

MAGYAR

Geofizika



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1967. VIII. ÉVFOLYAM 5-6. 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

SALA SÁNDOR
 igazgató

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Meskó Attila</i> : A sebességszűrés matematikai alapjai, digitális megvalósítása és közlítésének lehetőségei I. rész	165
<i>Verő József</i> : Magnetotellurikus szondázások értelmezése anizotrop altalaj felett	190
<i>Nagy Zoltán—Lantos Miklós</i> : A harmadidőszaki medencealjzat közzettani változásainak meghatározása tellurikus frekvenciaszondázással a Kisalföldön	198
<i>Trenka Sándorné — Szabó Gáborné</i> : Gravitációs mélység-számítás a Bicskei-medencében	206
<i>Dr. Ádám Antal — Holló Lajos — Tátrallyay Mariella</i> : Szerkezeti hatások (horizontális inhomogenitások) szerepe a magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbékben	209
<i>Dr. Sebestyén Károly</i> : A köszénhamutartalma karottázs adatokból történő meghatározásának néhány problémája	216
<i>Dér István</i> : Nukleáris berendezés közetminták berillium tartalmának gyors meghatározására	222
<i>Kubina István</i> : A sokelektrodás laterolog szondák és a mérőkábel szigetelés problémái	227
HÍREK	237, 240
EGYESÜLETI HÍREK	238

Index: 26 507

MAGYAR GEOFIZIKA

Felelős szerkesztő: Dr. Sebestyén Károly

Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11., Telefon: 221—293

Felelős kiadó: Sala Sándor igazgató

Terjeszti: **MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE**

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

67.2210. Állami Nyomda, Budapest

A sebességszűrés matematikai alapjai, digitális megvalósítása és közelítésének lehetőségei**

I. rész*

MESKÓ ATTILA

A reflexiós szeizmika egyik hatásos eszköze a jel/zaj arány növelésére a látszólagos sebesség szerinti szűrés, mely a kétváltozós szűrés egyik speciális változata. Digitális megvalósítása az elméletileg előírt átviteli függvény pontos közelítését teszi lehetővé. De közelítéseinek tekinthetünk különböző „hagyományos” módszereket is (RNP, geofoncsoport, keverő és időbeli szűrés együttes alkalmazása). A sebességszűrés hasznos egységes rendszerző elv is, mely módot ad különböző eljárások gyors áttekintésére és értékelésére.

A dolgozat jelen első része a megvalósítás matematikai alapjaival foglalkozik. Célkitűzése a legfontosabb fogalmak, illetve függvények matematikailag egzakt, de lehetőség szerint mégis szemléletes bemutatása. Az egy- és kétváltozós Fourier transzformáció és alkalmazásai a későbbiekben szükséges függvények transzformáltjainak számítására, valamint a digitális szűréssel kapcsolatos néhány megjegyzés kerül tárgyalásra.

В сейсморазведке МОВ эффективным способом улучшения отношения сигнал/шум является фильтрация по кажущейся скорости, представляющая собой специальный вариант фильтрации с двумя переменными. Осуществление этой фильтрации в цифровом виде позволяет получить точную аппроксимацию теоретически предписанной передаточной функции. Приближениями могут служить и различные „классические” методы (комплексирование метода РНП, группирования сейсмоприемников, смесители и фильтрации по времени). В тоже время фильтрация по скорости является единым принципом систематизации, поскольку она позволяет быстро обозреть и оценить различные методы.

В настоящей первой части работы излагаются математические основы метода. Целью данной части является математически точное, но все же, по возможности, наглядное представление основных понятий и функций. Рассматриваются трансформации Фурье с одной и двумя переменными, их применение для вычисления необходимых в дальнейшем трансформантов функций, а также некоторые вопросы цифровой фильтрации.

Ein wirksames Mittel der Erhöhung des Signal/Geräusch Verhältnisses in der Reflexionsseismik ist die Filterung nach der scheinbaren Geschwindigkeit, die eine spezielle Variante der zweivariablen Filterung repräsentiert. Die digitale Ausführung derselben ermöglicht eine genaue Annäherung der theoretisch vorgesehenen Übertragungsfunktion. Es können aber auch verschiedene „traditionelle” Methoden als eine Annäherung betrachtet werden (komplexe Anwendung von RNP-Methode, Geophonengruppierung, Mischung und Zeitfilterung). Die Geschwindigkeit-Filterung ist gleichzeitig ein einheitliches Systematisierungsprinzip, welches die Möglichkeit bietet, die verschiedenen Verfahren schnell zu überblicken und auszuwerten.

Der vorliegende erste Teil des Berichtes befasst sich mit den mathematischen Grundlagen der Geschwindigkeit-Filterung. Seine Zielsetzung ist, ein mathematisch exaktes, doch möglichst anschauliches Bild über die wichtigsten Begriffe bzw. Funktionen darzustellen. Es werden die ein- und zweivariablen Fourier-Transformationen, deren Anwendung für die Berechnung der später erforderlichen Funktionentransformierten, sowie einige Bemerkungen im Zusammenhang mit der digitalen Filterung erörtert.

A jel/zaj arány növelésének modern, hatásos eszköze a látszólagos sebesség szerinti szűrés. Megvalósítását tekintve kétváltozós eljárás, mely egy kimeneti csatorna előállításához több átalakítandó csatornát használ fel. A művelet vég-

* A II. rész a legközelebbi számban jelenik meg.

** A Magyar Geofizikusok Egyesületében 1966. január 20-án elhangzott előadás

eredménye egy áttekinthetőbb, csupán az előírt alsó határnál nagyobb látszólagos sebességű beérkezéseket tartalmazó új szeizmogram. Ezen a csatornák száma az eredeti szeizmogram csatornáinak számánál kisebb.

A dolgozat a látszólagos sebesség szerinti szűrés elveit, megvalósítási módját és a közelítésének tekinthető egyéb szűrési eljárásokat tárgyalja.

Mind a regisztrátumokat (szeizmogramokat), mind a szűrőket frekvenciális tulajdonságaikkal írjuk le. Emiatt az 1. részben áttekintjük a frekvenciaspektrumok számításában alkalmazott Fourier transzformáció elméletének későbbiekben alkalmazásra kerülő összefüggéseit. Ugyanitt történik említés az egy- és kétváltozós szűrésben gyakrabban szereplő függvényekről: négyszög- és háromszögimpulzus, véges és végtelen *Dirac*- δ sorozatok.

A látszólagos sebesség szerinti szűrést általában digitálisan valósítják meg. Célszerűnek látszott a 2. részben kiemelve külön összefoglalni a digitális szűrés néhány jellegzetes tulajdonságát. Végül a 3., illetve 4. rész foglalkozik a látszólagos sebesség szerinti szűréssel, illetve közelítéseivel.

1. *Fourier transzformáció, Fourier transzformáltak.* A Fourier transzformáció a $g(t)$ időfüggvényhez egy komplex értékű, de szintén egyváltozós $G(f)$ frekvenciafüggvényt rendel a következő számítási utasítással:

$$G(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)e^{-j\omega t} dt, \quad (1.1)$$

ahol f a frekvencia (vagy pontosabban fogalmazva időbeli frekvencia). Dimenziója sec^{-1} ; fizikai jelentése: az időegységre eső rezgések száma. A kitevőben szereplő ω változó a körfrekvencia, melyre:

$$\omega = 2\pi f. \quad (1.2)$$

Gyakran a ω változót is – az egyszerűbb szóhasználat kedvéért – frekvenciaváltozónak nevezik.

A $G(f)$ – azaz a $g(t)$ Fourier transzformáltja – adja a $g(t)$ komplex spektrumát. A „Fourier transzformált” és „komplex spektrum” kifejezéseket a továbbiakban azonos értelemben használjuk.

Ha a $g(x)$ távolságfüggvényre alkalmazzuk a Fourier transzformációt a $G(k)$ frekvenciafüggvényhez jutunk:

$$G(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)e^{-j\psi x} dx, \quad (1.3)$$

melyben $k = \text{térfrekvencia}$. Dimenziója cm^{-1} , fizikai jelentése: *távolságegységre eső rezgések száma*. Gyakran használják a térfrekvencia elnevezés helyett a hullámszámot is. A ψ változó és k kapcsolata:

$$\psi = 2\pi k \quad (1.4)$$

A $G(k)$ függvényt most is a $g(x)$ Fourier transzformáltjának vagy komplex spektrumának nevezzük.

A függvény komplex spektrumából meghatározhatjuk az eredeti függvényt:

$$g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(f)e^{j\omega t} df, \quad (1.5)$$

$$g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(k)e^{jv^x} dk. \quad (1.6)$$

Az (1.5) és (1.6) számítási utasításokat inverz Fourier transzformációnak nevezzük, mert a (direkt) Fourier transzformáció megfordítását jelentik.

A $g(t)$ és $G(f)$, illetve $g(x)$ és $G(k)$ függvényeket egymás Fourier transzformált párjainak nevezzük, kihangsúlyozva kölcsönös kapcsolatukat. Az eredeti – idő vagy távolságváltozójú – függvényeket kisbetűvel, a frekvenciafüggvényeket a megfelelő nagybetűvel jelöljük. A $g(t)$ és $G(f)$, illetve $g(x)$ és $G(k)$ kapcsolatát leíró képletek: (1.1) és (1.5), illetve (1.3) és (1.6) nagyon hasonlóak. Egyetlen különbségük a kitevő előjele, mely (direkt) Fourier transzformálásnál negatív, inverz Fourier transzformálásnál pozitív. Ebből a megállapításból néhány jól használható összefüggés következik. Ha a $g(t)$ transzformáltja $G(f)$ akkor:

$$\begin{array}{lll} g(t) & \text{transzformáltja} & G(-f) \\ G(f) & \text{transzformáltja} & g(-t) \\ \text{és} & G(-f) & \text{transzformáltja} & g(t). \end{array} \quad (1.7)$$

Az (1.7) alkalmazására később több példát mutatunk be.

A $G(f)$ komplex függvény felbontható valós és képzetes részre:

$$G(f) = G_v(f) + jG_k(f). \quad (1.8)$$

Mivel a $G(f)$ -ből az (1.5)-tel számított $g(t)$ valós értékű: a $G_v(f)$ -nek páros, a $G_k(f)$ -nek páratlan függvénynek kell lennie, azaz:

$$G_v(-f) = G_v(f), \quad (1.9)$$

és

$$G_k(-f) = -G_k(f). \quad (1.10)$$

A $G(f)$ komplex értékű függvényt úgy szemléltetjük, hogy külön-külön a $G_v(f)$ és $G_k(f)$ függvényeket rajzoljuk fel. Az (1.9) és (1.10) miatt tulajdonképpen csak a pozitív argumentumoknál felvett értékek ábrázolására van szükség.

Ha $g(t)$ páros függvény Fourier transzformáltja is valós értékű, páros függvény. Az (1.7) miatt a $g(t) = g(-t)$ egyenlőségből következik, hogy $G(f) = G(-f)$ és ez az (1.10) miatt csak akkor következhet be, amikor $G(f)$ valós értékű.

A $G(f)$ felírható

$$G(f) = |G(f)|e^{jA(f)} \quad (1.11)$$

alakban is, ahol $A(f) = \text{arc } \{G(f)\}$, a komplex értékű függvény arkusza (irányszöge). A $|G(f)|$ függvényt amplitúdóspektrumnak, az $A(f)$ függvényt fázisspektrumnak nevezik. Az (1.11)-ből az Euler összefüggés alkalmazása után leolvasható, hogy

$$G_v = |G(f)| \cos A(f), \quad (1.12)$$

és

$$G_k = |G(f)| \sin A(f). \quad (1.13)$$

Természetesen az amplitúdó- és fázisspektrumok is kifejezhetők a spektrum valós és képzetes részeivel:

$$|G(f)| = \sqrt{G_v^2(f) + G_k^2(f)},$$

$$A(f) = \operatorname{arc\,tg} \frac{G_k(f)}{G_v(f)}. \quad (1.14)$$

Lényeges szerepe van a további tárgyalásban a konvolúcióképzés műveletének. A konvolúcióképzés jelölésére a függvények jele közé tett csillagot használjuk.

A $g_1(t)$ és $g_2(t)$ függvények konvolúciójának definíciója:

$$g_1(t) * g_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\tau) g_2(t-\tau) d\tau. \quad (1.15)$$

A művelet kommutatív, így

$$g_1(t) * g_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(t-\tau) g_2(\tau) d\tau \quad (1.16)$$

is írható. Ha a $g_1(t)$ csak véges intervallumban, például a $[0, T]$ intervallumban különbözik zérustól az (1.15)-beli integrál így alakítható:

$$g_1(t) * g_2(t) = \int_0^t g_1(\tau) g_2(t-\tau) d\tau \quad (1.17)$$

az (1.16)-ból pedig:

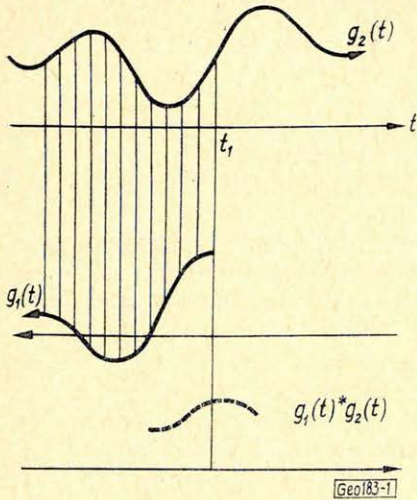
$$g_1(t) * g_2(t) = \int_{t-T}^t g_1(t-\tau) g_2(\tau) d\tau. \quad (1.18)$$

A kétféle felírás a művelet két, különböző típusú szemléltetését teszi lehetővé. Az első esetben a

$$g_1(t) * g_2(t) \approx \sum_{k=0}^n g_1(k\Delta\tau) \cdot g_2(t-k\Delta\tau) \Delta\tau$$

integrálközelítő összeg alapján az az értelmezés adható, hogy a konvolúcióképzés során a $g_2(t)$ függvény rögzített t időpillanathoz tartozó eredeti értékét a környezetben felvett értékek súlyozott összegével helyettesítjük: 1. ábra. A súlyokat a konvolúcióképzésben szereplő $g_1(t)$ szolgáltatja. A $g_1(t)$ a $g_2(t)$ átalakításának súlyfüggvénye. A $g_2(t-k\Delta\tau)$ értékhez a $g_1(k\Delta\tau)$ súlyt rendeljük. A $g_2(t)$ időben korábbi értékeit a $g_1(t)$ origótól távolabb eső értékeivel kell szoroznunk. A két függvényt mintegy „szembe fordítjuk” egymással és az azonos argumentumú (az ábrán: az egymás alá kerülő) értékek szorzatát integráljuk.

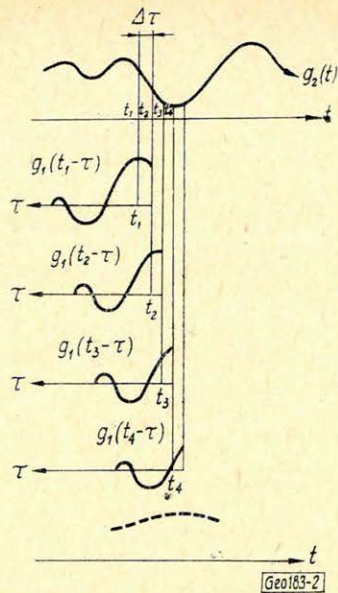
A konvolúcióképzés másik értelmezése az (1.18) alapján az, hogy az eredeti $g_2(t)$ függvény minden egyes $g_2(\tau)\Delta\tau$ elemét a $g_1(t-\tau)$ függvény szerint „széthúzzuk”. A konvolúció a széthúzott elemek összege: 2. ábra. A számítás folyamata: a $g_1(t)$ függvényeket „megfordítjuk” (2. ábrán a τ tengely irányítását), origójukat a folyó t időnek megfelelő helyre (az ábrán: t_1, t_2, \dots) illesztjük, az itt talált $g_2(t)$ értékkel (azaz $g_2(t_1)$ -gyel, $g_2(t_2)$ -vel, ...) és $\Delta\tau$ -val szorozzuk. Végül az eltolts és megszorozott függvényeket összegezzük.



1. ábra. A konvolúcióképzés művelete. Az egymás alatti (vékony vonallal összekötött) értékek szorzatának összege adja az (1.17) konvolúciós integrál integrálközelítő összegét a $t = t_1$ időpillanatban

Fig. 1. Операция образования свертки. Сумма произведений величин (связанных тонкой линией) дает сумму интегральной аппроксимации интеграла типа свертки (1.17) для момента $t = t_1$

Abb. 1. Bildung der Konvolution. Die Summe der Produkte der untereinander stehenden (mit dünner Linie verbundenen) Werte ergibt die Summe des integralannähernden Konvolutionsintegrals (1.17) im Zeitpunkt $t = t_1$



2. ábra. A konvolúcióképzés művelete. A $g_2(t)$ függvény $g_2(t_1), g_2(t_2), \dots$ elemeit a $g_1(\tau)$ szerint „széthúzzuk”. A konvolúció a széthúzott elemek összege

Fig. 2. Операция образования свертки. Элементы $g_2(t_1), g_2(t_2), \dots$ функции $g_2(t)$ „растягиваются” по $g_1(\tau)$. Свертка представляет собой сумму растянутых элементов

Abb. 2. Bildung der Konvolution. Die Elemente $g_2(t_1), g_2(t_2), \dots$ der Funktion $g_2(t)$ werden nach $g_1(\tau)$ „auseinandergezogen”. Die Konvolution ist die Summe der auseinandergezogenen Elemente

A konvolúcióképzésben több függvény is szerepelhet. Képezhetjük például a

$$[g_1(t) * g_2(t)] * g_3(t) \quad (1.19)$$

mennyiséget. A konvolúcióképzés — mint egyszerűen belátható — nemcsak kommutatív, hanem asszociatív művelet is — emiatt az (1.19)-ben a szögletes zárójel más helyre tehető vagy elhagyható.

A konvolúcióképzés műveletét alkalmazhatjuk a spektrumokra is:

$$G_1(f) * G_2(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(f - \varphi) G_2(\varphi) d\varphi. \quad (1.20)$$

A gyakran alkalmazásra kerülő konvolúciótétel állításai:

a) Függvények szorzatának spektruma a szorzat tényezőinek spektrumai-ból konvolúcióképzéssel kapható:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [g_1(t) \cdot g_2(t)] e^{-j\omega t} dt = G_1(f) \cdot G_2(f). \quad (1.21)$$

b) Függvények konvolúciójának spektruma a konvolúcióképzésben szereplő függvények spektrumainak szorzata:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [g_1(t) * g_2(t)] e^{-j\omega t} dt = G_1(f) \cdot G_2(f). \quad (1.22)$$

A két összefüggés tömörebb megfogalmazása: A szorzás és konvolúcióképzés egymás műveleti Fourier transzformált párjai. Ha idő (vagy frekvencia) függvények között a szorzás jele áll, Fourier transzformált párjaik közé a konvolúcióképzés jele írandó.

Az ismertetett definíciók és összefüggések alkalmazásával számítjuk a későbbiekben felhasználandó függvények Fourier transzformáltjait.

Egységnyi magasságú, T hosszúságú, origó középpontú négyszög-impulzus:

$$\begin{aligned} n(t) &= 1, \quad \text{ha } |t| < \frac{T}{2} \\ &= 0, \quad \text{ha } |t| > \frac{T}{2} \end{aligned} \quad (1.23)$$

spektruma az (1.1) alkalmazásával:

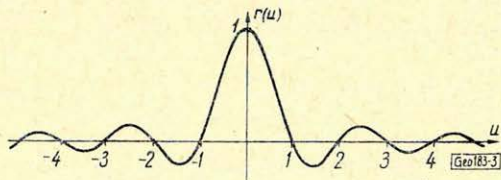
$$N(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} e^{-j\omega t} dt = 2 \int_0^{\frac{T}{2}} \cos \omega t dt = 2 \left[\frac{\sin \omega t}{\omega} \right]_0^{\frac{T}{2}} = \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega} = T \frac{\sin \pi f T}{\pi f T}. \quad (1.24)$$

Az (1.24) jobboldalán álló függvény a továbbiakban gyakran szerepel. Érdekes bevezetnünk egy $r(u)$ függvényt a következő definícióval:

$$r(u) = \frac{\sin \pi u}{\pi u}. \quad (1.25)$$

Argumentumában a független változó nemcsak a frekvenciaváltozó valamilyen kifejezését jelentheti, mint az (1.24)-ben; hanem az időváltozóból és távolságváltozóból felépített kifejezéseket is. Lényeges azonban, hogy u dimenziótlan mennyiség legyen.

Vizsgáljuk meg az $r(u)$ függvény néhány lényeges tulajdonságát: A függvény menetét a 3. ábra mutatja be.



3. ábra. Az (1.25) egyenlettel definiált $r(u)$ függvény

Фиг. 3. Функция $r(u)$, определяемая уравнением (1.25)

Abb. 3. Die durch die Gleichung (1.25) definierte Funktion $r(u)$

$$A \lim_{u \rightarrow 0} \frac{\sin \pi u}{\pi u} = 1 \text{ határátmenetből következik, hogy } r(0) = 1 \quad (1.26)$$

$$r(u) = 0, \quad \text{ha } u = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.27)$$

mert számlálója ezeken a helyeken zérus:

Az $r(u)$ páros függvény:

$$r(-u) = r(u).$$

Végül:

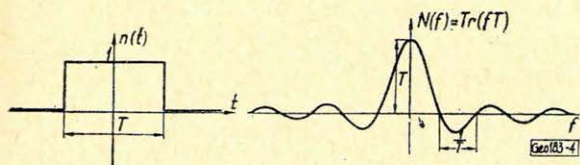
$$\lim_{u \rightarrow \infty} r(u) = 0. \quad (1.28)$$

Ugyanis $\sin \pi u \leq 1$, míg a nevezőben álló $\pi u \rightarrow \infty$

Az (1.25) definícióval az (1.24) így írható:

$$N(f) = T r(fT).$$

A négyszögimpulzust és Fourier transzformált párját a 4. ábrán mutatjuk be.



4. ábra. Az (1.23) négyszögimpulzus és Fourier transzformált párja

Фиг. 4. Квадратный импульс (1.25) и его пара, преобразованная по трансформации Фурье

Abb. 4. Der Quadratimpuls (1.23) und dessen transformiertes Pendant

Következő példánk: egységnyi magasságú, $2T$ hosszúságú, origó közép-pontú háromszög-impulzus:

$$h(t) = 1 - \frac{|t|}{T}, \quad \text{ha } |t| \leq T$$

$$= 0, \quad \text{ha } |t| > T. \quad (1.29)$$

A spektrumot a konvolúciótétel felhasználásával határozzuk meg. A gondolatmenet alkalmas a konvolúcióképzés egyszerű példán való bemutatására is és így részletesebben tárgyaljuk. Először is megmutatjuk, hogy:

$$\tilde{h}(t) = \frac{1}{T} [n(t) * n(t)]. \quad (1.30)$$

A konvolúcióképzésben szereplő függvények szorzata mindaddig zérus, amíg origójuk egymástól T -nél nagyobb távolságra van (5a ábra).

Ha a távolság T -nél kisebb, a szorzat egy kis sávon, melyet az 5b ábrán vonalkázással jelöltünk: I , másutt zérus értékű. A szorzat integrálja számértékre a vonalkázott terület alapjának hosszával egyenlő. Emiatt a konvolúcióképzés eredményeként kapott függvény értéke az origók közeledése során lineárisan nő.

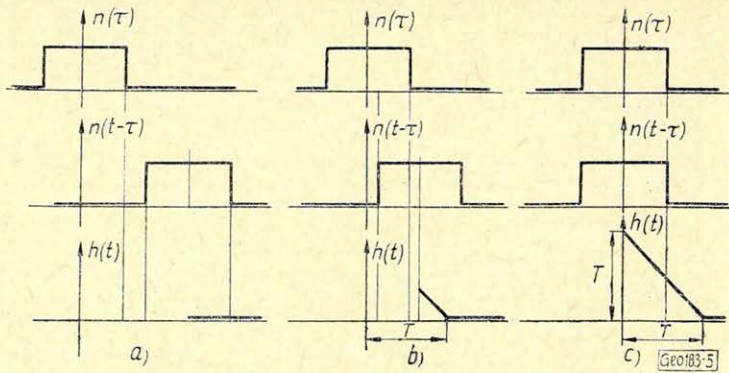
Ha az origók egybeesnek (5c ábra) a szorzat integráljának értéke megegyezik az alapok hosszával, azaz T lesz.

Az (1.22) konvolúciótétel és az (1.30) szerint:

$$H(f) = \frac{1}{T} [N(f) \cdot N(f)] = T r^2(fT). \quad (1.31)$$

Az időfüggvényt és a spektrumot a 6. ábra mutatja be.

Különösen hasznos és szükséges a digitális hatások tárgyalásában a Dirac- δ és Dirac- δ impulzusokból álló sorozatok spektrumainak ismerete.



-5. ábra. A $2T$ hosszúságú, origó középpontú háromszögimpulzus, mint két, egyenként T hosszú ságú, origó középpontú négyzetimpulzus konvolúciója

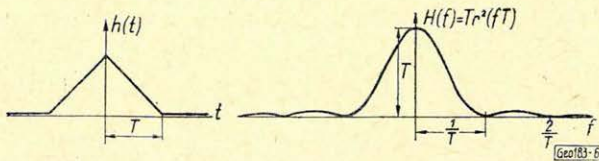
Фиг. 5. Треугольный импульс длиной $2T$, с центром в начале координат, как свертка квадратных импульсов, каждый с длиной T и с центром в начале координат

Abb. 5. Ein $2T$ langer Dreieckimpuls mit dem Mittelpunkt im Koordinatenanfangspunkt, als Konvolution zweier Quadratimpulsen von Länge T , mit dem Mittelpunkt im Koordinatenanfangspunkt

6. ábra. Az (1.29) háromszögimpulzus és Fourier transzformált párja

Фиг. 6. Треугольный импульс (1.29) и его пара, преобразованная по трансформации Фурье

Abb. 6. Der Dreieckimpuls (1.29) und dessen transformiertes Pendant



A Dirac – δ , vagy Dirac-impulzus definíciója:

$$\delta(t) = 0, \text{ ha } t \neq 0$$

és

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1. \quad (1.32)$$

Az (1.32) definíció következménye, hogy

$$\int_a^b \delta(t) dt = 1, \quad \text{ha } a \text{ és } b \text{ tetszőleges, de különböző előjelű számok;}$$

$$= 0, \quad \text{ha } a \text{ és } b \text{ azonos előjelűek.} \quad (1.33)$$

További lényeges összefüggés a következő:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_0) g_0(t) dt = g_0(t_0). \quad (1.34)$$

A Dirac – δ a vele integráljel alatt szorzott függvényből „kiválasztja” azt az argumentumot, melynél a saját argumentuma zérus.

A $\delta(t-t_0)$ olyan Dirac impulzust jelent, melynek origóját a $t = t_0$ helyre toltuk el. A $g(t)$ függvény és a $\delta(t-t_0)$ szorzata minden $t \neq t_0$ helyen zérus. A $t = t_0$ hely kis környezetében a $g(t)$ függvény konstansnak tekinthető és így az integráljel elé kiemelhető. Az integrál értéke pedig az (1.33) miatt: 1.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-t_0)g(t) dt = \int_{t_0-\varepsilon}^{t_0+\varepsilon} \delta(t-t_0)g(t) dt \approx g(t_0) \int_{t_0-\varepsilon}^{t_0+\varepsilon} \delta(t-t_0) dt = g(t_0).$$

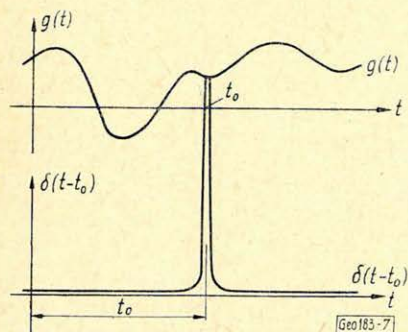
A 7. ábrából látható az (1.34) szemléletes jelentése.

Végül: a Dirac- δ -val képzett konvolúció a függvényt „eltolja” saját független változójának tengelye mentén:

$$\delta(t-t_0) * g(t) = g(t-t_0). \quad (1.35)$$

Az állítás formálisan levezethető a konvolúció definíciójából és (1.34) eredményünkéből:

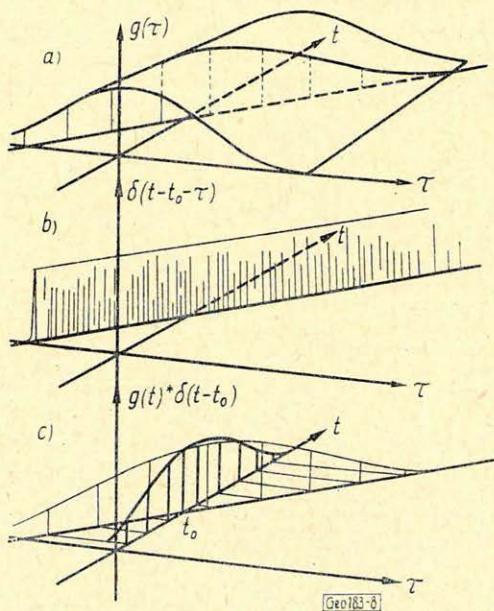
$$\delta(t-t_0) * g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-t_0-\tau)g(\tau) d\tau = g(t-t_0). \quad (1.36)$$



7. ábra. A Dirac- δ kiválasztja a függvény értékészletéből azt az értéket, melynél saját argumentuma zérus. (A Dirac- δ szemléltetésére véges magasságú és szélességű impulzust használtunk)

Фиг. 7. Величина δ Дирака обуславливает выбор значения из запаса значений функции, собственный аргумент которого равен нулю. (Для иллюстрации δ Дирака использовался импульс с конечной высотой и шириной)

Abb. 7. Aus den Werten der Funktion wählt Dirac- δ denjenigen Wert aus, dessen eigenes Argument gleich Null ist. (Für die Darstellung des Dirac- δ wurden Impulse mit endlicher Höhe und Weite verwendet)



8. ábra. A Dirac- δ -val képzett konvolúció a függvényt eltolja: $\delta(t-t_0) * g(t) = g(t-t_0)$

Фиг. 8. Свертка, образованная с использованием δ Дирака, сдвигает функцию: $\delta(t-t_0) * g(t) = g(t-t_0)$

Abb. 8. Die durch Dirac- δ gebildete Konvolution verschiebt die Funktion: $\delta(t-t_0) * g(t) = g(t-t_0)$

Az (1.35) összefüggést a 8. ábra mutatja be. Az (1.36) integrandusa kétváltozós függvény, melyet a (t, τ) sík feletti felülettel szemléltethetünk. Ábrázoltuk a szorzat tényezőinek megfelelő felületeket: felső és középső ábrák. A $g(\tau)$ a t -től független, emiatt a felület a $g(\tau)$ görbe önmagával párhuzamos, t tengely irányában történő eltolásával alakul ki. A $\delta(t-t_0-\tau)$ mindenütt zérus, kivéve a $t-t_0-\tau = 0$; vagy másképpen a $t-t_0 = \tau$ egyenes feletti pontokat. Ezen felület, mint egy „késél” metsz bele a $g(\tau)$ függvénynek megfelelő felületbe. Az integrálás után a 8. alsó ábrán vastag vonallal jelzett görbét kapjuk, melynek alakja megegyezik az eredetivel, csupán origója tolódik el.

A Dirac- δ , illetve a Dirac- δ impulzusokból álló sorozat Fourier transzformáltjait is a függvénykapcsolatnak megfelelő nagybetűvel kívánjuk jelölni.

