

A. АДАМ

О КРИТИКЕ ПРАЙСА МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО МЕТОДА (MT)  
(ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРНОСТИ ПОЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ)

Вслед за изложением критики Прайса магнитотеллурического метода (MT) в статье дается сравнительное математическое обсуждение выводов советской геоэлектрической школы и Прайса. Делается попытка определить величину „ $\nu$ ”, характеризующую размерность поля источника, по мировым наблюдениям пульсаций. Расчеты привели к положительным результатам для магнитотеллурического метода по пульсациям типа  $pc$ , и особенно типа  $pt$ . В статье изложены еще проблемы, поставленные применением теории Прайса.

A. ÁDÁM

ON PRICE'S CRITICISM OF THE MAGNETOTELLURIC METHOD (MT)  
(DETERMINING THE DIMENSION OF THE FIELD OF PULSATIONS)

After describing Price's criticism of the magnetotelluric method (MT) the paper presents a comparative mathematical discussion of the demonstrations given by the Soviet school of geoelectric methods and by Price. Endeavours are made to determine the value „ $\nu$ ” characterizing the dimension of the source field from observations of pulsations covering the whole Earth. The calculations have given positive results in favour of the magnetotelluric method for  $pc$  and particularly  $pt$  type pulsations. Problems involved in the application of Price's theory are also discussed in the paper.

A MAGNETOTELLURIKUS (MT) MÓDSZER PRICE-FÉLE KRITIKÁJÁRÓL  
(A PULZÁCIÓS TÉR KITERJEDÉSÉNEK MEGHATÁROZÁSA)

ÁDÁM ANTAL

1. Bevezetés

Alig közölte CAGNIARD (1953) alapvető elméletét a MT-módszerről, máris bírálója akadt WAIT személyében (1954). A módszer átfogó kritikai elemzését azonban, – figyelembevéve WAIT egyszerűsítő megállapításait is – csak évekkel később végezte el A. T. PRICE (1962, 1964) a globális földmágneses szondázások ismert teoretikusa. Nem véletlen tehát, hogy éppen PRICE vállalkozott erre a feladatra és a MT-módszerekből elméletileg is azt hiányolta, ami a földmágneses szondázások egyik lényeges mozzanatát alkotja: az indukáló tér globális vizsgálatát. PRICE közleménye közel 10 évvel CAGNIARD munkája

A kézirat 1966. II. 2-án érkezett.

után éppen akkor jelent meg, amikor szerte a Földön elvégezték az első MT-szondázásokat és megindult a MT-szondázásokban rejlő lehetőségek kutatása.

Ennek a tanulmánynak az a célja, hogy PRICE tételeinek összefoglalása után elemezze az elméletből a gyakorlati kutatás számára adódó következtetéseket és feladatokat, valamint azok megoldási lehetőségeit.

## 2. A MT-elméletek összehasonlítása

### 21. A Price-féle elmélet elvi összefoglalása és indoklása

Mielőtt PRICE elméletének tételeit összehasonlítanánk valamelyik korábbi, pl. akár a CAGNIARD, akár a ТИХОНОВ-iskola levezetésével, érdemes idézni PRICE (1964) általános elvi megjegyzéseit a mágneses változások és a magneto-tellurikus adatok értelmezéséről.

A CAGNIARD-féle MT-módszerben (implicit!) benne van az a feltevés, hogy az indukáló tér eloszlását nem szükséges ismerni, ha az indukált áramokat, illetve a megfelelő indukált teret számítjuk.

A magnetotellurika a lokális kutatások közé tartozik, akárcsak a föld-mágneses változásokra (főként a  $H_z/H_\theta$  hányadosra) felépített és kisebb területre vonatkozó vezetőképességeloszlási vizsgálatok. PRICE ennek ellenére CAGNIARD-dal szemben azt állítja, hogy az indukáló tér ismerete általában a mérési terület közvetlen környékén nem elegendő. Az indukált áramok ui. a teljes indukáló tér természetétől és megoszlásától, valamint a megfelelő dimenziójú területen a vezető közeg közepes sajátságaitól is függenek. Mínthogy a tér gyakran globális méretű, ez azt jelenti, hogy a gömbfelületre megadott módszerek valamelyikét kell alkalmazni. Ismerve a változó terek (mint pl. az öblök,  $s_e$ ,  $s_q$ ) kiterjedését, valamint ezekkel az egész Földre és különböző mélységekre számított átlagos vezetőképességértékeket, a teljes indukált áramrendszer közepes nagyságát és mélység szerinti eloszlását meghatározhatjuk. A probléma ezek után az adott közepes indukált áramrendszernek a lokális vezetőképesség inhomogenitások által létrehozott „újraelosztására” (redistribution) korlátozódik.

Megjegyzem, hogy a MT anizotrópiával foglalkozó munkáimban (ÁDÁM, 1963, 1964) az abszolút ellipsziseknek megfelelő tenzort éppen a PRICE-féle elvekben hangsúlyozott teljes indukációs áramköri ellenállás ( $Z_e$ ) figyelembevételével fejeztem ki.

Kérdés, hogy ennek a problémának matematikai megfogalmazására milyen módszert talált PRICE és hogyan tette azt numerikus számítással a gyakorlat számára is használhatóvá?

