemenetén fellépő hasznos jelszint lényegesen – mintegy nagyságrenddel – csökken. Minthogy a gerjesztő jelszint korlátozott, ez

az effektus a mérőrendszer stabilitásának rovására megy, illetve a rendszer méréshatárait, mérési pontosságát korlátozza, a mérési karakterisztika labilitását idézi elő.

A fenti módszerbeli korlátok a műszerkonstrukciót arra kényszerítették, hogy a működési frekvencia optimális fölé növelésével szolgáltassák a szükséges bemenő jelszintet (minthogy a becsatolt jelszint a frekvencia négyzetével nő). Dachnov szerint a maximálisan megengedhető felső frekvencia határ 20 KHz. A soktekerces csatolt rendszereknél a méretezési követelmények azonban általában csak 35–40 KHz felett választott üzemi frekvencia mellett elégtethők ki.

#### 5. A rendszertechnikai kialakítás kompromisszumából adódó főbb működési hiányosságok

Az üzemi frekvenciának az optimális felett történő megválasztása a gyakorlati alkalmazásban súlyos mérés-technikai problémákat vetett fel, s az indukciós rendszerek elterjedését mindeddig nagyban korlátozta, főként az alábbi két okra visszavezethetően:

a) A magas üzemi frekvencia mellett – az I. Maxwell-egyenlet értelmében – már az eltolási áramok hatása is jelentkezik, a tér nem tekinthető kvazistacionáriusnak. Így az  $\epsilon$  dielektromos állandó értéke és annak változása is jelentkezik a mérési indikációban. Az elektromos vezetőképesség változását így ezen nem kívánt hatás érvényesülése elhomályosítja. Minthogy a víz, olaj  $\epsilon$ -ja jelentősen eltérő s az  $\epsilon$  változásának hatása az indikációról nem választható le, a módszer egy felső frekvencia határ felett teljesen használhatatlanná válik.

b) A soktekerces rendszer tekercsei között – a gyakorlati megvalósításban – mindig fellép közvetlen csatolás is. Annak érdekében, hogy a közvetlen csatolás változásai téves indikációt ne okozzanak, a mérőerősítő fázisszelektív kialakítású kell legyen. Az optimális felett megválasztott üzemi frekvencián a környezet vezetőképességének változása a becsatolt jel fázis helyzetének változását vonja maga után. Ez a nem kívánt effektus – fázisszelektív rendszer szükségszerű alkalmazása folytán – szuperponálódik az indikáció amplitúdójára és ki sem küszöbölhető indikációs torzítást okoz.

A fentiekben kifejtett elvi megfontolások a vonatkozó alapösszefüggések bemutatásával és mennyiségileg is igazozhatók.

#### 6. Az indukciós ellenállásszelvényező rendszert jellemző főbb függvénykapcsolatok

Az indukciós rendszer vizsgálatánál a Maxwell-egyenletrendszer két alap-egyenlete szolgáltat kiindulást.

$$\text{I. } \operatorname{rot} H = i + \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{II. } \operatorname{rot} E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2)$$

ahol:  $i$  – az elektromos áramsűrűség vektor,

$H$  – a mágneses térerősség vektor,

$E$  – az elektromos térerősség vektor,

$D$  – az elektromos eltolás vektora.

Az I. Maxwell-egyenlet alapján felírható gerjesztési törvény:

$$\oint H ds = \int_F \left( i + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dF \quad (3)$$

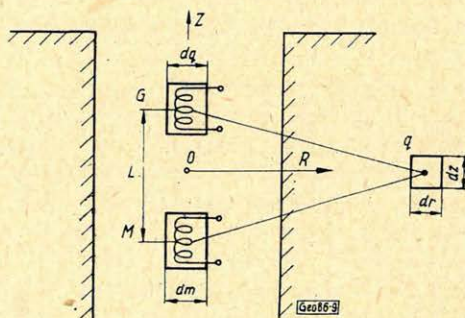
A II. Maxwell-egyenletből levezethető indukció törvény:

$$\oint E ds = - \frac{\partial}{\partial t} \int_F B dA \quad (4)$$

Amint az egyenletekből kitűnik, a gerjesztő áram változása által létrehozott mágneses térerősség függ az elektromos permeabilitástól ( $D = \epsilon E$ ) és a mágneses indukció ( $B = \mu H$ ) változása által létrehozott elektromos térerősség függ a  $\mu$  mágneses permeabilitástól. Szopora változás, tehát nagy frekvencia esetén ezek a tényezők elhomályosítják a kívánt,  $\sigma$  vezetőképességtől függő indikációt.

Alacsony frekvencia és gyakorlatilag állandó mágneses permeabilitás esetén a két Maxwell alapegyenlet a következő formát ölti:

$$\text{I. rot } H = i \quad \text{II. rot } E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (5)$$



9. ábra. Kétkerces indukciós szelvényező rendszer

Ilyen feltételek mellett a fenti egyenletek alapján egy gerjesztő és egy mérő tekercsből álló tekercspár tere – a 9. ábra szerinti elrendezés mellett – az alábbiak szerint írható le:

A tekercspár a 9. ábra szerint helyezkedik el a fúrólukban. A  $d_g$  átmérőjű (G) gerjesztőtekercs és a  $d_m$  átmérőjű (M) mérőtekercs egymástól  $L$  távolságban, koaxiálisan helyezkedik el a fúróluk tengelyében. Az  $n_g$  menetszámú (G) gerjesztőtekercsben  $f$  hangfrekvenciás, szinuszos,  $I_g$  intenzitású áramot kelt az (1) áramgenerátor. Az (G) gerjesztőtekercs tere által a fúrólukban és környezetében keltett örvényáram az (M) mérőtekercsben  $U_M$  feszültséget indukál s ezt a (2) erősítő kimenetén mérőműszer jelzi.

Az így kialakított hengerszimmetrikus potenciáltér az O, R, Z,  $\emptyset$  koordináta rendszerben írható le. Az O kezdőpont a tekercstávolság felező pontjában

van. A teret az ábrán feltüntetett  $d_q$  négyzetes keresztmetszetű elemi áramcsatornákra bontva a mágneses térerő egy elemi csatornában:

$$H_e = k_1 \frac{n_g A_g I_g \sin \omega t}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z^2 \right)^{3/2} \right]} \quad (6)$$

ahol:  $A_g$  – a gerjesztőtekeres keresztmetszet,  
 $I_g \sin \omega t$  – a gerjesztőáram,  
 $k_1$  – konstans.

A  $H_e$  intenzitású mágneses tér időbeli változása által indukált elemi elektromotoros erő:

$$E_e = -\frac{d\Phi}{dt} = -r^2 \frac{dH}{dt} = k_2 \frac{f n_g A_g r^2 I_g \cos \omega t}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (7)$$

Az  $E_e$  elektromotoros erő hatására keltett áram az elemi áramcsatornában:

$$dI_e = \frac{E_e}{2\pi r} = k_3 \frac{\sigma f r n_g A_g I_g \cos \omega t}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2}} dA \quad (8)$$

A  $dI_e$  áram által keltett mágneses térerő a mérőtekeres elhelyezési pontjában:

$$dH_m = k_n \frac{r^2 dI_e}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} - z \right)^2 \right]^{3/2}} = k^5 \frac{\sigma f r^2 n_g A_g I_g \cos \omega t dA}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2} \cdot \left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} - z \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (9)$$

A mérőtekeresben a mágneses tér időbeli változása mérőfeszültséget kelt. Az indukált elektromotoros erő középértéke:

$$d e_m = k^6 \frac{\sigma f^2 r^2 n_g A_g n_m A_m I_g dA}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2} \cdot \left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} - z \right)^2 \right]^{3/2}} = K \cdot T \cdot \sigma dA \quad (10)$$

és így:

$$e_m = K \int \sigma \int T d_r dz \quad (11)$$

ahol:  $K$  – a szondaállandó,

$T$  – a térparaméter.

A szondaállandó tehát:

$$K = k^7 \frac{f^2 n_g A_g n_m A_m I_g}{L} \quad (12)$$

A  $T$  differenciális térparaméter értéke az egyes áramcsatornák viszonylagos helyzetének megfelelően:

$$T = \frac{L}{2} \frac{r^3}{\left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2} \cdot \left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} - z \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (13)$$

Egynemű közeg esetén a mérőtekeresben indukált elektromotoros erő:

$$e_m = K\sigma \int_Q T d_q = K\sigma \quad (14)$$

Tehát a térparaméter integrálértéke – Dachnov idézett művében részletesen is igazolva – egységgel egyenlő.