Emiatt az egyetlen Dirac- δ -ra;

két, origóra szimmetrikusan elhelyezkedő Dirac- δ összegére;

$2m+1$ számú, egymástól τ távolságokra elhelyezett Dirac- δ összegére – azaz véges hosszúságú Dirac- δ sorozatra;

végül végtelen Dirac- δ sorozatra bevezetjük a következő új jelöléseket:

$$d_1(t) = \delta(t), \quad (1.37)$$

$$d_2(t) = \frac{1}{2} [\delta(t+t_0) + \delta(t-t_0)], \quad (1.38)$$

$$d_{2m+1}(t) = \sum_{i=-m}^m \delta(t-i\tau), \quad (1.39)$$

$$d_\infty(t) = \lim_{2m+1 \rightarrow \infty} d_{2m+1}(t). \quad (1.40)$$

A Dirac- δ (1.32) és a Fourier transzformáció (1.1) definícióit felhasználva:

$$D_1(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) e^{-j\omega t} dt = 1. \quad (1.41)$$

Időben eltolt Dirac- δ spektruma, hasonló egyszerű számítással:

$$D_1(f; t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-t_0) e^{-j\omega t} dt = e^{j\omega t_0}.$$

Ismét a Fourier transzformáció közvetlen alkalmazásával, majd az Euler összefüggés felhasználásával kapható az (1.38)-ból a $D_2(f)$ -re:

$$\begin{aligned} D_2(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} [\delta(t-t_0) + \delta(t-t_0)] e^{-j\omega t} dt = \frac{e^{-j\omega t_0} - e^{j\omega t_0}}{2} = \\ &= \cos \omega t_0 = \cos 2\pi f t_0 \end{aligned} \quad (1.42)$$

A Fourier transzformáció alkalmazása a véges Dirac- δ sorozatra a

$$D_{2m+1}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=-m}^m \delta(t-i\tau) e^{-j\omega t} dt = \sum_{i=-m}^m e^{j\omega i\tau}$$

összeg számítására vezet. Ez azonban a mértani sorozat összegképletével:

$$D_{2m+1}(f) = e^{-j\omega\tau} \frac{(e^{j\omega\tau})^{2m+1} - 1}{e^{j\omega\tau} - 1} = \frac{e^{j\omega(m+1)\tau} - e^{-j\omega m\tau}}{e^{j\omega\tau} - 1}$$

alakba írható. Ha most mind a számlálót, mind a nevezőt $\exp(-j\omega t/2)$ -vel szorozzuk és az egyik Euler-összefüggést alkalmazzuk, a

$$D_{2m+1}(f) = \frac{e^{\frac{j\omega(2m+1)\tau}{2}} - e^{-\frac{j\omega(2m+1)\tau}{2}}}{e^{\frac{j\omega\tau}{2}} - e^{-\frac{j\omega\tau}{2}}} = \frac{\sin \frac{M\omega\tau}{2}}{\sin \frac{\omega\tau}{2}} = \frac{\sin M\pi f\tau}{\sin \pi f\tau} \quad (1.43)$$

végeredményre jutunk. A Dirac impulzusok számát M -mel jelöltük: $M = 2m + 1$

Az (1.43) függvény szintén igen gyakran kerül felhasználásra. Célszerű kissé részletesebben megvizsgálni. Vezessük be a

$$q_M(u) = \frac{\sin \pi M u}{\sin \pi u} \quad (1.44)$$

jelölést. Az u független változó, ugyanúgy, mint az (1.25) $r(u)$ függvény esetében, dimenziótlán változó. A q jelölés arra utal, hogy q két r típusú függvény hányadosa:

$$q_M(u) = \frac{r(Mu)}{r(u)} \quad (1.45)$$

Az M index a számláló argumentumában szereplő konstansszorzót adja meg. Vizsgáljuk a $|q_M(u)|$ függvényt!

M -től független tulajdonságok:

A függvény u szerint periodikus. Egy teljes periódus egységnyi hosszúságú:

$$|q_M(u)| = |q_M(u+1)|. \quad (1.46)$$

A periodicitás miatt elegendő a további vizsgálatokban a $[0, 1]$ intervallumra szorítkozni.

A $q_M(u)$ -nak főmaximumai vannak az $u = 0$ és $u = 1$ helyeken. Itt ugyan a számláló és nevező egyaránt zérus, de a l'Hospital-szabály alkalmazásával pl. az $u = 0$ helyen:

$$\lim_{u \rightarrow 0} q_M(u) = \lim_{u \rightarrow 0} \frac{\sin \pi M u}{\sin \pi u} = \lim_{u \rightarrow 0} \frac{M \cos \pi M u}{\pi \cos \pi u} = M. \quad (1.47)$$

Egy periódus főmaximummal indul és főmaximummal zárul.

További tulajdonságok már az M választásától is függenek:

$$q_M(u) = 0, \text{ ha } u = k/M; \quad (k = 1, 2, \dots, M-1) \quad (1.48)$$

Ezek a helyeken ugyanis csak a számláló lesz zérus, a nevező nem.

A zérushelyek között a $|q_M(u)|$ -nak mellékmaximumai vannak. Itt ugyanis a számláló abszolút értéke: $+1$.

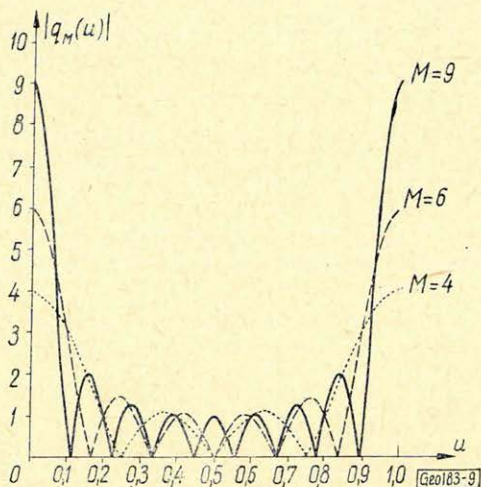
A mellékmaximumok helye:

$$u = \frac{2k+1}{2M}; \quad (k = 1, 2, \dots, M-2). \quad (1.49)$$

Egy periódusban a mellékmaximumok száma eggyel, a zérushelyek száma kettővel kisebb, mint az M paraméter értéke. Az M növelésével a főmaximumok értéke, a mellékmaximumok és zérushelyek száma egyaránt nő. A 9. ábra néhány M paraméterre mutatja be a $|q_M(u)|$ függvényt.

Az előző számításoknál valamivel hosszabb levezetés után kapható, hogy

$$D_\infty(f) = \frac{1}{\tau} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{k}{\tau}\right). \quad (1.50)$$



9. ábra. A $q_M(u)$ függvény egy periódusa

Φ и Π Γ δ Γ из периодов функции $g_M(u)$

Abb. 9. Eine der Perioden der Funktion $q_M(u)$

Végtelen Dirac- δ sorozat transzformáltja szintén végtelen Dirac- δ sorozat, melyben az impulzusok frekvenciatengely menti „távolsága” időbeli „távolságuk” reciproka. Az (1.37)–(1.40) Fourier transzformált párokat a 10. ábrán mutatjuk be.

További, jól használható összefüggésekhez jutunk a konvolúciótétel és a Dirac- δ (1.35) tulajdonságának felhasználásával. Toljunk el egy $g(t)$ függvényt úgy, hogy origója $t = t_0$ helyre kerüljön:

$$g(t-t_0) = g(t) * \delta(t-t_0). \quad (1.51)$$

A konvolúcióképzésnek a frekvenciatartományban szorzás felel meg. Az eltoló függvény Fourier transzformáltja a $\delta(t-t_0)$ Dirac impulzus spektrumával, azaz $\exp(j\omega t_0)$ értékkel szorozódik:

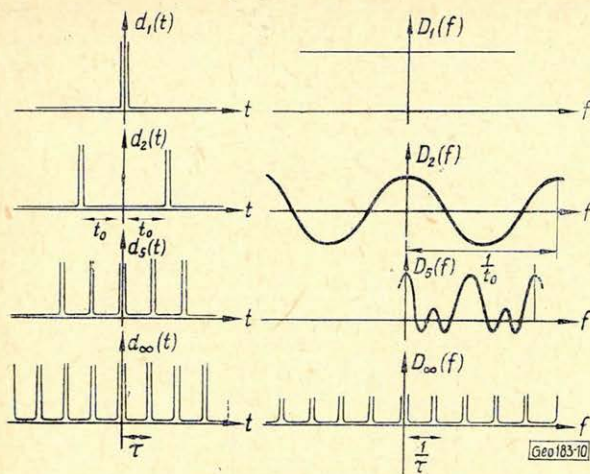
$$G_{\text{eltolt}}(f) = G_{\text{eredeti}}(f)e^{j\omega t_0}. \quad (1.52)$$

Ha az eltoló függvény négyszögimpulzus, a spektrum valós és képzetes részeinek változása az eltolás miatt:

$$G_v(f) = T r(fT) \cos 2\pi f t_0, \quad (1.53)$$

$$G_k(f) = T r(fT) \sin 2\pi f t_0. \quad (1.54)$$

(11. ábra)



10. ábra. Dirac- δ és Dirac- δ sorozatok Fourier transzformált párjai

Фиг. 10. Значения δ Дирака и преобразованные трансформацией Фурье пары серии δ Дирака

Abb. 10. Serien der Dirac- δ und deren transformierten Pendant

Az eltolás fizikailag az időmérés kezdetének más időpillanatba helyezését jelenti. Később vagy előbb nyomjuk meg a stoppert. Szemléletünk szerint az időmérés kezdetének megváltoztatása nem befolyásolhatja a függvény frekvenciális összetételét. Az (1.53) és (1.54) egyenletek látszólag ellentmondanak ennek a megállapításnak. A komplex spektrum azonban mind az amplitúdó, mind a fázisspektrumról számot ad. Az időorigó eltolása pedig a fázisspektrumot valóban megváltoztatja. Az amplitúdóspektrum viszont az

$$|e^{j\omega t_0}| = 1$$

egyenlőség miatt változatlan marad:

$$|G_{\text{eltolt}}(f)| = |G_{\text{eredeti}}(f)|. \quad (1.55)$$

Néhány Fourier transzformált pár ismeretében már mutathatunk példákat az (1.7) összefüggések alkalmazására. Mivel az $n(t)$ páros függvény Fourier transzformált párja: $T \cdot r(fT)$; a $T \cdot r(tT)$ időfüggvény transzformált párja: $n(f)$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} T r(tT) e^{-j\omega t} dt = n(f). \quad (1.56)$$

Hasonlóan kapható, hogy:

$$T r^2(tT) \text{ transzformáltja: } h(f), \quad (1.57)$$

$$e^{-j\omega_0 t_0} \text{ transzformáltja: } (\delta f + f_0), \quad (1.58)$$

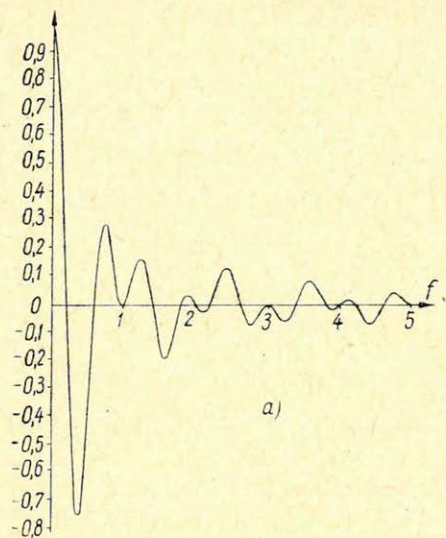
végül

$$\cos \omega t \text{ transzformáltja: } \frac{1}{2} [\delta(f + f_0) + \delta(f - f_0)]. \quad (1.59)$$

Az (1.56), (1.57) és (1.59) transzformált párokat a 12. ábrán mutatjuk be.

A Fourier transzformáció – az (1.1) megfelelő általánosításával – kétváltozós függvényekre is alkalmazható. A most tárgyalandó szeizmikus feladatokban a két változó legtöbbször az idő és egy távolságkoordináta. A vizsgált függvény $g(t, x)$ alakú. A $g(t, x)$ függvény Fourier transzformáltját a

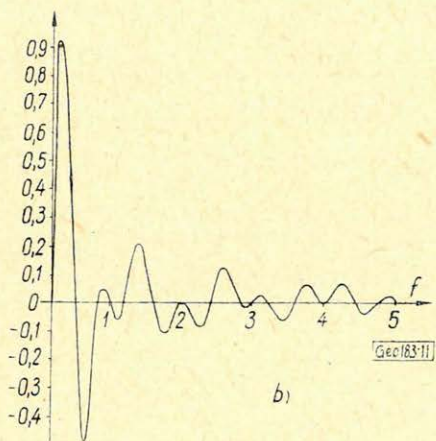
$$G(f, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(t, x) e^{-j(\omega t + \nu x)} dt dx \quad (1.60)$$



11. ábra. Az időtengely mentén eltoltt négyzet-impulzus valós (a) és képzetes (b) része

Fig. 11. Действительная (a) и мнимая (б) частиквадратного импульса, смещенного по оси времени

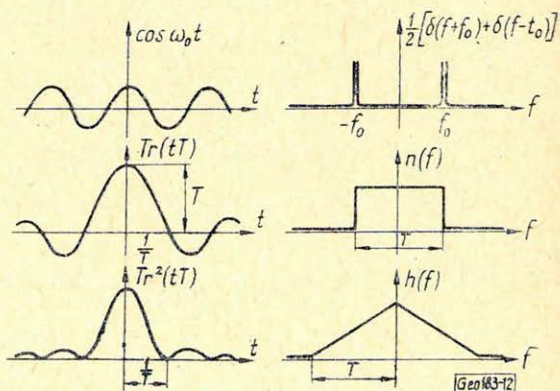
Abb. 11. Reeller (a) und imaginärer (b) Teil des entlang der Zeitachse verschobenen Quadratimpulses



12. ábra. Az (1.56), (1.57) és (1.59) Fourier transzformált párok

Fig. 12. Трансформированные пары Фурье (I. 56), (I. 57) и (I. 59)

Abb. 12. Fourier-transformierte Paare von (1.56), (1.57) und (1.59)



kettős integrállal definiáljuk, melyben – ugyanúgy, mint az egyváltozós esetben –

$$\omega = 2\pi f \text{ és } \varphi = 2\pi k.$$

A $G(f, k)$ kétváltozós, komplex értékű függvény felírható:

$$G(f, k) = G_v(f, k) + j G_k(f, k) \quad (1.61)$$

alakban is. A komplex spektrumot az (f, k) sík feletti $G_v(f, k)$ és $G_k(f, k)$ függvényeket ábrázoló felületek megrajzolásával szemléltethetjük.

Ha $g(t, x)$ bizonyos szimmetriával rendelkezik (pl. ha a $g(t, x)$ a (t, x) koordinátarendszer négy negyedében azonos értékeket vesz fel), a hozzátartozó $G(f, k)$ valós értékű lesz.

A kétváltozós spektrumból az inverz Fourier transzformációval előállítható az eredeti függvény:

$$g(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(f, k) e^{j(\omega t + \varphi x)} df dk. \quad (1.62)$$

A kétváltozós konvolúcióképzést a

$$g_1(t, x) * g_2(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(t - \tau, x - \xi) g_2(\tau, \xi) d\tau d\xi \quad (1.63)$$

definícióval értelmezzük. Az egyváltozós konvolúciótétel is általánosítható. Az egyváltozós tárgyalásban ismertetett függvények közül érdemes a négyszögimpulzus és a Dirac – δ kétváltozós általánosításával foglalkozni.

A kétváltozós négyszögimpulzus:

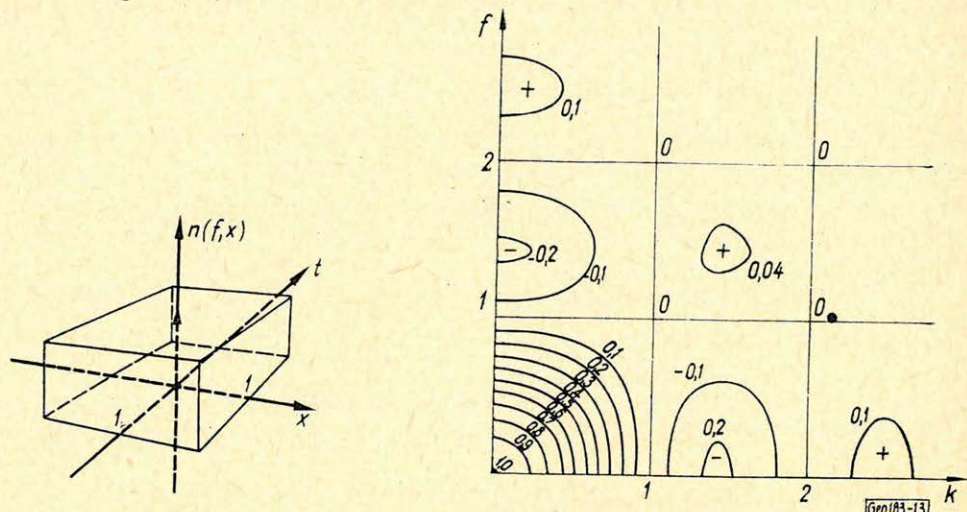
$$n(t, x) = 1, \text{ ha } |t| \leq \frac{T}{2} \text{ és egyszersmind } |x| < \frac{X}{2},$$

$$= 0, \text{ ha } |t| > \frac{T}{2} \text{ vagy } |x| > \frac{X}{2}.$$

A Fourier transzformáció alkalmazásával:

$$\begin{aligned} N(f, k) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n(t, x) e^{-j(\omega t + \varphi x)} dt dx = \int_{\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} \int_{\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} e^{-j(\omega t + \varphi x)} dt dx = \\ &= \int_{\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} e^{-j\varphi x} dx \int_{\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} e^{-j\omega t} dt = \frac{\sin \pi f T}{\pi k} \cdot \frac{\sin \pi k X}{\pi k} = T X r(fT) r(kX). \end{aligned} \quad (1.65)$$

Az $r(u)$ függvényt az (1.25)-tel definiáltuk és részletesen megvizsgáltuk. Az (1.65) függvény két $r(u)$ típusú függvény szorzata. A felület szintvonalas képének az origó környezetébe eső részét a 13. ábrán mutatjuk be.



13. ábra. A kétváltozós négyzögimpulzus (1.64) perspektivikus képe és spektruma. A spektrumot ábrázoló felület szintvonalas képét csak első negyedben rajzoltuk meg. Az egyszerűbb ábrázolás miatt a $T = X = 1$ választással éltünk

Fig. 13. Перспективная картина и спектр квадратного импульса (1.64) с двумя переменными. Изогипсы поверхности, представляющей собой спектр, проведены только в первом квадрате. Для упрощения изображения подобрано $T = X = 1$

Abb. 13. Das perspektive Bild und Spektrum des zweivariablen Quadratimpulses (1.64). Der Isohypsenplan der das Spektrum darstellenden Fläche wurde nur im ersten Quadranten gezeichnet. Um die Darstellung zu vereinfachen, wurde $T=X=1$ ausgewählt

Vizsgáljuk a kétváltozós *Dirac* - δ impulzust. Definíciója az (1.32) általánosítása: a *Dirac* - δ értéke független változóinak teljes tartományán zérus, kivéve azt az egyetlen pontot, melyben maguk a független változók egyenlők zérussal; a teljes (t, x) síkon számított integrálja pedig egységnyi. Az origóban elhelyezett *Dirac* - δ -ra:

$$\delta(t, x) = 0, \text{ ha } t \neq 0, \text{ vagy } x \neq 0$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t, x) dt dx = 1. \quad (1.66)$$

A $t_0; x_0$ pontban elhelyezett *Dirac* - δ -ra vezessük be a

$$d_1(t, x) = \delta(t - t_0, x - x_0) \quad (1.67)$$

jelölést. Az (1.67) kétváltozós *Dirac* - δ spektruma:

$$D_1(f, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_0, x - x_0) e^{-j(\omega t + \psi x)} dt dx = e^{-j(\omega t_0 + \psi x_0)}. \quad (1.68)$$

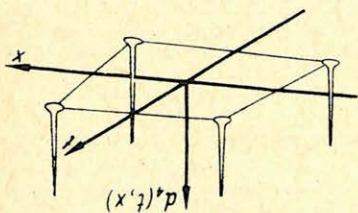
Négy, szimmetrikusan elhelyezett *Dirac* - δ összegének:

$$d_4(t, x) = \delta(t - t_0, x - x_0) + \delta(t - t_0, x + x_0) + \delta(t + t_0, x - x_0) + \delta(t + t_0, x + x_0) \quad (1.69)$$

Fourier transzformáltja az (1.68) és az Euler összefüggések felhasználásával:

$$D_4(f, k) = e^{-j(\omega t_0 + \psi x_0)} + e^{-j(\omega t_0 - \psi x_0)} + e^{j(\omega t_0 - \psi x_0)} + e^{j(\omega t_0 + \psi x_0)} = 4 \cos \omega t_0 \cos \psi x_0. \quad (1.70)$$

Az (1.69) időfüggvényt és az (1.70) spektrumot ábrázoló felület egy részének szintvonalas képét a 14. ábra mutatja be.



14. ábra. A négy Dirac- δ -ból felépített (1.69) $d_4(t, x)$ kifejezés és spektruma. A spektrumot a felület szintvonalaiával ábráztuk. Az első negyed origó környezetébe eső részét adjuk meg

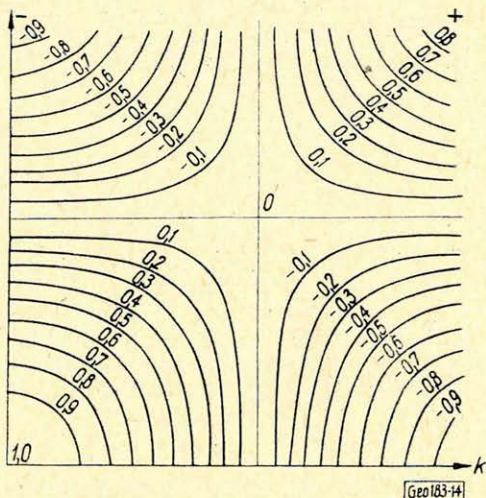


Fig. 14. Выражение (1.69) $\alpha_4(t, x)$, созданное из четырех значений δ Дирака, и его спектр. Спектр представлен изогипсами поверхности. Тут приводится часть первого квадранта, расположенная около начала координат

Abb. 14. Der aus vier Dirac- δ gebildete Ausdruck $d_4(t, x)$ (1.69) und dessen Spektrum. Das Spektrum ist durch die Isohypsen der Fläche dargestellt. Hier ist der in die Nähe des Koordinatenanfangspunktes fallende Teil des ersten Quadrantes angegeben

Kétváltozós véges és végtelen Dirac- δ sorozatok az egyváltozós esethez hasonlóan tárgyalhatók:

Mindkét irányban végtelen Dirac- δ sorozat:

$$d_\infty(t, x) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta(t - it_0, x - x_0) \quad (1.71)$$

spektruma:

$$D_\infty(f, k) = \frac{1}{t_0 x_0} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{i}{t_0}, k - \frac{l}{x_0}\right). \quad (1.72)$$

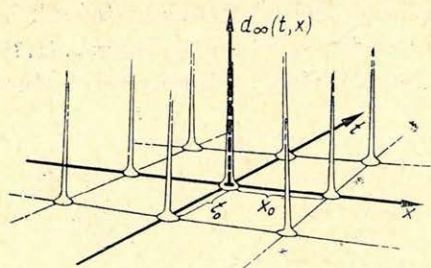
A sorozatok perspektivikus képét a 15. ábrán mutatjuk be.

Legyen végül:

$$g(t, x) = a\left(t - \frac{x}{v}\right). \quad (1.73)$$

A kétváltozós Fourier transzformáció alkalmazásával:

$$\begin{aligned} A(f, k) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a\left(t - \frac{x}{v}\right) e^{-j(\omega t + \psi x)} dt dx = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a\left(t - \frac{x}{v}\right) e^{-j\omega t} dt e^{j\psi x} dx. \end{aligned}$$



15. ábra. Mindkét irányban végtelen Dirac- δ sorozat és spektruma: szintén mindkét irányban végtelen Dirac- δ sorozat

Фиг. 15. Серия δ Дирака, бесконечная в обоих направлениях и ее спектр: также серия δ Дирака, бесконечная в обоих направлениях

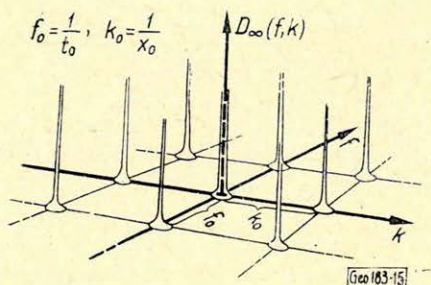


Abb. 15. Eine in beiden Richtungen unendliche Dirac- δ -Serie und deren Spektrum: ebenfalls eine in beiden Richtungen unendliche Dirac- δ -Serie

Bevezetve a $z = t - x/v$ helyettesítést, a számítás így folytatható:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a(z) e^{-j\omega z} dz e^{-j \left(\frac{\omega x}{v} \right)} e^{-jv x} dx = A(f) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j \left(\frac{\omega x}{v} \right)} e^{-jv x} dx.$$

De az integrál értéke az (1.58) alkalmazásával a távolságváltozó – térbeli frekvencia esetre:

$$\delta \left(k + \frac{f}{v} \right).$$

Azaz végül:

$$A(f, k) = A(f) \delta \left(k + \frac{f}{v} \right). \quad (1.74)$$

Ha az eredeti függvény a $t - x/v =$ állandó egyenesek mentén azonos értékeket vesz fel, kétváltozós spektruma csak az $f = v \cdot k$ egyenes pontjaiban különbözik zérustól: 16. ábra. A spektrumban szereplő Dirac- δ késélt véges magasságúnak rajzoltuk és – a szemléletesség kedvéért – a $g(t, x)$ függvénynek csak egy részletét ábráztoltuk.

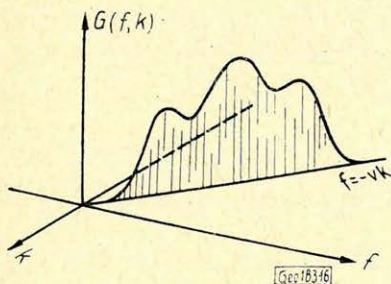
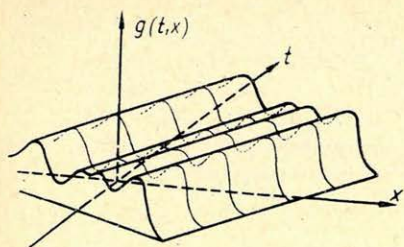
Megjegyezzük még, hogy az egyváltozós esethez hasonlóan tárgyalható a kétváltozós függvény „eltolása”. Ha az (1.73) függvény toljuk el t_0 értékkel az időtengely mentén az új függvény

$$g \left(t - t_0 - \frac{x}{v} \right) = g \left(t - \frac{x}{v} \right) * \delta(t - t_0) \quad (1.75)$$

16. ábra. Ha a $g(t,x)$ függvény a $t-x/v = \text{állandó}$ egyenesek mentén azonos értékeket vesz fel; kétváltozós spektruma az $f = -v \cdot k$ egyenes fölé koncentrálódik. (Csak a spektrum valós részének második negyedbe eső részét ábráztuk)

Fig. 16. Если функция $g(t,x)$ по прямым $t-x/v = \text{пост.}$ приобретает равные величины, то спектр с двумя переменными сосредоточивается над прямой $t = v \cdot k$. (Изображается только участок действительной части спектра, приходящийся на второй квадрант)

Abb. 16. Falls die Funktion $g(t,x)$ entlang der konstanten Geraden $t-x/v$ gleiche Werte aufnimmt, konzentriert sich ihr zweivariabes Spektrum oberhalb der Geraden $f = v \cdot k$. (Nur der in den zweiten Quadrant fallende reelle Teil des Spektrums wird dargestellt)



lesz. A frekvenciatartományban a változás $\exp(j\omega t_0)$ -lal való szorzást jelent. A szorzó abszolútértéke azonban 1. Az eltolás az amplitúdóspektrumot nem változtatja meg. (l. az (1.53) egyenletet és az egyváltozós eset tárgyalását!) Az (1.75) amplitúdóspektruma változatlanul az $f = -v \cdot k$ egyenes fölé koncentrálódik.

2. Analóg és digitális szűrés

A továbbiakban rögzített paraméterű, lineáris szűréssel foglalkozunk. A lineáris szűrés alapelveit ismertnek tételezzük fel. Itt csak az analóg és digitális megadás jellegzetes tulajdonságait kívánjuk kiemelni.

A lineáris szűrők körén belül is csak olyan szűrőkkel foglalkozunk, melyek a $g_{be}(t,x)$ függvényhez a

$$g_{ki}(t,x) = g_{be}(t,x) * s(t,x) \quad (2.1)$$

kimenetet rendelik. Az $s(t,x)$ a szűrő súlyfüggvénye.

A (2.1) kapcsolatnak a frekvenciatartományban a konvolúciótétel szerint a

$$G_{ki}(f,k) = G_{be}(f,k) \cdot S(f,k) \quad (2.2)$$

összefüggés felel meg. Az $S(f,k)$ függvény – mely a súlyfüggvény Fourier transzformáltja – a szűrő átviteli függvénye. Az $S(f,k)$ komplex értékű függvény abszolút értéke az amplitúdókarakterisztika, arkusza a fáziskarakterisztika.

A szűrés analóg, ha $s(t,x)$ folytonos függvény. Digitális, ha $s(t,x)$ digitális adatrendszer, azaz bizonyos együtthatók összessége. A mindkét változójában digitális súlyfüggvény matematikai reprezentációja:

$$s(t,x) = \sum s_{ij} \delta(t - iAt, x - lAx), \quad (2.3)$$

ahol Δt és Δx az $s_{i,l}$ együtthatók időbeli, illetve térbeli távolsága. Az egyes változók szerinti szűrésnek nem kell szükségképpen azonos jellegűnek lennie. A hazai szeizmikus gyakorlatban a távolságváltozó szerinti szűrés digitális, az időváltozó szerinti analóg.

Digitális adatrendszert csak digitálisan lehet szűrni. A digitális súlyfüggvényre jellemző távolságok pedig a t , illetve x tengelyek mentén alkalmazott τ és ξ mintavételi távolságoknak csak egész számú többszörösei lehetnek:

$$\begin{aligned} \Delta t &= c_1 \tau, \\ \Delta x &= c_2 \xi. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Leggyakrabban $c_1 = c_2 = 1$; a súlyfüggvény és az adatrendszer pontjainak „sűrűsége” azonos.

Folytonos függvényt azonban nemcsak folytonos súlyfüggvénnyel, hanem digitális adatrendszerrel is szűrhetünk. Így a következő három esetet kell megkülönböztetnünk:

1. Folytonos függvény analóg szűrése.
2. Folytonos függvény digitális szűrése.
3. Digitális adatrendszer digitális szűrése.

Az egyes eseteket, a könnyebb áttekinthetőség kedvéért vizsgáljuk egyváltozós esetben.

1. Folytonos függvény analóg szűrését végzik a hagyományos elektromos szűrőkörök: 17a ábra.

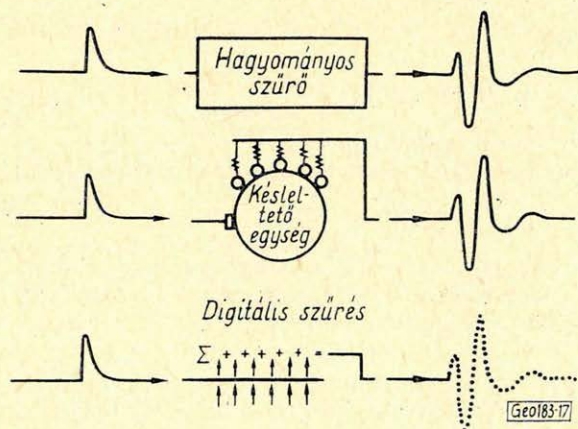
A szűrő súlyfüggvénye a rendszer impulzusválasza (Dirac egységimpulzushoz tartozó kimenet). Leírása a (2.1) egyszerűsített változata szolgál:

$$g_{ki}(t) = g_{be}(t) * s(t),$$

amelyben mindegyik függvény az idő folytonos függvénye.

2. Folytonos függvény digitális szűrése valósul meg, ha a függvény egymástól Δt távolságra felvett értékeit valamilyen együtthatókkal szorozzuk, majd a szorzatokat összegezzük:

$$g_{ki}(t) = \sum_i s_i g_{be}(t - i\Delta t). \quad (2.5)$$



17. ábra. A szűrési művelet különböző típusai: a) folytonos függvény analóg szűrése, b) folytonos függvény digitális szűrése, c) digitális adatrendszer digitális szűrése

Fig. 17. Различные типы фильтрации: a – аналоговая фильтрация непрерывной функции, б – цифровая фильтрация непрерывной функции, в – цифровая фильтрация цифровой системы данных

Abb. 17. Verschiedene Type der Filterung:

a) analoge Filterung einer kontinuierlichen Funktion, b) digitale Filterung einer kontinuierlichen Funktion, c) digitale Filterung eines digitalen Datensystems

Ilyen típusú átalakítást végez a késleltetővonalas szűrés: 17b ábra. Ekkor Δt a letapogató fejek közötti távolság idő ekvivalense; s_i pedig az összegezés előtti alkalmazott súlyfaktorokat jelenti. A (2.5) természetesen levezethető az általános összefüggésekből is. Ha egyváltozós esetre szorítkozunk és felhasználjuk a Dirac- δ eltolási tulajdonságát:

$$g_{ki}(t) = g_{be}(t) * s_i \delta(t - i\Delta t) = \sum_i s_i g_{be}(t - i\Delta t).$$

3. Végül digitális adatrendszer digitális szűrésekor egy $g_{ki}(l\tau)$ kimeneti értéket az $l\tau$ helyen és környezetében levő bemeneti értékek súlyozott összege ad meg:

$$g_{ki}(l\tau) = \sum_i s_i g_{be}(l\tau - i\Delta\tau), \quad (2.6)$$

1. 17c ábra.