### 22. Az elméletek összehasonlító matematikai tárgyalása

Az alábbiakban összehasonlítjuk PRICE (1962) matematikai levezetését a szovjet geoelektromos-iskola (БЕРДИЦЕВСКИЙ, 1960) képleteivel. A levezetés elektromágneses CGS rendszerben történik,  $\mu = 1$  (mágneses permeabilitás) a terek harmonikus változását  $e^{i\omega t}$  időtényezővel vesszük figyelembe, az eltolási áramokat pedig elhanyagoljuk ( $T > 1$  sec általában). A koordináta

rendszerünkben a Föld a  $z > 0$  félfértezt foglalja el és a vezetőképesség csak  $z$  függvénye:

MAXWELL egyenletek:

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = 4 \pi j = 4 \pi \sigma(z) \mathfrak{E} \quad (1) - (I)$$

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -i\omega \mathfrak{H} \quad (2) - (II)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = 0 \quad (3) - (III)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = 0 \quad (4) - (IV)$$

$\mathfrak{E}$  és  $\mathfrak{H}$  szétválasztása végett képezzük (2) rotációját és (1)-ből helyettesítsük be  $\operatorname{rot} \mathfrak{H}$ -t:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{E} - \nabla^2 \mathfrak{E} = -\nabla^2 \mathfrak{E} = -4 \pi i \omega \sigma(z) \mathfrak{E} \quad (5) - (V)$$

### A szovjet geoelektromos-iskola levezetése

Csak  $z$  irányban terjedő síkhullámokra történik a levezetés, tehát  $x$  és  $y$  irányban nincs változás. Ennek megfelelően a MAXWELL egyenletek komponensekre bontva:

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} \end{array} \right. \quad (1/a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_y = \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} \end{array} \right. \quad (1/b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_z = 0 \end{array} \right. \quad (1/c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_x = -\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} \end{array} \right. \quad (2/a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_y = \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} \end{array} \right. \quad (2/b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_z = 0 \end{array} \right. \quad (2/c)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} = 0 \quad (3/a)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} = 0 \quad (4/a)$$

Az elektromágneses hullámokkal össze nem függő sztatikus tereket elhagyva ( $\mathfrak{E}_z = 0$ ,  $\mathfrak{H}_z = 0$ ) a visszamaradó négy egyenlet szétesik két csoportra. Ezek közül válasszuk ki (1/a) és (2/b) egyenleteket  $\mathfrak{H}_y$  és  $\mathfrak{E}_x$ -re nézve. Ennek megfelelően (5) írható:



$$\nabla^2 \mathcal{E}_x = \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial x^2} = 4\pi i \omega \sigma(z) \mathcal{E}_x \quad (5)$$

ahol

$$\sqrt{-4\pi i \omega \sigma(z)} = k \quad \text{hullámszám} \quad (6)$$

Innen:

$$\mathcal{E}_x = A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z} \quad (7)$$

és

$$\mathcal{H}_y = \frac{k_m}{i\omega} [B_m e^{k_m z} - A_m e^{-k_m z}] \quad (8)$$

ahol  $A_m$  és  $B_m$  a vezető paramétereitől és a változás frekvenciájától függő állandó.  $z$  szintben, többretegű szelvény esetén, az  $m$ . réteg határán a két komponens hányadosa, azaz az impedancia:

$$Z^m(z) = \frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{H}_y} = \frac{i\omega}{k_m} \frac{A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z}}{B_m e^{k_m z} - A_m e^{-k_m z}} \quad (9)$$

#### Price levezetése

Tetszőleges indukáló mágneses térnél a MAXWELL-féle egyenletek,  $j_z = 0$  és  $\mathcal{E}_z = 0$  feltevésével, minthogy az áramok a vezető felszínével párhuzamosan folynak:

$$4\pi\sigma(z)\mathcal{E}_x = \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} \quad (I/a)$$

$$4\pi\sigma(z)\mathcal{E}_y = \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial x} \quad (I/b)$$

$$0 = \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} \quad (I/c)$$

$$i\omega \mathcal{H}_x = -\frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial z} \quad (II/a)$$

$$i\omega \mathcal{H}_y = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial z} \quad (II/b)$$

$$i\omega \mathcal{H}_z = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x} \quad (II/c)$$

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial y} = 0 \quad (III/a)$$

$$\operatorname{div} \mathcal{H} = \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial z} = 0 \quad (IV/a)$$

(III/a) alapján  $P$  potenciállal kifejezve az  $\mathfrak{E}$  komponenseit kapjuk:

$$\mathfrak{E}_x = \frac{\partial P}{\partial y} \quad \text{és} \quad \mathfrak{E}_y = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{VI})$$

(Síkhullámoknál összehasonlításul

$$\mathfrak{E} = -\text{grad } P; \quad \text{tehát pl. } \mathfrak{E}_x = -\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)$$

Az (5)–(V) megoldása felépíthető a következő formájú „elemi megoldásból”:

$$\mathfrak{E} = e^{i\omega t} Z(z) \mathfrak{F}(x, y) \quad (\text{VII})$$

( $Z(z)$  nem azonos az impedanciával!)

ahol

$$\mathfrak{F}(x, y) = \left( \frac{\partial P}{\partial y}, -\frac{\partial P}{\partial x}, 0 \right) \quad (\text{VIII})$$

Ennek megfelelően az (V) egyenlet:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \nu^2 P = 0 \quad (\text{IX})$$

ahol

$$\nu^2 = \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z(z)} - 4\pi i \omega \sigma(z), \quad \text{amelyből} \quad (\text{X})$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \left\{ \nu^2 + 4\pi i \omega \sigma(z) \right\} Z \quad (\text{X/a})$$

Ezek a továbbiakban jelentős szerepet játszó  $\nu$  érték meghatározó egyenletei.

(II)-ből meghatározható a mágneses tér a (VII) és (VIII) egyenlet figyelembevételével:

$$i\omega \mathfrak{H} = -e^{i\omega t} \left( \frac{\partial Z}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial x}, \frac{\partial Z}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial y}, \nu^2 Z P \right) \quad (\text{XI})$$

illetve  $\sigma = 0$  esetén (X/a) megoldására kapott

$$Z = A'e^{-\nu z} + B'e^{\nu z} \quad (\text{XII})$$

egyenlettel kifejezve

$$i\omega \mathfrak{H} = -\nu \text{grad} \{ (-A'e^{-\nu z} + B'e^{\nu z}) P(x, y, \nu) \} = \text{grad } \Omega \quad (\text{XIII})$$

ahol

$$\Omega = (Ae^{-\nu z} + Be^{\nu z}) P(x, y, \nu) \quad (\text{XIV})$$

és

$$A = -A'\nu/i\omega; \quad B = B'\nu/i\omega \quad (\text{XV})$$

$\vec{\Omega}$  a vezetőkön kívül a mágneses tér skalár-potenciálja.

