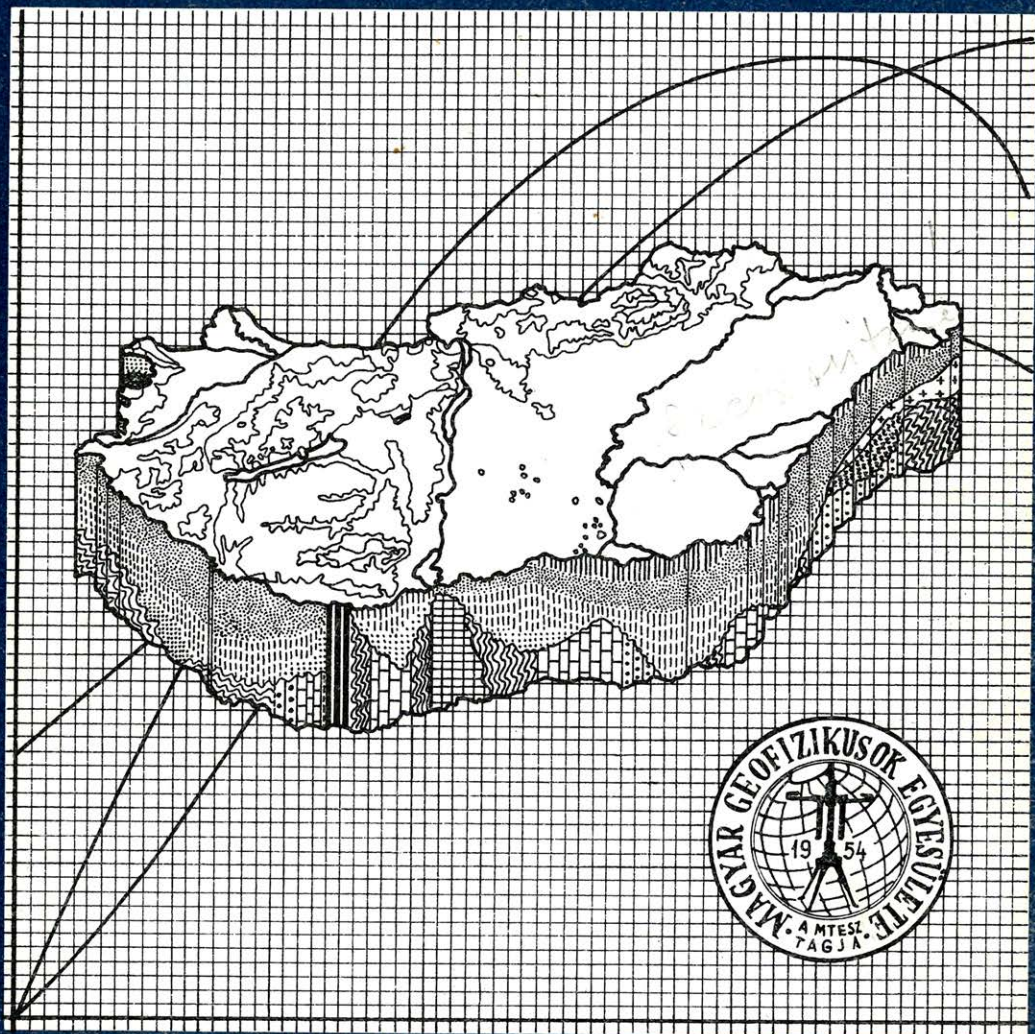


MAGYAR 4-5 GEOFIZIKA



Orlandy
A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1987. XXVIII. ÉVFOLYAM, 4-5. SZÁM

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Dobróka Mihály</i> : Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai. II. rész: horizontálisan inhomogén földtani szerkezet	121
<i>Szulyovszky Imre</i> : Szeizmikus és mélyfúrási geofizikai adatok korrelációja akusztikus szelvények alapján	140
<i>Cermak Vladimír – Bodriné Cvetkova Lujza</i> : Közép és Kelet-Európa geometrikus modellje ...	153
Egyesületi hírek	152
Hírek	190

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Доброка М.</i> : Функции сдвига и адсорбционного — дисперсионные свойства боли типа ляви часть II.: Горизонтально неоднородная геологическая структура	121
<i>Сувевски И.</i> : Корреляция данных сейсморазведки и промысловой геофизики на основании акустических профилей	140
<i>Чермак В. — Бодри Л.</i> : Моделирование геотермического поля Центральной и Восточной Европы	153

CONTENTS

<i>Dobróka M.</i> : The displacement functions and the absorption-dispersion properties of seam-waves of the Love-type. Part II.: horizontally inhomogeneous structure	121
<i>Szulyovszky I.</i> : On the correlation of seismic and borehole data based on sonic logs	140
<i>Cermak V. — Bodri L.</i> : Geothermal model of Eastern and Central Europe	153

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztőbizottság: Deres János, Kilényi Éva, Meskó Attila, Rádlér Béla, Verő József

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

vizsgálata céljából. Tóth Gézával közösen irányították a Nemzetközi Geofizikai Év során Tihanyban folytatott földárapály megfigyeléseket, melyek eredményei nemzetközi elismerést váltottak ki. A 60-as évek elején több dolgozatban foglalkozott a luniszoláris hatás vizsgálatának kérdéseivel.