A különböző típusú szűrők hatásának frekvenciatartománybeli leírása a (2.2) általános kapcsolat speciális változataival történik. Fel kell használnunk egy folytonos függvény és belőle τ távolságú mintavételezéssel kapott digitális adatrendszer spektrumai közötti összefüggést. A digitális adatrendszer előállításának matematikai reprezentációja az eredeti függvény végtelen Dirac- δ sorozattal való szorzása:

$$g_{dig}(t) = g(t) \cdot \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(t - i\tau). \quad (2.7)$$

Felhasználva a konvolúciótételt és a végtelen Dirac- δ sorozat (1.50)-nel megadott spektrumát:

$$G_{dig}(t) = G(f) * \frac{1}{\tau} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{i}{\tau}\right) = \frac{1}{\tau} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} G\left(f - \frac{i}{\tau}\right) \quad (2.8)$$

kapható. A digitális adatrendszer spektruma periodikus. A (2.8) következménye az a jólismert és fontos összefüggés, mely megszabja a τ mintavételi távolság nagyságának felső határát.

Ha $G(f)$ már jó közelítéssel zérus valamilyen f_h határfrekvencián túl, azaz:

$$G(f) = 0, \quad \text{ha } |f| > f_h, \quad (2.9)$$

és a τ értéke kielégíti a

$$\tau \leq \frac{1}{2f_h} \quad (2.10)$$

összefüggést, a digitális adatrendszer spektruma az eredeti spektrumtól a

$$-\frac{1}{2\tau} < f < \frac{1}{2\tau} \quad (2.11)$$

úgynevezett Nyquist intervallumban csak az $1/\tau$ konstansszorzóban tér el.

Ha (2.8) nem teljesül, a spektrum torzul. Emiatt mindig törekednünk kell a (2.10) betartására.

A (2.7)–(2.10) összefüggéseket alkalmazhatjuk speciálisan a súlyfüggvényre, mint időfüggvényre és a hozzátartozó átviteli függvényre, mint a súlyfüggvény Fourier transzformáltjára. Eszerint digitális súlyfüggvény alkalmazása periodikus átviteli függvényt jelent. A periódus nagysága az együtthatók távolságának reciproka: $1/\Delta t$. A teljes átviteli függvény az

$$|f| < 1/2 \Delta t$$

intervallumban felvett értékek periodikus ismétlése.

Digitális szűrés esetén az átviteli függvényt elegendő a

$$0 \leq f \leq 1/2 \Delta t$$

intervallumban megadni. Ugyanis az $S(f)$ valós része páros, képzetes része páratlan függvény. Emiatt a $[0, 1/2 \Delta t]$ tartomány ismerete meghatározza a $[-1/2 \Delta t, 0]$ intervallumban felvett értékeket is; a $[-1/2 \Delta t; +1/2 \Delta t]$ közötti rész pedig már meghatároz egy teljes periódust.

Ha a szűrendő folytonos függvény felső határfrekvenciája nagyobb mint $1/2 \Delta t$, lényeges az átviteli függvény periodikus voltának figyelembevétele. Egy szemantik példát mutat be a 18. ábra. Legyen a digitális szűrés célja: alulvágás. A szűrendő függvény spektruma a baloldali középső, a kívánt kimenet a baloldali alsó ábrán látható. A szűrés digitális megvalósítása az átviteli függvényt periodikussá teszi: jobb oldali felső ábra. Ha $f_h > 1/\Delta t$ a szűrő elveszti alulvágó jellegét, az $1/\Delta t$ környezetébe eső frekvenciákat ugyanúgy átengedi, mint a zérushoz közeliakat.

Ha módunkban áll a Δt -t változtatni, törekednünk kell a

$$\Delta t < \frac{1}{2f_h}, \quad (2.12)$$

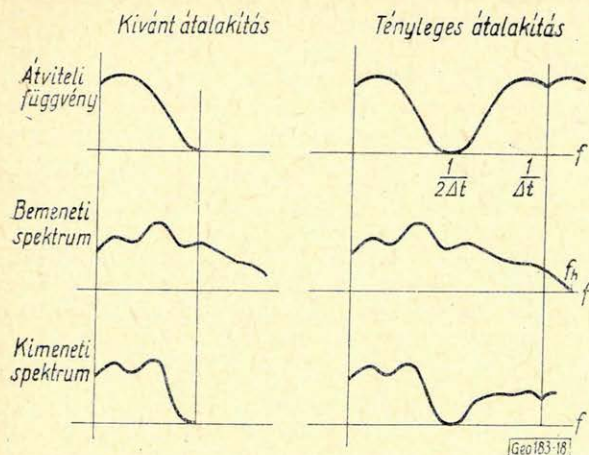
vagy térbeli szűrés esetén

$$\Delta x < \frac{1}{2k_h} \quad (2.13)$$

összefüggések betartására. Ha a Δt vagy Δx rögzített értékek, melyeken már nem változtathatunk, az eredmények értelmezésében kell figyelembe vennünk az átviteli függvény ismétlődésének hatását.

Digitális adatrendszer digitális szűrése során mind a bemenet spektruma, mind az átviteli függvény periodikus. Mivel Δt a τ mintavételi távolságnak csak egész számú többszöröse lehet, a bemeneti spektrum ismétlődési periódusa: $1/\tau$ az átviteli függvény ismétlődési periódusának $1/\Delta t$ szintén egész számú többszöröse. Leggyakrabban $\tau = \Delta t$ és az ismétlődési periódusok megegyeznek. A Δt akkor választható a τ többszörösének, ha a digitális a feltétlenül szükségesnél (2.10) sűrűbb mintavételezéssel történt, a spektrum a Nyquist intervallum $1/k$ -szorosánál kisebb, origó középpontú részre koncentrálódik. A Δt növelése a lehető maximális értékig a végzendő műveletek számát, ezzel együtt idejét és költségeit csökkenti. A 19. ábrán a $k = 3$ esetet mutatjuk be.

Ha a szűrő átviteli függvényét mi választjuk meg, csökkenthetjük a mintavételezési hibák hatását: l. 20. ábra. Ha a torzulás nem nagy (a mintavételi távolság a szükségesnél csak valamivel nagyobb), a torzult tartományt eltávolíthatjuk és a további műveleteket a bemenet torzítatlan alacsony, illetve közepes frekvenciájú komponensein végezhetjük el. A digitálási hibákat (ha azok nem túlságosan nagyok) a felülvágó szűrő alkalmazása részben korrigálja.



18. ábra. A szűrő jellegének megváltozása spektrumisméltődés miatt. A bal oldali felülvágó szűrő helyett sávkvágót alkalmazunk, ha $\Delta t \approx 1/f_h$

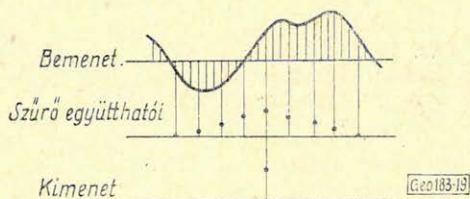
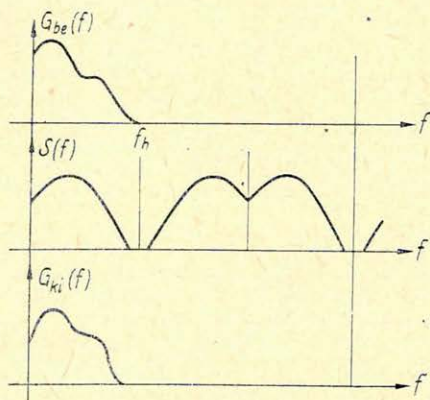
Fig. 18. Изменение характера фильтра за счет повторения спектра. Вместо фильтра высоких частот на левой стороне, применяется полосовой фильтр, если $\Delta t \approx 1/f_h$

Abb. 18. Änderung des Filtercharakters wegen der Wiederholung des Spektrum. Anstatt des linken Tiefpassfilters wird ein Bandpassfilter verwendet, falls $\Delta t \approx 1/f_h$ ist

19. ábra. A súlyfüggvény mintavételi távolsága a szűrendő digitális adatrendszer mintavételi távolságának többszöröse lehet, ha a bemenet spektruma a Nyquist intervallumnak csak egy részét tölti be

Fig. 19. Интервал преобразования весовой функции может быть кратным интервала преобразования фильтруемой системы цифровых данных, если спектр входа заполняет только часть интервала Нюквиста

Abb. 19. Der Abtastabstand der Gewichtsfunktion kann die Vielfache des Abtastabstandes des zu filternden digitalen Datensystems sein, falls das Eingang-Spektrum nur einen Teil des Nyquistintervalls ausfüllt



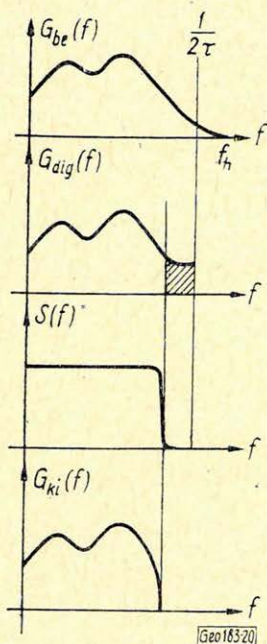
Ha digitális szűréssel előírt $S(f)$ átviteli függvényt akarunk megvalósítani, úgy járunk el, hogy inverz Fourier transzformációval előállítjuk az $s(t)$ súlyfüggvényt. Megállapítjuk az együtthatók között szükséges Δt távolságot, majd az $s(t)$ folytonos függvényt véges hosszúságú, digitális adatrendszerre alakítjuk. A digitális hatásával foglalkoztunk: ez az előírt $S(f)$ periodikus ismétlődését okozza. Az alkalmazható adatrendszer véges hossza az előírt átviteli függvény további változásait eredményezi.

Egy T intervallumon túli adatok elhagyása úgy tekinthető, mint az eredeti függvény szorzása egy T hosszúságú négyszögimpulzussal:

$$S_{tényl}(t) = s_{er}(t) \cdot n(t, T). \quad (2.14)$$

A (2.14) frekvenciatartománybeli hatása:

$$S_{tényl}(f) = S_{er}(f) * N(f, T) = S_{er}(f) * \frac{1}{T} r(fT). \quad (2.15)$$



20. ábra. Spektrumtorzulás korrigálása felülvágó szűrővel

Фиг. 20. Исправление искажений спектра при помощи фильтра правого среза

Abb. 20. Korrektion der Spektrumverzerrung mit Tiefpassfilter

A tényleges átviteli függvény az eredeti átviteli függvény és a négyszögimpulzus spektrumának konvolúciója. A konvolúcióképzés 1. részben leírt értelmezése szerint: az eredeti függvény minden egyes $S_{er}(f)df$ eleme „szétfolyik” lényegében a 4. ábrán bemutatott $r(fT)$ függvény szerint.

Az $S_{er}(f)$ megváltozása annál kisebb, minél hamarabb válik az $S_{er}(f)$ -fel konvolvált függvény zérussá. Kétféle úton csökkenthetjük a szétfolyást. Vagy T -t nagynak választjuk, vagy a négyszögimpulzus helyett más alakú időfüggvénnyel metsszük ki a súlyfüggvényből a felhasználandó T hosszúságú szakaszt. Egyszerű – és eredményes – az (1.29) háromszögimpulzus használata.

Ha

$$S_{tényl}(t) = S_{er}(t) * h(t, T/2), \quad (2.16)$$

az átviteli függvény megváltozása:

$$S_{tényl}(f) = S_{er}(f) * H(f, T/2) = S_{er}(f) * Tr^2(2fT). \quad (2.17)$$

Mivel $r^2(2fT)$ mindenütt pozitív és az $r(fT)$ -nél gyorsabban tart zérushoz, a „szétfolyás” hatása kisebb.

A kétváltozós digitális szűrés az egyváltozóshoz hasonló problémákat vet fel. Ha súlyfüggvényünk a t és x függvénye (idő és távolságváltozó szerint együttesen szűrünk), a súlyfüggvényből az x tengelyen Δx , a t tengelyen Δt mintavételi távolsággal digitális adatrendszert készítünk, a tényleges átviteli függvény az eredetiből az

$$S_{tényl}(f, k) = \frac{1}{\Delta t \Delta x} \sum_i \sum_l S_{er}(f - if_0, k - lk_0) \quad (2.18)$$

művelettel kapható. Ebben

$$f_0 = \frac{1}{2\Delta t} \quad \text{és} \quad k_0 = \frac{1}{2\Delta x}.$$

A (2.18) és (2.8) általánosítása kétváltozós esetre. Ha a szűrés csak egyik változójában, pl. x -ben digitális, a (2.18) helyett

$$S_{\text{tényl}}(f, k) = \frac{1}{\Delta x} \sum_l S_{er}(f, k - lk_0) \quad (2.19)$$

lesz a megvalósuló átviteli függvény.

Eddig mindig azt tételeztük fel, hogy eredetileg a folytonos súlyfüggvény van megadva és ezt alakítjuk – számítástechnikai okokból – digitális adatrendszerré. Előírható azonban a végzendő művelet már eleve digitális formában is:

$$g_{ki}(t_0, x_0) = \sum_i \sum_l c_{il} g_{be}(t_0 + i\Delta t, x_0 + l\Delta x). \quad (2.20)$$

A (t_0, x_0) pontbeli kimeneti értéket az ezen pontbeli és a környezetébe eső pontokban felvett bemeneti értékek súlyozott összege adja.

Felvethető a kérdés, milyen átviteli függvény felel meg a (2.20)-nak. Ha a (2.20) összefüggést konvolúció alakra hozzuk, akkor a $g_{be}(t, x)$ -szel konvolúcióképzésben szereplő függvény Fourier transzformáltja adja az átviteli függvényt.

A (2.20) helyett

$$g_{ki}(t, x) = s(t, x) * g_{be}(t, x)$$

írható, ha

$$s(t, x) = \sum_i \sum_l c_{il} \delta(t + i\Delta t, x + l\Delta x). \quad (2.21)$$

Ugyanis a *Dirac* – δ (1.35) tulajdonsága miatt valóban

$$\begin{aligned} & \sum_i \sum_l c_{il} \delta(t + i\Delta t, x + l\Delta x) * g_{be}(t, x) = \\ & = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \sum_l c_{il} \delta(u + i\Delta t, v + l\Delta x) g_{be}(t - u, x - v) du dv = \\ & = \sum_i \sum_l c_{il} g_{be}(t + i\Delta t, x + l\Delta x). \end{aligned}$$

A (2.21)-gyel meghatározott súlyfüggvény spektruma – tehát a művelet átviteli függvénye – a *Dirac* – δ (1.34) kiválasztó tulajdonsága miatt:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t, x) e^{-j(\omega t + \nu x)} dt dx = \\ & = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \sum_l c_{il} \delta(t + i\Delta t, x + l\Delta x) e^{-j(\omega t + \nu x)} dt dx = \\ & = \sum_i \sum_l c_{il} e^{j(\omega l\Delta t + \nu l\Delta x)}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Még egyszer kiemeljük az egyes betűk jelentését: a c_{ii} a vonatkoztatási ponttól időbeni $i\Delta t$, térben $L\Delta x$ távolságra levő adatokhoz rendelt súly (együttható). A (2.22) segítségével az együtthatók helyének és értékének ismeretében számíthatjuk az átviteli függvény értékét.

MAGYAR GEOFIZIKA VIII. ÉVF. 5–6. SZ.

Magnetotellurikus szondázások értelmezése anizotróp altalaj felett

VERŐ JÓZSEF

Egy Csehszlovákiában végzett magnetotellurikus szondázás regisztrátumainak segítségével a tanulmányban kimutatja a szerző, hogy olyan pontokban, ahol a tellurikus állomásellipszis elnyúlt, csak a nagyengely irányában lehet magnetotellurikus ellenállásértékeket számítani. A kistengely irányában, vagy egy ahhoz közel eső irányban a mágneses és a tellurikus tér közötti kapcsolat az ismertett pontban tapasztalathoz hasonló excentricitás (nagyengely a kistengely négyszerese) esetén felbomlik, vagy csak nagyon gyenge kapcsolat marad meg.

A vázolt megállapításokat a tihanyi és a göttingeni magnetotellurikus görbék is alátámasztják.

По записям магнитотеллурического зондирования, проведенного в Чехословакии, в работе показано, что в пунктах, характеризующихся растягиванием эллипса теллурической станции, вычислить величины магнитотеллурического сопротивления можно только в направлении большой оси. В направлении малой оси или в близком к ней направлении связь между магнитным и теллурическим полями при подобной эксцентricности (когда большая ось равна четырехкратной величине малой оси) нарушается или становится очень слабой.

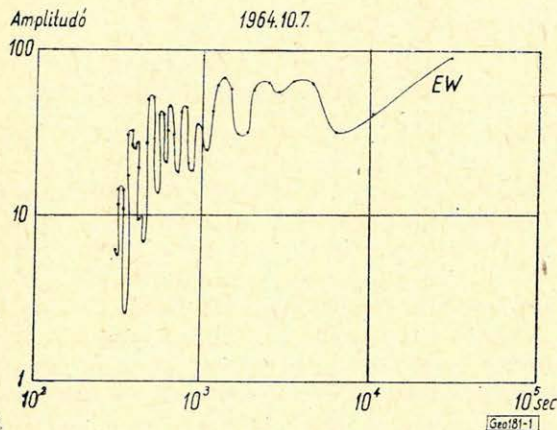
Излагаемые выводы подтверждаются и магнитотеллурическими кривыми, полученными в обсерваториях Тихань и Геттингена.

Mit Hilfe von Aufnahmen einer in der Tschechoslowakei durchgeführten magnetotellurischen Sondierung wird bestätigt, dass in Punkten mit ausgedehnten tellurischen Stationsellipsen, magnetotellurische Widerstandswerte nur in der Richtung der grossen Achse berechnet werden können. In der Richtung der kleinen Achse, oder in einer dazu naheliegenden Richtung, falls eine ähnliche Excentricität vorhanden ist (d. h. wenn die grosse Achse die Vierfache der kleinen ist) löst sich die Verbindung zwischen dem magnetischen und tellurischen Feldern aus, oder es verbleibt zwischen ihnen nur ein sehr schwacher Zusammenhang.

Die angedeuteten Festsetzungen werden auch durch die magnetotellurischen Kurven von Tihany und Göttingen unterstützt.

Anizotróp altalaj felett elhelyezett pontokban végzett magnetotellurikus szondázások általában – a tellurikus abszolút ellipszis nagyengelyének irányát kivéve – eléggé rendszertelen görbéket adnak, a pontok szórása is nagy. Mivel a mágneses komponensek változékonysága területileg viszonylag sokkal kisebb, mint a tellurikus áramoké, az anizotrópia kialakulásában a döntő szerepe a tellurikus abszolút ellipszisnek van. A tellurikus állomásellipszis elnyúlt-sága jól jellemzi az egyes pontok anizotrópiáját. A közönséges tellurikában a nehézségek körülbelül 3–5 közötti excentricitású ellipszisek esetében kezdenek olyan méreteket ölteni, hogy a feldolgozás szokásos módszerei csődöt mondanak. Ennek ismeretében igyekeztünk egy – ebbe az excentricitás-tartományba eső abszolút ellipszisű pontban a magnetotellurikus szondázás szolgáltatata eredményeket megvizsgálni. Választásunk a Csehszlovák Tudományos Akadémia Geofizikai Intézete által Szlovákiában mért Blatnica nevű állomásra esett,

mert ennek teljes anyagát, a regisztrátumokat, a feldolgozáshoz felhasznált frekvenciaspektrumokat stb. az ottani Intézet rendelkezésünkre bocsátotta, s a pont az említett követelménynek éppen megfelelt.

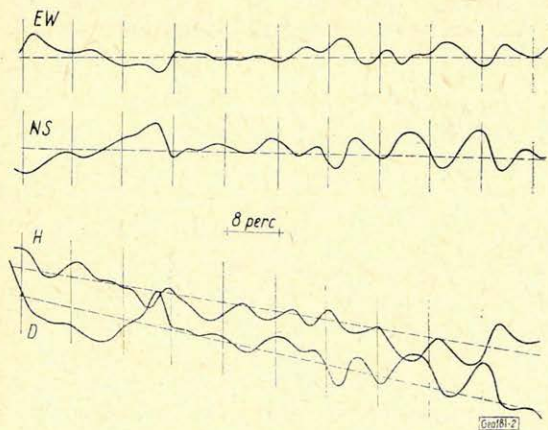


1. ábra. A vizsgált regisztrátum tellurikus komponenseinek spektruma

Фиг. 1. Спектр теллурических составляющих рассматриваемой записи

Abb. 1. Spektrum der tellurischen Komponenten in der untersuchten Aufnahmen

Vizsgálatunk célkitűzésének megfelelően a magnetotellurikus szondázási görbe sajátosságait nem akartuk vizsgálni, hanem annak csak egy-egy pontjában szándékoztunk a terek sajátosságait megvizsgálni. Az 1964. október 7-én 5 óra 30 perc és 6 óra 53 perc között készült regisztrátum, amelyet részletesen tanulmányoztunk, az 1. ábra szerinti spektrumú. A spektrumhoz meg kell jegyezni, hogy mivel a regisztrátum nagyon rövid, a spektrum megbízhatósága is elég kicsiny. Abból a célból, hogy a magnetotellurikus görbének csak egyetlen pontjára szorítkozunk, az (1)-ben leírt módon a regisztrátumokat megszürtük. A szűrésnél a W_1 komponensben az áteresztés 17,5 percnél volt maximális, W_2 -ben 8,75 percnél, W_3 -ban 5,83 percnél. A regisztrátumok maguk a 2. ábrán láthatók.



2. ábra. Az eredeti regisztrátumok

Фиг. 2. Оригинальные записи

Abb. 2. Die ursprünglichen Aufnahmen

Vizsgálataink során első lépésként meghatároztuk a $N = f(D, H)$, illetve $E = f(D, H)$ lineáris kétváltozós függvényeket, valamint ezek inverzét, a $D = f(N, E)$, ill. $H = f(N, E)$ lineáris függvényt. Ezek a következők: (N a tellurikus északi, E a keleti komponens, D és H a két szokásos mágneses komponens).

$$H = 0,427 D - 0,528 H R = 0,88 \text{ (korrelációs faktor)}$$

$$E = -0,202 D + 0,204 H R = 0,63$$

$$D = 1,02 N - 0,03 E R = 0,76$$

$$H = -0,970 N - 0,63 E R = 0,75$$

Az abszolút ellipszisek adatai pedig a következők:

Mágneses nagytengely iránya 68° , nagy- és kistengely aránya 1,8

Tellurikus nagytengely iránya 151° , nagy- és kistengely aránya 3,8

Megjegyezzük, hogy egyszerűség kedvéért az egyes komponensek érzékenységet nem vettük figyelembe. Az érzékenységek csak a lineáris vektorfüggvények együtthatóinak nagyságát változtatják meg, a korrelációs faktorokat nem.

A D és H komponens közötti korrelációs faktor 0,40 az N és E komponens között 0,84. Ha az előzőleg felírt összefüggéseket megvizsgáljuk, kiderül, hogy pl. D kifejezésébe visszahelyettesítve N és E kifejezését, nem kapjuk vissza D -t, hanem egy H -tól is függő függvényt kapunk. Ez általában a korrelációs számítás sajátja. Az már viszont speciálisan a jelen esetben tanulmányozott összefüggésekké, hogy a D és H , valamint N és E közötti függvényekben az együttműködők nagyon bizonytalanok, mégpedig olyan módon, hogy az N és E komponens között fennálló szoros korreláció miatt az egyik komponens a másikkal helyettesíthető, az amplitúdó-arány megszabta módon. A jelen esetben pl. N helyett jó közelítéssel $1,65 E$ is írható ($1,65$ az amplitúdók aránya), lévén a két komponens közötti korrelációs faktor 0,84.

Még jobban kidomborodik a most elmondottak értelme, ha a W_1 -ben, W_2 -ben és a W_3 -ban kiszámított együtthatókat hasonlítjuk össze (a és b jelenti a $D = f(N, E)$, c és d a $H = f(N, E)$ két együtthatóját):

	a	b	c	d
W_1	1,02	-0,03	-0,97	-0,63
W_2	0,09	-1,30	-1,46	-1,55
W_3	0,65	-0,51	-0,46	-0,12

Ha most ezeket az egyenleteket úgy alakítjuk át, hogy a függvény $D = f(N)$, ill. $H = f(N)$ alakú legyen, vagyis csak az egyik komponens (N) szerepeljen, akkor a következő értékeket kapjuk:

	a'	b'	c'	d'
W_1	1,07	0	-0,59	0
W_2	0,85	0	-0,55	0
W_3	0,99	0	-0,54	0

Ezek szerint a látszólagos nagyon különböző függvények a valóságban eléggé hasonlóak, csak hogy az N és E komponens között fennálló szoros korreláció miatt az előbb említett helyettesíthetőség fennáll, és az adatmennyiség nem elegendő a helyes $N - E$ eloszlás meghatározásához. Sajnos, a relatív ellipszis alakja erre az átalakításra nem érzéketlen: a 3. ábrán bemutatunk egy sorozat ellipszist W_2 esetére, ahol az N és E közötti korreláció a legszorosabb, 0,92. b értékének változtatására az ellipszis teljesen megváltozik. A megadott b -értékek $-1,3$ és $+0,2$ között még a lehetőség határán belül vannak.

Természetesen a vizsgált mágneses/tellurikus relatív ellipszis a magneto-tellurikus ellenállás-számításban nem szerepel. Ennek ellenére ez a kapcsolat eredendő bizonytalanságot jelent az egész számításban akkor, ha a két tellurikus

komponens között szoros korreláció van, vagyis, ha a tellurikus abszolút ellipszis elnyúlt, és a mérési irány nem egyezik meg az ellipszis főtengelyirányával.

A nagyon elnyúlt alakú ellipszis, illetve a két tellurikus komponens közötti szoros korreláció okozta bizonytalanság megnyilvánul abban is, hogy ha kiszámítjuk a lineáris vektorfüggvényt nemcsak az előbbi formában, hanem N és E , valamint D és H , és ezek időben 90° -kal eltolt értékei (ezek a szűrt adatoknál egyszerűen megkaphatók) között is, úgy a korrelációs faktor nem nagymérvű javulása együttjár avval, hogy a vektorfüggvény együtthatói egészen mások lesznek.

A továbbiakban avval kívánok foglalkozni, hogy milyen mértékben változik a $T = f(D, H)$ alakú kapcsolatot jellemző korreláció, ha T -t, vagyis egy tetszőleges irányú tellurikus komponens különböző irányokban vesszük fel. A tellurikus és mágneses komponens közötti merőlegességet nem feltételezzük! Mivel a D és a H komponens lineáris kombinációja révén bármilyen irányú mágneses komponens előállítható, ezeket a komponenseket nem kell variálnunk.

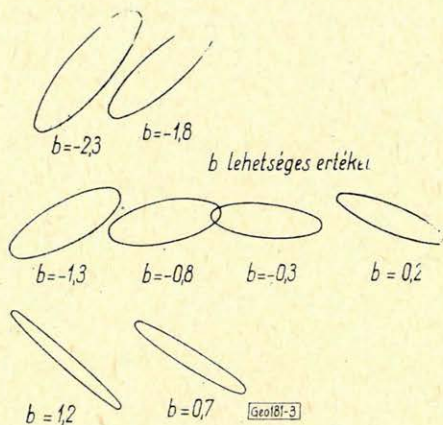
Már láttuk, hogy a mágneses komponensekkel korrelációs faktor az északi komponensre 0,88-nak, a keletire 0,63-nak adódott. Ha általánosságban azt a helyzetet keressük, amelyben a T komponens korrelációja maximális, illetve minimális a mágneses komponensekkel, a következőképpen járhatunk el:

Legyen adva a megfelelő függvénykapcsolatok számítására alkalmas matrix:

(a következőkben a két egymás után írt nagybetű elől a Σ -jelet elhagyjuk, vagyis pl. $DD = \Sigma DD$)

DD	DH	DN	DE
DH	HH	HN	HE
DN	HN	NN	NE
DE	HE	NE	EE

Ez a mátrix tulajdonképpen két normálegyenletnek felel meg, az egyiknek (a szaggatott vonal utáni első sornak, illetve oszlopnak) az N -függvény, ill. az ehhez tartozó középhiba, a másodiknak a H -függvény és középhiba meghatározása az eredménye. NN , illetve EE helyén a matrixnak a szaggatott vonalig való megoldása után megkapjuk a korreláció szorosságát jellemző NN' , illetve EE' értéket is pl. NN -re $R = \sqrt{1 - NN'(NN)}$. Értelmezzük ezt a matrixot olyan



3. ábra. A mágneses/tellurikus relatívellipszis 6 különböző értékei esetén

Фиг. 3. Магнитный/теллурический относительный эллипс при 6 различных величинах

Abb. 3. Die magnetische/tellurische Relativellipse im Falle 6 verschiedener Werte

módon, hogy a szaggatott vonal utáni elemekből a T vektor komponenseinek megfelelő elemeket képezzük (φ a T vektor iránya):

$$\begin{array}{ccc} DD & DH & DN \cdot \cos \varphi + DE \cdot \sin \varphi \\ DH & HH & HN \cdot \cos \varphi + HE \cdot \sin \varphi \\ \hline DN \cdot \cos \varphi + DE \cdot \sin \varphi & HN \cdot \cos \varphi + HE \cdot \sin \varphi & NN \cdot \cos^2 \varphi + NE \cdot \sin 2\varphi + EE \cdot \sin^2 \varphi \end{array}$$

Matrixunkat ilyen alakban megoldva (ez semmiben sem különbözik az előző mátrixnak a szaggatott vonalig való megoldásától) egy-egy NN' , NE' és EE' értéket kapunk (ugyancsak az előző matrix megoldásában szerepelt értékekkel azonosak).

A korreláció akkor lesz szélső érték, ha az

$$R = \sqrt{1 - \frac{NN' \cdot \cos^2 \varphi + NE' \cdot \sin 2\varphi + EE' \cdot \sin^2 \varphi}{NN \cdot \cos^2 \varphi + NE \cdot \sin 2\varphi + EE \cdot \sin^2 \varphi}}$$

kifejezésnek szélső értéke van. A szélső érték meghatározására elegendő a négyzetgyökjel alatti tört szélső értékét keresni. Ez az

$$(NN \cdot EE' - NN' \cdot EE') \sin 2\varphi + (NE' (NN + EE) - NE (NN' + EE')) \cos 2\varphi = \\ = NE (NN' - EE') + NE' (EE - NN)$$

egyenlet teljesedése esetén áll fenn. A fenti egyenletet megoldva tehát megkapjuk a szélső értékek helyét, a korreláció nagyságát pedig R képletébe visszahelyettesítve kapjuk meg.

Például a jelen W_1 komponens vizsgálatánál a szükséges adatok a következők:

$$\begin{array}{ll} NN = 2857 & NN' = 630 \\ NE = 1456 & NE' = 490 \\ EE = 1045 & EE' = 624. \end{array}$$

Ezek alapján a maximális korreláció iránya 29° , nagysága 0,91; a minimális korreláció iránya 68° , nagysága pedig 0,16.

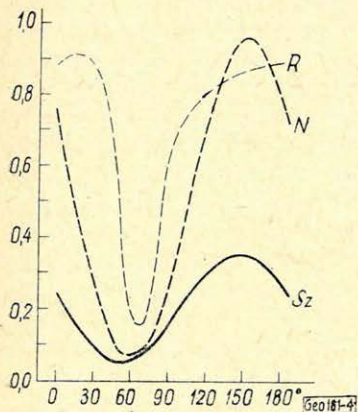
Vizsgáljuk meg kissé közelebből, mit jelentenek ezek a most kiszámított adatok (megjegyezzük, hogy általában a többi kiszámított esetben is hasonló értékeket kaptunk, a minimális korreláció 0,05–0,25 között változott, iránya általában a tellurikus abszolút ellipszis kistengelyének irányához esik közel, attól általában a mágneses kistengely iránya felé szokott elhajolni). A 4. ábrán bemutatjuk a korreláció szorosságának változását különböző irányú tellurikus komponensek esetében. Külön megadjuk R kifejezésének gyökjele alatt levő tört nevezőjének (N) és számlálójának (Sz) alakulását is. Az utóbbiból jól látszik, hogy a korreláció minimuma akkor alakul ki, amikor a tellurikus komponens maga is közel minimális. Mivel a nevező tulajdonképpen az eredeti átlagos amplitúdót jelenti, a számláló pedig a lineáris közelítés utáni visszamaradó „zajt”, ez annyit jelent, hogy a szoros korreláció ellenére a legjobb korreláció irányában nagyobb a megmaradó szórás, mint a minimális szórás irányában.