A két tangenciális komponens komplex hányadosa:

$$\frac{E_x}{i\omega H_y} = -\frac{E_y}{i\omega H_x} = -Z(0)/(\partial Z/\partial z)_0 = \frac{A' + B'}{\nu(A' - B')} \quad (\text{XVI})$$

tehát függ  $\nu$ -től.

Ez a komplex kifejezés pl. a  $\sigma_2 = 0$  vezetőképességű alapkőzeten nyugvó és  $D$  vastagságú,  $\sigma_1$  vezetőképességű üledékekkel jellemzett szelvényre

$$\frac{E_x}{i\omega H_y} = \frac{\Theta + \nu + (\Theta - \nu)e^{-2\Theta D}}{\Theta[\Theta + \nu - (\Theta - \nu)e^{-2\Theta D}]} \quad (\text{XVII})$$

ahol

$$\Theta^2 = \nu^2 + 4\pi i\omega\sigma_1 = \nu^2 + i\alpha^2 \quad (\text{XVIII})$$

és

$$\Theta = \sqrt{2} \left[ \left\{ (\alpha^4 + \nu^4)^{\frac{1}{2}} + \nu^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \nu^2 \right]^{\frac{1}{2}} + i \left\{ (\alpha^4 + \nu^4)^{\frac{1}{2}} - \nu^2 \right\} \quad (\text{XIX})$$

szintén függvénye  $\nu$  valós mennyiségnek.

### 23. A „ $\nu$ ” paraméter és befolyása a magnetotellurikus értékekre

PRICE szerint a  $\nu$  paraméter reciprokl értéke az indukáló tér (= forrás tér) horizontális kiterjedésének mértéke. Egyszerű esetben pl.

$$\Omega = Ae^{-\nu z} P(x, y, \nu) = Ae^{-\nu z} \cos \nu x$$

a vezetón kívüli mágneses skalárpotenciálban  $\lambda = 2\pi/\nu$  hullámhosszúságú mezőnek felel meg  $x$  irányban. A CAGNIARD által vázolt esetet kapjuk  $\nu = 0$ ,  $P = y$  értékeknél.

$\nu$  szélsőértékeire Price  $\nu_1 = 1,57 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$  ( $L_1 = \frac{2\pi}{\nu_1}$  = a Föld kerülete)

és  $\nu_2 = 1,57 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$  ( $L_2 = \frac{2\pi}{\nu_2}$  az ionoszférás áramok magasságának négyszerese) értékeket adta meg.

A (XVIII) képletnek megfelelő komplex hányadost  $D$  és  $\nu$  függvényében PRICE után az 1. ábrán mutatjuk be.  $\frac{\sigma}{T} = \frac{10^{-14} [\text{emu}]}{10^2 [\text{sec}]} = \frac{10^{-3} [\Omega^{-1} \text{m}^{-1}]}{10^2 [\text{sec}]}$  esetében.

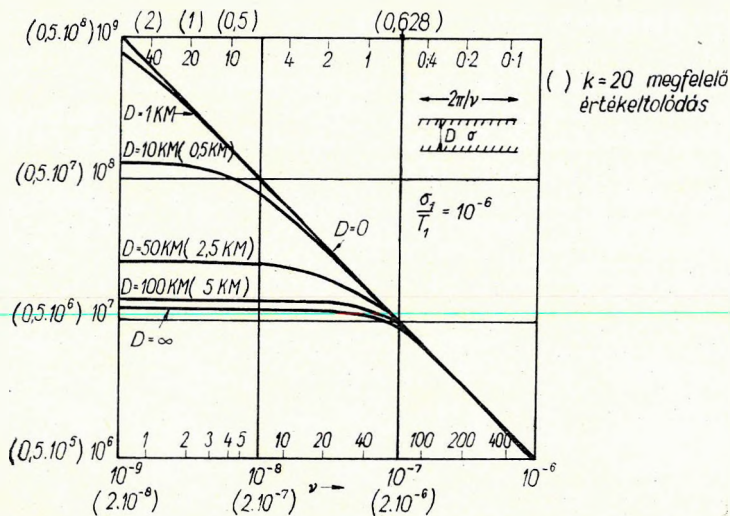
Láthatjuk, hogy a komplex hányados (impedancia) bizonyos értékeknél kisebb, mint a CAGNIARD-féle feltevés szerint ( $\nu = 0$ ) lennie kellene. Ennek eredményeként természetesen a mélységlépték is eltolódik és  $D$  értékét is túlbecsüljük, ha a CAGNIARD-féle elméleti görbékkel végezzük el a kiértékelést.

Megjegyezzük, hogy a csehszlovák kutatók 1965-ben  $\frac{\rho_z}{\rho_1} \left( \frac{A_1}{h_1} \right)$  elméleti görbét

közöltek a tér dimenziójának ( $\beta$ ) függvényében ( $\beta = A_1/L$ ; ahol  $L = \frac{2\pi}{\nu}$ ;

;  $A_1 = \sqrt{10T\rho_1}$  (PETR, PĚČOVA, PRAUS, 1964), amellyel a számítást kétréteges szelvény esetén a PRICE-féle elméletnek megfelelően elvégezhetjük.





1. ábra. Az E/ωH érték változása az indukáló tér dimenzióinak függvényében Price szerint (A zárójeles értékek a Magyar Medence geoelektromos viszonyainak megfelelően módosítva.)