Halálával egy rendkívül gazdag szakmai életút zárult le. Elmondhatjuk hogy a magyar geofizika nagy egyénisége hagyott itt minket, aki önmagát nem kímélve, minden nehézség ellenére következetesen haladt előre a maga elé kitűzött úton. Tudományos eredményeivel örökre beírta nevét szakmánk történetébe. Szerény, csendesen mosolygó és mindig baráttian segítőkész egyéniségével pedig kollégái szívébe.

Varga Péter

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András felelős szerkesztő

A szerkesztőség címe: Budapest VI., Anker köz 1. fem. 17. 1368 Telefon: 429-754

Kiadja: a Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat

Budapest IX., Közraktár u. 4. 1093

Telefon: 175-200

Felelős kiadó: Budai Ferenc főigazgató

87.787., Állami Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

* * *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a hírlapkiadásos hivataloknál és a Posta Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodáján, 1900 Budapest V., József nádor tér 1., vagy átutalással a 215-96 162 pénzforgalmi jelzőszámra. Egy szám ára: 32,50 Ft. Előfizetés félévre: 97,50 Ft, egy évre: 195,- Ft. Külföldön terjeszti a Kultúra Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat, 1389 Budapest, pf. 149. és a Magyar Média 1392 Budapest, pf. 279. 86-253. Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében Megjelenik évente hatszor.

Index: 26 507

Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai

II. rész: horizontálisan inhomogén földtani szerkezet

DOBROKA MIHÁLY*

A dolgozat a WKBJ módszer alapján tárgyalja a háromréteges aszimmetrikus horizontálisan inhomogén disszipatív földtani modellben terjedő Love-típusú telephullámok komplex diszperziós relációját és elmozdulásfüggvényeit. A diszperziós egyenlet numerikus megoldásai alapján elemzi a széntelep és az ágyazó kőzetek inhomogenitásainak tomográfiai kimutathatóságát a fázissebesség és az abszorpciós tényező vonatkozásában egyaránt.

В статье рассматривается, на основе метода WKBJ, отношение комплексной дисперсии каналовых волн типа Лява, распространяющихся в трехслойной, асимметричной, горизонтально неоднородной геологической модели.

Исходя из численного решения уравнения дисперсии, анализируется томографическое обнаружение угльной толщи и неоднородностей окружающих пород как по фазовой скорости, так и коэффициенту поглощения.

Using the WKBJ-method dispersion relations and displace functions are given for Love seam-waves propagating in a horizontally inhomogeneous asymmetrical three-layered anelastic seismic channel. By means of numeric solutions of the derived dispersion equation the tomographic detectability of horizontal inhomogeneities of the seam and those of the adjacent rocks are analysed.

Bevezetés

A dolgozat első részében tárgyalt három- vagy többréteges modell a telephullámok legfontosabb tulajdonságainak vizsgálatát lehetővé teszi. A rétegzettség a telephullámok tulajdonságainak meghatározásában döntő fontosságú de nem az egyedüli tényező. A gyakorlatban fontos szerepet játszik az inhomogenitás is ezen belül elsősorban a réteghatárokkal párhuzamos irányban jelentkező – a továbbiakban horizontális – inhomogenitás. Horizontálisan inhomogén veszteségmentes aszimmetrikus háromréteges földtani modellben terjedő Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és diszperziós relációját Dobróka (1983) vezette le. Ebben a dolgozatban a problémát általánosabb, az első részben bevezetett (a konstans Q és Kelvin-modellt határesetként visszaadó) veszteséges anyagmodell feltételezésével tárgyaljuk.

1. Az inhomogén veszteséges közeg mozgásegyenlete és a testhullám-megoldás

Az inhomogén közegben terjedő Love-típusú telephullámok diszperziós relációjának és elmozdulásfüggvényeinek levezetésére a mozgásegyenletről indulunk ki, amely az időfüggést $e^{i\omega t}$ alakban szeparálva így írható

$$-\rho\omega^2 u_i = \mu \Delta u_i + (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \lambda}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \mu}{\partial x_k} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

* Nehézipari Műszaki Egyetem, Geofizikai Tanszék 3515 Miskolc-Egyetemváros.

ahol u_i a komplex elmozdulásvektor i -ik komponense, ρ a sűrűség, λ , μ a komplex Lamé-állandók és az egyező indexekre összegezni kell 1-től 3-ig. Homogén közegben a Love-típusú telephullámok horizontálisan polarizált transzverzális hullámok, amelyek a mozgásegyenlet alapján a

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2)$$

mellékfeltétellel tárgyalható. Inhomogén közegben azonban ez a mellékfeltétel nem köthető ki közvetlenül.

Ismeretes, hogy inhomogén közegben a P és S hullámok között csatolás jön létre, ami abban nyilvánul meg, hogy a P hullám terjedése során a közeg inhomogenitásától függően S hullámot generál és viszont (Cervený, 1980). Ez azt jelenti, hogy a két hullámtípus nem tárgyalható egymástól függetlenül, így nem köthető ki a (2) feltétel sem. Hasonló csatolásról telephullámok esetén is beszélhetünk: a P–SV típusú Rayleigh és az SH típusú Love-telephullám egymástól nem szeparálható. A csatolás azonban első közelítésben elhanyagolható, ha a közeg gyengén inhomogén. A következőkben ezzel a közelítéssel élve a Love- és Rayleigh-hullámokat szeparálhatónak tételezzük fel és kikötjük a (2) feltételt. Ekkor a mozgásegyenletet

$$-\rho\omega^2 u_i = \mu \Delta u_i + \frac{\partial \mu}{\partial x_k} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

alakban írjuk fel, ahol I/(10) szerint

$$\mu = \mu^*(1 + i\varepsilon), \quad \varepsilon = \varepsilon' + \omega\vartheta. \quad (4)$$