Az eddigiek rámutatnak a korreláció csökkenésének valószínűleg legjelentősebb okára: a kistengely irányában olyan kicsi a variációk nagysága, hogy ezek már alig tekinthetők ténylegesen jelnek, inkább csak zajnak (ez annak ellenére is így van, hogy a kistengely csak 3,8-szer kisebb a nagytengelynél!).

Eddig megvizsgáltuk azt, milyen okok hozzák létre azt, hogy a tellurikus abszolút ellipszis kistengelyéhez közel eső irányban miért csökken a korreláció.

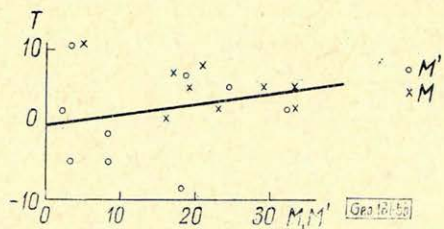
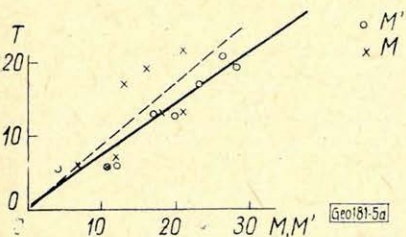
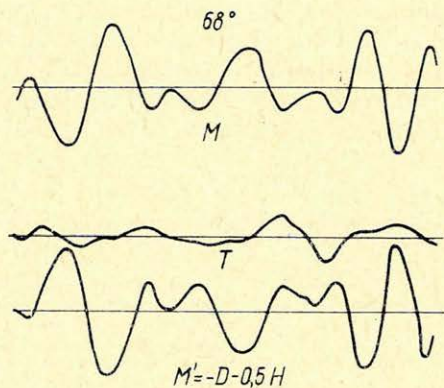
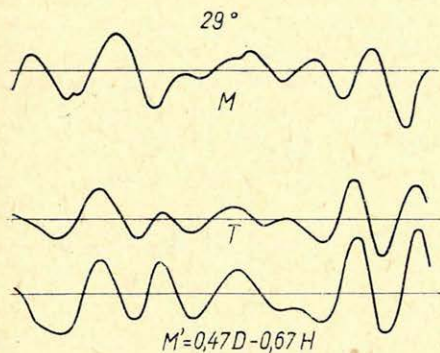
A következőkben ennek a korreláció-csökkenésnek a következményeire szeretnénk rámutatni.

4. ábra. A mágneses és tellurikus komponensek közötti korrelációs faktor, valamint az ezt szolgáló kifejezésben levő tört számlálójának (Sz) és nevezőjének (N) értéke



Фиг. 4. Корреляционный коэффициент между магнитной и теллурических составляющих и величины числителя (Sz) и знаменателя (N) дроби, входящей в выражение данного коэффициента

Abb. 4. Korrelationsfaktor zwischen den magnetischen und tellurischen Komponenten, weiterhin die Werte des Zählers (Sz) und Nenners (N) des im Ausdrucke des Korrelationsfaktors stehenden Bruches



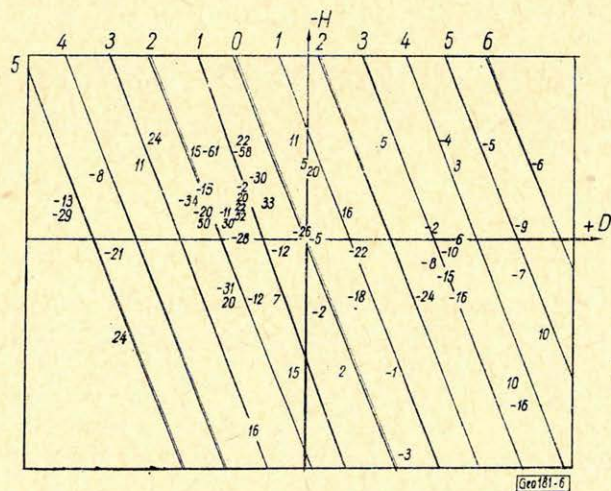
5. ábra. A minimális és maximális korrekciójú irányokban mért tellurikus (T), az erre merőleges (M) és a legjobb korrekciót adó (M') mágneses komponens, illetve T és M(x) és T és M' (o) összefüggése

Фиг. 5. Теллурическая составляющая (Т), измеренная в направлениях с минимальными и максимальными поправками, перпендикулярная ей магнитная составляющая (М) и (М'), характеризующаяся оптимальной поправкой, а также зависимость Т от М(х) и Т от М'(о)

Abb. 5. Die in Richtungen mit minimaler und maximaler Korrektur gemessene tellurische (T), die der senkrechte magnetische (M) und die beste Korrektur gebende magnetische (M') Komponenten bzw. der Zusammenhang zwischen T und M(x); T und M'(o)

Az 5a – b ábrán bemutatjuk a maximális és minimális korreláció irányába eső tellurikus komponens időbeli változását, a rá merőleges, illetve a kérdéses komponenssel legjobban korreláló mágneses komponenssel együtt. Az ábrák alsó részén feltüntettük az illető komponensekből végzett kiolvasások kapcsolatát is. Míg a minimális korreláció irányában a tellurikus és a mágneses komponens között egyik esetben sincs felhasználható kapcsolat, a maximális korreláció irányában, főleg a legjobban korreláló mágneses komponenssel a kapcsolat nagyon szoros. Ezek szerint a minimális korreláció irányában nem lehet ellenállás-meghatározást végezni. Ez még nem volna nagyon nagy hiba, mert a kis korreláció mindössze 30 – 40°-os nyílású szögre szorítkozik, de más irányban végzett szondázás esetén a nagytengely irányában jelentkező információ kisebb-nagyobb részét kapjuk meg, csupán a hozzárendelt mágneses komponens változik. Ebből az következik, hogy a most ismertetett, és az ehhez hasonló pontok esetében csak a tellurikus abszolút ellipszis nagytengelye irányában szabad magnetotellurikus szondázást végezni, minden más irányban ugyanennek az ellenállás görbének többé-kevésbé meghamisított változatát kapjuk, a kis tengely irányában pedig egyáltalán nem lehet ellenállást meghatározni.

Végezetül még bemutatjuk a 6. ábrán a minimális korreláció irányában mérhető tellurikus komponens nagyságát a mágneses tér pillanatnyi értékének függvényében, a hozzátartozó kiegyenlítő síkkal együtt. Kétségtelen, hogy a síkkal való közelítés szinte semmit sem magyaráz meg az ilyen irányú változásokból, magasabb fokú közelítés sem lehetséges. Kénytelenek vagyunk feltételezni, hogy a tér szerkezet olyan, hogy ebben az irányban, amerre a tellurikus variációk is a legkisebbek, a változások teljesen zaj-jellegűek lesznek.



6. ábra. A legrosszabb korreláció irányába eső T komponens a mágneses vektor függvényében

Фиг. 6. Зависимость составляющей T, приходящейна направление с худшей корреляцией от магнитного вектора

Abb. 6. Die in die Richtung mit schlechtester Korrelation fallende Komponente T in der Funktion des magnetischen Vektors

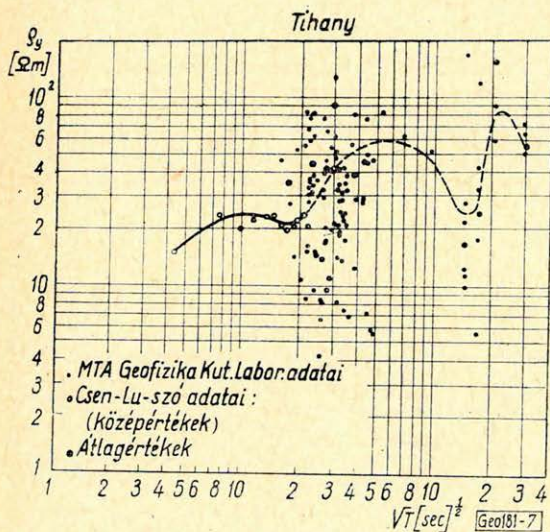
S.H. Ward és H. G. Fournier (2)-ben foglalkozott az elektromos és a mágneses tér komponensei közötti koherencia vizsgálatával. Azonban az ő vizsgálatuk tárgya lényegesen eltér a mienkétől. Ők azt vizsgálták, a tenzoriális jellegű vezetőképesség, vagyis más megfogalmazásban az abszolút ellipszis nagy excentricitása milyen hatással van az egymásra merőleges tellurikus és mágneses komponens közötti kapcsolatra. A lényeges eltérést a két vizsgálat között az okozza, hogy ők teljesen szabályos, a két tér közötti Maxwell-féle egyenletekből levezethető kapcsolatból indultak ki, és csak a tenzor szerkezetének meg-

felelő torzulást vizsgálták, míg mi éppen az ettől a tenzoriális összefüggéstől való eltérést tanulmányoztuk egy speciális esetben. Ha a mi eljárásunkat alkalmaznánk egy, az általuk vizsgált esetre, ott a minimális korrekció is egynek adódnék, mert mi nem merőleges komponenseket vizsgáltunk.

Az elmondott különbségeknek megfelelően eltérnek a vizsgálatok eredményei is: *Ward és Fournier* szerint a minimális korreláció a kistengely és a nagytengely között jelentkezik valahol, összesen négy irányban, a mi esetünkben viszont a tellurikus abszolút ellipszis kistengelyének irányához közel, attól általában a mágneses ellipszis kistengelye felé jelentkezik a minimális korreláció, két irányban.

Végezredményben a *Ward*-féle összefüggések egy-egy mágneses és tellurikus komponens mérése esetén alkalmazhatók, a mi összefüggéseink viszont a teljes ellenállás-tenzor meghatározásakor.

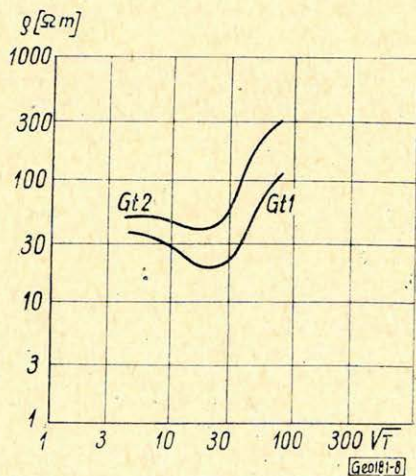
Az elmondottak alapján kétségtelen, hogy éppúgy, mint a közönséges tellurikus módszernél, a magnetotellurikus ellenállás meghatározásánál is kb. 3–5-ös excentricitástól kezdve csak a tellurikus nagytengely irányában van értelme a mérésnek. A kistengely irányában a mágneses és tellurikus komponens közötti laza kapcsolat miatt az ellenállás-értékek szórása nagyon nagy, a szondázási görbe ennek megfelelően határozatlan. Az összes többi közbeeső irányban az információ csakis a nagytengely irányába eső komponensből ered, többé-kevésbé torzítva a tér jellegének megfelelően. Az ilyen irányokban mért görbék hamis eredményeket szolgáltatnak. A kistengely irányában bizonytalan



7. ábra. A tellurikus állomás ellipszis kistengelye irányában végzett tihanyi magnetotellurikus szondázás görbéje

Фиг. 7. Кривая магнитотеллурического зондирования, проведенного в Тихане в направлении малой оси эллипса теллурической станции

Abb. 7. Magnetotellurische Sondierungskurve, gemessen in Tihany in der Richtung der kleinen Achse der tellurischen Stationsellipse



8. ábra. A göttingeni magnetotellurikus görbék Fournier nyomán

Фиг. 8. Магнитотеллурические кривые из Гёттингена, по Фурнье

Abb. 8. Magnetotellurische Kurven von Göttingen nach Fournier

görbére a tihanyi magnetotellurikus szondázás során találtunk példát (7. ábra), az utóbbi esetre pedig, amikor a nagy tengely irányából érkezik csak információ, minden bizonnyal a göttingeni eredmények nyújtanak példát, [3] és 8. ábra, és egyúttal óvatosságra intenek a módszer alkalmazását illetően ilyen jellegű pontokban.

IRODALOM

- [1] Kertz, W.: Filterverfahren in der Geophysik (Gerlands Beitr., 75 (1966./1))
[2] Ward, S. H., Fournier, H. G.: Coherency of Geomagnetic Signals (Space Sciencel Laboratory, university of California, Contr. 222/89)
[3] Fournier, H. G.: De quelques remarques a propos des courbes d'investigation et de Sondage magneto-telluriques actuellement connues (Acta Techn. Hung., 43. (1963/454))

MAGYAR GEOFIZIKA VIII. ÉVF. 5-6. SZ.

A harmadidőszaki medencealjzat kőzettani változásainak meghatározása tellurikus frekvenciaszondázással a Kisalföldön

NAGY ZOLTÁN - LANTOS MIKLÓS

A Kisalföldön 1966-ban végzett mérések eredményei megerősítették azt a feltevést, amely szerint – korábbi kísérletek alapján – a relatív tellurikus frekvenciaszondázás alkalmas a kristályos alapközet, illetve a mezozoós aljzati medenceterület szétválasztására.

A frekvenciaszondázási görbék vizsgálódását a mezozoós mészkő és a kristályos alapközet fajlagos ellenállásának különbözőségével egyedül nem lehetett magyarázni.

Az eredmények analízálása alapján a mészkő alatt további elektromosan jól vezető összetel jelenlétét valószínűsítik a szerzők.

Результаты работ, проведенных в 1966 г. на территории Малой венгерской низменности, подтвердили правильность предположения о возможности применения относительного теллурического частотного зондирования для разделения районов с кристаллическим фундаментом и бассейнов с мезозойским основанием.

Поведение кривых частотного зондирования не может объясняться одной только разностью величин удельного сопротивления кристаллического фундамента и мезозойских известняков.

Анализ результатов приводит к заключению о наличии под известняками дополнительной хорошо проводящей толщи.

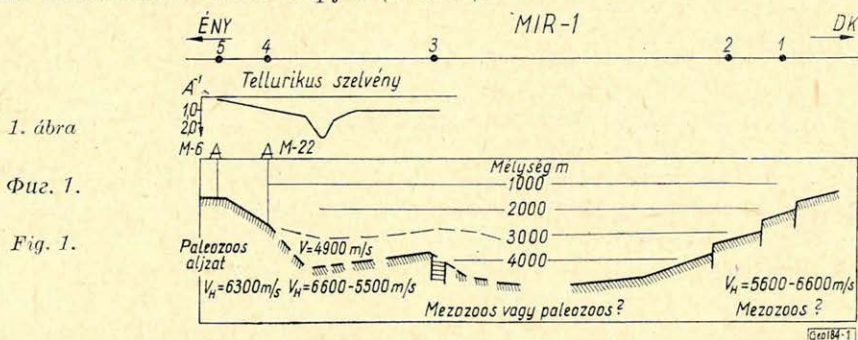
Die Ergebnisse der 1966 im Gebiet der Kleinen Ebene durchgeführten Messungen haben die Annahme bestätigt, dass die relative tellurische Frequenzsondierung geeignet ist, die Gebiete mit kristallinen Grundgebirge von Becken mit mesozoischem Grunde zu trennen.

Der Verlauf der Frequenzsondierungskurven kann nicht alleine durch die Verschiedenheit des spezifischen Widerstandes des kristallinen Grundgebirges, bzw. der mesozoischen Kalksteine erklärt werden.

Die Analyse der Ergebnisse lässt auf die Anwesenheit unter der Kalksteinschicht eines weiteren, elektrisch gut leitenden Komplexes schliessen.

A bevezetésben szükségesnek tartjuk, hogy a Kisalföldön végzett refrakciós szeizmikus mérések eredményeiről, valamint a Magyar Tudományos Akadémia Geofizikai Kutató Laboratóriumának korábbi tellurikus frekvenciaszondázási kísérleteiről említést tegyünk, mivel ezek szolgáltak kutatómunkánk kiindulópontjául.

Az OKGT Szeizmikus Kutatási Üzeme 1960 – 1962. között refrakciós szeizmikus méréseket végzett a Kisalföldön. A refrakciós mérések eredményei feltárták a Kisalföld harmadidőszaki medencealjzatának alapvető szerkezeti vonásait a fő törésrendszereknek és tektonikai irányoknak, valamint a harmadidőszaki medencealjzat települési mélységének meghatározásával. A mérések eredményeit 1965-ben a 84. számú üzemi jelentésben és a *Földtani Társulatban* tartott előadáson, valamint a *Földtani Közlönyben* már részletesen ismertették. [1; 2]. Anélkül, hogy ismétlésekbe kívánnánk bocsátkozni, bemutatjuk a MiR-1 kb. DK – ÉNy-i irányú, Répcelak – Dabrony térségét harántoló szelvény mentén a Kisalföld harmadidőszaki medencealjzatának főbb szerkezeti vonásait, a szeizmikus refrakciós mérések alapján (1. ábra).



A szeizmikus jelentés szerzői szerint az általában 5500 – 6600 m/s határsebességgel jellemezhető refraktáló határfelület földtani szempontból a harmadidőszaki üledékek medencealjzatának felelhet meg, azonosítása azonban nem teljesen egyértelmű.

A terület Ny-i oldalán *Mihályi – Répcelak* térségében elhelyezkedő magas helyzetű szerkezeten a refraktáló határfelület a kristályos alaphegységgel azonosítható (*M – 6*, *M – 22* fúrások alapján). A terület K-i, Bakonyhoz közeleső részén, ahol a kiemelt szerkezeti helyzetű medencealjzat több lépcsőben mélyül el, az azonosítás kérdéses. Kevés számú fúrási adat, valamint a közelben levő felszíni mezozoos tömegek azt valószínűsítik, hogy a szeizmikus határfelület mezozoos korú képződményeknek felel meg. A terület közepén a mély szerkezeti helyzetben levő medencealjzat lehet akár mezozoos, akár paleozoos korú. A mélyzóna Ny-i részén a paleozoos aljzat valószínűbb.

A szeizmikus mérések tehát az igen értékes és részletes szerkezeti információk ellenére a mezozoikum elterjedésének Ny-i határát pontosan nem tisztázhatták.

A relatív tellurikus frekvenciaszondázások eredményeit a hatvanas évek elején kezdték el közzétenni a Magyar Tudományos Akadémia soproni Geofizikai Kutató Laboratóriumának munkatársai [3].

Ismeretes, hogy a tellurikus area érték a kiértékelésre felhasznált periódus függvénye, és a behatolási mélység a periódusidővel nő. Az area értékeket a periódusidő függvényében ábrázolva, kapjuk a tellurikus frekvenciaszondázási görbét.

Ádám A. és *Verő J.* már 1964-ben megállapították, hogy az ország néhány pontján mért, a nagyeceni kristályos aljzatu bázisra vonatkoztatott frekvenciaszondázási görbe menete 25 – 100 s között a mérési pont medencealjzatának közettani felépítésétől is függ [4].

Példaként bemutattak egy, a Szendrő-i hegységben („Galvács”) mért frekvenciaszondázási görbét, amelyre igen erős negatív tendencia volt jellemző (azaz a tellurikus A értékek erős csökkenése a periódusidő növekedésével). Ugyanakkor a Sopron környékén („Muck”) kristályos aljzaton mért frekvenciaszondázási görbe határozott, de kisebb mértékű pozitív tendenciát mutatott.

A Geofizikai Kutató Laboratórium eredményei alapján célszerűnek látszott, hogy tellurikus frekvenciaszondázásokat végezzünk a Kisalföldön annak vizsgálatára, hogy a szeizmikus mérések után még nyitva maradt kérdések megoldásához — nevezetesen a paleozoós, mezozoós aljzat elválasztásához — ez a módszer tud-e az eddigieknél bővebb információt nyújtani.

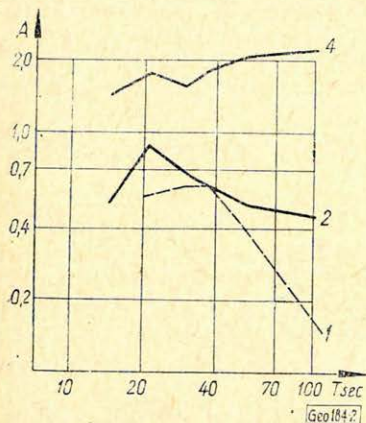
Ennek megfelelően az OKGT Szeizmikus Kutatási Üzemének Geoelektromos csoportja 1966 őszén frekvenciaszondázásokat végzett a *MiR-1* vonal öt pontján. Két pont a szelvény DK-i végén, a feltételezett mezozoós aljzaton helyezkedett el; egy a közéspő részen, melynek kora bizonytalan, további kettő pedig a *Mihályi* maximum paleozoós aljzatán, a $M-22$ és $M-6$ mélyfúrásokon. Sajnos, ez utóbbit ipari zavarok miatt nem tudtuk kiértékelni. Kb. 20 óra egyidejű regisztrálás történt minden ponton. Ezenkívül 11 szelvénymenti állomásponton történt tellurikus mérés, 500–1000 m-es állomásközzel. A frekvenciaszondázásokat egyenes-módszerrel értékeltük ki 15–100 s között.

A tellurikus szelvénymérések eredményeit az 1. ábrán látható tellurikus szelvény mutatja. (A szelvénymérés bázispontja a 3. számú szondázási pont). Az area szelvény a nagyobb határsebességű refraktáló felület lefutásának megfelelő értékeket mutat. Az $M-22$ fúrásnak a bázispontra vonatkoztatott area értéke kb. 0,60, míg a két ponthoz tartozó szeizmikus méréssel megállapított medencealjzat mélység hányadosa 0,65 körüli érték. A két adat egyezése jelzi, hogy egyrészt a mélyebben fekvő szeizmikus határfelület a tellurikus szelvénymérés szakaszán megfelel a nagyellenállású medencealjzatnak, azaz a felső refraktáló szint a tellurikus mérések számára nem jelent vezérszintet, másrészt ezen a területrészen az aljzatra települt üledékes összlet átlagos fajlagos ellenállása horizontális irányban lényegesen nem változik.

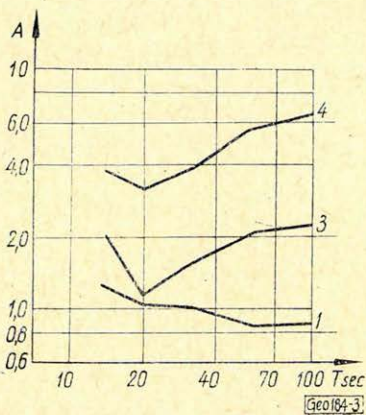
A szeizmikus mérések eredményei alapján feltételezik, hogy a *Mihályi* szerkezet K-i oldalán a helyenként 40° -os dőlési szárnyat eredetileg törések alakították ki, amelyek azonban a hosszú lepusztulási idő miatt már csak meredek elmélyülés formájában jelentkeznek. Ezt a feltételezést látszik megerősíteni az 1. ábrán látható tellurikus szelvényen az aljzat elmélyülése felett kapott lokális kiterjedésű, nagy tellurikus anomália, amely a környezet értékeinél közel 2,5–3-szor nagyobb. Ezt a nagy anomáliát csak nagymérvű, de lokális kiterjedésű vezetőképesség-növekedés okozhatja. Ezt a medencealjzatnak a tektonizáltság folytán bekövetkezett fajlagos ellenállás-csökkenésével és esetleg a töréses zónában megjelenő hasadék-kitöltő anyagnak az aljzathoz viszonyított jó vezetőképességével magyarázhatjuk. Ezzel párhuzamosan a nagy tellurikus anomália helyén a relatív ellipszisek excentricitása ugrásszerűen megnövekedett, míg a szerkezet szárnyán a nagy és kistengely aránya kb. 2,0 volt, itt 4,8-ra növekedett. Az excentricitás növekedése a fajlagos ellenállásnak irányfüggését jelzi a mélyzónában, ami megerősíti a jó vezetőképesség irányának megfelelően elhelyezkedő törészona feltételezésének jogosságát.

A tellurikus frekvenciaszondázásnál az 5 ponton történő egyidejű regisztrálás lehetővé tette, hogy több bázispontra vonatkozóan vizsgáljuk meg a kapott eredményeket.

A 2. és 3. ábrán a mérések eredményeként nyert frekvenciaszondázási görbékét látjuk, két bázispontra vonatkoztatva. A 2. ábra görbéinek számításánál a 3. tellurikus álláspontot vettük bázisnak, a 3. ábra görbéinél pedig a 2. számú álláspont volt a bázis. Az eredmények szerint az egyes számú álláspont (feltételezeten mezozoós aljzatú) frekvenciaszondázási görbéje mindkét bázisra vonatkoztatva csökkenő A értéket mutat a periódusidő függvényében (negatív tendencia). A 4. számú állomáspontra (M-22 fúrás, kristályos alapközet) frekvenciaszondázási görbéje viszont mindkét bázisra vonatkoztatva, a periódus függvényében növekvő A értéket mutat. A két bázispontra egymásra vonatkoztatott görbéi attól függően, hogy melyik volt a számításnál a vonatkoztatási alap, csökkenő, ill. növekvő tendenciát mutatnak és egymás tükörképei. A 2. számú pont görbéje (bázisa 3. számú) mutat csökkenő tendenciát, a 3. számú pont görbéje (bázisa 2. számú) mutat növekvőt.



2. ábra $\Phi_{uz. 2.}$ Fig. 2.



3. ábra $\Phi_{uz. 3.}$ Fig. 3.

A bemutatott görbék lefutásának különbözőségéből kitűnik, hogy a Mihályi szerkezet térségében és a mérési vonal DK-i végének területén a földtani felépítésben lényeges eltérés van. Az eltérés okát az előzőekben elmondottak alapján a medencealjzat közettani összetételének megváltozásában kereshetjük. A Geofizikai Kutató Laboratórium említett munkájának [4] megfelelően a 4. számú pont frekvenciaszondázási görbéje, az ismert kristályos aljzat felett, pozitív tendenciát mutat. Az 1. és 2. pont negatív tendenciájú frekvenciaszondázási görbéit a Galvácson mért görbének megfelelő modellel értelmezhetjük, ennek megfelelően karbonátos összetételű, nem végtelen fajlagos ellenállású medencealjzatot tartunk valószínűnek. A két fajta kifejlődésű medencealjzat közötti határ a frekvenciaszondázási pontok megfelelő sűrítésével meghatározható.

Az 1. és 4. számú frekvenciaszondázási görbe értelmezése kvalitatív úton is egyértelmű, a 2. és 3. számú görbék lefutása azonban függ a bázispontra megválasztástól. Ezek szerint tehát a tellurikus frekvenciaszondázási görbék kvalitatív értelmezése nem ad önmagában egyértelmű megoldást, hasonló problémák eldöntésében, mivel a módszer relatív jellege miatt a bázispontra szerkezeti helyzete döntően befolyásolja a görbe menetét.

Ennek a problémának a vizsgálatára, illetve a 2. és 3. ábrán bemutatott frekvenciaszondázási görbék mennyiségi értelmezéséhez Yungul kétréteges

magnetotellurikus frekvenciaszondázási mintagörbéit felhasználva [5] néhány geoelektromos modellre elméleti tellurikus frekvenciaszondázási görbékét számítottunk a 10 – 100 s periódusintervallumban, mely a terepi mérések periódusintervallumának felel meg. A számításhoz Ádám Antal által leírt módszert használtuk fel [6].

A vizsgált modelleknél feltételeztük, hogy mind a bázis, mind a mozgó állomáson egyenlő az üledékes összlet átlagos fajlagos ellenállása, amelyet az egységnyinek választottunk, de változik a vastagsága és az üledékes összlet aljzatának fajlagos ellenállása. Így vizsgáltunk olyan modellt, ahol az aljzat ellenállása mind a bázison, mind a mozgó állomáson egyenlő, ill. olyat, ahol a két állomáson az aljzat ellenállása különböző, és nagyobb vagy kisebb az üledék fajlagos ellenállásánál.

Összesen kb. 80 elméleti görbét számítottunk ki, a paraméterek a következőképpen változtak:

$$\bar{\mu} = \frac{\rho \text{ mozgó aljzat}}{\rho \text{ bázis aljzat}} = 0,01 - 100$$

$$\nu = \frac{H \text{ üledék mozgó}}{H \text{ üledék bázis}} = 0,25 - 4.$$

A számított görbék változatos lefutást mutattak, erős pozitív és negatív tendenciákat egyaránt, köztük minden átmeneti forma megtalálható.

Az elméleti görbék elemzése magyarázatot adott a 2. és 3. számú görbe nem egyértelmű viselkedésére. Megállapítottuk, hogy a bázispont szerkezeti helyzete alapvetően befolyásolhatja a frekvenciaszondázási görbe lefutását.

Ennek illusztrálására mutatjuk be a 4. ábrát. Az „a” és „c” jelű görbénél a mozgó-állomás azonos, a bázisállomáshoz tartozó aljzat mélysége „a” esetben nagyobb, „c” esetben kisebb, mint a mozgó állomása. Az aljzat fajlagos ellenállása a mozgó- és bázisállomáson egyaránt végtelen. A „b” és „d” eset hasonló szerkezeti helyzetet tükröz, de az aljzat ellenállása a mozgó-állomáson kicsi, a bázison végtelen. Mindebből kitűnik, hogy csak a mély szerkezeti helyzetben levő aljzat fölé telepített bázispont esetében jelzi a frekvenciaszondázási görbe menete egyértelműen az aljzat fajlagos ellenállásváltozását.

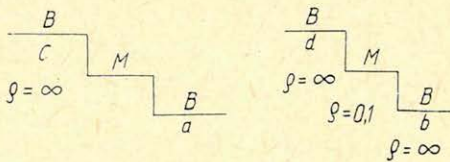
A mért görbék konkrét értelmezéséhez összehasonlítottuk azokat a számított elméleti görbékkel. Néhány elméleti görbe jó egyezést mutatott a mért adatokkal. Az 5. ábrán példaként bemutatjuk a 4. számú ponton mért adatoknak (pont) és a számított legjobban simuló elméleti görbe (folytonos vonal) összehasonlítását.

Az összehasonlítás eredménye szerint a 4. számú ponton az aljzat fajlagos ellenállása végtelen, a 3. számú ponton nem végtelen, de az üledékes összlet átlagos fajlagos ellenállásához viszonyítva nagy érték ($\bar{\mu} = 10$).

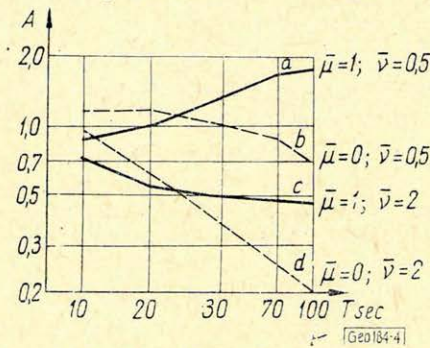
Ezzel szemben az 1. és 2. számú pontok görbéinek az üledékes összlet átlagos fajlagos ellenállásánál valamivel kisebb fajlagos ellenállású aljzat felel meg. Ez földtanilag csak úgy magyarázható, hogy a laza harmadidőszaki üledékes medencealjzatában megtalálhatók ugyan a nagyobb ellenállású mezozoós képződmények, azonban a medencealjzatot alkotó vastag mezozoós vagy esetleg ennél idősebb képződmények sorozatában jól vezető, nagyobb vastagságú rétegek is megjelennek, valószínűleg nem karbonátos összetétellel.