Fig. 1. Изменение величины E/ωH в зависимости от размерностей возбуждающего поля по Прайсу. (Указанные в скобках значения поправлены в соответствии с геоэлектрическими условиями Венгерского бассейна)

Fig. 1. Variation of the value E/ωH as a function of the dimensions of the inductive field. (The values in parenthesis are modified according to the geoelectric conditions of the Hungarian basin)

Felvetődik a kérdés, hogy PRICE 21. pontban vázolt elképzelését a közepes (indukált) áramrendszernek lokális vezetőképességi inhomogenitásoknak megfelelő újra-elosztásáról mennyiben veszi figyelembe a fenti matematikai levezetés?

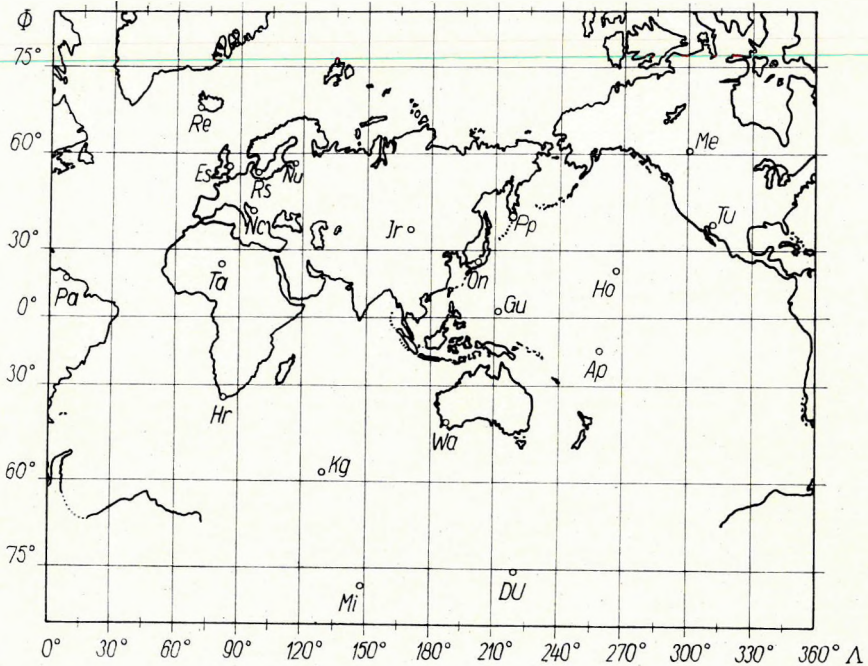
Erre nézve kísérleti anyag nem áll rendelkezésünkre.

### 3. A tér kiterjedésének (: dimenzióinak) meghatározásáról

A tér terjedelmének, vagy ha a térbeli eloszlást periódikusnak tekintjük, hullámhosszának meghatározásával, PRICE becsléseitől eltekintve, eddig nem foglalkoztak. Ismeretes az irodalomban néhány jellegzetes változástípus, mint pl. az öbölhábörgások, S<sub>q</sub>-járás stb. equivalens ionoszférás áramrendszere. Ezekből nyerhetünk már ν-re nézve néhány tájékoztató adatot. Ezek azonban többnyire nagyperiódusú változások és feltehetően ezekre adta meg PRICE a ν = 10<sup>-8</sup> cm<sup>-1</sup>-es „jó közelítő” értéket. A felszínközeli gyakorlati kutatás, de a felsőköpeny vizsgálata számára is igen érdekesek a pulzációs terek. Bár számos koherenciavizsgálatról tudunk a pulzációkra vonatkozóan, amint arról korábban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965) összefoglalóban beszámoltunk, ezekből a pulzációs tér dimenzióira nézve nem tudunk exakt következtetést leszűrni, az államások kis száma, valamint eloszlása miatt, legfeljebb alsó (és a kutatás számára nem kedvező) határbecsléseket végezhetünk. Ebben a

munkában az eddigi térelemzésünk (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965, 1965/a) eredményeit szeretnénk a pulzációs tér dimenzióinak becslésére felhasználni.

Térelemzésünkben 19 obszervatórium pulzációregisztrátumait dolgoztuk fel. Az állomások eloszlását a 2. ábra mutatja. „Első közelítésben” azonos forrásból eredőnek tekintettük azokat a pulzációkat, amelyek az egyes állomásokon azonos ütemben változó amplitúdójú zavart hoznak létre, figyelmen kívül hagyva a koherenciát, sőt a frekvenciák azonosságát is. (Ezt előtanulmánynak tekintjük a koherens pulzációk vizsgálatához.) 1958. június 9-én



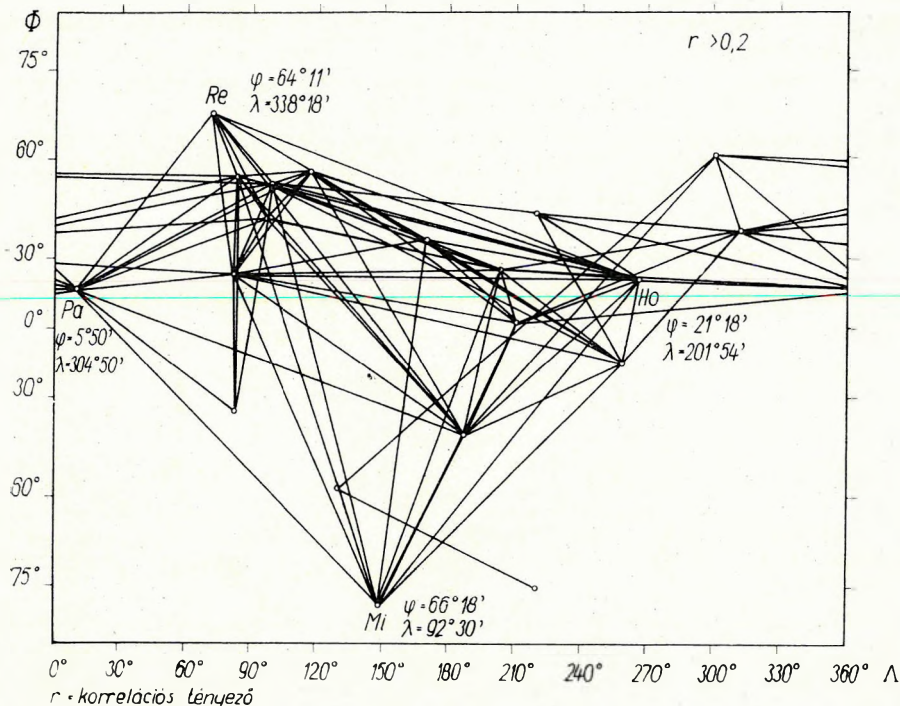
2. ábra. A pulzációs tér elemzésére felhasznált obszervatóriumok térképe (Ádám, Verő, Wallner 1965)