Love-típusú telephullámok tárgyalására alkalmas legegyszerűbb modell a háromréteges összetétel, amelyben a $H = 2d$ vastagságú széntelep különböző anyagi minőségű végtelen feltérrel modellezett ágyazó kőzetek zárják közre. A koordinátarendszert az I/1. ábrán látható módon vesszük fel. Az egyes rétegeket jellemző ρ , μ^* , ε' , ϑ mennyiségek az x_1 , x_2 , x_3 koordináták függvényei lehetnek, a telepátvilágításos tomográfiai vizsgálatoknál azonban a hullámterjedési viszonyokat döntően az anyagjellemzők x_1 , x_2 függése határozza meg, azaz

$$\rho_j = \rho_j(x_1, x_2), \quad \mu_j^* = \mu_j^*(x_1, x_2), \quad \varepsilon_j = \varepsilon_j(x_1, x_2), \quad \vartheta_j = \vartheta_j(x_1, x_2)$$

ahol $j = 0, 1, 2$ a rétegeket jellemző index.

Horizontálisan inhomogén közegben vízszintes síkban indított SH-hullám polarizációs állapota nem változik meg, így az elmozdulásvektor a hullám pályája mentén minden pontban

$$\mathbf{s} = (u_1, u_2, 0)$$

alakban írható fel. A (3) mozgásegyenlet ekkor a

$$\begin{aligned} \Delta u_1 + N^2 k_0^2 u_1 - \frac{2}{N} \left(2 \frac{\partial N}{\partial x_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial N}{\partial x_2} \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial N}{\partial x_2} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) &= 0 \\ \Delta u_2 + N^2 k_0^2 u_2 - \frac{2}{N} \left(2 \frac{\partial N}{\partial x_2} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial N}{\partial x_1} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial N}{\partial x_2} \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

alakot ölti, ahol $k_0 = \frac{\omega}{\beta_0}$ hullámszám dimenziójú frekvenciafüggő mennyiség,

β_0 konstans, $N = \frac{\beta_0}{\hat{\beta}} \left(\hat{\beta} = \sqrt{\frac{\mu^*(1+i\varepsilon)}{\varrho}} \right)$ az I. részben bevezetett komplex testhullám-törésmutató, amely horizontálisan inhomogén közegben az x_1, x_2 koordináták függvénye $N_j = N_j(x_1, x_2), j = 0, 1, 2$.

1.1. A mozgásegyenlet WKBJ megoldása testhullámok esetén

A horizontálisan inhomogén összletben terjedő Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeinek levezetéséhez a mozgásegyenlet testhullám megoldásának ismerete szükséges. Ha az (5) egyenletben szereplő N testhullám-törésmutató a helykoordináták lassan változó függvénye, akkor a hullámmegoldás a Wenzel, Kramers, Brillouin és Jeffrey által kidolgozott ún. WKBJ módszer segítségével származtatható le.

Keressük a megoldást

$$u_1 \sim A(x_1, x_2)e^{i\Phi(x_1, x_2)}, u_2 \sim B(x_1, x_2)e^{i\Phi(x_1, x_2)}$$

alakban, ahol Φ a komplex fázisfüggvény, A és B lassan változó függvények.

Az (5) egyenletbe való behelyettesítés és rendezés után a $\Delta A, \Delta B$ tagokat elhanyagolva, az

$$(A^2 + B^2)(i\Delta\Phi + N^2k_0^2 - \text{grad}^2\Phi) + i(\text{grad}\Phi, \text{grad}(A^2 + B^2)) - \frac{2i}{N}(A^2 + B^2)(\text{grad}N, \text{grad}\Phi) = 0 \quad (6)$$

egyenletet kapjuk. Az egyenlet közelítő megoldása

$$\text{grad}\Phi_0 = k_0 N e \quad (7)$$

azaz $\Phi_0 = k_0 W$, ahol $W = \int N ds$ az ún. eikonál függvény, a vonalintegrál pedig P_0 és P között a hullám pályája mentén képzendő (e a hullám terjedésének irányába mutató egységvektor). A (2) egyenlet ebben a közelítésben kielégíthető, ha

$$A = -Ne_2, B = Ne_1, \quad (8)$$

azaz $A^2 + B^2 = N^2$. A (6) egyenletben első lépésben elhanyagolt tagokat (7) és (8) alapján közelítve a

$$\text{grad}^2\Phi_1 = N^2k_0^2 \left[1 + \frac{i}{N^2k_0^2} (e \text{ grad} N) \right] \quad (9)$$

eredményre jutunk, ahol felhasználtuk, hogy

$$\Delta_0 \approx k_0 e \text{ grad} N.$$

Feltéve, hogy a közeg gyengén inhomogén és a fázisfelület nem erősen görbült (11)-ben gyököt vonhatunk és sorfejtést alkalmazhatunk. A magasabb rendű tagokat elhanyagolva a

$$\text{grad}\Phi_1 = e \left[Nk_0 + \frac{i}{2N} e \text{ grad} N \right]$$

egyenletet kapjuk, azaz ebben a közelítésben a komplex fázisfüggvény

$$\Phi_1 = k_a \int_{P_0}^P N ds + i \cdot \ln \frac{N}{N_0},$$

a mozgásegyenlet közelítő megoldása pedig

$$u_1 = -u_0 e_2 \sqrt{\frac{N}{N_0}} e^{ik_0 \int N ds}, \quad u_2 = u_0 e_1 \sqrt{\frac{N}{N_0}} e^{ik_0 \int N ds} \quad (10)$$

ahol $N = N_0(P_0)$, u_0 a kezdeti feltétel által meghatározott konstans amplitúdó.