A 3. számú bázispontra vonatkoztatott area értékek szerint az 1. és 2. számú pont egy lehetséges földtani modellje közelítőleg a következő: kb. 2000 mé-

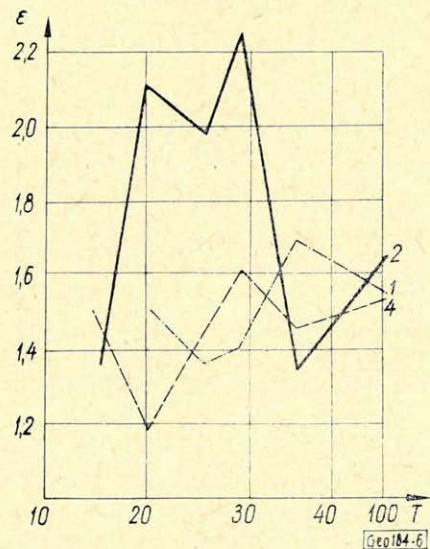
ter vastag harmadidőszaki üledékes összlet alatt kb. 1000–2000 méter vastag, a fedő üledéknél nagyobb ellenállású sorozat van, — amely állhat pl. márgából vagy karbonátos kőzetekből — ez alatt pedig 2–5 ohmm átlagos fajlagos ellenállású rétegösszlet következik, amelynek vastagsága az ellenállástól függően 1500–4000 méter lehet. Alacsony fajlagos ellenállása folytán nem valószínű, hogy ez száraz karbonátos kőzet, vagy a kristályos alapközet lenne



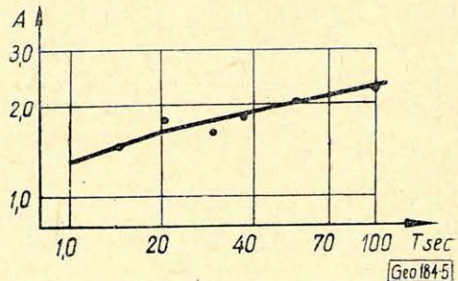
$$\bar{\mu} = \frac{\rho \text{ aljzat, mozgó}}{\rho \text{ aljzat, bázis}}; \quad \bar{\nu} = \frac{H \text{ mozgó}}{H \text{ bázis}}$$



4. ábra Fiz. 4. Fig. 4.



6. ábra Fiz. 6. Fig. 6.



5. ábra Fiz. 5. Fig. 5.

Ezt a jól vezető képződményt tartalmazó aljzattól felépített modellt valószínűsítette Takács E. is, azoknak a magnetotellurikus frekvenciaszondázásoknak az eredményei alapján, amelyeket ugyanezen a területen a Szeizmikus Üzem felkérésére végzett [7]. Bár műszertechnikai szempontból a magnetotellurikus frekvenciaszondázás lényegesen nagyobb követelményeket jelent a tellurikusnál, alkalmazása a módszer abszolút volta miatt a problémakör vizsgálata célszerűbbnek látszik. Addig azonban míg a magnetotellurikus frekvenciaszondázások magas mérés-technikai követelményeit kielégítő műszerbe-rendezéseket nagyobb számban nem tudunk terepi méréseinknél alkalmazni, továbbra is a tellurikus frekvenciaszondázás rendszeres alkalmazására kell törekednünk.

Megjegyezzük, bár elemzését nem tartjuk feladatunknak, hogy az előzőkben ismertetett földtani, illetve geofizikai modellt az elmondottakon kívül a mérési szelvényre vonatkozó Bouguer anomáliakép is alátámasztja. A Bouguer anomália szelvény a Mihályi maximum területén nagy pozitív értéket mutat,

a DK-i részen pedig nagy negatív értéket, a 0-szintet kb. 1. számú mérési pontnál éri csak el.

Mérési eredményeink értelmezéséhez ezenkívül megvizsgáltuk még, hogy az említett jól vezető réteg jelenlétére utaló vezetőképesség-anomáliát nem okozhatja-e valamilyen nagyobb törési zónával kapcsolatos anomális vezetőképességnövekedés, amelyet pl. a Mihályi szerkezet K-i peremén a tellurikus szelvény ismertetésénél említettünk. Feltevésünk szerint ebben az esetben a jól vezető képződményekkel kitöltött törési zóna irányító hatásának a tellurikus ellipszisek excentricitásában jelentkeznie kellene. Megvizsgáltuk a relatív ellipszisek excentricitásának a periódusidő függvényében mutatkozó változását, amelyet a 6. ábrán mutatunk be.

Az 1. számú ponton, hasonlóan a kristályos aljzat felett mért 4. számú ponthoz, a behatolási mélységgel lényeges excentricitás-változást nem tapasztalunk. A 2. számú ponton a 20-40 s periódustartományban az excentricitás megnő, de korántsem ér el anomálishan nagy értéket, a nagyobb periódusoknál azonban újra lecsökken.

Ezek szerint valószínű ugyan, hogy a vezetőképesség növekedésében csekély mértékben a tektonizmus is közrejátszik, de ez az előzőekben ismertetett földtani modellről alkotott feltevésünket nem módosíthatja.

Az eddigi eredmények azt mutatják, hogy a frekvenciaszondázást megfelelő földtani adottságok esetén, célszerű a normál tellurikus mérésektől eltérő célkitűzéssel, rendszeres kutatás formájában alkalmazni. Ezért szükségesnek tartjuk megemlíteni a módszer ipari alkalmazásának feltételeit, amelyek kialakításában saját tapasztalataink mellett figyelembe vettük Ádám, Verő és Takács korábbi mérési tapasztalatait. Mivel a mérés hosszú időt vesz igénybe, a szondázásokat a jó mozgások időszakában kell elvégezni, egyszerre sok műszerrel. A széles frekvenciatartományhoz korreggeli és éjszakai regisztrálás is szükséges a nappaliakon kívül. Mérési adatainkból kiderült, hogy a 100 s-nál nagyobb periódusidejű változások felhasználása is szükséges. A kívánt periódustartomány felső határa 500 – 1000 s körüli és bár szükséges lenne az 1 s körüli és annál kisebb periódusú értékek felhasználása, a jelenlegi műszerállomány ezt nem teszi lehetővé.

Összesen kb. 20 – 30 órás tiszta regisztrációs idő kell ahhoz, hogy a 15 – 500 (esetleg 1000 s-ig) terjedő intervallumban 5 – 10 periódus-tartományra megbízható area értékeket kapjunk, egy periódustartományra többet is. A feldolgozásra csak az egyedi pulzációkat felhasználó módszerek alkalmasak, ezért a feldolgozás rendkívül lassú. A kiértékelés folyamán a legnagyobb probléma a periódusok szétválasztása. Jelenleg csak azok a pulzációk használhatók, amelyek alig vagy egyáltalán nem szuperponáltak, így viszont a hasznos mérési anyagnak legalább a fele kárbavész.

A mérések gazdaságossága és megbízhatósága könnyen növelhető lenne széles sávú magnetofonos regisztrálással és utólagos meredek szűréssel. Legcélsezerűbbnek látszik az analóg-jelrögzítés, aktív elektronikus szűrőkön történő visszajátszással.

Az így nyert, mágnesszalagon rögzített, közelítőleg monoharmonikus tellurikus jelek analóg úton való automatikus feldolgozására célszerűnek látszik az MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumában kifejlesztett totális számláló műszerberendezést mint analóg számítógépet felhasználni. A mágnesszalagos jelrögzítés megvalósítására az első lépések már hazánkban is megtörténtek, a magne-

tofonos regisztráló prototípusa rövidesen elkészül. A magnetofonos regisztrálás széleskörű elterjedéséhez azonban hazánkban még több év szükséges.

Addig két út lehetséges a feldolgozás meggyorsítására. Az egyik megoldás: a teljes mérési anyag digitalizálása kiolvasás útján, és számítógépen történne a frekvenciaanalízis és a görbe számítása.

A másik út az, hogy a Szeizmikus Üzemben levő „Davidograph”-al a foto-regisztrátumokat analóg – mágnesszalagos regisztrátummá alakítjuk át, amely analóg – elektronikus úton értékelhető ki.

Összefoglalásképpen megállapíthatjuk, hogy:

1. a frekvenciaszondázással a Kisalföldön két medencealjzat típust lehetett kimutatni, amelyek elterjedése valószínűleg meghatározható. Ehhez célszerűnek tartanánk további méréseket végezni nemcsak kísérleti jelleggel, hanem esetleg nagyobb mérési kapacitás ráfordításával.

2. Arról, hogy a módszer alkalmazható-e a medencealjzat minőségének szétválasztására az ország egyéb területein, kísérleti úton kell meggyőződni.

3. A frekvencia-szondázások analízise arra utalt, hogy a terület DK-i részén a mezozoós aljzat alatt kis-ellenállású kőzetek helyezkednek el. Ezek további, a jelenleginél részletesebb vizsgálata fontos lehet a nyersanyag-kutatás számára.

IRODALOM

- [1] OKGT Szeizmikus Kutatási Üzem 84. sz. jelentés a Kisalföldi kutatási területen 1960 – 1962. években végzett refrakciós mérésekről. Budapest, 1965.
- [2] Sághy Gy. – Vándor B. – Varga I.: A Kisalföldi refrakciós mérések földtani eredményei. Földtani Közlöny 1967.
- [3] Ádám A. – Verő J.: Az országos földi árammérések adatainak feldolgozása és térképi ábrázolása. Magyar Geofizika III. évf. 1 – 2. sz. 1962.
- [4] Dr. Ádám A. – Verő J.: A földi áramok eloszlásának vizsgálata Magyarországon. Magyar Geofizika V. évf. 3. sz. 1964.
- [5] Yungul S.: Magneto-Telluric Souding Three-Layer Interpretation Curves. Geophysics. Vol. XXVI. 465. 1961.
- [6] Ádám A.: A földkéreg és a felső köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. Kandidátusi disszertáció.
- [7] Takács E.: Jelentés a Ságvár – Mihályi – Bakony-hegység térségében végzett magnetotellurikus mérésekről. NME Geofizikai Tanszék, Miskolc, 1966.

Gravitációs mélységszámítás a Bicskei-medencében

TRENKA SÁNDORNÉ - SZABÓ GÁBORNÉ

Az ELGI Gravitációs Osztálya 1964 óta végez mélységszámításokat az ország különböző tájegységein a Bouguer, ill. a lefeléfollytatott anomáliák segítségével. E mélységszámítások – bár igen hasznos szerepet játszottak pl. a Bicskei-medence komplex geofizikai kutatásában is – még további módszertani vizsgálatra szorulnak. Az előadásban ismertetjük a Bicskei-medence gravitációs mélységtérképét, rámutatva a legfontosabb hibaforrásokra, egyrészt azért, hogy megítélhessük a térkép megbízhatóságát, másrészt azért, hogy előmozdítsuk azokat a méréseket, ill. módszertani vizsgálatokat, amelyek e hibaforrások kiküszöböléséhez szükségesek.

В рамках гравиметрического отдела Геофизического института им. Лоранда Этвеша с 1964 г. проводятся вычисления глубин с использованием аномалий Буге и аномалий аналитического продолжения в нижнее полупространство, для различных районов страны. Эти вычисления, хотя и играют весьма полезную роль, напр. при интерпретации комплексных геофизических исследований района бассейна Бичке, но требуют проведения дополнительных методических исследований. В настоящей работе описывается гравиметрическая карта глубин бассейна Бичке с указанием основных источников погрешностей, с одной стороны для оценки надежности карты и с другой – для обоснования дополнительных работ и методических исследований, необходимых для исключения этих источников погрешностей.

In Rahmen des Forschungsprogramms der Gravimetrischen Abteilung des Loránd Eötvös Geophysikalischen Instituts werden seit 1964 Tiefenberechnungen auf Grund der Bouguer-Anomalien, bzw. Anomalien der analytischen Vortsetzung nach unten in verschiedenen Regionen des Landes durchgeführt. Diese Tiefenberechnungen, – obwohl sie eine sehr nützliche Rolle, z. B. bei der komplexen geophysikalischen Forschung des Bicske-Beckens spielen, – erfordern weitere methodische Untersuchungen. Im vorliegenden Bericht wird die gravimetrische Tiefenkarte des Beckens von Bicske beschrieben und auf deren wichtigsten Fehlerquellen hingewiesen, einerseits, um die Zuverlässigkeit der Karte beurteilen zu können, andererseits, um der zur Beseitigung der Fehlerquellen nötigen methodischen Untersuchungen Vorschub zu leisten.

A gravitációs mérésekből szerkesztett Bouguer anomáliatérkép – sőt helyenként az ebből szerkesztett magasabb deriváltak térképei (pl. Elkins, Baranov) – nélkülözhetetlenek a szeizmikus és geoelektromos mérések tervezésénél. A Bouguer anomáliákban azonban konkrét, földtani információ is rejlik, amelyet egyszerűbb esetekben kvantitatíven meghatározhatunk. A korszerű gravitációs értelmezésnél tehát a következő szempontokat kell szem előtt tartani:

1. A gravitációs észlelt értékben integráltan jelentkező hatásokat úgy kell szétválasztani, hogy a szétválasztás után szerkesztett térképek konkrét földtani szinttel, vagy képződménnyel legyenek összekapcsolhatók, azaz e térképek tulajdonképpen már földtani térképek legyenek.

2. A többi geofizikai (geoelektromos és szeizmikus) mérés tervezése már e gravitációs-földtani térképek szerint történjék.

3. A geoelektromos, ill. a szeizmikus kutatás befejezésekor a szelvények közötti interpolációt – ha a gravitációs anomáliák és a kutatott szint közötti korreláció ezt lehetővé teszi – a gravitációs állomáshálózat segítségével kell elvégezni.

Az első követelmény teljesítése sokszor elvi akadályokba ütközik: *a hatásokat nem mindenütt tudjuk szétválasztani*. Az eddigi módszertani vizsgálatok szerint a gravitációs mérések leginkább a harmadidőszaki medencealjzat kutatását teszik lehetővé, mégpedig elsősorban a sekély- és közepes mélységű medencékben (kb. 1500 m-ig).

Az *ELGI* 1964 óta végez mélységszámításokat az ország különböző tájegységein a Bouguer, ill. a megfelelő mélységre lefeléfolytatott anomáliák segítségével. A mélységszámítást általában a következő lépésekben végezzük: a kutatási területen levő mélyfúrások, valamint az esetleg már meglévő szeizmikus és geoelektromos mélységadatok segítségével megállapíthatjuk, hogy a Bouguer anomáliák melyik földtani szinttel korrelálnak – ha egyáltalán korrelálnak. Ezután a megfelelő mélységre lefeléfolytatott anomáliákból, vagy sekély medencék területén magukból a Bouguer anomáliákból meghatározzuk az átszámítást biztosító $\Delta\sigma$ sűrűségegyüttható értékét, ill. értékeit. A $\Delta\sigma$ értéke elsősorban a medencealjzat sűrűségének és a medencét kitöltő üledékes összetétel átlagsűrűségének különbségétől függ, de lényegesen befolyásolják más – még nem teljesen tisztázott – tényezők pl. a medencealjzatnál mélyebb regionális hatók, a medencealjzat morfológiája stb. A sűrűségegyüttható meghatározásával kapcsolatos módszertani problémákra azonban nem térünk ki. Ahhoz ugyanis, hogy e kérdésben állást foglaljunk, szükséges, hogy azokon a mélyfúrásokon, amelyeket a számításnál kiinduló értéként használunk, graviméterméréseket végezzünk. Minden további vizsgálatához ugyanis először az esetleges interpolációs hibát kell kiüszöbölnünk.

A *Bicskei-medence* komplex geofizikai kutatása keretében végzett gravitációs értékelés sok tekintetben szerencsés helyzetben volt. A táj földtani-geofizikai modellje kimondottan kedvező: A Bouguer anomáliák a medence legnagyobb részén a viszonylag kis mélységben levő nagy sűrűségű aljzat (triász mészkő) domborzatával korrelálnak, s a területen ha nem is sok, de elegendő medencealjzatot ért fúrás volt a mélységszámításhoz (*I. ábra*).

A mélységtérkép megbízhatósága elsősorban két, sajnos kiküszöbölhetetlen, tényezőtől függ. Gravitációs szempontból a $\Delta\sigma$ bizonytalansága miatt nem egzakt a számolás, földtani szempontból viszont az okozhatja a legnagyobb hibát, hogy a gravitációs szint a triászról átcúsúzhat az eocén tetejére – lévén a triász és az eocén mészkő csaknem azonos sűrűségű. Ez különösen a kutatási terület *Ny-i* peremén okozhat néhány 10 m-es eltérést. Másik földtani hibaforrás a medence aljzatát képező dolomit kőzetfizikai paramétereinek, így sűrűségének is szeszélyes változékonysága.

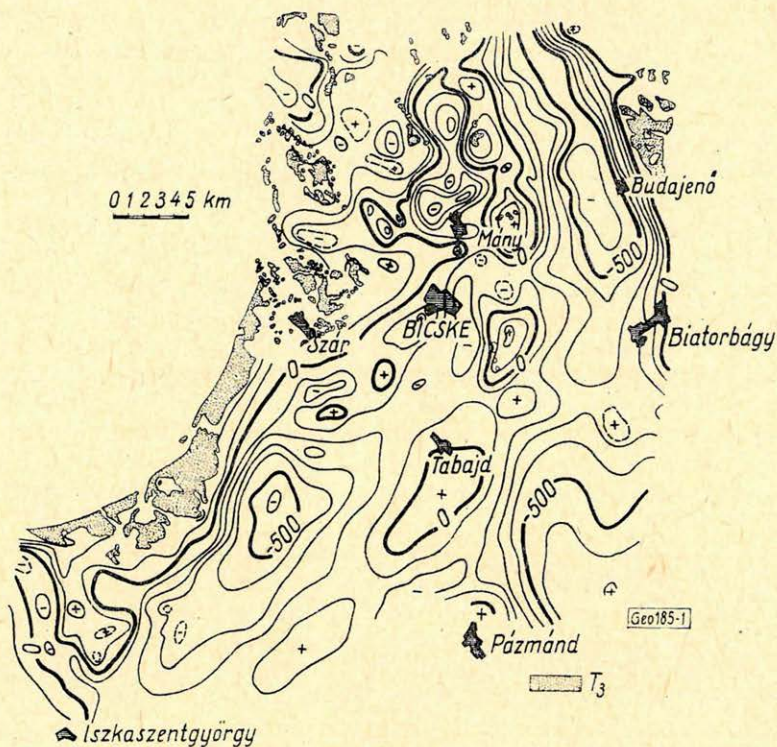
A mélységtérképeket amellettt azonban technikai hibák is torzíthatják. A három legfontosabbra rámutatunk.

Az első, hogy az erősen tagolt aljzat kutatásához *az állomáshálózat (1,6 állomás/km²) nem elég részletes*, noha még így is valamivel részletesebb, mint az országos áttekintő állomáshálózat (átlag 1 állomás/km²). A másik hibaforrás az, hogy az állomások és a mélységszámításhoz felhasználható fúrások nem esnek egybe, a fúrásokon csak interpolált anomáliaértékekből tudunk kiindulni. A harmadik végül az, hogy a mélységszámítást technikai (pl. gyorsasági) okok miatt csak a legjellemzőbb anomáliákat harántoló szelvények mentén végeztünk, így a mérési hálózatban rejlő információból még veszítettünk is.

Ezek lehetnek a legfontosabb okai annak, hogy bár a térkép igen hasznos szerepet játszik a komplex kutatásban, megbízhatósága változó. A geoelektro-

mos adatokkal általában 10–15%-os hibával egyezik, de helyenként pl. a Szár, Vértesboglár, Bodmér, Vál környéki fúrásoknál az eltérés elérte a 65–70%-ot.

Az említett technikai hibaforrások kiküszöbölhetők. A gravimétermérések a többi geofizikai kutatómódszerhez viszonyítva, elenyésző költséget jelent-



1. ábra. A Bicskei-medence harmadidőszaki medencealjátának térképe a Bouguer anomáliákból számítva. Szintvonalak értéküköze: 100 m.

Fig. 1. Карта глубин третичного основания бассейна Бичке, вычисленных по аномалиям Буге. Сечение изолиний – 100 м

Fig. 1. Karte des tertiären Beckenuntergrundes von Bicske, berechnet auf Grund der Bouguer-Anomalien. Isohypsenabstand: 100 m.

nek. Célszerű lenne ezért már most gondoskodni arról, hogy pl. a *Bakony* belső kis medencéiben a mélységszámításhoz megfelelő részletességű gravitációs hálózattal rendelkezünk, mert a jelenlegi áttekintő hálózat itt már csaknem használhatatlan, arra sem elegendő, hogy megállapítsuk, a Bouguer anomáliák tulajdonképpen mivel korrelálnak. A sűrítő mérésnél arra is volna lehetőség, hogy a fúrási pontokon mérjünk, tehát a mélységszámításnál konkrét adatokból és nem interpolált értékekből indulhatnánk ki. A szelvénymenti mélységszámításról pedig át kell térni a hálózatos számításra, hogy a Bouguer anomáliákban rejlő információból ne veszítsünk.

Megjegyezzük még, hogy ez a gravitációs mélységszámítási eljárás sohasem lesz rutinszámolás. A feladat megoldhatósága, ill. a megoldás módja a terület földtani felépítésétől, a megelőző, elsősorban a mélyfúrásos kutatásoktól függ, mindig egyéni elemzést, egyéni megítélést tesz szükségessé.

- [1] A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet 1965. Évi Jelentése.
 [2] *Bagi R. – Facsinay L. – Trenka S.*, 1967.: Az analitikus lefeléfolytatások alkalmazásának hazai tapasztalatai. Geof. Közl. XVII. 1–2.
 [3] *Pintér A. – Ádám O. – Szénás Gy.*, 1964.: A magyar medence regionális gravitációs értelmezési problémái. Geof. Közl. XIII. 3.
 [4] *Trenka S.*, 1965–1967.: Gravitációs kutatóeljárások fejlesztése (témaalap, ELGI Adattár).
 [5] *Trenka S. – Szabó G.*, 1966–1967.: Gravitációs kutatások a Dunántúli Középhegységben és peremén (témaalap, ELGI Adattár)
 [6] *Szabadvány L. – Jámor Á. – Lányi J. – Nyitrai T. – Trenka S.*, 1967.: Komplex geofizikai kutatás a Bicskei Öböl É-i részén (kézirat).

MAGYAR GEOFIZIKA VIII. ÉVF. 5–6. SZ.

Szerkezeti hatások (horizontális inhomogenitások) szerepe a magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéken

DR. ÁDÁM ANTAL–HOLLÓ LAJOS–TÁTRALLYAY MARIELLA

A tanulmány bemutatja 3 érdekes földtani képződmény felett kapott magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéket és rámutat azok torzulására. A mérési helyeket

1. köralakú medence,
2. vetődés,
3. anizotróp kristályos kőzet (kristályos pala) kibúvása

felett választották meg.

В работе приводятся кривые магнитотеллурического частотного зондирования, проведенного над 3 интересными геологическими образованиями, при чем указываются их искажения. Места для проведения измерений были подобраны над

1. кругообразным бассейном
2. сбросом
3. обнажением анизотропных кристаллических пород (кристаллических сланцев).

In der Arbeit werden die oberhalb 3 interessanten geologischen Formationen erhaltenen magnetotellurischen Frequenzsondierungskurven besprochen und auf deren Verzerrungen hingewiesen. Die Messpunkte wurden oberhalb

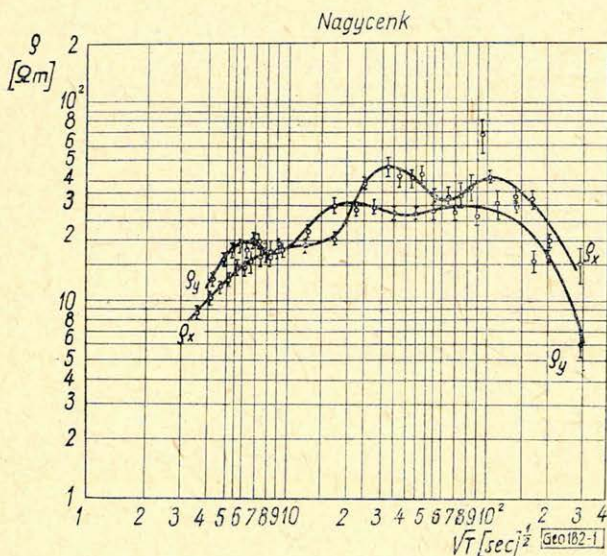
1. eines kreisförmigen Beckens
2. einer Verwerfung und
3. eines Aufschlusses von Kristallgesteinen (Kristallschiefer)

ausgewählt.

A magnetotellurikus frekvenciaszondázások (MTSz) értelmezésére az alapvető munkák (*Cagniard*, 1953) olyan elméleti görbéket ajánlanak, amelyeket horizontálisan rétegzett homogén közegre számítottak ki. A természetben azonban igen gyakran találkozunk horizontálisan inhomogén képződményekkel, a kutatás számára különösen érdekes földtani szerkezetekkel. Ezek felett kapott MTSz görbék feldolgozása a fenti elméleti görbékkel téves információkhoz vezet. Így pl. a Nagycenk melletti obszervatóriumban a Q_y -görbe (*I. ábra*) egy jólvezető réteget jelez mintegy 12 km mélységben. Ennek valószínűsége földtani megfontolások szerint kicsi. Szerkezeti hatásokra, horizontális inhomogenitásokra kell gondolni, aminek egyik jelentős megnyilvánulási formája a Q_x és Q_y -görbe különbözősége. Ez az obszervatóriumi görbéken is

jelentkezik. $\sqrt{T} = 7$ -től ($T =$ periódus sec-ban) a Q_y -görbe a látszólagos fajlagos ellenállás csökkenését, a Q_x -görbe pedig növekedését mutatja.

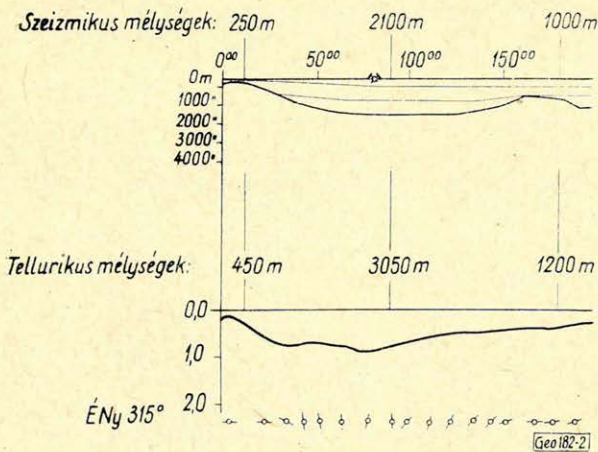
A magnetotellurikával foglalkozó tudományos értekezleteken többször hangsúlyozták a kérdés jelentőségét. Így az 1966. évi, a planetáris geofizika kutatásainak szervezésével foglalkozó lipcsei konferencián is, amelynek határozatai közé is felvették a horizontális inhomogenitások elméleti és kísérleti tanulmányozásának szükségességét.



1. ábra. A Nagyecenk melletti obszervatórium MTSz-görbéi

Фиг. 1. Кривые МТЗ, полученные в обсерватории при с. Надъпенк

Abb. 1. MTSz-Kurven vom Observatorium bei Nagyecenk



2. ábra. A kristályos medencealjzat szelvénye az 1. kísérleti pont alatt

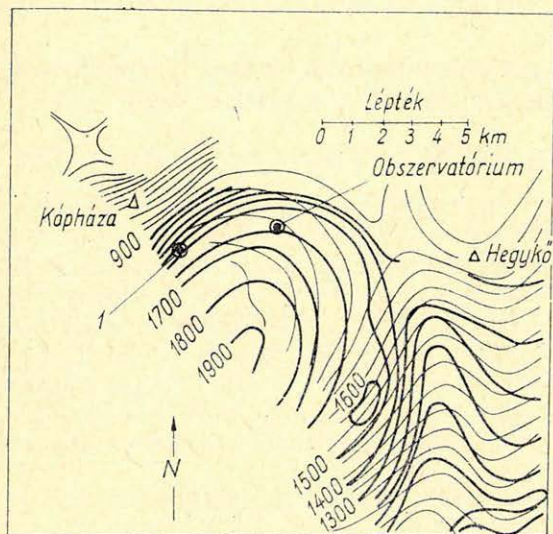
Фиг. 2. Разрез кристаллического основания бассейна под экспериментальным пунктом 1

Abb. 2. Schnitt des kristallinen Beckengrundes unter dem Messpunkt 1.

A Soproni Hegység és peremvidéke mind földtanilag, mind geofizikai szempontból jól feltárt terület. Számos olyan földtani (geofizikai) szerkezetét ismerjük, amelyek az MTSz-görbék torzulásának tanulmányozására alkalmas „természetes modellek”. Tanulmányunkban 3 igen jellegzetes szondázási töredéket mutatunk be, amelyek részben az elméleti vizsgálatok igazolásául, részben azok kiindulópontjául szolgálhatnak.

1. A Soproni-Hegység kristályos tömege *DNy-i* irányban alig 10 km-en belül a szeizmikus mérés szerint kb. 2100 m mélyre süllyed le (a 2. ábrán a szeizmikus és tellurikus szelvényt), majd ismét kiemelkedik és a gravitációs, valamint szeizmikus adatok alapján egy közel kör alakú, 10–15 km átmérőjű medencét alkot, amelyet jólvezető üledékek töltenek ki (3. ábra). Ezt a medencét a tellurikus nagytengelyirányok is iskolapéldaszerűen jelzik forgásukkal. (Erkel, 1957.)

Ennek a medencének ÉK-i szárnyán helyezkedik el a *Nagycenk melletti obszervatórium*, amelynek *MTSz*-görbéi az 1. ábrán láthatók. A medence ÉNy-i részére, a Sopron–Győri-út mentén, Kópházától kb. 2 km-re, tehát az obszervatóriumi medence-szárnyra közel merőlegesen telepítettük az 1. kísérleti pontot. Ennek *MTSz* görbéit a 4. ábra mutatja. A ρ_x és ρ_y -görbe viselkedése éppen ellentétes, mint az obszervatóriumi *MTSz* görbéké. Itt a ρ -görbe x jelzi az ellenállás csökkenését, a ρ_y görbe pedig párhuzamosan fut az obszervatórium ρ_x görbéjével. A görbék eltolódása a ρ , illetve a \sqrt{T} -tengely irányában a mérési pontok alatti szerkezet rész egyéb paramétereitől (pl. átlagos fajlagos ellenállás, mélység, a lejtés mértéke) függ. A két pontban kapott (obszervatórium, 1. kísérleti pont) egymást igazoló adatok megerősítik azt a korábbi feltevésünket, amely szerint az obszervatóriumi *MTSz*-görbék által $\sqrt{T} < 10$ alatt anizotrópiával jelzett anomália parthatás, azaz alsó felületén ferdesikű jólvezető réteg hatása nagyellenállású aljazaton (Ádám, 1967.), Kovtun (1964.) elméleti modellje tehát egy zárt medencére is kiterjeszhető. Kérdés, hogy hol vannak az általánosítás határai nemcsak térbeli dimenziókban, hanem elektromosparaméterekben is. A fajlagos ellenállás növekedését jelző ρ -görbék Kovtun modelljének megfelelően jó közelítéssel délész irányba mutatnak.



3. ábra. A kristályos medencealjazat gravitációs térképe az obszervatórium és az 1. kísérleti pont helyével

Фиг. 3. Гравитационная карта кристаллического основания бассейна с указанием места расположения обсерватории и экспериментального пункта 1

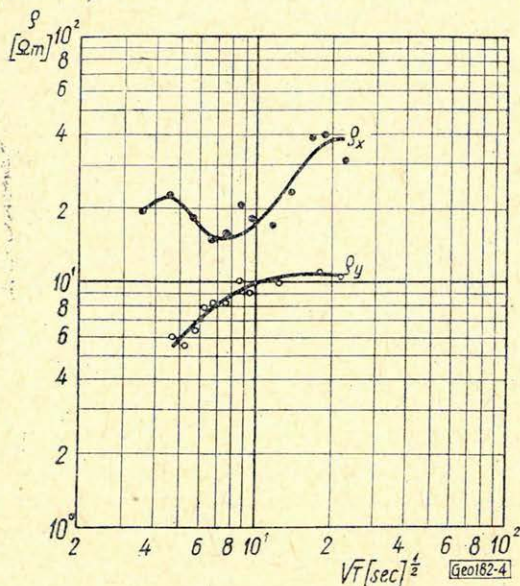
Abb. 3. Gravitationskarte des kristallinen Beckengrundes mit Angabe des Observatoriums und des 1. Messpunktes

— Szeizmikus szintvonal (m-ben)

— Gravitációs izogammavonal

2. A 2. kísérleti ponttal egy vetőhatást kívántunk bemutatni. Erre korábbi tellurikus kutatásaink alapján (Ádám, Verő 1961.) az *Ikva*-patak (feltételezhe-

tően tektonikai vonal) mellett a kristályos aljzat két kisebb kibúvása: a *Harkai-csúcs* és a *Kőhegy* közötti vetőrendszer felett mértünk műszereinkkel (5. ábra). Ismeretes volt már az északi irányú tellurikus komponensben jelentkező erős térerősség-növekedés, amely a fenti földtani képből jól kirajzolható közel É–D-i irányú vetődésekre merőleges, K–Ny-i csapású vetőre utal. Ezt mutatja a korábbi tanulmányunkban közölt tellurikus szelvény is K–6 pontjával (6. ábra).