### 7. A bemutatott összefüggésekből levonható alapvető következtetések

A bemutatott összefüggéseket áttekintve megállapítható, hogy az indukciós rendszer tényleges méretezésénél, minthogy az  $A_g$ ,  $A_m$  tekereskeresztmetszetek a lyukátmérő miatt, a tekereshossz és  $n_g$ ,  $n_m$  menetszám a pontszerűség közelítésének biztosítása miatt az  $I_g$  gerjesztőáram a lyukműszer lehetséges méretei miatt szigorúan lehatárolt maximális értékekkel bírhat és csupán a jel frekvencia magasra történő megválasztásával növelhető a bemeneti jel-szint, a szükséges jel/zaj viszony biztosítása érdekében. Ez a megoldás azonban, mint az alapegyséletek mutatták, azzal a káros következménnyel jár, hogy a rendszer további paraméterek függvényében jelentkező zavaróindukációt produkál, a mérési anyag értelmezése korlátozottá, szélső esetben lehetlenné válik.

A bemutatott probléma megoldásaként olyan rendszertani kialakítású mérőműszer kidolgozása szükséges, mellyel a kívánt irányított érzékelési hatásdiagram nem mindjárt a bemeneti kapcsolónál jön létre. Így a soktekeres csatolt rendszerek elvét elvetve olyan több független tekerespárból álló komplex rendszer alkalmazása szükséges, melynél a kívánt eredő hatásdiagram csak az egyes komponensek erősítése, elektromos feldolgozása után jön létre, az egyes részhatások elektromos szuperpozíciója útján. Az indukciós mérőeszköz ilyen rendszertani kialakítása elvileg akár időszétválasztásos, akár frekvencia szétválasztásos módszerrel biztosítható. Minthogy a feladat a lényegesen egyszerűbb áramköri felépítésű, kisebb kapcsolási elemszámot igénylő frekvenciaszétválasztásos módszerrel is megoldható, ez a megoldás tekinthető optimálisnak. Így megfelelő rendszertani felépítésű, a mérés technikai követelményeket jól kielégítő, frekvenciaszétválasztásos módszerrel működő többszetevős, függetlenített bemenetű indukciós mérőeszköz kialakításával oldható meg optimálisan a feladat.

### 8. Két- és háromszetevős frekvenciaszétválasztásos rendszer elve

Kimutatható, hogy a 6. ábra szerinti kúttengelyirányú hatásdiagram ordinátametszetei a két tekercs között:

$$T_{z_b} = \frac{1}{2L} \quad (15)$$

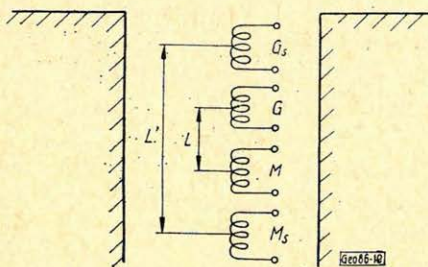
a két tekercsen kívül pedig:

$$Tz_k = \frac{1}{8z^2} \quad (16)$$

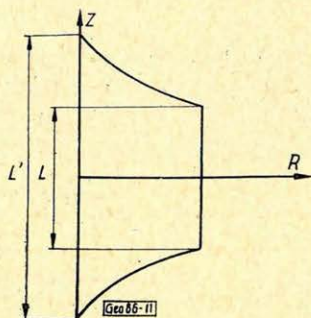
összefüggésekkel jellemezhetők.

Helyezzünk el a tekercspár tengelyének vonalában,  $L' > L$  tekercstávolsággal egy további, gerjesztő és mérőtekercsből álló tekercspárt a 10. ábra szerint.

Az  $L'$  tekercstávolságú kompenzáló tekercspárra írjuk elő, hogy  $z$  tengelymenti térparaméterének eső szakaszától származó hatás egyenlő legyen a főtekercs hatásdiagramjának vonatkozó részével, amint ezt a 11. ábra szemlélteti.



10. ábra. Két összetevős indukciós tekercrendszer



11. ábra. Két összetevős tekercsen dszer eredő hatásdiagramja

Ekkor az alábbi egyenlőség írható fel, a hatásdiagramok vonatkozó részei alapján:

$$K \int_{\frac{1}{2}L'}^{\infty} \sigma \frac{L}{8z^2} dz + K \int_{-\frac{1}{2}L'}^{\infty} \sigma \frac{L}{8z^2} dz = K' \int_{\frac{1}{2}L'}^{\infty} \sigma \frac{L'}{8z^2} dz + K' \int_{-\frac{1}{2}L'}^{\infty} \sigma \frac{L'}{8z^2} dz \quad (17a)$$

Az egyenlőség megoldásaként nyerjük:

$$f^2 n_g A_g n_m A_m I_g = f'^2 n'_g A'_g n'_m A'_m I'_g \quad (17b)$$

És a fentiek teljes analógiájaként, több ( $n$ ) tekercspárt tartalmazó tekercrendszer esetén:

$$\Sigma f_n^2 n_{g'n} A_{g'n} n_{m,n} A_{m,n} I = 0 \quad (18)$$

A fenti összefüggés alapján bármely többtekercses rendszer méretezhető úgy, hogy a külső tekercspáron kívüli  $z$  tengelymenti hatáskomponensek — egymásra szuperponálva — nulla eredőt adjanak. Ezáltal a vizsgálati tér  $z$  tengelymenti kiterjedése jól definiált és tökéletesen lehatárolható. Két tekercspárból álló összetett rendszer esetén a rendszer két összetevőjét két különböző,  $f_1$  és  $f_2$  frekvencián gerjesztve — a (18) egyenlet kielégítése mellett — a tengelymenti szelektivitás jól biztosítható, és mindkét erősítő csatorna számára bizto-

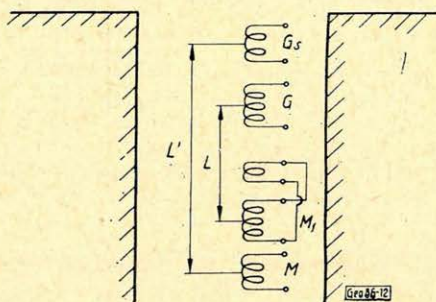
sítható a szükséges kielégítő jel/zaj viszony. A két összetevő szuperpozíciója a jel elektromos feldolgozása – erősítés, esetleg diszkriminálás – után következik.

Az iszaphatás kiküszöbölése érdekében egy harmadik rendszer összetevő alkalmazása szükséges. Így egy háromösszetevős rendszer képes arra, hogy mind a  $z$  tengelymenti szelektivitás, mind pedig az iszaphatás kiküszöbölésének követelményét kielégítse.

H. G. Doll és Poupon vonatkozó publikációja alapján (4), (7) az iszaphatás gyakorlati kiküszöbölését az alábbi egyenlőség kielégítésével lehet biztosítani:

$$\Sigma \frac{A_{gn}n_{gn}A_{mn}n_{mn}I_n f_n^2}{\left(\frac{L}{2}\right)^2} = 0 \quad (19)$$

Az összefüggés szintén jól lehetővé teszi a frekvenciaszétválasztásos rendszer alkalmazását. Így az iszaphatás kiküszöbölésére egy harmadik,  $f_3$  frekvenciával táplált tekercsrendszer összetevő kerül alkalmazásra. Az így kialakított háromösszetevős rendszer elvi elrendezését a 12. ábra szemlélteti.



12. ábra. Háromösszetevős tekercsrendszer elvi elrendezése

### 9. A háromösszetevős rendszer megvalósíthatóságának rendszertechnikai és műszertechnikai feltételei

Az így kialakított háromösszetevős, frekvenciaszétválasztásos rendszer elvileg kifogástalan megoldást nyújt a kielégítő bemenő jelszint biztosításával és a felső határfrekvencia betartásával kapcsolatban felmerült problémák tekintetében.

Praktikus megvalósításának értékét azonban nagyban korlátozzák a rendszer frekvenciastabilitásával és amplitúdóstabilitásával kapcsolatban támasztott szigorú követelmények. A lyukhőmérséklet hatására a lyukműszer gerjesztő egységeinek frekvenciastabilitása és a gerjesztő-áramingadozás feltétlenül túllépi a megengedhető értéket. A többösszetevős rendszernél a frekvenciák és gerjesztő áramok értékének relatív változásai ugyanis – a (18) és (19) egyenletek értelmében – közvetlenül befolyásolják az érzékelési karakterisztikát.