Disszipatív közegben a törésmutató komplex mennyiség: $N = N^* + iN'$. A (10) megoldás ezért az

$$u_1 = -u_0 e_2 \sqrt{\frac{N}{N_0}} e^{-\int a ds} e^{ik_0 \int N^* ds}, \quad u_2 = u_0 e_1 \sqrt{\frac{N}{N_0}} e^{-\int a ds} e^{ik_0 \int N^* ds} \quad (11)$$

formát ölti, amely horizontálisan inhomogén közegben haladó csillapodó transzverzális hullámot ír le, $a = k_0 N'$ az abszorpciós tényező. Gyakorlati (szeizmikus) jelentősége csak az ún. gyengén csillapodó hullámoknak van, melyeket $N' \ll N^*$ feltétel jellemez. Ekkor a hely függvényében lassan változó $\frac{N'}{N^*}$ nagyságú fázistolást elhanyagolva a mozgásegyenlet WKBJ megoldása az adott közelítésben

$$u_1 = -u_0 e_2 \sqrt{\frac{N^*}{N_0^*}} e^{-\int a ds} e^{ik_0 W}, \quad u_2 = u_0 e_1 \sqrt{\frac{N^*}{N_0^*}} e^{-\int a ds} e^{ik_0 W} \quad (12)$$

A (6) egyenlet megoldását tovább finomíthatjuk. Ha azonban az inhomogenitás okozta reflexiót nem kívánjuk vizsgálni (a hullámok közötti csatolást már korábban elhanyagoltuk) a mozgásegyenlet közelítő megoldásaként a (10) függvényeket fogadhatjuk el. Az (5) egyenletek alapján belátható, hogy a közelítő megoldás akkor jó, ha teljesül a

$$\Psi(x_1, x_2) = \frac{1}{|N_0^2 k_0^2|} \left| \frac{5}{4} \left(\frac{1}{N} \text{grad } N \right)^2 - \frac{1}{2N} \Delta N \right| \ll 1 \quad (13)$$

feltétel. A Ψ mennyiség a közeg inhomogenitásának mértékét jellemzi. Ha (13) teljesül, akkor a közeget – az adott frekvencián történő hullámterjedés szempontjából – gyengén inhomogénnek nevezzük.

2. A mozgásegyenlet WKBJ-megoldása telephullámok esetén

Homogén összletben a telep síkjában terjedő Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvénye

$$u(x_1, x_2, x_3, t) = \tilde{u}(x_3) e^{i(\omega t - k_0 n(e_1 x_1 + e_2 x_2))}$$

alakban írható fel, ahol n a telephullámot jellemző frekvenciafüggő törésmutató. Az elmozdulások x_3 koordinátától való függése tehát szeparálható. A továbbiakban feltételezzük, hogy a telephullám elmozdulásoknak ez a tulajdonsága inhomogén összlet esetén is fennáll. Ez akkor indokolt, ha a telepbeli β_0 testhullámsebesség hullámhossz nagyságrendjében nem változik meg a $\tilde{\beta} - \beta_0$ különbséggel

összemérhető mértékben, ahol $\tilde{\beta} = \min. \{\beta_1^*, \beta_2^*\}$. Jó hullámvezetők esetén $\tilde{\beta} - \beta_0 \approx \beta_0$ ez a feltétel a gyenge inhomogenitás feltételénél nem jelent erősebb megszorítást.

A fenti elmozdulásfüggvény egy másik tulajdonsága, hogy a telep síkjába eső x_1, x_2 koordinátáktól úgy függ, mint egy ebben a síkban haladó testhullám, csupán az n törésmutató lesz az N (konstans) testhullám törésmutatótól eltérő frekvenciafüggő mennyiség. A homogén összletben terjedő telephullámok elmozdulásfüggvényeinek ez a sajátossága horizontálisan inhomogén összlet esetére is általánosítható. Az (5) egyenlet Love-típusú telephullám megoldását ezért

$$u_i(x_1, x_2, x_3) = \tilde{u}(x_3) u^*(x_1, x_2) \quad (14)$$

alakban keressük, ahol \tilde{u} az x_3 -tól függő amplitúdó függvény, u_i^* pedig az x_1, x_2 koordinátáktól a testhullám-megoldáshoz hasonló módon függ.

Az eredmények egyszerűbb diszkutálása és a numerikus megoldás egyszerűsége végett első lépésben a csupán az x_1 irányban változó összletben az x_1 tengely mentén terjedő Love-típusú telephullámokra adjuk meg a mozgásegyenlet WKBJ megoldását.