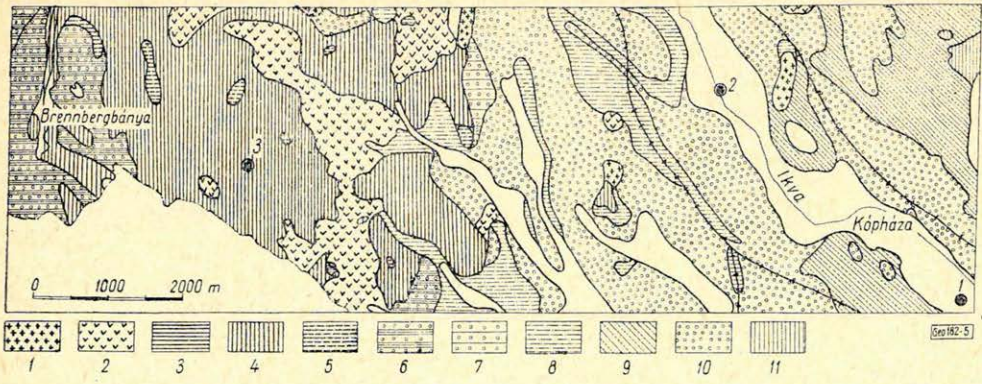
4. ábra. A köralakú medence szárnyán levő 1. kísérleti pont MTSz görbéi

Фиг. 4. Кривые МТЗ, полученные в экспериментальном пункте 1 на крыле кругообразного бассейна

Abb. 4. MTS-Kurven des Messpunktes 1. am Flügel des kreisförmigen Beckens

A magnetotellurikus mérés ezt megerősítette. A ρ_x -értékek 2 nagyságrenddel nagyobbak a ρ_y -értékeknél a mindkét görbénél meghatározott $\sqrt{T} = 5 - 10$ [sec] $^{\frac{1}{2}}$ szakaszon (7. ábra). A ρ_x -görbe jellegzetessége ugyanebben a \sqrt{T} -intervallumban az, hogy állandó értéken marad, míg a ρ_y -görbe jelzi a kristályos aljzatnak megfelelő fajlagos ellenállásnövekedést. Ez utóbbit a ρ_x -görbe csak $\sqrt{T} > 10$ -nél mutatja. Az áramok erős irányítottsága miatt mind a magnetotellurikus anizotrópia-ellipszis területéből meghatározott S -érték, mind a relatív tellurikus ellipszis területe téves, és egymásnak ellentmondó következtetésekre vezet. (Mindkét esetben kis ellipszisterület.) Ezt mutatja a tellurikus relatív ellipszisszámítás alapján a 6. ábrára berajzolt és a földtani képpel nehezen valószínűsíthető nagy mélység (Vendel, 1961.) A ρ_x és ρ_y -görbék viselkedése azonban mindettől függetlenül a vetők indikációja lehet a magnetotellurikus szondázásoknál.

3. A 3. kísérleti pontunkat a Soproni Hegységben a kristályos kőzetre telepítettük. Vizsgálni kívántuk felszíni előfordulásban a medencealjzat kőzetét. Földtani ismereteink szerint nyugodt településű, tektonikamentes területet kerestünk, (5. ábra), hogy a kristályos pala rétegzettségéből származó anizotrópiára nézve kapjunk felvilágosítást a magnetotellurikus szondázásokból. Mint vastag, jólvezető üledéktől mentes területen, ahol az áramok behatolási mélysége nagy, fontos információt vártunk már a pulzációktól a felső köpeny felépítésére nézve is.



5. ábra. Földtani vázlat az 1., 2. és 3. kísérleti pont helyéről (Vendel M. geológiai térképéről)

- Jelkulcs: 1. biotitmuskovitgnájsz
 2. muszkovitgnájsz
 3. leukofillit
 4. csillámpala
 5. diszthénleuchtenbergitkvarcit
 9. alsó auwaldi kavics és a brennbergi szenes rétegek (helvéciai)
 7. blokk-kavics (helvéciai)
 8. márgás agyag és márga (torton)
 9. márgás agyag és homokos márgás agyag (pannon)
 10. pliocén és diluviális terrasz kavics
 11. diluviális agyag és lösz

Фиг. 5. Геологическая схема района экспериментальных пунктов 1, 2 и 3 (по геологической карте д-ра Вендел, М)

Условное обозначение:

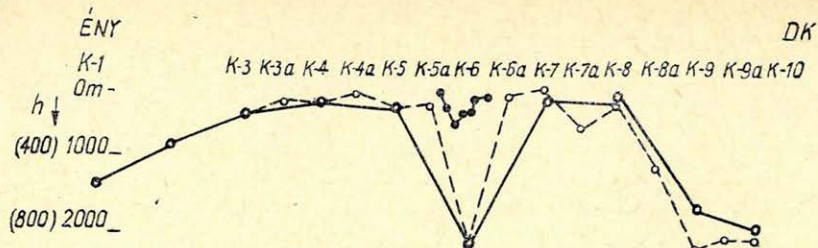
- 1 – биотит-мусковит-гнейс, 2 – мусковит-гнейс, 3 – лейкофилит, 4 – слюдястые сланцы, 5 – дистен-лейхтенбергит-кварцит, 6 – нижне-аусвальдские гальки и бренбергерские угленосные пласты (гельвет)
 7 – блоковый гравий (гельветский), 8 – мергелистые глины и мергели (тортон), 9 – мергелистые глины и песчано-мергелистые глины (паннон), 10 – плиоценовый и дилувиальный террасовый гравий, 11 – дилувиальные глины и лёсс

Abb. 5. Geologische Schema der Umgebung von den Messpunkten 1, 2 und 3 (nach der geologischen Karte von Vendel M.)

Legende:

1. Biotit-Muskovit-Gneis
2. Muskovit-Gneis
3. Leukophyllit
4. Glimmerschiefer
5. Disthen-Leuchtenbergit-Quarzit
6. Unterauswaldischer Kies und brennberger Kohlenflöze (Helvet)
7. Blokk-Kies (Helvet)
8. Mergelton und Mergel (Torton)
9. Mergelton und Sandmergelton (Pannon)
10. Pliozän- und deluvialer Terrassenkies
11. Diluvialer Ton und Löss.

A ρ_x és ρ_x görbe (8. ábra) nem teljesen egyenértékű, mert ρ_y -ra nézve csak $\sqrt{T} = 12$ -ig van adatunk, míg ρ_x -nél $\sqrt{T} = 22$ -ig. A két görbe párhuzamosan fut. $\frac{\rho_x}{\rho_y} = 1,4$, amiből $\lambda = \sqrt{\frac{\rho_x}{\rho_y}} = 1,2$. Ez az anizotrópia jól megegyezik azokkal az adatokkal, amelyeket Veró (1965.) mesterséges szondázások alapján közölt. Feltehető, hogy ennél lényegesen nagyobb a módszerrel meg nem határozható vertikális (a rétegződésre közel merőleges) és a horizontális fajlagos ellenállások hányadosából számított anizotrópia.



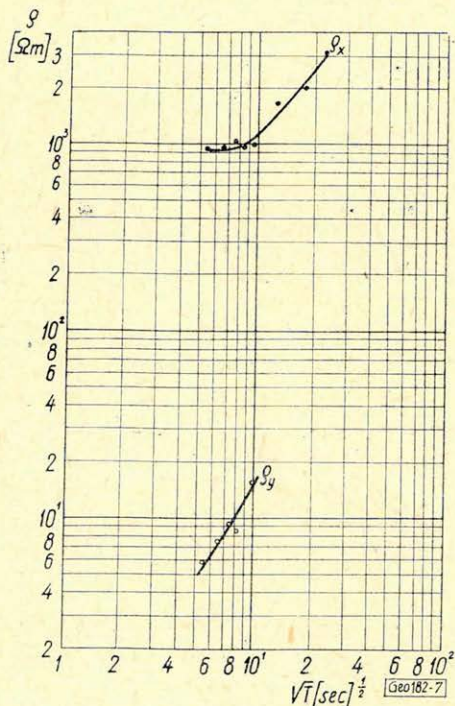
○ Elektrodatávolság 200 m
 ○ " " 100 m
 • " " 50 m

Geo182-6

6. ábra. Tellurikus szelvény a 2. kísérleti ponton keresztül (régii K-6 pont)

Фиг. 6. Разрез по данным метода ТТ через экспериментальный пункт 2 (старый пункт К-6)

Abb. 6. Tellurischer Schnitt durch den Messpunkt 2, (nach der alten Bezeichnung K-6)



7. ábra. A vető feletti 2. kísérleti pont MTSz-görbéi

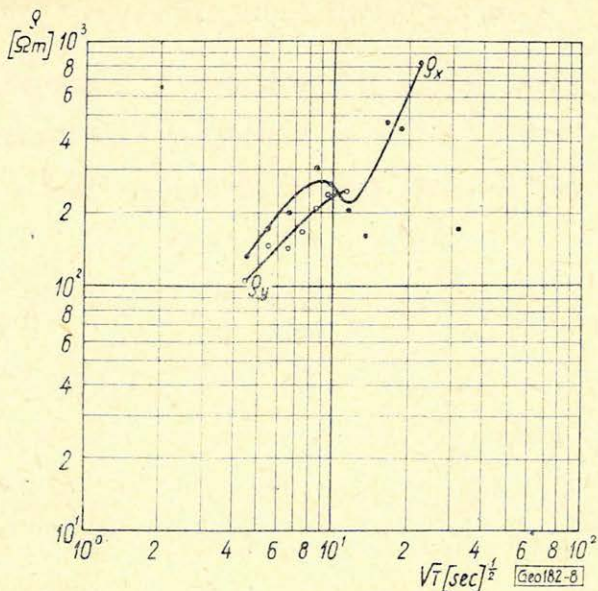
Фиг. 7. Кривые МТЗ, полученные в экспериментальном пункте 2 над сбросом

Abb. 7. MTS-Kurven des Messpunkte 2. oberhalb der Verwerfung

A teljesebb ρ_x -görbe nagyon határozottan jelzi a felső köpenyben az ország több pontján már megfigyelt jólvezető réteget mintegy 60–70 km mélységben. (Ádám 1963.). A szép indikáció után a látszólagos fajlagos ellenállás értéke tovább növekszik és eléri $\sqrt{T} = 22$ -nél a 850Ω m-t. A jólvezető réteget tehát alulról is nagyellenállású közet határolja.

A hegyi pontban a felsőköpeny-kutatás keretében célszerű lesz szélesebb spektrumban meghatározni a MTSz görbéket a fenti információ jobb kirajzolása végett.

A fenti terepmodellek mutatják, hogy a magnetotellurikus kutatás értelmezésében milyen elméleti és kísérleti problémák megoldása áll ma nemcsak hazai, hanem a nemzetközi kutatás előterében is. Ezek a kísérletek nemcsak a módszer korlátaira hívják fel a figyelmet, ha párhuzamos határfelületű rétegekben gondolkodunk, hanem a szerkezeti indikációkkal a módszerben rejlő újabb lehetőségekre is.



8. ábra. A Soproni Hegységben levő 3. kísérleti pont MTSz-görbéi

Фиг. 8. Кривые МТЗ, полученные в экспериментальном пункте 3 в Шопронском горном районе

Abb. 8. MTS-Kurven des Messpunktes 3 in Sopron-Gebirg

IRODALOM

- Ádám A. 1963.: A földkéreg és a felső köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. Kandidátusi értekezés.
- Ádám A. 1967.: Über den Informationsgehalt der elektromagnetischen Messungen in Ungarn. Sajtó alatt az Annales de Géophysique-ban.
- Ádám A. – Verő J. 1961.: Tellurikus kutatás erősen töredezett tektonikájú területen. MTA Műsz. Tud. Oszt. Közl. XXVIII. 1–4. 437–446.
- Cagniard L. 1953.: Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics, 18. 605–635.
- Erkel A. 1957.: Jelentés az 1957. évi kisalföldi tellurikus mérésekről. (Geofizikai Intézet)
- Костун А. А. 1964. Поведение электромагнитного поля над идеальным проводящим клином в области низких частот. Ученые записки ЛГУ № 324 17–27.
- Vendel M. 1961.: Erősen töredezett tektonikájú terület tellurikus kutatásának földtani értelmezése. MTA Műsz. Tud. Oszt. Közl. XXVIII. 1–4. 423–435.
- Verő J. 1965.: A Soproni Medence környékének földiáramviszonyai. MTA Műsz. Tud. Oszt. Közl. 35. 1–4. 119–128.

A kőszén hamutartalma karottázs adatokból történő meghatározásának néhány problémájáról

DR. SEBESTYÉN KÁROLY

A dolgozat a kőszének hamutartalmának gamma-gamma mérésekből történő meghatározásánál fellépő problémákkal foglalkozik.

Megállapítja, hogy a hamu mennyiségének változása gyakran együttjár a hamu összetételének változásával, ami a szelektív gamma-gamma hatás miatt rontja a térfogatsúly meghatározás pontosságát. A hamu összetétel figyelembevételével más radiológiai eljárások alkalmazhatóságát is megvizsgálja.

В работе рассматриваются проблемы, возникающие при определении зольности каменных углей по данным ГГК.

Выясняется, что изменение количества золы часто сопровождается изменением ее состава, что отрицательно влияет на точность определения объемного веса в связи с селективным эффектом гамма-гамма излучения. С учетом состава золы рассматриваются возможности применения прочих радиологических методов.

Es werden Probleme, die sich bei der Bestimmung des Aschengehaltes von Steinkohlen mit Gamma-Gamma-Messungen erheben, erörtert.

Es wurde festgestellt, dass die Änderungen in der Quantität der Asche oft von Änderungen deren Zusammensetzung begleitet werden, was – infolge des selektiven Gamma-Gamma-Effektes, – ungünstig auf die Genauigkeit der Bestimmung des Raumgewichtes wirkt. Mit Berücksichtigung der Aschenzusammensetzung werden die Anwendungsmöglichkeiten auch anderer radiologischer Methoden untersucht.

A kőszének hamutartalmának a gamma-gamma karottázs mérések alapján történő meghatározása irodalmi szinten már klasszikusnak tekinthető, de gyakorlati megvalósítás tekintetében a helyzet egyáltalán nem tekinthető kielégítőnek. Ennek részben műszertехnikai okai vannak, részben azonban elvi problémák is felvetődnek a gamma-gamma görbéből történő hamutartalom meghatározására vonatkozóan.

A kőszén tüzeléstechnikai jellemzői a fűtőérték, a nedvességtartalom stb. a hamutartalom közvetítésével hozhatók a gamma-gamma mérések által szolgáltatott térfogatsúly értékkel kapcsolatban. Erre vonatkozóan hazai viszonylatban részletes vizsgálatok történtek, pl. a Bányászati Kutató Intézetben és az egyes bányaiüzemek laboratóriumaiban.

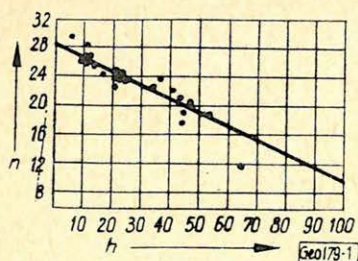
A Bányászati Kutató Intézet közleményeiből származik alábbi három ábránk, melyeket a nedves és száraz szenekre felállítható nagyszámú összefüggések közül választottunk. A hamutartalmat vettük független változónak, mert a továbbiakban ennek geofizikai meghatározásáról lesz szó.

Az 1. ábra a nedvességtartalomnak a hamutartalomtól való függését adja.

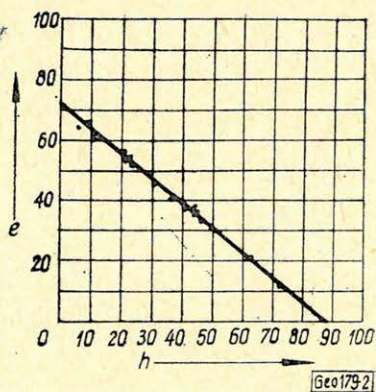
A 2. ábra az éghető anyagtartalomnak a hamutartalomtól való függését ábrázolja.

A 3. ábra a hamutartalom és a fűtőérték összefüggését mutatja ugyanazon barnaszénre.

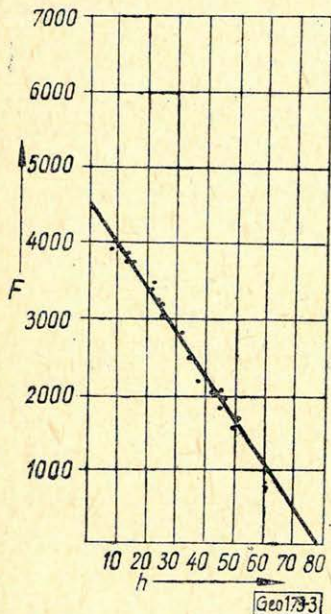
A térfogatsúly és a hamutartalom azonban hasonlóan az előzőkben bemutatottakhoz statisztikai kapcsolatba hozható egymással. Ezt mutatja egy mecseki akna szenére 4. ábránk.



1. ábra Φuz. 1. Fig. 1.



2. ábra Φuz. 2. Fig. 2.



3. ábra Φuz. 3. Fig. 3.

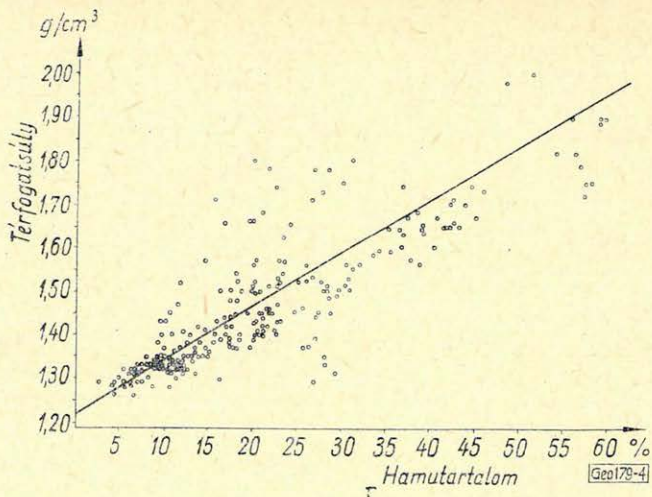
Ilyen konkrét kapcsolat birtokában, ismertnek véve a térfogatsúlynak gamma-gamma eljárással való meghatározási pontosságát, megadható a hamutartalom meghatározásában elkövetett hiba. $\pm 0,025 \text{ g/cm}^3$ -es térfogatsúly hibahatárt feltételezve, esetünkben kb. $\pm 2,5\%$ -os hibával számolhatók a hamutartalomban.

Az eljárással kapcsolatban a problémák két irányból jelentkeznek. Egyrészt abból, hogy a hamumennyiség változásával állandó marad-e a hamu összetétele, tehát a térfogatsúly hamumennyiség arányos voltától nincs-e szisztematikus eltérés.

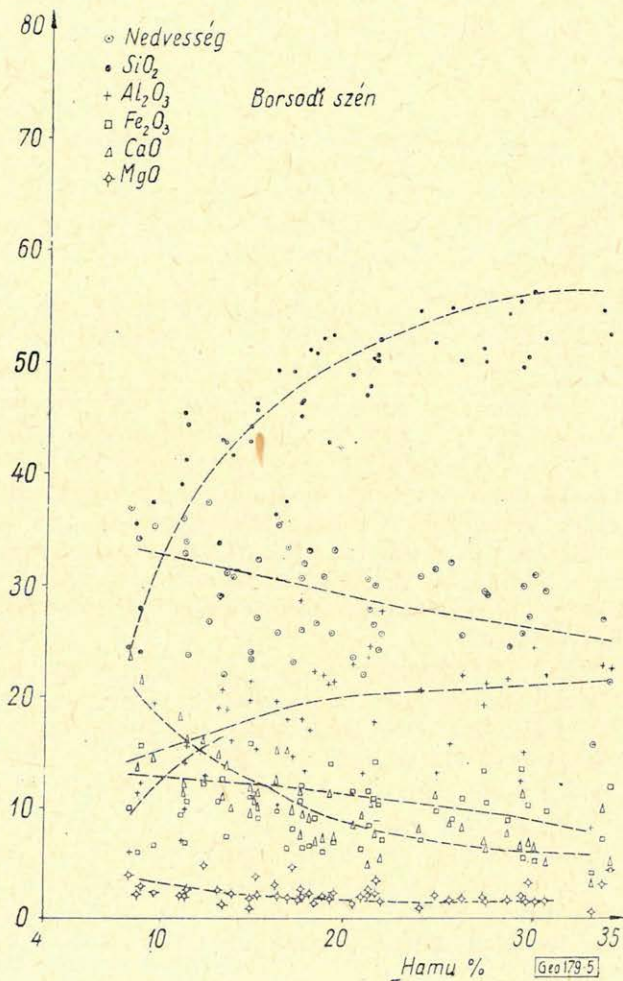
Másrésztől, hogy a gamma-gamma anomália és a térfogatsúly kapcsolata nem függ-e a hamu összetételétől. Az első kérdés úgy is fogalmazható, hogy változik-e a hamu összetétele a hamuszázalék függvényében. Erre vonatkozólag ad tájékoztatást 5. és 6. ábránk. Az 5. ábra borsodi, a 6. tatabányai szenekre vonatkozóan a hamuszázalék függvényében mutatja be a hamu főbb komponensei mennyiségének változását.

Mindegyik ábrából az látható, hogy a hamumennyiség növekedésével összetétele változik: a bemutatott példákban a SiO_2 növekszik, az Al_2O_3 nagyjából változatlan marad, az Fe_2O_3 , CaO és MgO csökken. Megvan tehát a lehetősége annak, hogy az összetétel változása kapcsán a hamu térfogatsúlya is változzék.

A másik probléma ugyancsak a hamu összetételének változásához kapcsolódik és abban áll, hogy az általánosan alkalmazott Co^{60} -as forrás gamma sugárzása szintjén a hamuban jelenlévő nehezebb elemek hatására a szórási effektusban a Compton komponens kizárólagossága megszűnik és a szórt sugárzásnak olyan komponense is van, mely nem a sűrűséggel való arányosságnak engedelmeskedik és így a térfogatsúly meghatározásának pontossága csökken.

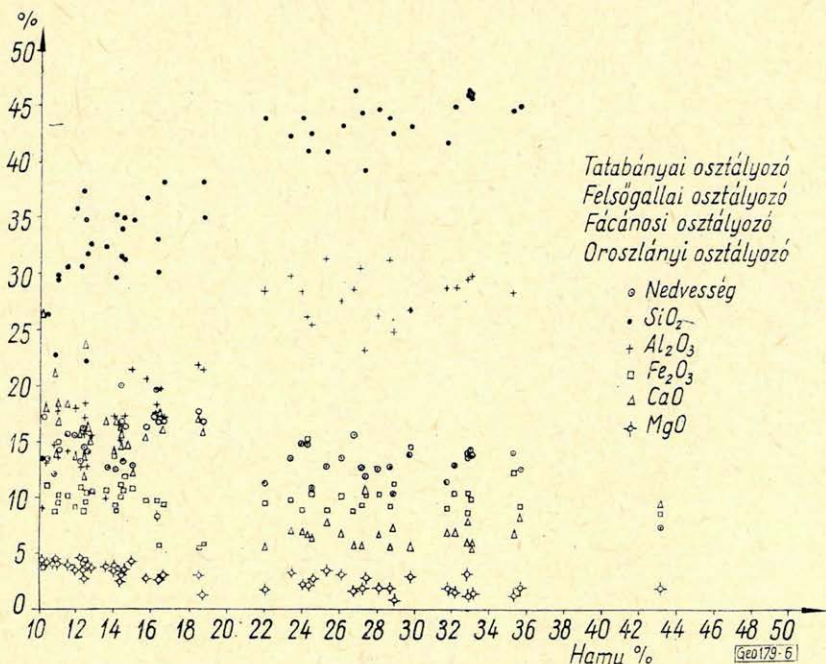


4. ábra
 Фиг. 4.
 Fig. 4.



5. ábra
 Фиг. 5.
 Fig. 5.

Ezek a tényezők együtt adják azt, hogy ha a hamutartalom fúrólukbéli meghatározását fejleszteni kívánjuk, más nukleáris módszerek alkalmazhatóságát is célszerű megvizsgálunk.



6. ábra
Фиг. 6.
Fig. 6.

Ezek egyike a neutron aktiválás fúrólukbéli alkalmazása, a másik a szelektív gamma-gamma karottázs, illetve ennek spektrális változatai.

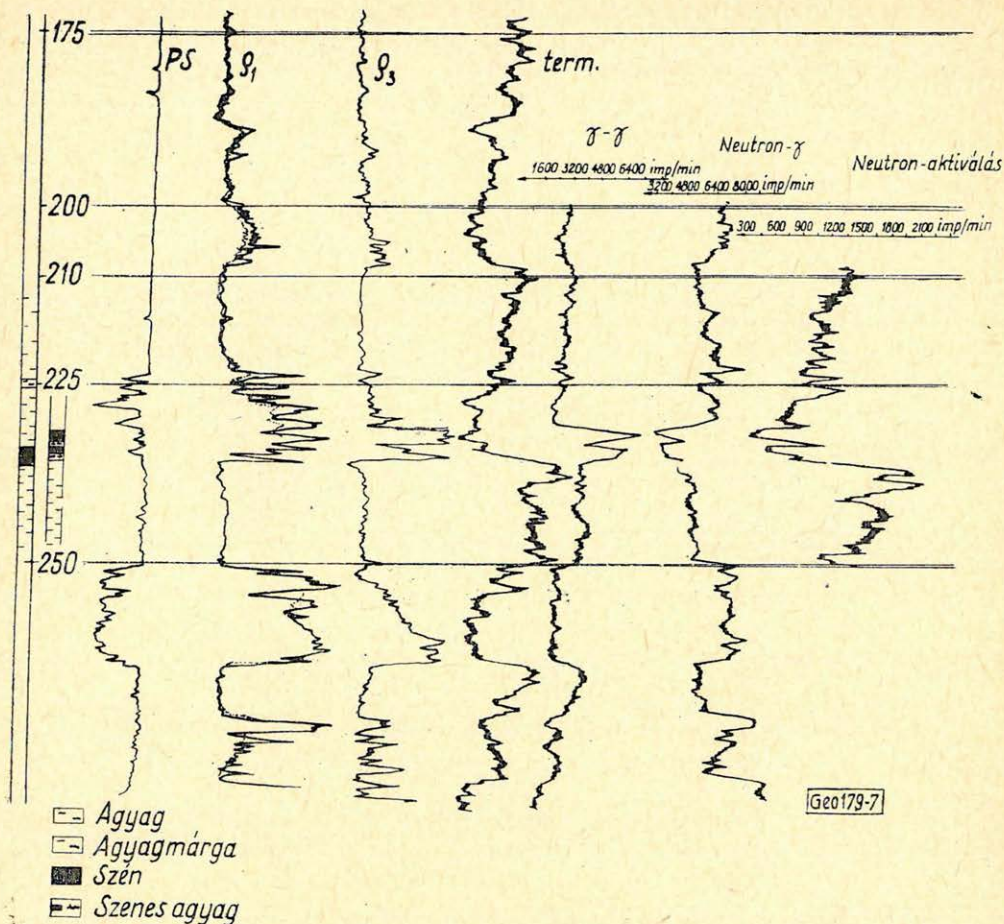
Előzőnek alapját a hamu összetételére vonatkozó ábráinknak azon adata képezte, hogy a hamu mennyiségének növekedése folyamán annak összetételében az Al₂O₃ tartalom aránya nem változik. Tehát, hogy a szén hamutartalma statisztikusan arányos az Al tartalommal. Az Al tartalom viszont meghatározható a folyamatos neutron aktivációs karottázs segítségével (elvből legalábbis).

A 7. ábra lehetővé teszi a neutron aktiválásos eljárásnak a gamma-gammához viszonyított értékelését.

Ha elvileg nézzük a kérdést, a neutron aktiválás ugyanazzal az alapvető problémával küzd, mint a gamma-gamma, hogy t. i. egy, csak több kevesebb adatra támaszkodó empirikus összefüggés képezi az alapját.

A második eljárás, mely a szenek hamutartalmának meghatározásában a „közönséges” gamma-gamma eljárás hibáit akarja kiküszöbölni, a szelektív gamma-gamma mérés.

Az a tény, mely a közönséges gamma-gamma mérésnél a sűrűség függést zárja, a kőszén ekvivalens atomszámának változása, mely a hamumentes tiszta szén 6-os ekvivalens atomszámtól a meddő átlagosan 12-nek vehető atomszámig tarthat.



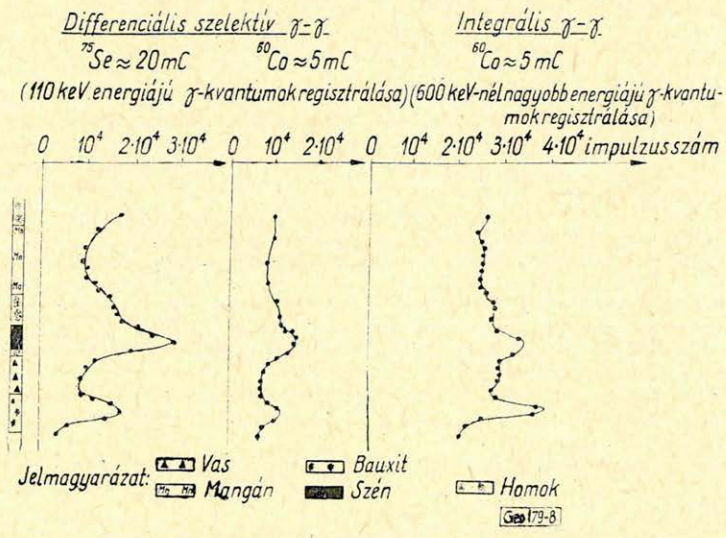
7. ábra
Физ. 7.
Fig. 7.

A szelektív gamma-gamma mérés – mint ismeretes – éppen az atomszám változásának detektálására alkalmas és tiszta formájában azt tételezi fel, hogy a vizsgált közettérfogatban a nehéz elem koncentráció úgy növekedett meg, hogy a térfogatsúly nem változott.

A hamutartalom növekedtével együttjáró ekvivalens atomszám növekedés lehetővé teszi a hamuszázalék meghatározását a szelektív gamma-gamma szelvényezés segítségével, ha a mérést függetleníteni tudjuk a sűrűségváltozásból származó gamma-gamma effektustól.

A függetlenítés azon a kísérleti tapasztalaton alapszik, hogy a mért gamma sugárzás spektruma nem függ a sűrűségtől, de jelentősen függ az ekvivalens atomszám változásától.

Ha kritikusnak nevezzük azt az energiát, melynél a mért spektrumnak intenzitásmaximuma van, akkor a kísérletek és a számítások egybehangzóan azt mutatják, hogy a közepes atomszámú ($Z < 50$) elemekből alkotott kőzetekben a kritikus energia értéke egyértelmű kapcsolatban van a kőzet ekvivalens atomszámával, az atomszám viszont a hamutartalommal. A kritikus energia változási tartománya 40 keV-től 95 keV-ig tart elméleti számítások szerint.



8. ábra
Φиз. 8.
Fig. 8.

A kritikus energia értékének a széntelepnél történő mérése tehát a hamutartalom meghatározását adja. Másik lehetőség a vázolt tények kihasználására az, hogy két különböző energiatarományra beállított mérés történik. Egyrészt a 40–60 keV tartományban, másrészt 120 keV felett esetleg az egész tartomány, utóbbi főleg csak a sűrűségtől függ és csak viszonyítási alapul szolgál.

A szelektív gamma-gamma mérés jobb felbontóképességét mutatja modell-mérésekből származó 8. ábránk. Az ismertetett megfontolások azt mutatják, hogy a szcintillációs detektálás bevezetése növelheti a karottázs méréseknek a kőszénkutató fúrásokbeli hatékonyságát.

IRODALOM

Dr. Sebestyén K.: Vizsgálatok kőszénnek minőségi paramétereinek mélyfúrású geofizikai módszerekkel történő meghatározásához. Magyar Geofizika 1961. 1–2. sz.
Káplár Zs.: Szénjellemezők közelítő függvényei és néhány alkalmazási lehetőségük. Bányászati Kutató Intézet közleményei VII. 2. 1962.
Dr. Sebestyén K.: Kőszénkutató fúrások neutron aktiválásos vizsgálata. Atomtechnikai Tájékoztató.
V. I. Utkin: Szénnek hamutartalmának meghatározása szelektív karottázs módszerrel. Izv. AN. CCCP Fizika Zemli 1965. 3.