A többfrekvenciás rendszerek alkalmazhatósága – az eddig ismert rendszertechnikai megoldások mellett – a fentiek alapján gyakorlati okok miatt nem lehetséges. Nyilvánvaló, hogy két vagy több független jelforrás frekvencia-

stabilitás és kimenő szinuszjelének színtingadozása a kívánt korlátokon belül nem tartható, a lyukműszerek konstrukciós feltételei mellett.

A minden egyéb szempontból optimális eredményt kínáló háromösszetevős rendszer alkalmazása érdekében ezért olyan rendszertechnikai megoldás kialakítása szükséges, melynél az üzemi frekvenciák viszonylagos helyzetét kényszerkapcsolat biztosítja és a kimenő jelszintek szigorúan determináltak.

Ilyen műszaki feltételeket kielégítő, találmányi jellegű indukciós vezetőképesség szelvényező rendszer, illetőleg mérőeszköz kidolgozása folyamatban van (az ELGI-nél), mely a kritikus frekvenciahatár alatt megválasztott működési frekvenciatartományban kijelölt érzékelési karakterisztika stabilitással működtethető. A rendszer, valamint tényleges és végleges áramköri kialakítása, mérési eredményei az eredményes kísérletek lefolytatását követően kerülnek majd ismertetésre.

#### 10. A rendszer alkalmazási köre

A mérési rendszer különösen ajánlott alkalmazási területeként főleg az olajbázisú iszappal fúrt lyukak, valamint a viszonylag nagy ellenállású el-árasztott zónával rendelkező területek minősülnek. Szelektív jellegénél fogva a rendszer különösen alkalmas valamely irányított áramterű mérési módszerrel történt kombinált alkalmazásra. Kutatófúrások komplex értelmezéséhez laterológ és radioaktív típusú szelvényekkel együtt igen sok oldalú információs anyagot szolgáltat.

#### IRODALOM

1. V. N. Dachnov: Mélyfúrási geofizika IX. fejezet.
2. H. G. Doll: Introduction to the induction logging (Oil and Gas Journ. Febr. 24. 1949).
3. Dumanoir-Tixier: Interpretation of the induction-electrical log in fresh mud (Petroleum Transactions AIME).
4. H. G. Doll: 898.642. ny. n. szabadalom.
5. Zimmermann: 1028.707. ny. n. szabadalom.
6. Schuster: 1057.253. ny. n. szabadalom.

# Egyesületi hírek

1965. március 9-én megalakult a Magyar Geofizikusok Egyesülete Közgazdasági Bizottsága.

A Közgazdasági Bizottság célja: a Magyarországon alkalmazott geofizikai módszerek gazdasági eredményeinek vizsgálata a kőszén, a szénhidrogén és egyéb ásványi anyagok, valamint a vízkutatás terén. Az ipargazdasági kérdéseken túlmenően a bizottság feladatának tekinti az ipargazdasági munka népszerűsítését is a geofizikus szakemberek körében, előadások és publikációk formájában.

\* \* \*

Március 11-én elnökségi ülést tartottunk az alábbi napirendi pontokkal:

1. Főtitkári beszámoló az 1964. évi munkáról és az 1965. évi munkatervről.
2. Az Eötvös-Emlékérem bizottságának megválasztása.
3. A Közgazdasági Bizottság munkaterve.
4. Az Egyesületből kilépett, vagy törölt tagok újrafelvételének javaslata.
5. Nemfizető tagok törlése.
6. Bejelentések.

Az elnökségi ülésen 17 fő vett részt. Az ülés munkáját 17 határozatban foglalta össze.

\* \* \*

Március 11-én 16,30 órai kezdettel tartotta meg az új vezetőség az első választmányi ülést. Az ülés napirendje:

1. Az elnökség beszámolója az 1964 - 65. évi munkáról.
2. A Számvizsgáló Bizottság beszámolója.
3. Az 1965. évi költségvetés.
4. A Fegyelmi Bizottság megválasztása.
5. Bejelentések.

Az elnökség beszámolóját a választmány kisebb módosításokkal elfogadta.

A Számvizsgáló Bizottság és az 1965. évi költségvetés bejelentését a választmány jóváhagyólag tudomásul vette.

A megválasztott Fegyelmi Bizottság tagjai: Gálfi János, Komáromy István, Tolmár Gyula, póttagok: Csomor Dezső és Jesch Aladár tagtársak.

Ezek után a választmányi ülés több bejelentést tárgyalt.

Résztevők száma: 47 fő.

# Agyagos kifejlődésű kőolaj-földgáz-tároló homokkőrétegek mennyiségi karotázs vizsgálatának új módszere

BARLAI ZOLTÁN

Az agyagos kifejlődésű szénhidrogéntároló rétegek mennyiségi karotázs vizsgálata számára kidolgoztuk a Q-módszert. Ennek lényege a komparatív vizsgálat elvének felhasználása az abszolút vizsgálatok helyett. A komparáció számára víztároló bázisrétegeket vonunk be a kvantitatív interpretációba. Bemutatjuk a diszperz-agyagos és a vékony agyagcsíkokat tartalmazó homokkőrétegekre kidolgozott interpretációs függvényeket és az interpretációs munka menetét. Vizsgáljuk az agyagcsíkokat tartalmazó homokkőrétegek ellenállásparámétereinek anizotrópiáját, és megmutatjuk, hogy a produktív rétegek biztonságos felismerése érdekében be kell vezetni a karotázs gyakorlatba a tranzverzális fajlagos elektromos ellenállás felhasználását.

Для количественной каротажной интерпретации глинистых нефтегазоносных коллекторов разработали метод —. Сущность его заключается в использовании принципа сравнительного исследования вместо абсолютных исследований. Для сравнения в количественную интерпретацию введем водоносные опорные пласты. Покажем интерпретационные зависимости, полученные для песчаных пластов, содержащих дисперсную глину или тонкие глинистые пропластки, а также ход интерпретации. Рассмотрим анизотропию сопротивления песчаников, содержащих глинистые пропластки, и покажем, что в целях достоверного выявления продуктивных пластов необходимо ввести в практику каротажа использование удельного сопротивления, измеренного в поперечном по напластованию направлении.

Für die quantitative Bohrlochmessungs-Interpretation von kohlenwasserstofftragenden Schichten einer tonigen Ausbildung haben wir die Q-Methode ausgearbeitet. Das Wesentliche dieser Methode ist die Anwendung der komparativen Untersuchungs-Theorie anstatt den absoluten Untersuchungen. Für die Zwecke des Vergleiches werden wasserführende Grundschichten in die quantitative Interpretation hereingezogen. Wir veranschaulichen hiermit die für die dispers-tonigen und dünne Tonstreifen enthaltenden Sandsteinschichten ausgearbeiteten Interpretations-Funktionen wie auch den Verlauf der Interpretations-Arbeit. Wir untersuchen die Anisotropie der Widerstandsparameter der Tonstreifen enthaltenden Sandsteinschichten und beweisen, dass man, im Interesse der sicheren Identifizierung von produktiven Schichten, die Anwendung des transversalen, spezifischen, elektrischen Widerstandes in die Bohrlochmessungs-Praxis einführen muss.

Az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt Tudományos Kutató és Fejlesztési Főosztályán 1963 óta foglalkozunk az agyagos kifejlődésű kőolaj-földgáz-tároló homokkőrétegek mennyiségi karotázs vizsgálatával és interpretációjával. Ismeretes, hogy az agyag jelenléte a tárolókőzetben jelentős befolyást gyakorol a tárolókőzet geofizikai paramétereire. Ezeket a hatásokat mennyiségi interpretációs módszerekkel igyekeznek figyelembe venni. A mennyiségi interpretáció függvényeiben jelentős hibahalmazódások állhatnak elő (a függvények típusa ezt rendszerint elősegíti), ami arra vezet, hogy az interpretáció végeredményei: a rétegfizikai paraméterek (víz-szaturáció, effektív porozitás stb.) jelentős hibákkal lesznek terhelve az esetek egy részében.