Фиг. 2. Карта с указанием обсерваторий, использованных для анализа поля пульсаций. (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 2. Map of observatories used for analysing the field of pulsations. (Ádám, Verő, Wallner 1965)

6 órán keresztül (0–1, 7–8, 12–13, 13–14, 18–19, 20–21 h GMT között), 2,5 percenként az egyes szakaszok maximális amplitúdóit olvastuk ki és minden egyes obszervatóriumpárra kiszámítottuk a korrelációt. A világméretű eloszlási függvény meghatározására a 6 (vagy egyes esetekben kevesebb) korrelációs faktor mediánját használtuk fel és bizonyos korrelációnál (így 0,8; 0,6; 0,4; 0,2) jobb kapcsolatú obszervatóriumokat a térképi ábrázolásnál összekötöttük (l. pl. a 3. ábrán a 0,2-nél jobb korrelációban levő állomásokat). Jellegzetes pc-s (12–13 h GMT) és pt-s órára (18–19 h GMT) a 0,6-nál jobb korrelációjú állomások térképét külön is megrajzoltuk (l. 4. és 5. ábra).





3. ábra. 0,2-nél jobb korrelációjú obszervatóriumok az 1958. június 9-i átlagos pulzációs tér esetén (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

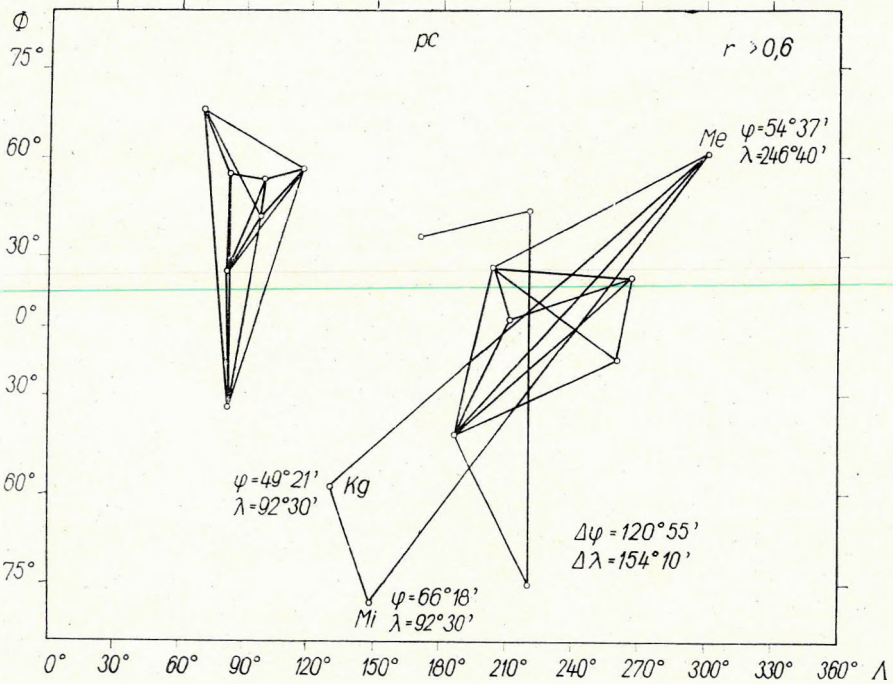
Фиг. 3. Обсерватории с корреляцией лучшей 0,2 для поля средних пульсаций 9-го июня 1958 г. (Адам, Верё, Валлер, 1965)

Fig. 3. Observatories with a correlation better than 0,2 for the field of average pulsation on the 9<sup>th</sup> of June, 1958 (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

A pc-s és pt-s források térbeli dimenzióinak különbsége feltűnő. A pt (pi2) típusú pulzációk, mint az amplitúdóváltozások alapján számított korrelációs térkép mutatja, nemcsak a helyi idő szerinti éjszakai oldalon jelentkeznek, hanem a nappalin is, és ezért forrás dimenziói lényegesen nagyobbak, mint azt az eddigi pt tanulmányok alapján várhatjuk. A pt-nek a Föld nappali oldalán pc-növekedés felel meg, mint azt korábbi tanulmányunkban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965/a) részletesen elemeztük és kimutattuk.