Nukleáris berendezés kőzetminták berillium tartalmának gyors meghatározására

DÉR ISTVÁN

Az ismertetett berillium meghatározó berendezés kőzetminták mérésére készült. Sugárforrása 1,5 Ci-s Sb_{124} . A neutronok detektálása, amelyek a ${}^9Be(\gamma, n){}^8Be$ magreakció során képződnek, BF_3 számlálócsővel történik. A neutron lassító közeg parafin.

Egy mérés ideje durván porított mintán 3 perc. A berillium kimutathatóság alsó határa néhány ppm a forrás erősségétől függően.

A készülékkel a hagyományos elemzési módszerekhez képest igen nagy számú minta rendkívül gyors elemzése végezhető el. Az elemzés a mintában kémiai változást nem okoz.

A berendezés tereplaboratóriumban is használható, megfelelő feszültségforrás esetén.

Описываемая аппаратура для определения бериллия предназначена для анализа образцов горных пород. Источником излучения служит изотоп Sb_{124} 1,5 кюри. Нейтроны, образующиеся в процессе ядерной реакции ${}^9Be(\delta, n){}^8Be$, обнаруживаются счетчиком BF_3 . Среда замедления нейтронов представлена парафином.

Продолжительность одного анализа грубо распыленного образца составляет 3 мин. Нижняя граница выделяемости бериллия, в зависимости от интенсивности источника, не превышает несколько ppm.

Аппаратура позволяет исключительно быстро проанализировать очень большое число образцов, по сравнению с классическими методами. Анализ не вызывает химических изменений в образцах.

При наличии соответствующего источника напряжения аппаратура может применяться и в полевых лабораториях.

Die hier beschriebene Vorrichtung zur Bestimmung des Berylliumgehaltes wurde für Untersuchung von Gesteinsproben entwickelt. Als Strahlenquelle dient ein Sb_{124} Isotop von 1,5 Ci. Der Nachweis der sich im Prozesse der ${}^9Be(\gamma, n){}^8Be$ Kernreaktion entstehenden Neutronen geschieht mit Hilfe eines BF_3 Zahlrohres. Das Neutronenbremsungsmittel ist Paraffin.

Die Dauer einer Messung an grob zerpulverten Proben ist 3 Min. Die untere Grenze der Nachweisbarkeit des Berylliums – von der Intensität der Strahlenquelle abhängig – beträgt einige ppm.

Im Vergleich mit den traditionellen Methoden ermöglicht die Vorrichtung eine sehr grosse Anzahl von Proben ausserordentlich schnell zu analysieren. Die Analyse ruft keine chemische Änderungen in der Probe hervor.

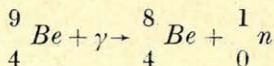
An Hand geeigneter Spannungsquelle kann die Vorrichtung auch in Feldlaboratorien verwendet werden.

Az utóbbi évek műszaki fejlődése számos olyan elem kutatását tette szükségessé, amely csak kis mennyiségben fordul elő a litoszférában. Ezek közé a „ritka” elemek közé tartozik a berillium is.

Világviszonylatban az az irányzat, hogy a kis kiterjedésű, gazdag berillium tartalmú pegmatitos telepek helyett alacsonyabb fémtartalmú, de nagykiterjedésű és szabályos településű érceket tárjanak fel.

Alábbiakban olyan műszer kerül ismertetésre, melynél a kimutatható berillium mennyiség alsó határa néhány g/t BeO .

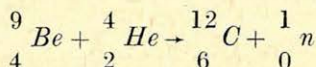
A berillium műszeres meghatározásának alapját a



magreakció képezi. A keletkező neutron fluxus sűrűsége arányos a berillium mennyiségével. A (γ, n) reakció a *Be*-ra szigorúan jellemző, mert amíg a legtöbb elemnél a neutron kötési energiája a magban 8 MeV körül van, a *Be*-nél ez az energia $1,67 \text{ MeV}$. Ha tehát a *Be*-ot $1,67 \text{ MeV}$ -es γ fotonokkal bombázzuk, neutront szabadíthatunk ki a magból.

A (γ, n) reakció hatáskeresztmetszete a *Be*-ra nézve 1 millibarn nagyságrendű. A keletkező neutronok átlag energiája 24 KeV .

Számba jöhet még a



reakció is, azonban különböző megfontolások alapján földtani minták *Be* tartalmának meghatározásához célszerűbbnek láttuk a (γ, n) magreakciót.

Sugárforrásként *Sb* – 124 -et alkalmaztunk. Felezési ideje 60 nap. Gamma-sugárzásának energiája: $0,6 - 2,3 \text{ MeV}$. Uralkodó energia: $1,69 \text{ MeV}$. (76%).

A (γ, n) reakciónál a magból kiszabaduló neutronok száma 1 Ci -s gamma forrás, $1 \text{ g } 1\%$ *Be*-t tartalmazó anyag és $0,04 \pi$ térszögű besugárzás esetén.

$$1,001 \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{9,02} \cdot 10^{-27} \cdot 0,01 \cdot 3,7 \cdot 10^{10} = 247 \text{ neut/sec}$$

2% -os detektálási határfokot feltételezve a várható számlálási szint 5 imp/sec .

Méréseinknél használt forrás kezdeti aktivitása $1,5 \text{ Ci}$ volt. Bár a nyert neutron fluxus arányos a forrás erősségével, sugárvédelmi okokból $1 - 2 \text{ Ci}$ -nél erősebb forrás alkalmazása nem célszerű. Az alkalmazott *CHMO* – 5 számláló csövek $100 - 200 \text{ mCi}$ -s forrás és $2,5 \text{ cm}$ ólom árnyékolás esetén gyakorlatilag érzéketlenek a gammasugárzásra.

A sugárforrás 2 db egymás fölé helyezett, 5 mm átmérőjű, 25 mm hosszú *Sb* rúd.

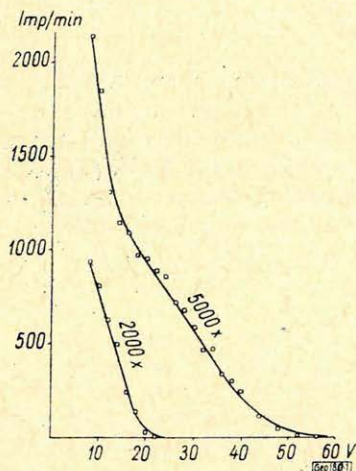
A megfelelő neutron detektor kiválasztása céljából több számlálócső fajtát kipróbáltunk. Legjobbnek az *CHMO* – 5 típusú, B^{10} izotóppal dúsított BF_3 -al töltött lassú neutron számlálócső bizonyult. A ${}^9\text{Be} (\gamma, n) {}^8\text{Be}$ reakció eredményeként képződött 24 KeV -es neutronokat parafin réteg segítségével fékeztük le. A cső belsejében a ${}^{10}\text{B}/n, \alpha$ ${}^7\text{Li}$ reakció termeli a töltött alfa részecskéket és az erősen ionizáló *Li*-ot, amely lehetővé teszi a beeső neutronok detektálását.

A detektálás határfokának növelésére csőköteg került alkalmazásra. A mérés alapján 4 -nél több csőből álló csőkoszorú már nem hoz lényeges impulzus-szám emelkedést. Tekintve, hogy a *CHMO* – 5 -ös csövek kimenő jele csupán néhány mV , megfelelő erősítés alkalmazása szükséges. A különböző zavaró impulzusok távoltartása az erősítőtől hálózati stabilizátorral, sárgaréz árnyékoló hálózattal, gondosan árnyékolott jelszállító kábellel sikerült. A detektor csövek tápfeszültségét 3 Kv -os stabilizált tápegység biztosította. A megfelelően erősített és diszkriminátoron átvezetett jeleket egy három dekádos számláló berendezéssel észleltük.

A mérések 5000 -szeres erősítéssel, 7 V diszkriminációs feszültség mellett történtek. Ez elég volt a gamma sugárzásból eredő impulzusok kiküszöbölésére.

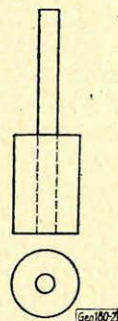
2000 -szeres erősítés mellett $20 - 25 \text{ V}$ diszkriminációs feszültség már a neutronokból eredő impulzusokat is kiszűrte. 5000 -szeres erősítés esetén ez a szint 50 V volt (*1. ábra*).

A vizsgálandó mintát tartalmazó edények alakját az a követelmény szabta meg, hogy a minta minél közelebb legyen a sugárforráshoz és minél nagyobb tömegét érje gamma fluxus. A kísérletek szerint a forrás körül körkörös elhelyezett minta a legkedvezőbb a gamma fluxus szempontjából (2. ábra). A mintatartó sugár irányúnövelése lényegesen nagyobb neutron szám emelkedéssel jár, mint a tartónak a sugárra merőleges irányú növelése. A tartó vezetését 1 mm falvastagságú vascső biztosítja. Elég erős sugárforrás esetén a tartó anyagának neutron, ill. gamma abszorpciós hatása elhanyagolható.



1. ábra. A neutron számlálás változása a diszkriminációs feszültség függvényében
 Фиг. 1. Вариации] счета нейтронов [в зависимости от напряжения дискриминации

Abb. 1. Variation der Neutronenzählung in der Funktion der Diskriminationsspannung



2. ábra. A mintatartó

Фиг. 2. Контейнер для образцов

Abb. 2. Probenhalter

A legcélszerűbb geometriai elrendezéshez meghatároztuk a neutron lassító parafin réteg vastagságát, a forrás és a detektor egymástól való távolságának hatását és a mintatartó legjobb elhelyezését.

A kísérlet során a $Sb - Be$ neutronforrás és a számlálóső közé parafin táblákat helyeztünk. A növekvő parafin réteggel a számlálóső egyre távolabb került a neutronforrástól. Ennek ellenére kezdetben az impulzus-szám nőtt, 2,5 cm parafin rétegnél elérte a maximumot, majd fokozatosan csökkent (3. ábra).

Sugárvédelmi okokból a berendezést két részre osztottuk. Az egyik egységet az erősítő és kijelző rész képezte a nagyfeszültségű tápegységgel. Ezt a mérő helységben helyeztük el. A másik egységet, amely a sugárforrást, a mintatartót és a számláló csöveket tartalmazta, mélyebb szinten állítottuk fel (4. ábra).

A készülék érzékenysége az alábbi összefüggéssel jellemezhető:

$$N = \frac{C \cdot P}{K},$$

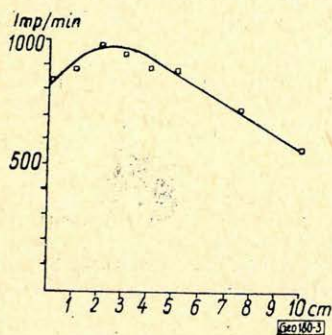
N – a számlálás értéke a Be-ra nézve a (gamma, n) reakcióból eredően (imp/min)

P – a berillium tartalom (g/t)

C – a forrás aktivitása (mCi)

K – a készüléket jellemző koeficiens

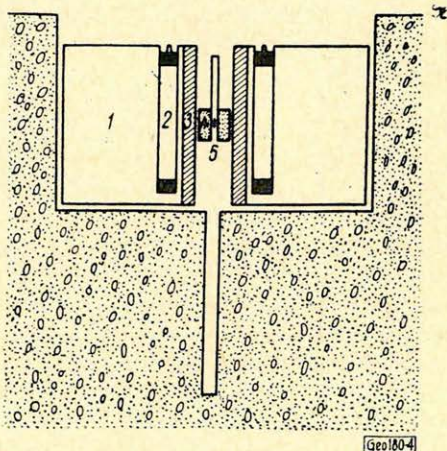
A Be tartalom, illetve a minta mennyiségi növelését geometriai okok korlátozzák. A forrás aktivitása sugárvédelmi és detektorvédelmi okok miatt nem növelhető tetszőlegesen.



3. ábra. A neutron számlálás változása a parafin vastagság függvényében

Фиг. 3. Вариации счета нейтронов в зависимости от толщины парафина

Abb. 3. Variation der Neutronenzählung in der Funktion der Paraffindicke



4. ábra. A berendezés besugárzó részének vázlatos rajza

Фиг. 4. Схема облучателя аппаратуры

1. парафин, 2. счетчик BF_3 , 3. свинец, 4. анализируемый образец, 5. источник излучения

Abb. 4. Schematische Skizze des Bestrahlers der Vorrichtung

- | | |
|-------------------------|--------------------------------|
| 1. parafin, | 1. Paraffin, |
| 2. BF_3 számlálócső, | 2. Zählrohr BF_3 , |
| 3. ólom, | 3. Blei, |
| 4. a vizsgálandó minta, | 4. Die zu analysierende Probe, |
| 5. sugárforrás | 5. Strahlenquelle |

Az ismertetett berillométer K értéke 330. Tehát egy 40 mCi -s forrás és 50 ppm Be tartalmú minta esetén a számlálás értéke: 6,06 imp/min .

Mivel a készülék háttere 4–6 imp/min . 50 ppm Be tartalmat a készülék 12 imp/min -al jelez. A fentiekből az is kiderül, hogy pl. 1000 mCi -s forrás alkalmazása esetén 50 g/t Be tartalom kb. 150 imp/min számlálási értékkel jelentkezik. Ebben az esetben viszont a kimutathatósági határ 50 g/t helyett 2 g/t lesz.

A méréshez 150–200 g durván porított kőzet szükséges. Az anyag egy része lehet darabos is. A szemnagyságnak a mérésre nincs jelentős hatása. A vizsgálat a mintában kémiai változást nem okoz, roncsolásmentes. A mintában esetleg jelenlevő magas neutron befogási hatáskeresztmetszetű elemek befoghatják a neutronok egy részét. Ilyen zavaró hatású lehet a Gd , B , Li stb. Egyes adatok szerint pl. 1–2% B a számlálási szintet néhány %-kal csökkenti.

Az előkészített közetanyag elemzése 3–6 perc alatt elvégezhető. Alacsony (50 g/t) *Be* tartalmú minták esetén a statisztikus hiba csökkentése miatt a mérési időt ajánlatos hosszabbra venni.

A berendezés kiválóan alkalmas nagy számú minta gyors elemzésére. A mérés ekkor két lépésben történik. Először 3 perces besugárzással végigmérjük a mintasorozatot. A háttérsugárzás kétszeresét meghaladó értéket mutató mintákat újra mérjük. Súlymérést csak a második sorozat mintáin kell végezni.

A készülék egyszerű átrendezéssel alkalmassá tehető arra, hogy nagyobb közetdarabokat, fűrőmagokat stb. szabálytalan geometriai körülmények között minőségileg elemezzük. Ilyenkor a minta előkészítése nem igényel külön műveletet. Természetesen a *Be* tartalmú mintákon utána a mennyiségi mérést is el kell végezni.

Az ismertetett vizsgálati módszert a színképelemzéssel összehasonlítva a következőket állapíthatjuk meg: kb. 40 elemre végzett színkép vizsgálatnál a *Be* kimutathatóságának alsó határa kb. 0,1% a *Be* magas gerjedési hőfoka miatt. A 8–10 elemre végzett különleges elemzésnél ez a határ 1–2 g/t. A színképelemzésnél a minta előkészítése sokkal munka- és időigényesebb. A durva porítás után 2 órás finom porítás szükséges. Bár a színképelemzéshez jóval kevesebb anyag kell, ez azzal a hátránnyal jár, hogy különösen nem homogén *Be* tartalmú mintáknál a vizsgálat kevésbé jellemző értéket adhat. A mérés kiértékelése a berillométernél lényegesen könnyebb.

Megjegyezzük, hogy a készülék tereplaboratóriumban is használható.

IRODALOM

- S. H. U. Bowie – H. Bisby – K. C. Burke – F. H. Hale*: Electronics Instruments for Detecting and Assaying Beryllium Ores. *Rans. Inst. Mining Met.* 69. 1960. 345–359.
- G. M. Brownell*: A Beryllium Detector for Field Exploration. *Econ. Geol.* 54. 1959. 1103–1114.
- T. Cantwell – H. E. Hawkes – N. C. Rasmussen*: Nuclear Detector for Beryllium Minerals. *Mining Engineering* 1959. Sept. 938–940.
- P. Dumesnil*: Detection du béryllium par une réaction (γ, n) *Industrie Atomiques* 11/12. 1961. 67–71.
- A. M. Gaulin – I. H. Pannell*: Determination of Beryllium by Photodisintegration. *Anal. Chem.* 23. No. 9. 1951. 1261–1265.
- R. Gold*: Beryllium-Hazard Detection Using Polonium – 210 Alphas. *Nucleonics* 15. No. 11. 1957. 114–118.
- H. B. Mezsiborszkaja*: Radioaktivnij metod opredelenija Berillija v mineralnom sirje i produktah hidrometallurgii. *Zsurn. Anal. Himii.* 15. 1960. 281–286.
- I. N. Plakszin – M. A. Beljakov – N. G. Maliscseva – L. P. Sztracsik*: Primenenije jadernoj reakcii (γ, n) dlja opredelenija berillija v rasztovorah i tverdoj faze sziszpenzii. *Dokl. Akad. Nauk. CCCR* 141. 1961.
- W. W. Vaughn – E. E. Wilson – I. M. Ohm*: A Field Instrument for Quantitative Determination of Beryllium by Activation Analysis. *Geol. Survey Circular* 427. 1960. 1–9.

A sokelektrodás laterolog szondák és a mérőkábel szigetelésproblémái

KUBINA ISTVÁN

A cikkben ismertetjük a laterolog mérések leggyakoribb hibájának — a szigetelatlenségből és átcsatolásokból keletkező külső zavarok — elvi okait, elhárításuknak lehetséges módjait és az üzem közbeni szigetelésellenőrzés lehetőségét.

В работе излагаются принципиальные причины наиболее частых погрешностей результатов бокового каротажа — внешних помех, обусловленных плохой изоляцией и утечками — а также возможные способы их устранения и возможности проверки изоляции в процессе работы.

Es werden die prinzipiellen Gründe der öftesten Fehler in den Ergebnissen der laterologen Bohrlochmessungen — der durch schlechte Isolation und Ableitungen hervorgerufenen äusseren Störungen — als auch die möglichen Weisen deren Beseitigung und die Möglichkeiten der Isolationskontrolle im Betrieb erörtert.

Az ismertetésre kerülő vizsgálat elvégzése az elmúlt években — főleg sós iszapú fúrásokban — végzett laterolog méréseknél előforduló hibás mérési eredmények okainak tisztázására vált szükségessé. A szóban forgó esetekben a laterolog berendezések műszaki és specifikációs szempontból kifogástalanok voltak, tehát a hibák okait máshol kellett keresni, amelyek mint látni fogjuk elsősorban a szondák és esetenként a kábel szigetelésének nem kielégítő minőségében találhatók meg.

A mérés hibája konstans I_0 esetén bizonyíthatóan csak az I_1 áram hibájától függ, nevezetesen annál kisebb, vagy közel egyenlő azzal. A szabályozó berendezés pontatlanságából eredő hibát egy előző cikk [1] kimerítően tárgyalta, most az I_1 áram azon hibáját vizsgáljuk meg részletesen, amely az R_{m0} , R_m ágba és a szabályozó berendezés bemeneti ágába szuperponálódó, a berendezés üzemi frekvenciájával és referencia fázishelyzetével azonos frekvenciájú és fázishelyzetű U_z zavarjelek hatására keletkezik. Továbbá bemutatjuk, hogyan lehet e zavarokat felismerni, megszüntetni, vagy hatásukat elfogadható értékre korlátozni.

A cikkben használt laterolog térjellelmzők leírása és az egyes szondákra jellemző értékei megtalálhatók az [1]-ben pontos mennyiségi adatként is. Következőkben a megértéshez feltétlen fontos néhány definíciót ismertetünk röviden.

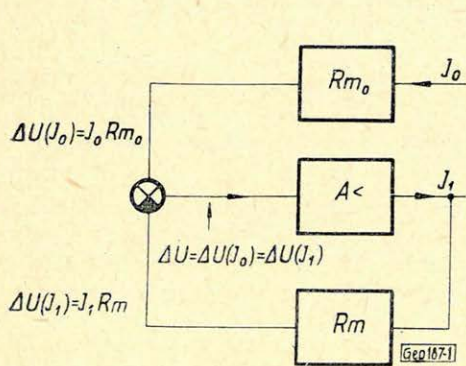
Az 1. ábrán látható a laterolog szabályzó tömbvázlata. Az I_0 áram az R_{m0} transzfer ellenálláson hozza létre a $\Delta U(I_0) = I_0 R_{m0}$ alapjelet az $S_1 S_2$ elektrodák között, míg az I_1 terelő áram az R_m transzfer ellenálláson a $\Delta U/I_1 = I_1 R_m$ visszacsatolt jelek ugyanott. E két jel különbsége a ΔU hibajel, amely az automatikus szabályozó berendezést vezérli. A szabályozás h hibája¹ ekkor

$$h = \frac{1}{1 + AR_m} \quad (1)$$

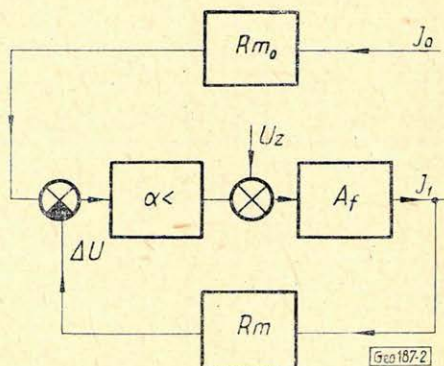
alakban írható.

¹ Lásd bővebben az [1] (18) összefüggését és a vele kapcsolatos szövegrészt.

Elsőnek a ΔU ágba becsatolt zavarjel hatását vizsgáljuk a 2. ábrán látható tömbvázlat alapján. Az $S_1 S_2$ elektródák között keletkező ΔU hibajel először egy α erősítésű fokozatra jut, majd ezután szuperponálódik a ΔU jelhez az U_z zavarjel. Az így keletkező U_v vezérlő jel vezérli az A_f erősítésjellemezőjű szabályozó berendezést, amely az I_1 terelő áramot szolgáltatja. A szabályozó hurok egyensúlyi egyenletét következő képpen írhatjuk fel: a hibajel



1. ábra Φuz. 1. Fig. 1.



2. ábra Φuz. 2. Fig. 2.

$$\Delta U = \Delta U(I_0) - I_1 R_m \quad (2)$$

a vezérlő feszültség a szabályzó bementén.

$$U_v = \alpha \Delta U + U_z \quad (3)$$

a termelő áram

$$I_1 = U_v A_f \quad (4)$$

A (3)-at és (4)-et a (2)-be helyettesítve, rendezve és ΔU -t kifejezve

$$\Delta U = \frac{\Delta U(I_0)}{1 + \alpha A_f R_m} - U_z \frac{A_f R_m}{1 + \alpha A_f R_m} \quad (5)$$

A szabályzás hibája²

$$H = \frac{I_1^* - I_1}{I_1^*} \quad (6)$$

ahol

$$I_1^* = \frac{R_{m0}}{R_m} I_0 \quad (7)$$

² Lásd az [1] (2) összefüggést.

alakban³ írható és a (4) alapján

$$I_1 = A_f(\alpha \Delta U + U_z) = A_f \frac{\alpha \Delta U(I_0) + U_z}{1 + \alpha A_f R_m} \quad (8)$$

A (7)-et és (8)-at a (6)-ba helyettesítve

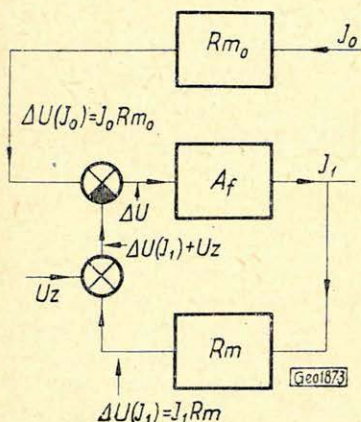
$$H = \frac{1}{1 + \alpha A_f R_m} - \frac{U_z}{\Delta U(I_0)} \cdot \frac{A_f R_m}{1 + \alpha A_f R_m}. \quad (9)$$

Ha a szabályzó jól van méretezve, illetve beállítva, akkor $A_f R_m \gg 1$ és $\alpha > 1$. Ekkor a (9) mivel az első tag⁴ zérushoz és a második tag második tényezője az egységhez tart

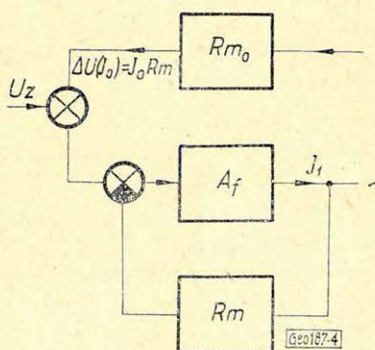
$$H \approx \frac{U_z}{\Delta U(I_0)} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad (10)$$

alakra egyszerűsödik. A (10)-ből világosan látszik, hogy az U_z zavarjel hatására keletkező hiba az U_z és a $\Delta U(I_0)$ egymáshoz viszonyított értékével, valamint az $S_1 S_2$ elektróda és a zavarforrás között levő erősítés $-\alpha$ nagyságával fordítva arányos.

Következőekben megvizsgáljuk az R_m visszacsatoló ágban megjelenő zavaró jel által okozott hiba nagyságát. A 3. ábrán látható tömbvázlat alapján a hurok egyenlethez felírható az alábbi összefüggések:



3. ábra $\Phi_{uz. 3.}$ Fig. 3.



4. ábra $\Phi_{uz. 4.}$ Fig. 4.

$$I_1 = \Delta U A_f \quad (11)$$

$$\Delta U = \Delta U(I_0) - (I_1 R_m + U_z) \quad (12)$$

A (11) és (12)-ből az I_1

$$I_1 = \frac{A_f \Delta U(I_0) - A_f U_z}{1 + A_f R_m}. \quad (13)$$

³ Lásd az [1] (9) összefüggést.

⁴ A (8) első tagja tulajdonképpen a külső zavartól mentes szabályzó saját hibáját adja.

A terelőáram hibája a (7) alapján

$$H = \frac{1}{1 + A_f R_m} + \frac{U_z}{\Delta U(I_0)} \cdot \frac{A_f R_m}{1 + A_f R_m} \quad (14)$$

ami megegyező (9)-el, ha $\alpha = 1$, tehát nem számít, hogy a zavarforrás a ΔU ágban, vagy a visszacsatoló ágban van.

Végül vizsgáljuk meg, hogy módosul-e az eddigi eredmény abban az esetben, ha a zavarforrás az R_{m0} ágban van. A 4. ábra alapján felírhatók az előzőekhez hasonlóan az alábbi összefüggések:

$$U_v = U_z + \Delta U(I_0) - I_1 R_m \quad (15)$$

$$I_1 = U_v A_f \quad (16)$$

A (15) és (16)-ból

$$I_1 = A_f \frac{U_z + \Delta U(I_0)}{1 + A_f R_m} \quad (17)$$

behelyettesítve a (6)-ba és rendezve a terelőáram hibája

$$H = \frac{1}{1 + A_f R_m} - \frac{U_z}{\Delta U(I_0)} \cdot \frac{A_f R_m}{1 + A_f R_m} \quad (18)$$

értéküre adódik, ami megegyező az előző eredményekkel.⁵

Megállapítható, hogy a szabályozó körbe bekerülő üzemi frekvenciás azonos fázisú zavarjel által okozott hiba igen nagy lehet, ha az közvetlen az $S_1 S_2$ elektródákon, vagy azokat a szabályzó bemenetével összekötő vezetéseken jelenik meg. Ilyenkor csupán az szabja meg – az egyébként jól működő – szabályozó berendezés által beállított I_1 áram hibáját, hogy az U_z és a $\Delta U(I_0)$ viszonya mekkora. Ugyanis ekkor a (10), (14) és (18) összefüggések jó közelítéssel

$$H \approx \frac{U_z}{\Delta U(I_0)} \quad (19)$$

alakot öltenek, mivel $A_f R_m \gg 1$ és $\alpha = 1$.

Ebből a tényből következik, hogy a laterolog szondák szigetelési minőségének igen jónak kell lennie, mert csak így biztosítható a kifogástalan szelvényminőség. Ez a megállapítás fokozottan érvényes sós iszapok esetében, mivel a $\Delta U(I_0) = I_0 R_{m0}$ összefüggésben szereplő R_{m0} értéke egyenesen arányos az iszapellenállással⁶, így csökkenő iszapellenállás esetén a $\Delta U(I_0)$ érték is csökken és az U_z értéke esetleg alig változik! Ennek következtében sós iszapoknál esetleg a mérés minősége nem lesz jó olyan szondával, amelyikkel normál iszapok esetén még elfogadható.

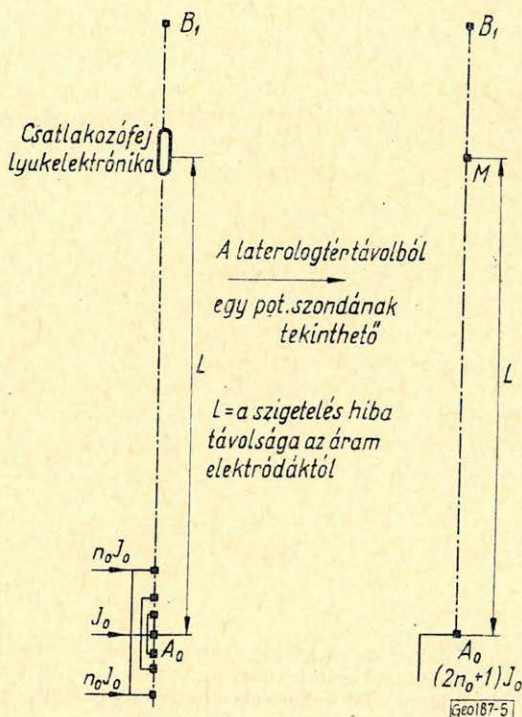
⁵ A (8), (13) és (17) azonos kifejezések kivéve, a második tag előjelét, amely attól függ, hogy a zavarforrás melyik ágban van. Az előjeltől joggal eltekinthetünk, mivel az U_z véletlenszerű esemény hatására keletkezik és előjele úgysem állapítható meg előre. Meg kell jegyezni, hogy gyakorlatilag a zavarforrás ágankénti elhelyezése nem bír reális jelentőséggel, ugyanis a szonda terében nem lehet a zavarforrást egyértelműen egyik, vagy másik ágba helyezni, csupán az $S_1 S_2$ elektródán a szabályzó bemenete felől nézve észlelhető az U_z zavarjel. Annak oka, hogy mégis megvizsgáljuk a különböző ágakba helyezett zavarjel hatását pusztán az, hogy a kapott ekvivalens eredmények alapján belátható legyen – bármilyen szigetelatlenségre, vagy egyéb átcsatolásra fellépő zavarjel azonos típusú hibát okoz és így egyformán kezelhető.

⁶ Lásd az [1] (30) összefüggését és az 5. ábráját.

Az előbbi megállapítás teljes mértékben alkalmazható a lyukelektronika nélküli laterolog méréseknél a kábelben becsatolt zavarjelek esetére. Ugyanis ekkor még teljesen jó szonda esetén is előfordulhat, hogy sós iszapban nem kapnak elfogadható szelvényt, mert az I_0 hatására keletkező ΔU sokkal kisebb lesz, mint a kábelben becsatolt reaktív hiba, mivel az gyakorlatilag független az iszapellenállástól.

A kábelben fellépő zavarjelek hatásának csökkentésére a (10) összefüggés alapján van lehetőség. Ugyanis ha az $S_1 S_2$ elektródák és a zavarforrás közé megfelelően nagy erősítésű erősítőt iktatunk, akkor elérhető, hogy az U_z által okozott zavar elhanyagolható lesz. A lyukműszerben alkalmazott ΔU köri előerősítő még inkább szükséges olyan fúrásokban, ahol a sós iszap mellett nagy a hőmérséklet és a nyomás, ugyanis ilyen helyeken a kábelben nemcsak reaktív átcsatolások keletkezhetnek, hanem a szonda fejekben és a kábeléren fellépő ideiglenes szigetelés-csökkenés miatt az U_z jel azonos fázisú komponense nagyságrendnyit is növekedhet.

Ismételten hangsúlyozni kell azonban, hogy a lyukelektronika előtti átcsatolt zavarjeleket semmilyen más módon nem lehet hatástalanná tenni, csak az elektródrendszer és az elektronika bemenetéig terjedő vezetékek kifogástalan szigetelése képes meggátolni kialakulásukat. Ezért feltétlenül fontos a szondák megfelelő technológiai kialakítása a legsúlyosabb üzemi körülmények esetére is!



5. ábra Физ. 5. Fig. 5.