Új módszert dolgoztunk ki, amelynél az volt az alapvető célkitűzés, hogy védekezzünk a hibahalmazódás ellen. A hibák és azok halmazódása elleni védekezés természetesen állandó törekvés a geofizikai munkában. Ennek érdekében vannak be új geofizikai paramétereket a munkába, tiszta információk nyerésére törekszenek, fokozzák a műszerek felbontóképességét, mérési pontosságát,

stabilitását, korrekciós függvényeket határoznak meg matematikai úton vagy modellezéssel stb. Mi az új módszer kidolgozásakor a munkahibák halmozódása ellen két lényeges módszertani célkitűzést követtünk:

1. Az agyagos homokkötőanyagok vizsgálatánál meg kell határozni az agyag elhelyezkedési formáját a tárolóban, mert a geofizikai paraméterekre gyakorolt hatás nagysága (mennyiségi oldal) jelentősen függ az elhelyezkedési formától (minőségi oldal). Az interpretációs függvényeket olyan matematikai modelleken kell meghatározni, amelyek elegendően megközelítik az agyag tényleges elhelyezkedési formáit. Ennek érdekében morfológiai osztályozást készítettünk az agyag gyakoribb elhelyezkedési formáiról és ezt követve, az egyszerűbbtől a bonyolultabb felé haladva dolgozzuk ki a matematikai modelleket, az interpretációs függvényeket és a gyakorlati interpretáció program-folyamatát.

2. A karotázs gyakorlatában alkalmazott abszolút vizsgálatok helyett bevezetjük a *komparatív* (relatív) vizsgálat módszerét, mivel utóbbi – bizonyos interpretációs függvénytípusok esetén – védelmet nyújt a kiinduló adatok veszélyes halmozódása ellen. A komparatív vizsgálat elvének alkalmazási lehetőségét itt abban látjuk, hogy a vizsgálandó réteget nem önmagában (kizárólag a saját adataira támaszkodva) vetjük alá kvantitatív interpretációnak, hanem – ha lehet és ha érdemes – összehasonlítjuk („komparáljuk”) a vizsgált geológiai szinttájban alkalmasan kiválasztott *bázisréteggel*. Bázisréteg minőségében olyan réteg (vagy rétegszakasz) felel meg, amely rendelkezik az alábbi tulajdonságokkal:

a) a keresett rétegfizikai paraméter (pl. vízsaturáció) értéke *nagy pontossággal ismeretes*;

b) a litológiai és közszerkezeti kifejlődés megegyezik a vizsgálandó réteg kifejlődésével (pl. mindkét réteg agyagos homokkő diszperz agyagtartalommal).

Az 1. célkitűzés megvalósítása elősegíti azt, hogy a geofizikai paraméterekből a keresett rétegfizikai paramétereket olyan interpretációs függvények segítségével határozzuk meg, amelyek jól megadják a mennyiségi összefüggéseket.

A 2. célkitűzés szerinti munka az esetek jelentős részében csökkenti az interpretációs függvényekben létrejövő hibahalmozódást.

Legyünk tisztában azzal, hogy a geofizikai paraméterek meghatározott értékei a karotázs gyakorlatban rendszerint hibásak. A hibák mérés technikai eredetűek, vagy a korrekciók alkalmazásával kapcsolatosan jönnek létre. Legyen a geofizikai paraméter jele  $A$ , ami egyúttal a pontos értéket jelenti. A hibás  $A^*$  érték az alábbi kapcsolatban van a pontos értékkel:

$$A^* = k \cdot A + a = A + (k - 1) \cdot A + a = A(1 + \delta) \quad (1)$$

Fenti kifejezésben azt írjuk le, hogy a karotázs paraméter hibája arányos természetű  $[(k - 1) \cdot A]$  és additív természetű  $(a)$  komponensekből tevődik össze.  $\delta$  a relatív hibát jelenti; fejezzük ezt ki  $(I)$ -ből:

$$\delta = \frac{A^* - A}{A} = (k - 1) + \frac{a}{A} \quad (2)$$

A karotázs mérési és kiértékelési gyakorlatban a *rendszeres hibák* vannak túlsúlyban a véletlen hibákhoz képest, mivel az egyes geofizikai paramétereket egy-egy fúrásban rendszerint csak egyetlen műszerrel, egy alkalommal mérik meg olyan körülmények között, amelyek rendszeres hibákra vezetnek (általában analóg méréseket alkalmaznak; ezek érzékenyek a műszerbeállítás pontosságára, a szelvényezőkábel szigetelésére stb.).

A (2) alatt leírt relatív hibában az arányos komponens rendszerint nagyobb az additív komponensnél az  $A$  geofizikai paraméter nem túlságosan kicsi értékei mellett:

$$|k - 1| > \frac{a}{A} \quad (3)$$

ezért a  $\delta$  relatív hiba az esetek döntő többségében megtartja előjelét egy adott szelvény felvétele közben; így várható, hogy  $\delta$  előjele egy geológiai szinttájon belül a vizsgált réteggel és a bázisréteggel szemben ugyanaz lesz. Ezt a tapasztalati megállapítást használjuk ki a komparatív vizsgálati elv bevezetésénél.

A komparáció elvégzésekor az összehasonlítandó mennyiségek viszonyát ( $V$ ) képezik. Legyen a két mennyiség a keresett rétegfizikai paramétert tükröző geofizikai mennyiség ( $A$ ) értéke a vizsgált réteggel szemben ( $A$ ) és a bázisréteggel szemben ( $A_r$ ). Mivel ezeknek csak hibás értékeit ismerjük:

$$\begin{aligned} A^* &= A(1 + \delta) \\ A_r^* &= A_r(1 + \delta_r) \end{aligned} \quad (4)$$

ezért az összehasonlításba hibás értékek kerülnek be:

$$V^* = \frac{A^*}{A_r^*} = \frac{A}{A_r} \cdot \frac{(1 + \delta)}{(1 + \delta_r)} = \frac{A}{A_r} \cdot (1 + \Theta) \quad (5)$$

Miként ismeretes [1], a  $V$  hányados relatív hibája ( $\Theta$ ) az alábbi összefüggésben van a számláló és a nevező relatív hibáival ( $\delta$ , illetve  $\delta_r$ ):

$$|\Theta| \cong \left| |\delta| - |\delta_r| \right| \quad (6)$$

A fenti összefüggés szerint  $V^*$  relatív hibájának abszolút értéke kisebb lesz, mint a vizsgált réteggel és a bázisréteggel szemben mért értékek relatív hibái közül a nagyobb abszolút értékű hiba abszolút értéke. Ennek feltétele az, hogy a vizsgált rétegnél és a bázisrétegnél képződő hibák ( $\delta$  és  $\delta_r$ ) egyirányúak legyenek, ami a (3) összefüggés érvényesülése alapján az esetek döntő többségében biztosítottnak látszik; a komparáció elvének felhasználása tehát arra vezet, hogy a hibahalmazódás mértéke — statisztikus értelemben — csökken az interpretációs függvényekben.

Az interpretációs módszer kidolgozásakor az alábbi rétegfizikai paraméterek mennyiségi meghatározását tűztük ki célul:

- $S_w$  — az effektív porüstér vízsaturációja (dimenzió nélküli),
- $\Phi_e$  — effektív porozitás (dim. nélk.),
- s, ill. p — térfogati agyagosság a diszperz agyagot, ill. agyagcsíkokat tartalmazó homokkötőarólokban (dim. nélk.).

A hazai karotázs jelenlegi szintjén az elektrokarotázs módszerek használhatóak fel kvantitatív értékelő munkához, ezért az új módszerekhez elektrokarotázs paramétereket vettünk igénybe; mivel a meghatározandó mennyiségek (7) száma három, ezért a feladat egyértelmű megoldásához az alábbi három elektrokarotázs paramétert használtuk fel:

- $\rho_t$  — a réteg tényleges ellenállása (ohmm),  
 $\rho_{A,0}$  — a réteg kiöblített zónájának ellenállása (ohmm), (8)  
 $\alpha$  — a tárolókőzetben levő agyag által okozott PS-csökkenési tényező (dimenzió nélküli).