Ha ezek után számszerű értékeket szeretnénk kapni a tér dimenzióira a fenti vizsgálatból, tisztáznunk kell, hogy milyen korrelációs határokat kell alapul vennünk. PRICE az  $L = \frac{2\pi}{\nu}$  értéket hullámhossznak nevezi, és ez magá-

ban foglalja a periodicitás fogalmát, azaz pl. a korreláció ( $r$ ) csökkenését egyről nullára, majd növekedését nulláról egyre. Ezen az alapon a határokat a még kapcsolatnak nevezhető 0,2-es korrelációs térkép alapján számíthatjuk. Fel-



4. ábra. pc-típusú pulzációs tér esetén egymással 0,6-nál jobb korrelációban levő obszervatóriumok (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

Фиг. 4. Обсерватории в взаимной корреляции лучшей 0,6 для поля пульсаций типа pc. (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 4. Observatories with a mutual correlation better than 0,6 for the field of pc type pulsations. (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

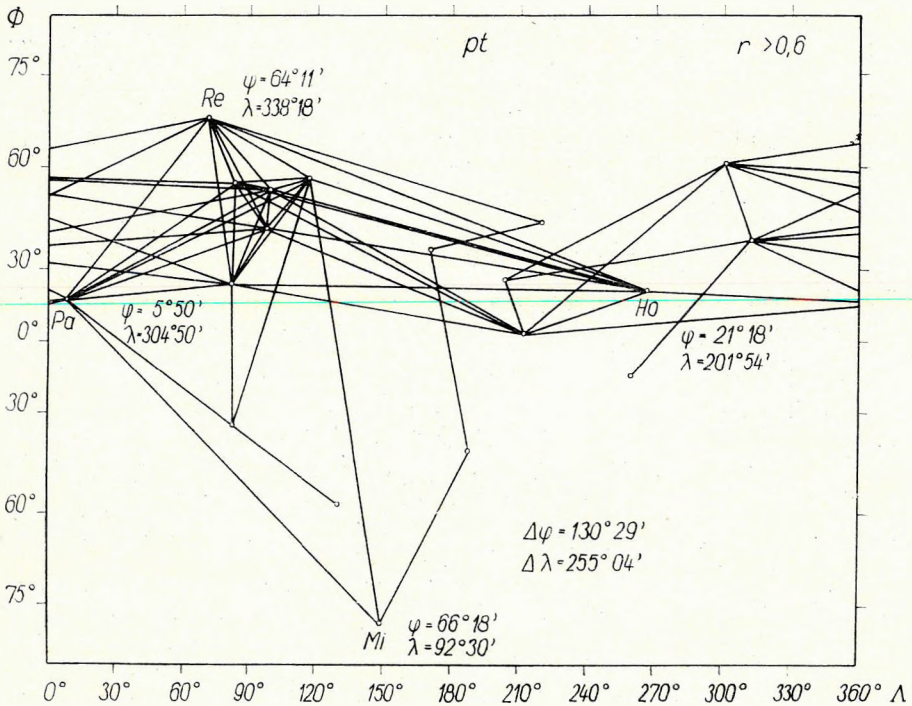
tétlenül mindkét gömbi koordináta irányában meg kell a  $\nu$  értéket adni, mint-hogy a szélességi irányban  $\nu$  (sok esetben lényegesen) nagyobb. Így az 1958. június 9-i átlagos pulzációtér számára a következő értékek adhatók meg:

$$r = 0,2 \text{ alapján } \left. \begin{array}{l} \nu_b = 4,3 \cdot 10^{-9}; (\Delta\varphi = 130,5^\circ); (L_\varphi = 14\,500 \text{ km}; 2,76) \\ \nu_\lambda = 2,2 \cdot 10^{-9}; (\Delta\lambda = 255^\circ); (L_\lambda = 28\,400 \text{ km}; 1,41) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{rendű} \\ \text{szférikus} \\ \text{harm.} \end{array}$$

Ha szigorúbb határt szabunk, pl. 0,6-os korrelációt és külön vizsgáljuk a pc és pt típusú pulzációkat akkor pc-nél:

$$\begin{array}{l} \nu_\varphi = 4,7 \cdot 10^{-9} (\Delta\varphi = 121^\circ) L_\varphi = 13\,400 \text{ km } 2,98 \text{ rendű szf. harmonikus} \\ \nu_\lambda = 3,7 \cdot 10^{-9} (\Delta\lambda = 154^\circ) L_\lambda = 17\,000 \text{ km } 2,34 \text{ rendű szf. harmonikus} \end{array}$$

pt-nél a 0,6-os korreláció határai megegyeznek a 0,2-re számított értékkel az átlagos pulzációs tér esetében.



5. ábra. pt (pi2) típusú pulzációs tér esetén egymással 0,6-nál jobb korrelációjú obszervatóriumok (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

Фиг. 5. Обсерватории в взаимной корреляции лучшей 0,6 для поля пульсаций типа pt (pi2). (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 5. Observatories with a mutual correlation better than 0,6 for the field of pt (pi2) type pulsations (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

(Tetszésszerinti korrelációs határ megválasztása mellett számíthatók a  $\nu$  értékek az előbb említett tanulmányunkban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965) között

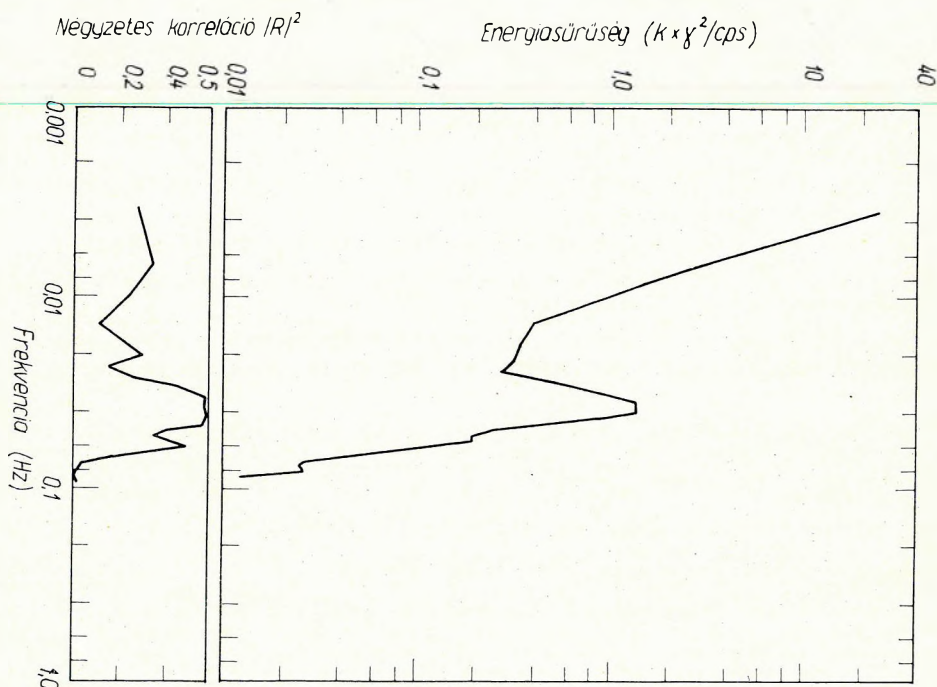
$$R = 0,94 e^{-0,2\Delta t - 0,23\Delta\varphi} + 0,06$$