A lyukerősítő alkalmazásával a kábelben fellépő káros csatolások hatását megszüntetni csak igen nagy erősítésekkel lenne lehetséges, azonban az erősítés növelésének vannak technikai akadályai. Emiatt továbbra is elég szigorú követelményeket kell az egyes kábelerek szigetelésével szemben támasztani, azonban ezek jóval enyhébbek, mint a lyukelektronika nélküli esetben.

A kábelzavar végleges kiküszöbölése csak a teljes szabályzóáramkörnek a lyukműszerben történő elhelyezésével lehetséges.

Következőekben néhány tájékoztató adatot adunk a szükséges kábelszigetelési értékekkel kapcsolatban. A legjobb szigetelésűnek az A_0 elektródához és a lyukműszerhez csatlakozó ereknek kell lenniök. Ezek szigetelésének a fúrólyukban a maximális igénybevétel esetén néhány tíz kohm nagyságrendűnek kell lenni (felszíni ellenőrzés esetén megohm nagyságrendű szigetelésnek felel meg). Valamivel enyhébb követelményeket lehet támasztani az M és A_1 erekkel szemben, mivel az M ér szimmetrikusan terheli a mérendő közettestet és viszonylag nagy a rajta levő jel, az A_1 éren pedig az automatikus szabályozó berendezés úgy állítja be az I_1 áram értékét, hogy az $A_1A'_1$ elektródákból kilépő áram közelítse meg elfogadható mértékben a $\Delta U = 0$ feltételhez tartozó I_1 értéket. Ilyen körülmények között pl. 10 kohm érszigetelés nem okoz hibát. A legkisebb szigetelési követelményeket a B_0 és B_1 erekkel szemben kell támasztani. Ezek esetleg zárlatosak is lehetnek, a mérési eredmény akkor is jó. Fel kell azonban hívni a figyelmet, hogy pseudolaterolog esetén a B_1 ér szigetelésének ugyanolyannak kell lenni, mint az A_1 érének, mivel nem közömbös, hogy az I_1 áram a $B_1B'_1$ elektródákon, vagy máshol tér vissza, ugyanis az utóbbi esetben a pseudolaterolog tér teljesen eltorzulhat.

Meg kell még említeni, hogy egyes esetekben elvégezhető a mérés akkor is, ha esetleg a lyukelektronikát tápláló erek közül az a kábelér, amelyik a felszínen földelve van a rossz szigetelésű. Azonban minden esetben gondos mérlegelést kíván annak eldöntése, hogy a kapott szelvény jó-e. Az ellenőrzést a (10) alapján lehet elvégezni oly módon, hogy az 5. ábrán látható szondaelrendezésből, illetve az ekvivalens potenciálszondából az U_z jel valószínű nagyságrendjét, a rendelkezésre álló R_{m_0} görbeseregéből meghatározzuk az adott lyukviszonyoknak és a használt I_0 -nak megfelelő $\Delta U(I_0) = I_0 R_{m_0}$ értéket és – figyelembe véve, hogy az α a lyukelektronika erősítése (amely a jelenlegi lyukelektronikánál 3000), kiszámítjuk a H értékét. A szelvény elfogadható, ha a $H < 0,01$ értékre adódik. (Ezt az értéket ráhagyással kell megadni, mivel a különböző rétegek hatását még becsülni is nehéz elfogadható pontossággal az U_z alakulása szempontjából).

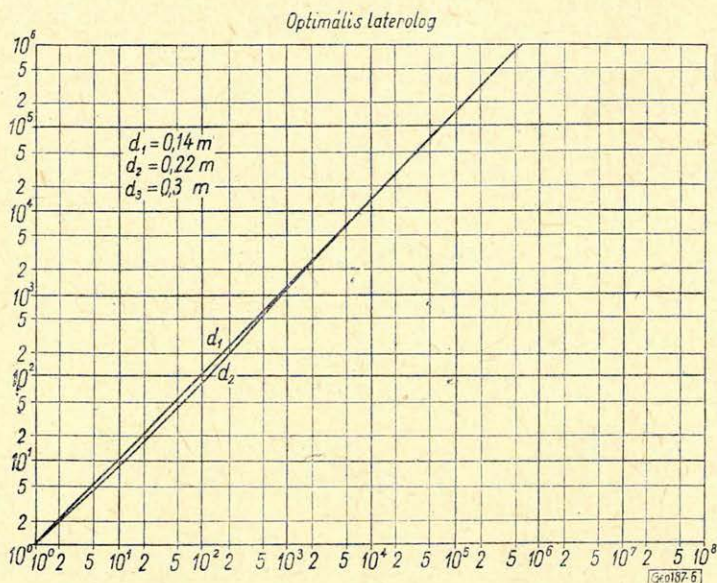
Az U_z értékét a következőképpen határozhatjuk meg: a laterolog szonda A_0 ; $A_1A'_1$ elektródáiból kilépő áramokat úgy tekintjük, mintha azok egyetlen A elektródából lépnének ki és a szigetelési hiba helyén,⁷ mint mérőelektródán az így keletkezett potenciál értékét a q_π és q_c körülbelüli értékének ismeretében a potenciál szondákra vonatkozó közismert összefüggés alapján

$$U_z = U_M = I_0(2n_0 + 1) \frac{q_c |q_c| [q_\pi / q_c]}{k} \quad (20)$$

⁷. Természetesen nem minden esetben lehet a szigetelési hiba helyét egyértelműen meghatározni a fúrólyuknál, de az eddigi üzemi tapasztalatok szerint a jelenleg használt kábelek elfogadható minőségűek; az esetek túlnyomó többségében a szondafejknél és a páncélkábelfej-kábel összekötéseknél lépnek fel a szigetelési meghibásodások.

határozhatjuk meg. A q_π értékére valamely más szelvényből származó olyan átlagértékeket kell venni, amely a szelvényt uralja. Ez a számító eljárás elvileg akkor alkalmazható, ha a B_0 és B_1 elektródák a végtelenben vannak.

A gyakorlatban ezeket az elektródákat véges távolságban helyezük el. Hatásukat nem vesszük figyelembe biztonsági okokból, jól lehet az kedvező, hiszen általában csökkenti a hibahely potenciálját. Célszerű ellenőrizni, hogy az adott elektród elrendezésnél a hibahely és a B , illetve a hibahelyek és az A elektródák közötti távolság közül melyik a kisebb, és lényeges eltérés esetén a kisebbel számolni, ugyanis így kedvezőtlenebb értéket kapunk H -ra. Ez a nagy biztonságra törekvés feleslegesnek látszik, azonban figyelembe kell venni, a terepi méréseknél nem végtelen vastag rétegekkel van dolgunk s ezért, hogy az utólagos meglepetéseket elkerüljük, érdemes biztonsággal számolni.

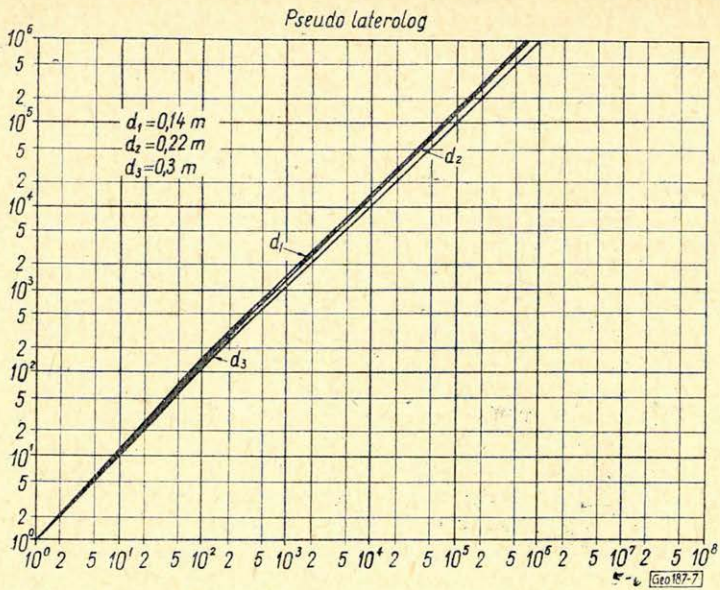


6. ábra Фиг. 6. Fig. 6.

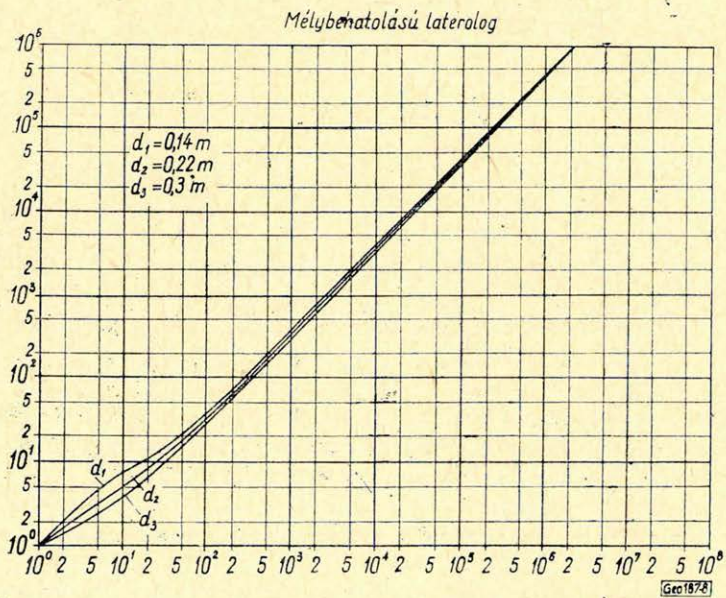
Természetesen ezt az engedményt csak szükségmegoldásként lehet javasolni – az üzemszerű megoldás a jóminőségű szigetelés.

Foglalkozni kell még röviden a szondák üzemkötési, tehát fúrólukkörülmények között történő ellenőrzésével, amely igen fontos tevékenység az üzemi gyakorlatban, mert csak ekkor lehet biztosan eldönteni, hogy a szigetelések kielégítő minőségűek-e? Természetesen szigetelésmérést elvi okokból nem lehet végezni (hiszen az elektródák az iszapon keresztül zárlatosak), hanem a szonda által szolgáltatott adatokat kell felhasználni ellenőrzésre.

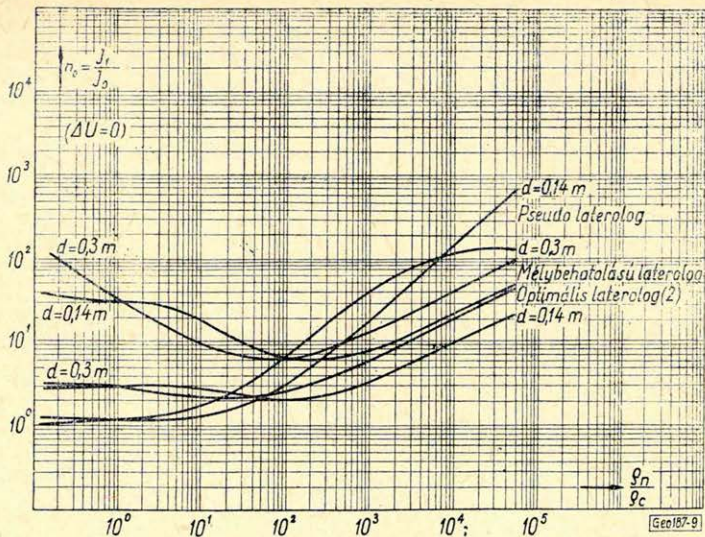
Az ellenőrzés főleg az impermeabilis (kétréteges) viszonylag vastag rétegekben végezhető el megbízhatóan a rendelkezésre álló $q_i/q_c = f[q_\pi/q_c]$ összefüggések és az $I_1 = f[q_\pi/q_c] = 2n_0 I_0$ görbeseregek alapján. Az egyes szondákra vonatkozó $q_e/q_c = F[q_\pi/q_c]$ görbék a 6., 7. és 8. ábrákon láthatók, míg az $n_0 = f[q_\pi/q_c]$ görbék az optimális-, pseudo- és mély behatolású-laterolog szondákhoz a 9. ábrán található.



7. ábra Фиг. 7. Fig. 7.



8. ábra Фиг. 8. Fig. 8.



9. ábra Физ. 9. Fig. 9.

Az ellenőrzés menete a következő: A jól ismert d átmérőjű fúrólukban kiválasztunk egy – lehetőleg kis ellenállású, impermeabilis, elég vastag⁸ réteget és lehetőleg a réteg szimmetriasíkjának közelében megállva leolvassuk a ρ_l látszólagos ellenállásértékét és a terelőáram $I_1 = 2n_0 I_0$ értékét. A $\rho_l / \rho_c = f[\rho_\pi / \rho_c]$ görbékéből az iszapellenállás ρ_c ismeretében meghatározzuk a ρ_π / ρ_c értéket, majd ennek birtokában az n_0 értékét a 9. ábra görbéi alapján. A mérésből és a görbeseregek alapján meghatározott két n_0 értéknek 10–20%-ra meg kell egyeznie jó szigetelésű szonda, illetve kábel esetén. Természetesen a d -t elég pontosan kell ismerni, mert emiatt lényeges eltérés adódhat pl. kavernásodás esetén. Az I_0 értékét az U_0 / R_0 alapján célszerű meghatározni, ahol U_0 a mérőáramkört generátor kapocsfeszültsége, R_0 a korlátozó ellenállás.

Másik ellenőrzési mód a különböző laterológ szondák indikációinak összehasonlítása azonos mélységű impermeabilis helyeken a 6., 7. és 8. ábrák alapján. Főként az M ér szigeteletlenségét lehet ezzel a módszerrel felderíteni (ha a hitelesítés hibátlan) közepes ρ_π / ρ_c kontrasztoknál, mivel ott az előző módszer az $n_0 = f[\rho_\pi / \rho_c]$ görbék lapos minimuma miatt nem mindig szelektív eléggé.

A leggyakoribb hibák és jellemző ismérvek, valamint legvalószínűbb okaik a következők:

– Az I_1 áramot a szabályozó visszafogja zérus, vagy igen kis értékre, a látszólagos ellenállás igen kicsi ahhoz az értékhez viszonyítva, amely a kérdéses helyen várható lenne.

⁸ A minimális rétegvastagság 8–15 m szondatípustól függően. Optimális laterolog szondánál a kisebb, pseudo és mélybehatolású szondáknál a nagyobb értéket kell választani. Természetesen befolyásolja az elfogadható rétegvastagságot az ágyazó kőzetek ellenállása, pl. nagyellenállású mészkő területen az itt megadott vastagság két-háromszorosát kell venni.

Az A_0 vagy az S_1 ér szigetelése rossz, vagy az I_0 kör szakadt.

– Az I_1 áramot a szabályzó igen nagy értékre állítja, gyakorlatilag rendszerint a teljes I_1 áramot kiadja.

Az S_2 vagy az A_1 ér sérült meg.

– Más szelvények alapján (pl. mélybehatolásúnál optimális alapján stb.) az I_1 értéke megfelel az I_0 értékének, de a mért látszólagos ellenállás nem.

Az M ér sérült meg.

– A szelvényen sorozatosan negatív ellenállás-indikációk fordulnak elő, a szabályzó rendszertelenül működik stb.

Több ér szigetelésének egyidejű sérülése szondafejben, azonos szintű csatlakozásoknál stb.

– A lyukelektronikát tápláló egyenáram hirtelen megnő.

Az ún. S_1^0 – pozitív polaritású ér – szigetelése hibásodott meg.

– A lyukelektronikát tápláló S_2^0 ér felszíni megszakítása esetén a tápláló egyenáram nem szűnik meg, csak kissé lecsökken, egyébként kissé nagyobb a tápáram, mint az a műszer normális üzeme esetén.

Az S_2^0 ér szigetelése hibásodott meg. (Ez esetben lehetséges a mérés elvégzése kedvező körülmények esetén, mint azt már az előbbieken ismertettük.)

Végezetül ismételtelen fel kell hívni a figyelmet arra, hogy a jó laterológ mérés egyik legfontosabb feltétele a kifogástalan minőségű szonda és kábel. Igaz a jóminőségű szondák kialakítása és azok ipari szinten történő üzemeltetése nem egyszerű feladat, de mint azt az eddigi gyakorlati eredmények bizonyítják megoldható.

IRODALOM

- [1] Kubina I.: A 7 és 9 elektródás laterológ szabályzási viszonyai.
Magyar Geofizika 1966. VII. 4. szám.

A szovjet tudomány és technika ötven éve

A városligeti vásárvárosban szeptember 1–24 között zajlott le „A szovjet tudomány és technika ötven éve” jubileumi kiállítás. A szakember és a laikus számára egyaránt tanulságos és meggyőző volt mindaz, ami a kiállításon látható volt és az a hatalmas anyagi és szellemi bázis, amely ezeket a termékeket, ezeket az eredményeket képes volt létrehozni.

A kiállítás területére belépő látogatót mindenekelőtt a Vosztok űrhajó monumentalitása nyűgözi le. Már önmagában mint műszaki építmény is bámulatos, de ha a hatalmas testbe beleképzeljük azt a húsz millió lóerőt is, mely a világűrbe jutást lehetővé tette, akkor értjük meg igazán azt az energetikai és műszaki színvonalat, melyet a szovjet ipar és tudomány képvisel.

A kiállítás nem kívánta a szovjet tudomány és technika teljes keresztmetszetét adni, csupán néhány területről akart ízelítőt adni. Ennek megfelelően történt a kiállított anyagok csoportosítása is.

A „Tudomány és felsőoktatás” című kiállításrészben a Szojetunió Tudományos Akadémiája bemutatta a tudós és szakember képzést.

Az „Atomfizika” című pavilonban találkozhatott a néző talán legszemléletesebben a tudományok termelőerővé válásával. A szinte már klasszikusnak tekinthető reaktortechnika mellett a laser kutatás eredményei is bevonulnak a gyakorlati élet alkalmazásába.

A „Világűr meghódítása” kiállításrész a szovjet rakéatechnika fejlődését mutatta be.

A geofizikust legközelebből „A Föld és kincsei” és az „Új anyagok – energetika” érdekelte.

A Szojetunió 22,4 millió km²-nyi területe szinte kimeríthetetlen gazdagságban rejt magában a legfontosabb ásványi nyersanyagokat: a kőolajat, a földgázt, a kőszént és a különböző ércet és ásványokat.

Ezen a hatalmas területen 11 000 földtani kutató csoport kb. 500 000 emberrel dolgozik.

A Föld nagy gazdagsága, a nagy és aktív kutató apparátus és a rohamosan fejlődő kutató-eszközök és műszerek együttesen tették lehetővé, hogy a Szojetunió a legtöbb ásványi nyersanyagtermelésben a világranglista élvonalában haladjon.

A kiállított geofizikai műszerek közül szeretnénk kiemelni a DRSzT–2 szcintillációs két-paraméteres szondát, mely már hazánkban is sikeresen mutatkozott be, az AKSz/L–7 automatikus nagykarottázs berendezést, mely 7000 m mélységig teszi lehetővé a karottázs mérések elvégzését és az SzM–48 típusú magnós szeizmikus berendezést.

A jubileumi kiállítás kapcsán szovjet tudósok számos előadást tartottak a magyar szakemberek és a nagyközönség számára. Mind ezek, mind a kiállítás méltó módon mutatták be a szovjet tudomány és technika ötven éves fejlődését és az elért magas színvonalat.

Sk.

EGYESÜLETI HÍREK

Az egyesületi könyvtár új szerzeményeinek jegyzéke

1966. január 1-től, 1967. június 30-ig

- ÁDÁM GYÖRGY**
Új technika új struktúra
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- ASIMOV, ISAAC**
From Earth to Heaven 17 essays on science
Doubleday, 1966.
- AUTOMATIKA és elektrotechnika**
Tanulmánygyűjtemény
Műszaki Könyvkiadó, 1966.
- BÁLINT ELEMÉR**
Közéltő matematikai módszerek műszaki feladatokkal
Műszaki Könyvkiadó, 1966.
- BENCE PÁL**
A földi elektromágneses tér komponensei és az ionosféra közötti összefüggések vizsgálata. (Kandidátusi értekezés)
Sopron, 1965.
- BOTOND-BOLICS GYÖRGY**
Ma csoda... holnap valóság!
Versenyfutás a képzelettel
Táncsics Könyvkiadó, 1966.
- BÖZSÖNY DÉNES**
Vízkezelésgazdálkodás
Az Orsz. Vízügyi Főigazgatóság kiadványa, 1965.
- BRADY RÓBERT A.**
Tudományos forradalom a termelésben.
Szervezés, etc.
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- BRUS WLÓDZIMIERZ**
A szocialista gazdaság működésének általános problémái.
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- CHADWICK JAMES**
Radioaktivitás
Gondolat Könyvkiadó, 1966.
- CZAPÁRY/HORVAY/REIMAN/Soós**
Geometriai feladatok gyűjteménye 2. kiadás
Tankönyvkiadó, 1966.
- EGYED LÁSZLÓ**
A földrengések és a Föld
Akadémiai Kiadó, 1966.
- EINSTEIN ALBERT**
A speciális és általános relativitás elmélete
3. kiadás
Gondolat Kiadó, 1966.
- ERDEY-GRÚZ TIBOR**
Atomok és molekulák 2. kiadás
Gondolat Könyvkiadó, 1967.
- FÉNYES IMRE**
Fizika és világnézet. Bevezetés a fizika gondolatvilágába
Kossuth Kiadó, 1966.
- FERMI LAURA**
Atom a családban. Enrico Fermi élete
Gondolat Könyvkiadó, 1966.
- GAMOW, GEORGE**
A fizika története (a szerző rajzaival)
Gondolat Kiadó, 1965.
- GEOFIZICSESZKIE iszszledovanija v Kazahsztane.**
Alma-Ata. Izd-vo Kazahsztan 1965.
- GRAVITY anomalies:**
Unsurveyed areas
Editor: Orlin, H.
American Geophysical Union 1966. Geophysical Monographs Series No. 9.
- HARMADIK ötéves terv, A —**
Az Országgyűlés 1966. június 23–25-i ülészakának anyagából
Kossuth Kiadó, 1966.
- HED, SVEN E.**
Elektronikus adatfeldolgozás
Közgazdasági Kiadó, 1965.
- HEGEDŰS ANDRÁS**
A szocialista társadalom struktúrájáról
Akadémiai Kiadó, 1966.
(Szociológiai Tanulmányok I.)
- HEVESI GYULA**
Folyamatos munkarendek alkalmazásának gazdasági, szervezési és szociális kérdései
Akadémiai Kiadó, 1966.
- HOMONNAY HUGÓ**
Az elektronikus adatfeldolgozás és a vezetési módszerek
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- HORVÁTH ÁRPÁD**
Korok, gépek, feltalálók
Gondolat Könyvkiadó, 1966.
- JÁNOSY FERENC**
A gazdasági fejlődés trendvonala és a helyreállítási periódusok
Közgazdasági, Kiadó, 1966.
- KAUFMANN, A.**
Az optimális programozás (Módszerek és modellek)
Műszaki Könyvkiadó, 1964.
- KIS VILÁGATLASZ**
Szerkesztő: Radó Sándor
Kartográfiai Váll. 1965.
- KLAUS, GEORG**
Kibernetika és társadalom
Kossuth Könyvkiadó, 1966.
- KLEINES ABC der Kernphysik und Kern-technik.** Leipzig VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1961.
- KOCH SÁNDOR**
Magyarország ásványai
Akadémiai Kiadó, 1966.

- KORNAI JÁNOS
A gazdasági szerkezet matematikai tervezése
Közgazdasági Kiadó, 1965.
- KÖRNER, HORST
A legyőzött gravitáció
Táncsics Könyvkiadó, 1966.
- KORUNK technikája, 1966.
Szerk. Várhelyi Tamás
Gondolat Könyvkiadó, 1966.
- KREKÓ BÉLA
Lineáris programozás
Átdolgozott bőv. kiadás
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- KULIN GY./KOLOZSVÁRY Gy.
Színes világegyetem
Gondolat Könyvkiadó, 1963.
- LANGE OSKAR
Bevezetés a közgazdasági kibernetikába
Közgazdasági Kiadó, 1967.
- LANGE OSKAR
Optimális döntések
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- LAKOS SÁNDOR
A gazdasági mechanizmus reformjának egyes kérdései
Kossuth Kiadó, 1967.
- LENGYEL TAMÁS/JÁSZ ÁRPÁD
Izotóplaboratóriumi zsebkönyv
Műszaki Kiadó, 1966.
- MAGYARORSZÁG Autóatlasza 1:360 000
Kartográfiai Váll., 1966.
- MAGYAR Szocialista Munkáspárt 9. Kongresszusának jegyzőkönyve. 1966. nov. 28 – dec. 3.
Kossuth Kiadó, 1967.
- NAGY ERNŐ
Laser
Műszaki Kiadó, 1965.
- NAGY honvédő háború története, 1941 – 1945
1: Az imperialista hatalmak háborús előkészületei és a háború kiobbantása
Zrínyi Katonai Kiadó, 1964.
- NAGY honvédő háború története, 1941 – 1945
2: A szovjet nép visszaveri a fasiszta Németországnak a Szovjetunió ellen indított támadását (1941. jún. 21 – 1942. nov.) Zrínyi Katonai Kiadó, 1964.
3: Döntő fordulat a nagy honvédő háborúban (1942. nov. – 1943. dec.)
Zrínyi Katonai Kiadó, 1965.
- RÉNYI ALFRÉD
Valószínűségszámítás
Tankönyvkiadó, 1966.
- REZA, FAZLOLLAH M.
Bevezetés az információelméletbe
Műszaki Kiadó, 1966.
- RÓZSA SÁNDOR
Izotópok az automatizálásban
Műszaki Kiadó, 1966.
- SCIENCE in Hungary
Edited by T. Erdey-Grúz and I. Trencsényi Waldapfel
Corvina Press, 1965.
- STÖLLNER, H.
Gyakorlati impulzustechnika
Műszaki Kiadó, 1967.
- SZATPAEV, K. I.
Izдание trudü 1. Tom:
Dzsoszakzangszkij mednorudnün rajon.
Alma-Ata, Akad. Nauk Kazahszknoj SZSZR, 1967.
- SZATPAEV, K. I.
Szbornik, poszvjacsennün namjati vüdjuscsegozsjazszo vsetvszszkogo ucsego
Alma-Ata AN Kazahszknoj SZSZR, 1965.
- SZIGORSZKI, V. P.
Áramköranalízis
Műszaki Kiadó, 1966.
- SZKP 23. Kongresszusa, A – – 1966. márc. 29. – ápr. 8.
Kossuth Kiadó, 1966.
- T67 – 1. – Technikai érdekességek a világ minden tájáról 1. sz.
Műszaki Könyvkiadó, 1967.
- TÓTH ANTAL/TÓTH FERENC
Lyukkártyatechnika
Közgazdasági Kiadó, 1967.
- VÉCSEY ZOLTÁN
A tudomány rejtelméből
Gondolat Kiadó, 1965.
- VILÁGNÉZETI Nevelésünk
Természettudományos Alapjai
3. köt.: FÁY GYULA: Korunk fizikai világképének alapjai.
HÉDERVÁRI PÉTER: Földszerkezet és földrengések
Tankönyvkiadó, 1966.
4. köt.: RUZSA IMRE: A matematika néhány filozófiai problémájáról
RUZSA IMRE/URBÁN JÁNOS:
Matematikai logika
Tankönyvkiadó, 1966.
- WEINFELD STEFAN
Századunk gyermeke az elektronika
Táncsics Kiadó, 1967.
- WISSENSCHAFT und die Zukunft des Menschen, Die – – 12 Beiträge
München Piper Vlg. 1965.
- ZIELENIEWSKI JAN
Bevezetés a szervezés és a vezetés elméletébe
Közgazdasági Kiadó, 1966.
- YAOHAN CHU
Digitális számítógépek tervezésének alapjai
Műszaki Kiadó, 1966.
- Új folyóiratok
Gerlands Beiträge zur Geophysik Bd. 75.
1966-tól

GEOFYSIKÁLNI Sbornik (Praha) 9. Tom.
1961-től

IAN SZSZSZR Moszkva
Fizika Zemli 1966. évf.-től

MTA Föld- és Bányászati Tudományok Osztályának Közl. I. köt. 1967-től

VESNIK Primenenja Geofizika

REVUE Roumaine de Geologie Géophysique
et Géographie
Série de Géophysique
Tom. 8. 1964-től

STUDII și Cercetări de Geologie
Geofizica, Geografie
Seria Geofizica
2. Tom. 1964-től

Hírek

PÁLYÁZATI FELHÍVÁS

A műszaki felsőoktatás két intézmény típusa, a műszaki egyetem és felsőfokú technikum (műszaki főiskola) között a szükséges kapcsolatok kialakításának meggyorsításához, elmélyítéséhez és tervszerűbbé tételéhez az illetékes szervek munkáján felül, *hatékony társadalmi segítség* is kívánatos. Ennek előmozdítására a *Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége a Művelődésügyi Minisztériummal* közösen pályázatot hirdet az alábbi két témában:

1. A műszaki egyetemek és felsőfokú technikumok (műszaki főiskolák) *kölcsönös hatása* egymás jövőbeni fejlődésére.

2. A műszaki szakemberképzés érdekében milyen a hallgatóságot érintő új és hasznos intézkedések bevezetését teszi lehetővé a kétfajta műszaki felsőoktatási intézmény – műszaki egyetem és felsőfokú technikum (műszaki főiskola) létezése.

Pályadíjak témánként:

I. díj	10 000 Ft
II. díj	6 000 Ft
III. díj	3 000 Ft

A díjnyertes dolgozatokon felül hat további megvételre kerül, összesen 9000 Ft értékben.

A pályázatot jelígezen kell benyújtani.

Határidő: 1967. október 30.

A pályázati felhívásra vonatkozó részletes tájékoztatót folyó év június 30-ig, a *MTESZ Központi Oktatási Bizottságánál* lehet igényelni (Budapest, V., Szabadság tér 17.

Telefon: 120 – 316, vagy 113 – 250/192 mellék).

Budapest, 1967. május 21.

MŰSZAKI ÉS TERMÉSZETTUDOMÁNYI
Egyesületek Szövetsége
Központi Oktatási Bizottság

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Мешко, А.</i> : Математические основы фильтрации по скорости, осуществление ее в цифровом виде и возможности ее аппроксимации I	165
<i>Верё, И.</i> : Интерпретация записей магнитотеллурического зондирования над анизотропной средой	190
<i>Надь, З.—Лантош, М.</i> : Определение вариаций петрографического состава третичного основания бассейна при помощи теллурического частотного зондирования на территории Малой венгерской низменности	198
<i>Тренка, Ш.—Сабо, Г.</i> : Вычисление глубин по гравиметрическим данным в районе бассейна Бичке	206
<i>Д-р Адам, А.—Холло, Л.—Татральяи, М.</i> : О влиянии структурных эффектов (горизонтальных неоднородностей) на кривые магнитотеллурического зондирования	209
<i>Д-р Шебешьен, К.</i> : О некоторых проблемах определения содержания золы в каменных углях по данным каротажа	216
<i>Дер, И.</i> : Радиометрическая аппаратура для ускоренного определения содержания бериллия в образцах горных пород	222
<i>Кубина И.</i> : О проблемах изоляции многоэлектродных зондов бокового каротажа, а также каротажного кабеля	227
Новости в Обществе Венгерских Геофизиков	237

INHALTSVERZEICHNIS

<i>A. Meskó</i> : Über die mathematischen Grundlagen der Geschwindigkeit-Filterung und über die Möglichkeiten deren digitaler Ausführung und Annäherung I.	165
<i>J. Verő</i> : Auslegung der magnetotellurischen Sondierungen über anisotropen Untergrund	190
<i>Z. Nagy—M. Lantos</i> : Bestimmung der petrographischen Änderungen des Tertiären Beckengrundes mit Hilfe tellurischer Frequenzsondierungen in der Kisalföld	198
<i>S. Trenka—G. Szabó</i> : Gravimetrische Tiefenberechnung im Becken von Bicske	206
<i>Dr. A. Ádám—L. Holló—M. Tátrallyay</i> : Über den Einfluss von Struktureffekten (horizontalen Inhomogenitäten) auf die magnetotellurischen Frequenzsondierungskurven	209
<i>Dr. K. Sebestyén</i> : Über einige Probleme der Bestimmung des Aschengehaltes von Steinkohlen auf Grund Bohrlochmessangaben	216
<i>I. Déz</i> : Über eine radiologische Vorrichtung zur schnellen Bestimmung des Berylliumgehaltes von Gesteinsproben	222
<i>J. Kubina</i> : Probleme der Isolation von Mehrelektroden-Sonden und Karottage-Kabeln bei laterologen Bohrlochmessungen	227
Nachrichten des Vereins Ungarischer Geophysiker	237