A komparáció elvét egyelőre csak a vízszaturáció ( $S_w$ ), mint a szénhidrogénkutatók számára legfontosabb rétegfizikai paraméter meghatározásához használtuk fel; ehhez bevezettünk egy  $Q$  paramétert az alábbi definíció szerint:

$$Q = \frac{\rho_t}{\left(\frac{\rho_t}{\rho_{A,0}}\right)_r} = \frac{\rho_t}{(\rho_t)_r} \cdot \frac{(\rho_{A,0})_r}{\rho_{A,0}} \quad (9)$$

Fenti kifejezésben az index nélküli mennyiségek a vizsgálandó rétegre, az  $r$ -indexszel ellátott mennyiségek a bázisrétegre vonatkoznak. *Bázisréteggént biztosan víztároló réteget veszünk* a vizsgálandó réteget tartalmazó geológiai szinttájából. (Itt geológiai szinttájón az azonos korú, és azonos sókoncentrációjú rétegvizet tartalmazó rétegek összességét értjük.) A bázisréteg litológiai és közetszerkezeti kifejlődése meg kell hogy egyezzek a vizsgálandó réteg kifejlődésével.

A (9) alatt bevezetett  $Q$ -paraméter alapján a módszert röviden  $Q$ -módszernek nevezzük.

A módszer interpretációs függvényeit és gyakorlati alkalmazásának program-folyamatát eddig az agyagos homokkövek alábbi kifejlődési eseteire dolgoztuk ki:

- a) diszperz agyagot tartalmazó homokkövek,
- b) agyagsíkokat tartalmazó homokkövek (egyszerű „szendvics”-homokkövek),
- c) agyagsíkok és diszperz agyagot tartalmazó homokkőcsíkok váltakozását mutató homokkövek (általános szendvics-homokkövek).

Itt bemutatjuk az a) és b) kifejlődési esetek interpretációs függvényeit és az értékelés munkafolyamatát.

#### a) Diszperz agyagot tartalmazó homokkövek

Itt felhasználtuk G. E. Archie empirikus formuláit [2] [3], amelyek tiszta homokkövekre érvényesek, továbbá Leendert de Witte javaslatát [4] a pórásokban levő rétegvíz és diszperz agyag keverékellenállásának a leírására, továbbá M. R. J. Wyllie [5] [6] háromkomponensű kőzetmodelljét az  $\alpha$  PS-

csökkenési tényező leírásához. Ezek továbbfejlesztésével az alábbi függvényeket kaptuk a (8) alatti elektrokarotázs paraméterekre:

$$Q_t = \frac{k \cdot Q_w \cdot Q_{sh}}{[s \cdot Q_w + \Phi_e \cdot Q_{sh}] \cdot (s + \Phi_e)^{[1+n-m]}} \cdot \frac{1}{(s + \Phi_e \cdot S_{\Delta,0})^n} \quad (10)$$

$$Q_{\Delta,0} = \frac{k \cdot Q_{mf} \cdot Q_{sh}}{s \cdot Q_{mf} + \Phi_e \cdot Q_{sh}} \cdot (s + \Phi_e)^{[1+n-m]} \cdot \frac{1}{(s + \Phi_e \cdot S_{\Delta,0})^n} \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{1}{\left(1 + \frac{s}{\Phi_e} \cdot \frac{1}{S_{\Delta,0}}\right)^2} \quad (12)$$

A fenti kifejezésekben szereplő mennyiségek:

- $Q_w$  — a rétegvíz ellenállása (ohmm),  
 $Q_{mf}$  — a kiöblített zónában levő víz (rendszerint iszapfiltrátum, kevés rétegvízszennyezéssel) ellenállása (ohmm),  
 $Q_{sh}$  — a diszperz agyag ellenállása (ohmm); pontosabb laboratóriumi adatok hiányában egyenlőnek veszik az impermeábilis agyagpadok ellenállásának felével,  
 $S_{\Delta,0}$  — a kiöblített zóna vízsaturációja (dim. nélk.),  
 $k, m, n$  — függvénykonstansok (dim. nélk.).

A gyakorlati interpretáció munkalépései az alábbiak:

1.  $\Phi_e$  és  $(\Phi_e)_r$  meghatározása a következő formulákból:

$$\Phi_e = \frac{\frac{1}{k^m}}{\left(\frac{Q_{\Delta,0}}{Q_{mf}}\right)^{\frac{1}{m}} \cdot (S_{\Delta,0})^{\frac{n}{m}}} \cdot C_1 \quad (13)$$

ahol  $C_1$  az agyagosság hatását figyelembe vevő korrekciós tényező az alábbi képlet szerint:

$$C_1 = \frac{\left[1 + S_{\Delta,0} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}} - 1\right)\right]^{[1+n-m]} \cdot \frac{1}{m}}{\left[1 + \frac{Q_{mf}}{Q_{sh}} \cdot S_{\Delta,0} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}} - 1\right)\right] \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right)^n} \quad (14)$$

2.  $s$  és  $(s)_r$  meghatározása:

$$s = \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}} - 1\right) \cdot S_{\Delta,0} \cdot \Phi_e \quad (15)$$

3.  $S_w$  meghatározása:

$$S_w = S_{\Delta,0} \cdot \left(\frac{P}{Q}\right)^{\frac{1}{n}} - \frac{s}{\Phi_e} \cdot \left[1 - \left(\frac{P}{Q}\right)^{\frac{1}{n}}\right] \quad (16)$$

ahol  $P$  az agyagosság hatását figyelembe vevő korrekciós tényező:

$$P = \frac{s \cdot \varrho_{mf} + \Phi_e \cdot \varrho_{sh}}{(s)_r \cdot \varrho_{mf} + (\Phi_e)_r \cdot \varrho_{sh}} \cdot \frac{(s)_r \cdot \varrho_w + (\Phi_e)_r \cdot \varrho_{sh}}{s \cdot \varrho_w + \Phi_e \cdot \varrho_{sh}} \quad (17)$$

b) *Agyagcsíkokat tartalmazó homokkövek*

Itt az interpretációs függvényeket a rétegzettséggel párhuzamosan mérhető, longitudinális ellenállás paraméterekkel írtuk fel a sok szerző által használt harmonikus középérték-képzés segítségével.

Ezenkívül felhasználtuk H. G. Doll kőzetmodelljét [7], [8] az  $\alpha$  PS-csökkenési tényező leírásához.

A  $Q$ -módszer szerinti interpretáció elvégzésekor a munkafolyamat az alábbi lesz:

1.  $p$  és  $(p)_r$  meghatározása:

$$P = \frac{\left(\frac{\varrho_{\Delta,0}}{\varrho_t}\right)^{\left[\frac{1}{\alpha}-1\right]} - 1}{\left(\frac{\varrho_{\Delta,0}}{\varrho_t}\right)^{\frac{1}{\alpha}} - 1} \cdot \frac{\varrho_{sh}}{\varrho_t} \quad (18)$$

Ha  $\frac{\varrho_{\Delta,0}}{\varrho} = 1$  lenne, akkor (18) helyett az alábbi képlettel számolunk:

$$p = (1 - \alpha) \cdot \frac{\varrho_{sh}}{\varrho_t} \quad (19)$$

2. A homokkőcsíkok elektromos formációfaktorának meghatározása [ $F$  és  $(F)_r$ ]:

$$F = \frac{\varrho_{\Delta,0}}{\varrho_{mf}} \cdot S_{\Delta,0}^n \cdot \frac{(1-p) \cdot \varrho_{sh}}{\varrho_{sh} - p \cdot \varrho_{\Delta,0}} \quad (20)$$

3.  $S_w$  meghatározása:

$$S_w = \left(\frac{A}{Q} \cdot \frac{B}{D} - \frac{C}{D}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (21)$$

ahol:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{p \cdot F \cdot \varrho_{mf} + (1-p) \cdot \varrho_{sh} \cdot S_{\Delta,0}^n}{(p)_r \cdot (F)_r \cdot \varrho_{mf} + (1-p)_r \cdot \varrho_{sh}} \\ B &= (p)_r \cdot (F)_r \cdot \varrho_w + (1-p)_r \cdot \varrho_{sh} \\ C &= p \cdot F \cdot \varrho_w \\ D &= (1-p) \cdot \varrho_{sh} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

#### 4. Az effektív porozitás meghatározása:

a) A tiszta homokkőcsíkok porozitása:

$$\Phi_e = \left( \frac{k}{F} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (23)$$

b) Az egész kőzettérfogatra vonatkoztatott effektív porozitás:

$$\Phi_{e,b} = \Phi_e \cdot (1 - p) \quad (24)$$

A (18)–(22) formulákban  $\rho_{sh}$  a homokkőtárolóba betelepült agyagcsíkok ellenállását jelenti (ohmm); ezt egyenlőnek szokták venni a tárolókőzetet beágyazó agyagok ellenállásával.