2.1. Love-hullámok egyirányban változó összletben

Feltételezésünk szerint a rétegek mindegyikében a komplex torziómodulusz – és ennek megfelelően a testhullámokra bevezetett komplex törésmutató (mint anyagjellemző) – az x_1 koordináta függvényében változik:

$$N_0 = N_0(x_1), N_1 = N_1(x_1), N_2 = N_2(x_1).$$

Az elmozdulás $s = (0, u, 0)$ a három közegben a

$$\Delta u + N^2 k_0^2 - \frac{2}{N} \frac{\partial N}{\partial x_1} \frac{\partial u}{\partial x_1} = 0$$

egyenletet elégíti ki, amelynek testhullám megoldása (10) alapján

$$u = u_0 \sqrt{N} e^{ik_0 \int N ds} \quad (15)$$

Az $u = Nv$ helyettesítéssel (5)-ből a

$$\Delta v + N^2 k_0^2 v = v \left\{ 2 \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dx_1} \right)^2 - \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dx_1^2} \right\} \quad (16)$$

egyenletet kapjuk. Mivel v változásának karakterisztikus távolsága a hullámhossz, az N változását jellemző távolságot L -lel jelölve a (16) jobb oldalán álló kifejezés nagyságrendje pl. $N_0^2 k_0^2 v$ -hez viszonyítva $\frac{\lambda^2}{L^2}$, így gyengén inhomogén közegben elhanyagolható és (15) ebben a közelítésben

$$\Delta v + N^2 k_0^2 v = 0$$

alakban írható. Az egyenlet testhullámokat megadó WKB megoldását síkhullám közelítésben az ismert (Budden, 1966)

$$v \sim \frac{1}{\sqrt{N}} e^{ik_0 \int N dx}$$

formula adja meg, amely N -nel való osztás után a (15)-ből is megkapható.

A telephullám-megoldást (14)-nek megfelelően

$$v(x_1, x_3) = u(x_3) \frac{1}{\sqrt{n}} e^{ik_0 \int^{x_1} ndx}$$

alakban vesszük fel, ahol n a háromrétegű összeteben terjedő telephullám x_1 koordinátától és a frekvenciától függő komplex törésmutatója. A (16) egyenletbe való behelyettesítés után a

$$\frac{d^2 \tilde{u}}{dx_3^2} + (N^2 - n^2) k_0^2 \tilde{u} + \left\{ \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx_1} \right)^2 - \frac{1}{2n} \frac{d^2 n}{dx_1^2} + \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dx_1^2} - 2 \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dx_1} \right)^2 \right\} \tilde{u} = 0$$

eredményre jutunk. Gyengén inhomogén összetettség esetén, a kapcsos zárójelben szereplő mennyiség elhanyagolható az egyenletben szereplő első két taghoz képest, azaz

$$\Psi(x_1) = \frac{1}{|(N^2 - n^2) k_0^2|} \left| \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx_1} \right)^2 - \frac{1}{2n} \frac{d^2 n}{dx_1^2} + \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dx_1^2} - 2 \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dx_1} \right)^2 \right| \ll 1 \quad (17)$$

Ekkor az $\tilde{u}(x_3)$ amplitúdókra

$$\frac{d^2 \tilde{u}}{dx_3^2} + (N^2 - n^2) k_0^2 \tilde{u} = 0 \quad (18)$$

egyenletek adódnak, a telephullám-elmozdulás függvényeit pedig az $u = Nv$ összefüggést felhasználva

$$u(x_1, x_3, t) = \tilde{u}(x_3) \frac{N}{\sqrt{n}} e^{-i(\omega t - k_0 \int^{x_1} ndx)}$$

alakban kapjuk meg. A (18) egyenlet $x_3 = \pm \infty$ -ben reguláris megoldása

$$\tilde{u}_0(x_3, N_0) = A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}}$$

$$\tilde{u}_1(x_3, N_1) = A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_1^2 - n^2}}$$

$$\tilde{u}_2(x_3, N_2) = B_2 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}}$$

ahol A_0, B_0, A_1, B_2 a peremfeltételek alapján meghatározható mennyiségek.

Az $x_3 = \pm d$ réteghatárokon a kinematikai és feszültségi peremfeltételeknek teljesülni kell, azaz

$$u^{(0)}|_{x_3=d} = u^{(1)}|_{x_3=d}, u^{(0)}|_{x_3=-d} = u^{(1)}|_{x_3=-d}$$

$$\mu_0 \frac{\partial \tilde{u}^{(0)}}{\partial x_3} \Big|_{x_3=d} = \mu_1 \frac{\partial u^{(1)}}{\partial x_3} \Big|_{x_3=d}, \mu_0 \frac{\partial u^{(0)}}{\partial x_3} \Big|_{x_3=-d} = \mu_1 \frac{\partial u^{(1)}}{\partial x_3} \Big|_{x_3=-d}$$

Ezek az egyenletek az A_0, B_0, A_1, B_2 mennyiségekre lineáris algebrai egyenletrendszerként jelentenek, melynek triviálisától különböző megoldásai az egyenletrendszer determinánsának eltűnése esetén léteznek. Ez a feltétel az

$$e^{4ik_0d\sqrt{N_0^2(x_1)-n^2}} = \frac{1 + \frac{\mu_1(x_1)}{\mu_0(x_1)} \sqrt{\frac{N_1^2(x_1)-n^2}{N_0^2(x_1)-n^2}}}{1 - \frac{\mu_1(x_1)}{\mu_0(x_1)} \sqrt{\frac{N_2^2(x_1)-n^2}{N_0^2(x_1)-n^2}}} \frac{1}{2} \quad (19)$$

egyenletre vezet, amely az x_1 irányban inhomogén háromrétegű disszipatív összletben terjedő Love-típusú telephullámok diszperziós relációja. A benne szereplő n komplex törésmutató az egyenlet numerikus megoldásával meghatározható. Mivel az N_0, N_1, N_2 törésmutatók az x_1 koordináta függvényei, a (19) egyenlet az $n(x_1)$ függvényt adja meg.