korrelációs egyenlet alapján, ha az egyik határra nézve ( $t$ , vagy  $\varphi$ ) valamilyen adatunk van.  $\Delta t$  a két obszervatórium helyi ideje közötti különbséget jelenti órákban.  $\Delta\varphi$ -t pedig  $10^\circ$ -os egységben kell behelyettesíteni.)

Az előzőekben említett kutatásainknál szigorúbb koherencia-vizsgálatokat végeztek S. P. SRIVASTAVA, J. L. DOUGLASS, S. H. WARD (1963). 6 állomást helyeztek el mintegy 100 km távolságban egymástól közel észak–déli irányban Meanook és Cardston között. A pulzációknál megfelelő ionoszférás források (hidromágneses hullámokból keletkezett!) magasságából következtetve ( $D - F_2$  réteg) ilyen távolságra vártak szabálytalanságot. A  $H_z$  (vertikális) és  $H_x$  (észak–déli irányú horizontális) mágneses komponens jó korrelációja  $T = 30$  sec mellett megerősítette a síkhullám feltevés helyességét a kér-



déses területen. Különösen jó korrelációt kaptak a frekvenciaspektrum csúcsainál. (L. a 6. ábrán.) Ez WARD elméletének alátámasztását adja, amely szerint jel és zajtípusú pulzációk vannak. A jeltípusú pulzációk dimenziói világmérőek, míg a zaj lokális ionoszférás forrásokból származik. A jeltípusú pulzációknál a  $\varrho(\sqrt{T})$  diagram szórása is lényegesen kisebb.<sup>1</sup> WARD és munkatársai dimenziószámítást nem végeztek.



6. ábra. Energiasűrűség és négyzetes korreláció ( $R^2$ ) a frekvencia függvényében az észak-déli földmágneses komponensben Srivastava, Douglass és Ward (1963) 3. sz. mérési pontján (1961. augusztus 18-án,  $10^{09} - 11^{06,5}$  LMT)

Фиг. 6. Плотность энергии и квадратная корреляция ( $R^2$ ) в зависимости от частоты по меридиональной составляющей геомагнитного поля, на пункте измерения № 3 Стривастава, Дугласса и Варда (1963). (18-го августа 1961 г.,  $10^{09} - 11^{06,5}$  LMT)

Fig. 6. Energy density and square correlation ( $R^2$ ) as a function of frequency in the North-South geomagnetic component on the measuring point No. 3. of Srivastava, Douglass and Ward (1963) (On the 18<sup>th</sup> of August, 1961,  $10^{09} - 11^{06,5}$  LMT)

TAKÁCS ERNŐ (1964) a  $\left| \frac{H_z}{E} \right|$  ( $\varphi$ ) függvényt kívánja a pulzációs tér jellemzé-

sére felhasználni, a belső eredetű, azaz az altalajból származó szabályos rész levonása után. Kétségtelen, hogy a maradék kapcsolatban van a forrás természetével, egy állomás adataiból azonban a forrás méreteire és „helyváltatásaira” következtetni eléggé bizonytalannak látszik.

<sup>1</sup> Ez a tény alátámasztja a tellurikus tér homogeneitásának jellemzésére bevezetett paraméterünk helyességét (Ádám, Verő, 1962), amely relatív tellurikus-ellipszis pontszórásán alapszik.

#### 4. Néhány gyakorlati következtetés

PRICE vizsgálatait üledékes medencékre, így hazai viszonyokra is először TAKÁCS ERNŐ értelmezte (1964). Erre (XVII) képlet ad lehetőséget. Ha  $\sqrt{\sigma_1/T_1}$  érték megváltozik, az 1. ábrán  $\nu$   $K$ -szorosára nő,  $D$  és  $\frac{E_x}{i\omega H_y}$  pedig  $K$ -ad részére csökken, ahol

$$K = \sqrt{\frac{\sigma_2 T_1}{\sigma_1 T_2}}; \sigma_1 = 10^{-14} [\text{emu}]; T_1 = 100 \text{ sec}$$

TAKÁCS  $\sigma_2 = 10^{-12}$  [emu] és  $T_2 = 20$  sec mellett végezte el átszámítását, így:  $K = 22,3$ . ( $K = 20$ -nak megfelelő koordináta-eltolódásokat is feltüntetjük az 1. ábrán.) A helyzet tehát lényegesen javult. (A tér dimenziójára nézve a követelmény 22,3-ed részére csökkent.) Szinte lokális méretű terekkel végezhető a kutatás az eredeti CAGNIARD-féle feltevésnek megfelelően, ha az üledékvastagság kb. 0,5 km-nél nagyobb.

PRICE által közölt térdimenziók a fenti követelményeket messzemenően kielégítik (sőt PRICE modelljénél ( $\sigma/T = 10^{-16}$  emu/sec) is használható a  $\nu = 0$  közelítés  $D \cong 10$  km esetén).

A fenti értékekkel kapcsolatban lényeges az, hogy a terek dimenziói az ionoszféra magasságával nincsenek kapcsolatban, annak sokszorosát teszik ki.