A (10)–(24) interpretációs függvényekben szereplő  $k, m, n$ , függvénykonstansoknak a vizsgált geológiai szintre jellemző átlagértékét kőzetmintákon végzett laboratóriumi mérésekkel határozzuk meg a matematikai statisztika módszereivel. Ezek a függvénykonstansok teszik lehetővé, hogy jól vegyük figyelembe a gyakorlati munkában közvetlenül nem mérhető fizikai-kémiai tulajdonságok befolyását; ilyen tulajdonságok: szemcseméreteloszlás, cementáció minősége és mértéke, agyagok minősége, ionféleségek a rétegvízben és az iszapban, a kőolaj vagy földgáz fizikai-kémiai tulajdonságai, a kőzet nedvesítési tulajdonságai (abszorpciós tulajdonságok, felületi feszültségek) stb.

A  $Q$ -módszert kipróbáltuk az Üllés – Felsőpannon kutatási területen 5 fúrás kb. 50 rétegében, pozitív eredménnyel. A Mihályi – 13. sz. fúrás 4 rétegében a  $Q$ -módszer eredményeit összehasonlítottuk több, az irodalomból ismert módszer segítségével számolt eredményekkel, ugyancsak pozitív eredménnyel.

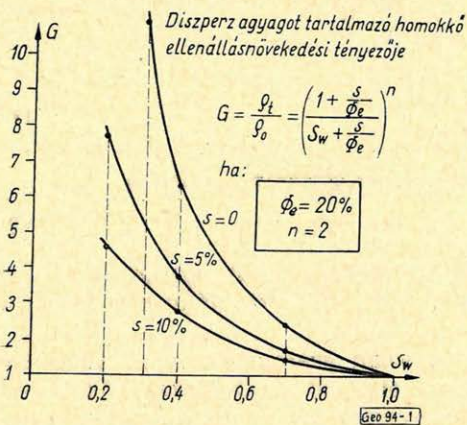
1965-ben a  $Q$ -módszert bevezetjük a kőolajipar gyakorlati munkájába. A gyakorlati bevezetést azzal igyekszünk megkönnyíteni, hogy a (13)–(24) interpretációs függvényekről nomogramokat készítettünk a Magyar Tudományos Akadémia Matematikai Kutatóintézetével. A nomogramok 1965 közepére elkészülnek.

A  $Q$ -módszer jól felhasználható az interpretáció automatizálásánál; ahhoz geofizikai előkészítő programként tekinthető tiszta homokkővekre, diszperz agyagot tartalmazó homokkővekre és szendvics-homokkővekre (a formulák természetesen érvényesek tiszta homokkővekre is  $s = 0$ , ill.  $p = 0$  behelyettesítés mellett!)

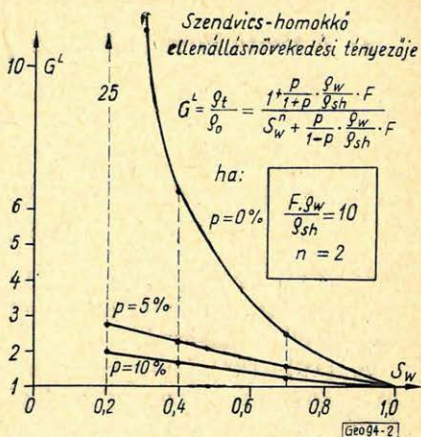
A továbbiakban a  $Q$ -módszer formulái segítségével megvizsgáljuk, hogy a tárolókőzetbe betelepült agyag mekkora hatást gyakorol az elektrokárotázs paraméterekre. Az itt közölt anyag csak kiragadott részleteket tartalmaz a lefolytatott vizsgálatból. Az agyag hatása az ellenállásnövekedési tényező lecsökkenésében mutatkozik meg legélesebben. Mint ismeretes, ellenállásnövekedési tényezőn ( $G$ ) értik a szénhidrogéntartalmú kőzet ellenállását ( $\rho$ ) a vízzel telített kőzet ellenállásához ( $\rho_0$ ) viszonyítva.

Az 1. ábrán bemutatjuk a diszperz agyagot tartalmazó homokkő  $G$  tényezőjét a vízszaturáció és a térfogati agyagosság függvényében. Látható, hogy  $G$  értéke  $s$  növekedésekor rohamosan csökken.

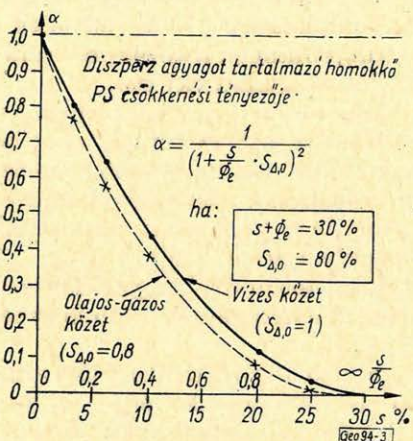
A 2. ábra a szendvics-homokkő longitudinális irányban mért  $G^L$  tényezőjét ábrázolja. A szendvics-homokkőveknél az agyag hatása alapvetően függ az  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}}$  paraméter nagyságától; e paraméter azt mutatja meg, hogy a homokkő-



1. ábra

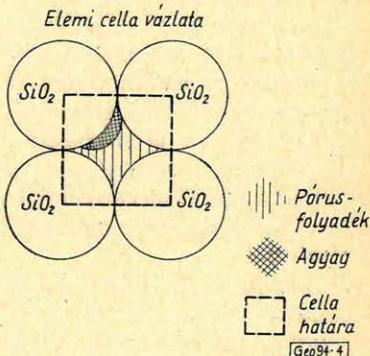


2. ábra



3. ábra

Diszperz agyagos homokkő elektromos modellje



4. ábra

csíkok ellenállása ( $F \cdot \rho_w$ ) – víztelítettség mellett – mekkora az agyagcsíkok ellenállásához ( $\rho_{sh}$ ) képest. Ha ez a paraméter nagy értéket vesz fel (az ábrán bemutatott esetben értéke 10), akkor az agyag olyan nagy mértékben lecsökken-ti a  $G^L$  tényezőt, hogy egyes esetekben a produktív réteg pusztá felismerése is kétséges! Ebből az következik, hogy a szendvics-homokkővek mennyiségi értelmezése nagyobb problémákat tartalmaz, mint a diszperz agyagos homok-kővek értelmezése.

A 3. ábrán a PS-csökkenési tényező változását mutatjuk be a térfogati agyagosság függvényében; a grafikont a (12) függvény alapján számoltuk. Látható, hogy maradék szénhidrogének jelenléte a kiöblített zónában ( $S_{D,0} = 0,8$ ) tovább csökkenti  $\alpha$  értékét.

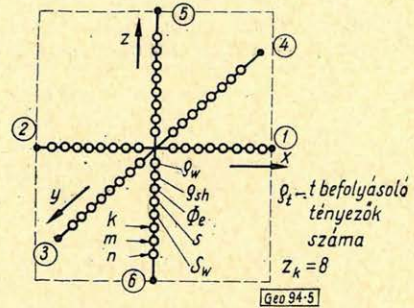
A 4., 5., 6., 7. ábrákon azt igyekezünk szemléltetni, hogy az elektrokariotázis módszer miért van hátrányosabb helyzetben a szendvics-homokkőveknél,

mint a diszperz agyagos homokköveknél. A 4. ábrán a diszperz agyagos homokkő elemi egységét (celláját) mutatjuk be; az elemi cella egyetlen szemcseközi pórusból és az azt körülvevő kvarcsejtszemből áll. Az 5. ábrán az elemi cella elektromos sejt-analógiát mutatjuk be térbeli Descartes-koordinátarendszerben. Az elemi cella elektromos vezetését  $x$ -,  $y$ - és  $z$ -irányú ellenállásláncok valószínűsítik meg; ezek a cella közepén csomópontot képeznek. Mindegyik ellenállásában 8 ellenállást helyezünk el, annak megfelelően, hogy a (10) függvény szerint 8 mennyiség együttesen határozza meg a közet  $\rho_t$  tényleges ellenállását; ezek:  $\rho_w$ ,  $\rho_{sh}$ ,  $\Phi_e$ ,  $s$ ,  $S_w$ ,  $k$ ,  $m$ ,  $n$ . A 6. ábrán a közet nagyobb volumene van szemléltetve térbeli elektromos analóg modell segítségével, amely úgy jön létre, hogy az 5. ábrán vázolt elektromos sejt-analógot  $x$ ,  $y$ ,  $z$  irányokban egymás mellé helyezzük és az ellenállásláncok végpontjait (az 5. ábrán 1, 2, 3, 4, 5, 6 pontok) összekapcsoljuk a szomszédos sejtek megfelelő pontjaival.