A WKBJ közelítés adott rendjében kapott diszperziós reláció formailag megegyezik a dolgozat első részében homogén összletre levezetett eredménnyel. A különbség csupán az N_0, N_1, N_2 és n törésmutatók x_1 -függésében van. A magasabb rendű WKBJ közelítések a diszperziós relációt is módosíthatják, azonban ez a korrekció matematikailag túlságosan komplikált eredményre vezet, amelynek gyakorlati alkalmazása nem valószínű.

A telephullámok diszperzív hullámok. A diszperziót a telepvastagság és az összlet anyagi paraméterei határozzák meg. Inhomogén csatorna esetén a hullám pályája mentén a diszperziós tulajdonságok folyamatosan változnak, ami arra vezet, hogy a keltett hullámcsomag amplitúdó és fázis spektrumába az inhomogenitás által determinált változások állnak be. Ez a változás egyfelől bonyolultabbá teszi a hullámjelenséget, másfelől azonban információt hordoz a közeg inhomogenitásáról, így az összlet vizsgálatára ad módot.

A telepben az elmozdulás

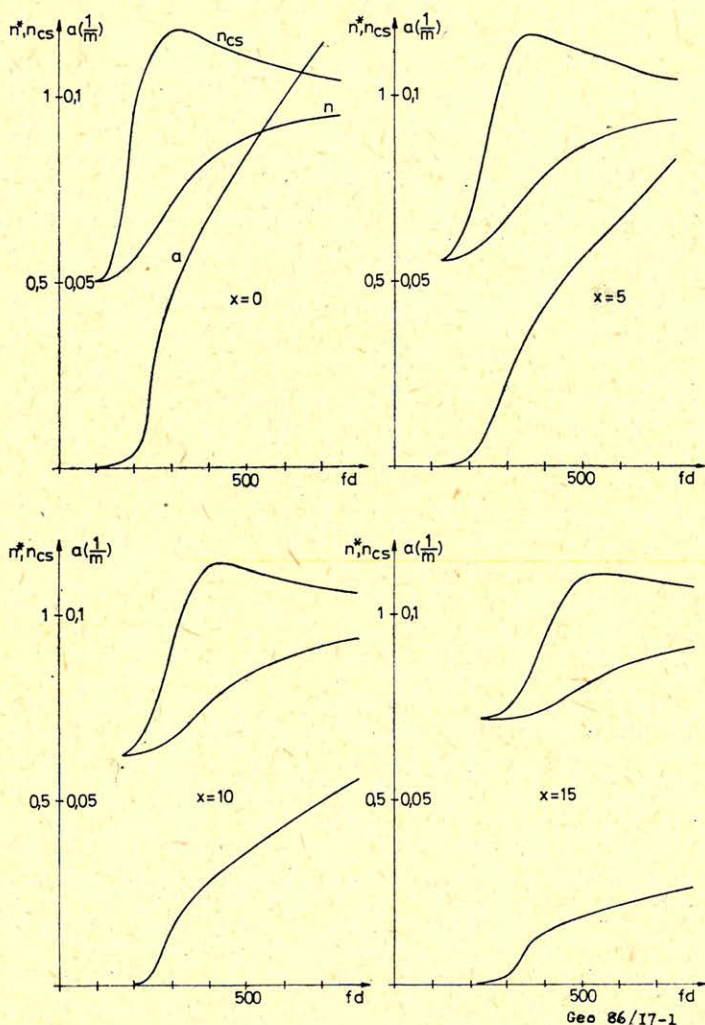
$$u^{(0)} = (A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + B_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}}) \frac{N_0}{\sqrt{n}} e^{-i(\omega t - k_0 \int n ds)}$$

alakú.

Az amplitúdó változását meghatározó $\frac{N_0}{\sqrt{n}}$ mennyiség lokális jellemző, ezért mérésével csak a geofon szűk környezetéről kapunk információt. Az összletet a hullám pályája mentén jellemző paraméterek hatása az $\int_{z_1}^{z_2} n ds$ mennyiségben kumulálódik. A törésmutató (komplex volta miatt) az amplitúdó és fázisspektrumban egyaránt integráltan jelentkező mennyiség, amelynek alapján a hullámút (ill. annak szűk környezete) vagy a telepet behálózó nagy számú átvilágítási sugár segítségével a telepes összlet egésze vizsgálható. Ez adja a diszperziós reláció jelentőségét.

Az inhomogenitás hatásának szemléltetésére az 1. ábrán a diszperziós reláció $N_0 = 1 - 0,02X - i0,05(1 - 0,05X)$, $N_1 = 0,5$, $N_2 = 0,4$ esetre kapott numerikus

megoldását mutatjuk be, ahol $X = \frac{x_1}{\lambda_A}$ (λ_A a domináns Airy frekvenciához tartozó módus hullámhossza). Látható, hogy a telep inhomogenitása mind a diszperziós mind az abszorpciós viszonyokat (a) érzékenyen bedolyásolja. Az ábrából kiténik az is, hogy az f^* levágási frekvencia az inhomogenitás következtében jelentősen változik.