A felsőköpenykutató MTSz-kal kapcsolatban gyakran hangoztatják az utóbbi időben (Empfehlungen der VII. Tagung, Moskau, 1964), hogy azokat a kristályos kőzet kibúvásán ( $\rho \gg 1000 \Omega\text{m}$ ) legcélszerűbb elvégezni, mert így a jólvezető üledék hatása a kiértékelést nem zavarja, a nagyobb mélységű szakasz több részlete kifejezésre juthat a látszólagos ellenállásban. Ennek ellene mond a Price-féle elmélet, amely szerint (l. a fenti számításokat!) a tér dimenzióinak a szerepe éppen ebben az esetben jelentősen megnőhet. A szondázási helyek kiválasztása csakis a kétféle szempont összeegyeztetésével történhet.

Érdekes kérdést vet fel a  $\nu_\varphi \neq \nu_z$  egyenlőtlenség is. Eszerint a különböző irányú terekkel végzett mérések jósága, megbízhatósága különböző. Ez pl. az  $\rho(\sqrt{T})$  görbe szórásában, az anizotrópia-ellipszisek bizonytalanságában is kifejezésre juthat. A Nagycenk melletti obszervatórium MTSz görbénél is megfigyelhető egy ilyen tendencia ( $\mu_{e_x} < \mu_{e_y}$ ).

A 3. fejezetben pt-re megadott lényegesen nagyobb forrásméretek alapján javasolható, hogy a MTSz-pulzációs szakaszát főként éjjeli mérésekkel meghatározott pt-pulzációk alapján számítsák ki.

Mint hogy a kéreg legfelső részén (10–15 km mélyen) rendszerint a pc 4, de főként a pc 5 pulzációk ( $T = 45–150$  sec és  $T = 150–600$  sec) segítségével több helyen (Rügen szigetén, Nagycenk mellett, Srobarován stb.) jólvezető réteget indikáltak az MTSz-görbékkel és ez az ismert hőmérséklet-mélység összefüggésekkel nehezen magyarázható, szükségesnek látszik elsősorban a pc 5 pulzációk térelemzése. Ezek, mint ismeretes, a korábbi nevezéktan szerinti Lpc-k, főként a sarkvidéki övekre, tehát viszonylag szűkebb területre jellemzőek. Ettől függetlenül a (látszólagos) jólvezető rétegek tektonikai ere-

detűek is lehetnek. Felmerülhet a parthatás kérdése, sőt közeli magmatartályokat is jelezhetnek. A kérdés eldöntése esetenként további alapos vizsgálatot igényel.

PRICE egyébként a MT-módszert az impedancia modulusának és argumentumának egyidejű meghatározásával kívánja pontosabbá tenni. Ez az eljárás egy fölös adatot szolgáltat, amellyel a tér dimenziói is meghatározhatók. Erre nézve kísérletet kellene végezni valamilyen ismert és nyugodt településű geológiai alakzat felett.

Megjegyezzük még, hogy PRICE munkája eddig viszonylag kis visszhangot keltett, feltehetően azért, mert a gyakorlati jellegű kutatást kevésbé érinti. A szovjet irodalom például szintén keveset foglalkozott a kérdéssel azon kívül, hogy az 1964. évi regionális konferencián Moszkvában a magnetotellurikával kapcsolatos ajánlások közé bevettük a kérdés megvizsgálását.

Megoldásra vár még az elmélet kidolgozása többretegű modelleknél.

#### IRODALOM

- ÁDÁM, A. (1963): A földkéreg és a felső-köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. Kandidátusi értekezés.
- ÁDÁM, A. (1964): Über die Berechnung der magnetotellurischen (MT) Anisotropie. Freiburger Forschungshefte, C 168, 1–48, Berlin.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. (1962): Előzetes beszámoló a MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumának országos földi áramméréseiről. Geofizikai Közlemények, X, (1–4), 27–37, Budapest.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. – WALLNER, Á. (1965): A földi elektromágneses tér pulzációinak térbeli eloszlása. I. rész. A pulzációk eloszlása a földrajzi hosszúság és szélesség függvényében az egész Földön Geofizikai Közlemények.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. – WALLNER, Á. (1965/a): A földi elektromágneses tér pulzációinak térbeli eloszlása II. rész. A  $\rho_c$  és  $\rho_t$  (pi2) típusú pulzációk kapcsolata. Geofizikai Közlemények.
- БЕРДИЧЕВСКИЙ, М. Н. (1960): Электрическая разведка методом теллурических токов. Гостоптехиздат.
- SRIVASTAVA, S. P. – DOUGLASS, J. L. – WARD, S. H. (1963): The application of the magnetotelluric and telluric methods in Central Alberta. Geophysics.
- CAGNIARD, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics, 18, 605–635, Littleton.
- Empfehlungen der VII. Tagung der Europäisch-Asiatischen Region Moskau, Juni 1964., Empfehlung C 4. 1.
- PETR, V. – PĚČOVÁ, J. – PRAUS, O. (1964): A study of the electric conductivity of the Earth's mantle by magnetotelluric measurement at Srobárova (Czechoslovakia). Geofysikální Sborník, 208, 407–447., Prága.
- PRICE, A. T. (1962): The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. Journal of Geophysical Research, 67., (5), 1907–1918, Washington.
- PRICE, A. T. (1964): A note on the interpretation of magnetic variations and magnetotelluric data. Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, XV, (4), 241–249. Tokió.
- ТАКÁCS, Е. (1964): Magnetotellurikus műszer és módszerfejlesztési vizsgálatok és alkalmazásuk a geofizikai kutatásban. Kandidátusi értekezés.
- WAIT, I. R. (1954): On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field. Geophysics, 19, 281–289, Littleton.
- WIESE, H. (1962): Geomagnetische Tiefentellurik. Teil II. Geofisica pura e applicata, 52, 83–103, Milano.