A 7. ábrán a szendvicshomokkő térbeli elektromos analóg modellje van feltüntetve vázlatosan. Itt a tiszta homokkőcsíkok helyére olyan hálózatok kerülnek, mint a diszperz agyagos homokkő esetében (lásd. a 6. ábrát), azzal a különbséggel, hogy most csak 6 mennyiség határozza meg a homokkőcsíkok ellenállását (ugyanis  $s = 0$  és így  $\rho_{sh}$  is elveszti értelmét). Az agyagcsíkok helyére 1-komponensű hálózat kerül ( $\rho_{sh}$ ); a térfogati agyagosság  $p$  paraméterének nagysága szabja meg az agyaghálózatok és a homokkőhálózatok  $z$ -irányú vastagságát.

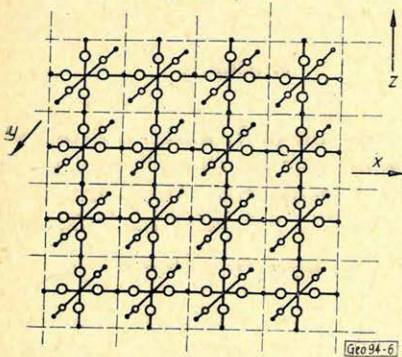
Ezek után hasonlítsuk össze a szendvicshomokkővet a diszperz agyagos homokkővel a 6. és a 7. ábrák alapján a szénhidrogének jelenlétének kimutathatósága szempontjából. Ha

Elemi cella térbeli elektromos sejt-analógiája



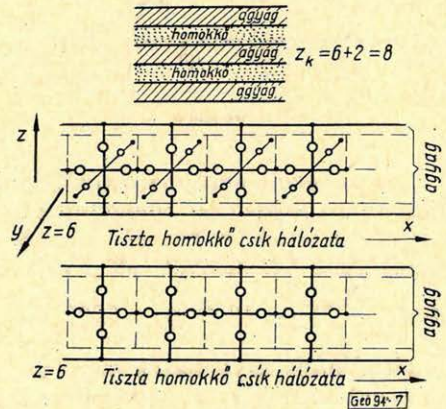
5. ábra

A közet térbeli elektromos analóg modellje



6. ábra

Tiszta szendvicshomokkő térbeli elektromos analóg modellje



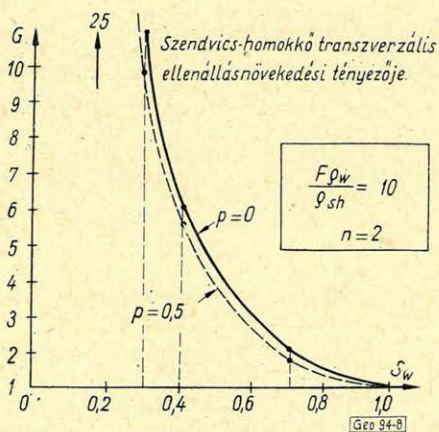
7. ábra

a pórustérben megjelenik a kőolaj, vagy földgáz ( $S_w < 1$ ), akkor a *diszperz agyagos homokkőnél minden elemi cella ellenállása megnő minden térbeli irányban. Ezt a megnövekedést az ellenállásmérés a kőzet egész volumenében, annak minden részecskéjében megállapítja, függetlenül a méréshez felhasznált elektromos tér irányától.*

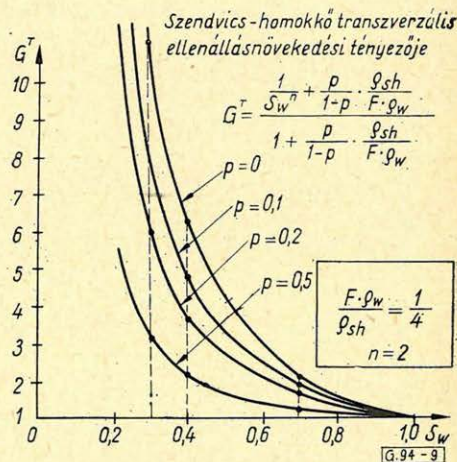
Ezzel szemben szendvicshomokkőveknél (lásd a 7. ábrát) a szénhidrogének megjelenésekor csak a homokkőcsíkokat utánzó elektromos hálózatrészekben növekedik meg az elemi sejtek ellenállása, az agyagesíkokat képviselő hálózatrészek nem változnak. Az egész kőzetre kiterjedő fajlagos ellenállásmérés iránytól függővé válik (anizotróp közeg), és a longitudinális irányban (a 7. ábrán az  $X$  vagy az  $Y$ -tengely mentén) mért fajlagos ellenállást az agyagcsíkok jelenléte uralhatja abban az esetben, ha  $\rho_{sh}$  sokkal kisebb  $F \cdot \rho_w$ -nél és ugyanakkor a térfogati agyagosság  $p$  paramétere elég nagy. Egy ilyen esetre példaként leolvashatjuk

a 2. ábráról, hogy ha  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}} = 10$ ,  $p = 10\%$  és a homokkőcsíkokban produktív szénhidrogénkészlet van ( $S_w = 0,2$ ), a longitudinális ellenállásnövekedés

$G^L$  tényezőjének értéke csak kb. 2, ami a mérésekben és a kiértékelési munkában mindig meglévő munkahibák és azok halmozódása miatt sokszor még arra sem elegendő, hogy detektáljuk, felismerjük a produktív réteg jelenlétét. Figyelemre méltó, hogy ez a helyzet már aránylag kis agyagosság (a bemutatott példában  $p = 10\%$ ) mellett is létrejöhethet!



8. ábra



9. ábra

A rétegzettségre merőleges, *transzverzális irányban* (a 7. ábrán a  $Z$ -tengely irányában) képzett  $G^T$  ellenállásnövekedés meghatározása biztosítaná a példaként vizsgált és az ehhez hasonló esetekben a produktív szénhidrogéntároló szendvicshomokkővek felismerését, sőt a vízszaturáció kvantitatív meghatározását is. A 8.

ábrán  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}} = 10$  és  $p = 50\%$  mellett, tehát nagy agyagtartalom és jelentős

longitudinális agyaghatás esetében bemutatjuk a transzverzális  $G^T$  változását a vízszaturáció ( $S_w$ ) függvényében. Az ábrából világosan látszik, hogy az agyag hatása a  $G^T$  tényezőre ebben az esetben teljesen jelentéktelen. A 9. ábra arra

az esetre mutat példát, amikor az  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}}$  paraméter 1-nél kisebb (itt pl.  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}} = \frac{1}{4}$ ). Ez  $G^T$ -re nézve már kedvezőtlenebb, mint a 8. ábra esete, de  $p = 50\%$  és  $S_w = 0,2$  mellett  $G^T$  értéke még mindig közel 6, tehát elég nagy ahhoz, hogy a produktív réteget biztosan felismerhessük és elvégezzük a kvantitatív értékelést.

A mondottak alapján azt javasoljuk, hogy a szénhidrogéntároló agyagos szendvicshomokkövek karotázs vizsgálata számára be kell vezetni a tranzverzális irányú ellenállásszelvényezést azokban a geológiai szintekben, ahol az  $\frac{F \cdot \rho_w}{\rho_{sh}}$  paraméter értéke 0,2-nél nagyobb a produktív rétegekben. Ugyanakkor azonban ki kell hangsúlyozni, hogy a tranzverzális irányú ellenállásszelvényezés feladata nincs megoldva [9]; a potenciál – és gradiens – szondák a szondahossznál nagyobb vastagságú szendvicshomokkövekben a longitudinális fajlagos ellenállást mérik (és csak a vékonyabb rétegekben van elméleti esély e szondák segítségével a tranzverzális ellenállás meghatározására), a laterológ és az indukciós ellenállásszelvényező módszerek pedig alapvetően a longitudinális fajlagos ellenállást mérik. Ennek következtében nagy figyelmet kell fordítani olyan, új elveken alapuló ellenállásszelvényező mérőrendszerek kifejlesztésére, amelyek segítségével a fúrólukokban megmérhetjük az anizotróp rétegek tranzverzális (z-irányú) fajlagos elektromos ellenállását, függetlenül az ilyen rétegek vastagságától.