1. ábra. Telephullám-törésmutató és abszorpciós tényező mint a frekvencia függvénye inhomogén csatorna esetén ($N_0 = 1 - 0,02x - i0,05(1 - 0,05x)$)

Рис. 1. Частотная характеристика показателя преломления и коэффициента поглощения в случае неоднородного волновода ($N_0 = 1 - 0,02x - i0,05(1 - 0,05x)$)

Fig. 1. Channel wave refractive index and absorption coefficient versus frequency x half thickness in the case of inhomogeneous channel ($N_0 = 1 - 0,02x - i0,05(1 - 0,05x)$)

2.2. Love-típusú telephullámok horizontálisan inhomogén összetételben

Széntelepes összetetek szeizmikus átvilágítása rendszerint a telep síkjában (a feltáró- és keresztvágatokból) történik. A térbeli vizsgálat ezen síkból kiemelkedő geofon és robbantópont elhelyezést kívánna meg, ennek feltétele azonban ritkán adott. Így tomográfiai módszerekkel is rendszerint az összetétel horizontális inhomogenitásának meghatározása történik. A következőkben a Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és abszorpciós-diszperziós relációját vezetjük le horizontálisan inhomogén összetételben. Az egyes rétegek komplex testhullám törésmutatói az x_1, x_2 koordináták függvényei, azaz

$$N_0 = N_0(x_1, x_2), N_1 = N_1(x_1, x_2), N_2 = N_2(x_1, x_2).$$

Bevezetve az

$$u = N v$$

jelölést a mozgásegyenlet az (5) egyenlettel ekvivalens

$$\Delta v_i - N^2 k^2 v_i - \frac{2}{N} \frac{\partial N}{\partial x_k} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} = v_i \left\{ \frac{2}{N^2} \frac{\partial N}{\partial x_k} \frac{\partial N}{\partial x_k} - \frac{1}{N} \Delta N \right\} - \frac{2}{N^2} \frac{\partial N}{\partial x_i} \frac{\partial N}{\partial x_k} v_k \quad (20)$$

alakban is felírható, melynek testhullám megoldása (10) szerint így írható fel

$$v_1 \sim -\frac{e_2}{\sqrt{N}} e^{ik_0 \int N ds}, v_2 \sim \frac{e_1}{\sqrt{N}} e^{ik_0 \int N ds}$$

a telephullám-megoldást pedig (14) alapján a

$$v_1(x_1, x_2, x_3, t) = -\frac{e_2}{\sqrt{n}} \tilde{u}(x_3) e^{-i(\omega t - k_0 \int n ds)}$$

$$v_2(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{e_1}{\sqrt{n}} \tilde{u}(x_3) e^{-i(\omega t - k_0 \int n ds)}$$

alakban vesszük fel, ahol n a telephullámot jellemző komplex törésmutató, amelyet a későbbiekben levezetendő komplex diszperziós reláció határoz meg, ds a telephullám pályája mentén felvett ívelem, $e = (e_1, e_2, 0)$ a telephullám terjedésének irányában felvett egységvektor.

A fenti elmozdulások (20) egyenletbe helyettesítve a

$$\begin{aligned} \Psi_j(x_1, x_2) = & \frac{1}{|(N_j^2 - n^2)k_0^2} \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n} \text{grad } n \right)^2 - \frac{1}{2n} \Delta n - 2 \left(\frac{1}{N_j} \text{grad } N_j \right)^2 + \\ & + \frac{1}{N_j} \Delta N_j + \frac{1}{N_j^2 n} \left(\frac{\partial N_j}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial N_j}{\partial x_1} e_2 \right) \left[\frac{N_j}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial n}{\partial x_1} e_2 \right) - \right. \\ & \left. - 2 \left(\frac{\partial N_j}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial N_j}{\partial x_1} e_2 \right) \right] \ll 1, \end{aligned} \quad (21)$$

feltétel teljesülése esetén az $\tilde{u}(x_3)$ amplitúdó-mélység függvényre ismét a (18) egyenletet kapjuk ($j = 0, 1, 2$), ahol azonban $N_j = N_j(x_1, x_2)$.

A $\psi_j \ll 1$ feltétel a j -ik réteg gyenge inhomogenitásának feltétele. A ψ_j -re kapott kifejezés x_1 irányban változó összlet és x_1 irányú hullámterjedés esetén a (17) feltételt adja vissza.

Az amplitúdó-mélység függvényeket az

$$\begin{aligned}\tilde{u}^{(0)}(x_3, N_0(x_1, x_2)) &= A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} \\ \tilde{u}^{(1)}(x_3, N_1(x_1, x_2)) &= A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_1^2 - n^2}} \\ \tilde{u}^{(2)}(x_3, N_2(x_1, x_2)) &= B_2 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}}\end{aligned}\quad (22)$$

alakban írhatjuk fel. Az itt szereplő A_0, B_0, A_1, B_2 függvényekre a peremfeltételek alapján homogén lineáris algebrai egyenletrendszer írhatunk fel, amelyek az $u_1, u_2, \sigma_{31}, \sigma_{32}$ mennyiségek folytonosságát írják elő az $x_3 = \pm d$ réteghatárok mentén.