#### IRODALOM

- [1] Ja. Sz. Bjezikovics: Közelítő számítások. Tankönyvkiadó, 1952.
- [2] Archie, G. E.: „The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics”, AIME, Techn. Publ. 1942, 1422. old.
- [3] Archie, G. E.: „Electrical resistivity – An aid in core analysis interpretation”, Bull. Am. Assoc. Petroleum Geol. 31. kötet, 2. szám, 1947, 350. oldal.
- [4] Leendert de Witte: „Relations between resistivities and fluid contents of porous rocks”, Oil and Gas Journal, 1950. augusztus 25, 120. old.
- [5] J. G. Mc Kelvey, P. F. Southwick, K. S. Spiegler and M. R. J. Wyllie: „The application of a three-element model to the S. P. and resistivity phenomena evinced by dirty sands”, Geophysics, 1955 okt. No. 4, 913. old.
- [6] M. R. J. Wyllie: „Log interpretation in sandstone reservoirs”, Geophysics, 1960 augusztus, No. 4, 748. old.
- [7] H. G. Doll: „The S. P. log in shaly sands”, Journal of Petroleum Technology, 1950, Petroleum Transactions, 205. old.
- [8] A. Poupon, M. E. Loy, M. P. Tixier: „A contribution to electrical log interpretation in shaly sands”, Journal of Petroleum Technology, 1954 jún. 27. old.
- [9] K. S. Kunz, J. H. Moran: „Some effects of formation anisotropy on resistivity measurements in boreholes”, Geophysics, 1958 okt. No. 4, 770. old.

- Alekszejev, A. Sz. - Vol'vovszkij, I. Sz.:* A szeizmikus mélyszondázásnál regisztrált néhány hullám fizikai természeté. II. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 2. sz. 184-195. 1.
- Oblogina, T. I.:* A diffraktált hullámok alakja és spektruma. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 1. sz., 20-28. 1.
- Mihajlova, N. G. - Parijszkij, B. Sz.:* Elméleti szeizmogramok számítása legegyszerűbb szerkezetek esetére, normális dőlésviszonyokra. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 1. sz. 29-39. 1.
- Kirillov, F. A.:* A robbantás szeizmikus hatásfokát csökkentő tényezők, késleltetett robbantás esetében. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 1. sz. 90-97. 1.
- Csekunov, A. V. - Pusztovajlova, G. M.:* A kritikus szög előtti reflexiók felhasználása az Ukrán pajzs déli lejtőjén végzett szeizmikus mélyszondázásoknál. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 2. sz., 196-105. 1.
- Hudzinszkij, L. L.:* SPSZSZ típusú szélessávú szeizmikus műszer. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 2. sz., 239-246. 1.
- A földkéreg tanulmányozásának kérdései az MGGSZ XIII. közgyűlésén. *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 2. sz. 261-263. 1.
- Secskov, B. N.:* A felszíni szeizmikus hullámok diszperziója és a földkéreg szerkezete Euráziában. - *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 3. sz. 313-321. 1.
- Ten Czi-vend:* A szeizmikus hullámok dinamikai sajátosságai valódi közegekben, vető esetében. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 3. sz. 339-348. 1.
- Gal'perin, Je. I.:* Sebességmodel részletes tanulmányozása a rétegsor felső részére vonatkozóan, gyenge sebességdifferenciáció mellett. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 4. sz. 456-474. 1.
- Berzon, I. Sz.:* A szeizmikus kutatómódszerek fizikai alapjainak fejlődése. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 5. sz. 625-635. 1.
- Ivanova, T. G. - Vasziljev, Ju. I.:* A műszer optimális jellemzőinek kiválasztása a kristályos alaphegységről származó fejhullámok regisztrálása esetében. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 5. sz. 636-653. 1.
- Radzsabov, M. M.:* Refraktált hullámok azonosításának kinematikai kritériumai a harántirányú útidőgörbék fedésének területén. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 5. sz. 718-727. 1.
- Gol'man, F. M. - Fan Jun-fej:* Szabályos Hullámcsoport optimális vételének statisztikai elmélete. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 7. sz. 978-989. 1.
- Gol'man, F. M. - Fan Jun-fej:* A jelek optimális vétele és a zavarok statisztikai tulajdonságainak elemzése. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 8. sz. 1142-1148. 1.
- Vasziljev, Ju. A. - Rajher, L. D.:* Lineáris elhelyezésű robbantópontokban keltett összegezett hullám kialakulásának feltételei. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 8. sz. 1195-1203. 1.
- Bulkin, N. K.:* A földkéreg rétegsora Közép-Turkmeniában. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 9. sz. 1389-1392. 1.
- Tyimofejev, A. N.:* A földkéreg szerkezete gravitációs és szeizmikus adatok alapján. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 10. sz. 1441-1448. 1.
- Tyimofejev, A. N.:* A földkéreg szerkezete gravitációs és szeizmikus adatok alapján. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 11. sz. 1585-1594. 1.
- Szarodubrovskaja, Sz. P.:* Fizikai előfeltételek a longitudinális reflektált hullámok dinamikai jellemzőinek változó vastagságú rétegek nyomkövetésére való felhasználásához. = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 12. sz. 1737-1752. 1.
- Molotova, L. V.:* A szeizmikus rezgések frekvenciaspektrumai és a robbantási körülmények közötti összefüggés. (I. A kísérleti vizsgálatok eredményei. II. A kísérleti eredmények összehasonlítása az elmélettel.) = *Izv. Akad. Nauk*, 1964. 12. sz. 1753-1773. 1.

## Rövidítések

- Geophys. Prospect. - - Geophysical Prospecting; The Hague, Netherlands.  
*Izv. Akad. Nauk.* - - Izvesztija Akademii Nauk SZSZSZR, szerija Geofiziceszkaja; Moszkva, SZSZSZR.  
 Geophysics - - Geophysics; Tulsa, Oklahoma.

## Nyomdai kézirat elkészítésének előírásai

A Magyar Geofizika szerkesztősége csak az alábbi módon elkészített kéziratot fogadja el:

A kézirat A/4-es papíron (normál irodapapír) két példányban küldendő be. Ezek közül az egyik példány első gépelés legyen. (Indigóval készült másolatot a nyomda nem fogad el.) A papírlapon csak az egyik oldalra lehet gépelni 2-es sortávval. Egy-egy sorban 50 betűhely lehet. A bal margót az írógép 20-as beosztására kell állítani. Egy oldalon 25 sor gépelés lehet. A gépelt szövegben minden szükséges ékezetet fel kell tüntetni, amelyik nincs az írógépen, azt tollal utólag kell felrakni.

A táblázatokat külön lapra kell gépelni, helyüket a folyamatos szöveg baloldali margóján is fel kell tüntetni.

A rajzokat tussal kell megrajzolni pausz vagy fehér papíron. A különböző jelölések csak csíkozással, pontozással oldhatók meg, színezett rajzok nem közölhetők. Csak kemény, kontrasztos fényképfelvételek fényes papírra készült másolatai alkalmasak a közlésre. Térképeken, szelvényrajzon a léptéket rajzos léptékben adjuk meg. Az ábrák aláírását, lábjegyzeteket külön lapra kell gépelni, sorrendjüknek megfelelően.

Minden rajzon fényképen fel kell tüntetni az ábrák számát, valamint nyíllal meg kell jelölni a felső szélét.

A kéziratban a görög, gót betűket, matematikai ábrákat és képleteket rajzolt betűkkel (nem folyóírással) kell feltüntetni.

A cikkhez a lapban orosz, valamint német kivonatot közlünk. Kérjük a szerzőt, hogy ennek szövege röviden ismertesse a tanulmányt, úgyhogy az az összefoglalás alapján érthető legyen.

Amennyiben az idegen nyelvű összefoglalást a szerzőnek nem áll módjában a fenti két idegen nyelvben megadni, úgy kérjük annak fordításra alkalmas magyar nyelvű kivonatát 3 példányban.

A fordítás költségét, valamint a nem szabvány formában érkező kézirat gépelési költségét a szerzői díjakból térítjük meg.

SZERKESZTŐSÉG