$$\text{Az } u_1^{(0)}|_{x_3=d} = u_1^{(1)}|_{x_3=d} \text{ és az } u_2^{(0)}|_{x_3=d} = u_2^{(1)}|_{x_3=d}$$

feltételek egyaránt az

$$A_1 N_1 X_1 = N_0 \left(A_0 X_0 + B_0 \frac{1}{X_0} \right) \quad (23)$$

egyenletre vezetnek, ahol

$$X_0 = e^{ik_0 d \sqrt{N_0^2(x_1, x_2) - n^2}}, \quad X_1 = e^{ik_0 d \sqrt{N_1^2(x_1, x_2) - n^2}}.$$

Hasonlóan azonos eredményre jutunk a $\sigma_{31}^{(0)}|_{x_3=d} = \sigma_{31}^{(1)}|_{x_3=d}$ valamint a $\sigma_{32}^{(0)}|_{x_3=d} = \sigma_{32}^{(1)}|_{x_3=d}$ feltételek alapján is

$$Z_1 N_1 A_1 X_1 = N_0 \left(A_0 X_0 - B_0 \frac{1}{X_0} \right) \quad (24)$$

ahol

$$Z_1 = \frac{\mu_1(x_1, x_2)}{\mu_0(x_1, x_2)} \sqrt{\frac{N_1^2(x_1, x_2) - n^2}{N_0^2(x_1, x_2) - n^2}}$$

Az $x_3 = -d$ réteghatáron a peremfeltételek a

$$B_2 N_2 X_2 = N_0 \left(A_0 \frac{1}{X_0} + B_0 X_0 \right) \quad (25)$$

$$-Z_2 N_2 B_2 X_2 = N_0 \left(A_0 \frac{1}{X_0} - B_0 X_0 \right) \quad (26)$$

egyenleteket adják, ahol

$$X_2 = e^{ik_0 d \sqrt{N_2^2(x_1, x_2) - n^2}}, \quad Z_2 = \frac{\mu_2(x_1, x_2)}{\mu_0(x_1, x_2)} \sqrt{\frac{N_2^2(x_1, x_2) - n^2}{N_0^2(x_1, x_2) - n^2}}.$$

A (23) – (26) egyenletek triviálistól különböző megoldásai létezésének feltételeként az

$$X_0^{-4} = \frac{(1 - Z_1)(1 - Z_2)}{(1 + Z_1)(1 + Z_1)} \quad (27)$$

komplex diszperziós relációt kapjuk, amely formálisan megegyezik a homogén közegre kapott (I/22) egyenlettel. Különbőség csupán az N_0 , N_1 , N_2 (és így az n) törésmutatók horizontális koordinátáktól való függésében van.

A (27) egyenlet teljesülése esetén az A_0 és B_0 , A_1 , A_2 mennyiségek között a

$$B_0 = \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} X_0^3 A_0$$

$$A_1 = \frac{2N_0 X_0}{N_1 X_1 (1 + Z_1)} A_0$$

$$B_2 = \frac{2N_0}{N_2 X_0 X_2 (1 - Z_2)}$$

összefüggést kapjuk, amelyekkel az elmozdulások kifejezhetők. A széntelepben pl. az

$$u_1^{(0)} = -A_0 e_2 \left(e^{ik_0 z_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} + X_0^2 \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} e^{-ik_0 z_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} \right) \frac{N_0}{\sqrt{n}} e^{-i(\omega t - k_0 \int n ds)}$$

$$u_2^{(0)} = A_0 e_1 \left(e^{ik_0 z_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} + X_0^2 \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} e^{-ik_0 z_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} \right) \frac{N_0}{\sqrt{n}} e^{-i(\omega t - k_0 \int n ds)}$$

eredmény adódik, ahol A_0 a kezdeti feltételek alapján meghatározható konstans.

A (27) komplex diszperziós egyenlet alapján a horizontálisan inhomogén, disszipatív, aszimmetrikus háromréteges földtani szerkezetben terjedő Love-típusú telephullámok fázis- és csoportsebessége, valamint abszorpciós tényezője numerikusan meghatározható és vizsgálható az inhomogenitásnak a telephullám tulajdonságaira gyakorolt hatása is.

3. Az abszorpciós-diszperziós relációból telephullámtomográfiai szempontok alapján levonható következtetések

A szeizmikus átvilágítások eredményeinek tomográfiai feldolgoása során a törésmutató valós vagy képzetes részének eloszlását kaphatjuk meg. A telephullámokat jellemző komplex törésmutatóban azonban a telep és az ágyazó kőzetek inhomogenitásainak (fellazult zónák, áthárított nyomással terhelt zónák stb.) hatása együttesen jelentkezik. A telephullám átvilágítási adatok tomográfiai feldolgoása során kapható eredménytérképen így – különböző frekvenciákon eltérő súllyal – az összlet különböző rétegeinek inhomogenitásai együtt jelennek meg. A horizontálisan inhomogén széntelepes összletek szeizmikus átvilágítási eredményeinek értelmezése során ezért szükséges annak ismerete, hogy a telepben vagy az ágyazó kőzetekben elhelyezkedő inhomogenitások különböző frekvenciákon hogyan befolyásolják a telephullámok tulajdonságait. Mivel pedig a telep egészének vizsgálatát a komplex törésmutató vonalintegráljának ismerete

teszi lehetővé, ezért elsősorban az inhomogenitásoknak az abszorpciós-diszperziós reláció megoldásaira gyakorolt hatását szükséges vizsgálni.

Az inhomogenitás az egyes rétegekben a testhullám-törésmutató való és képzetes részében egyaránt jelentkezhet.

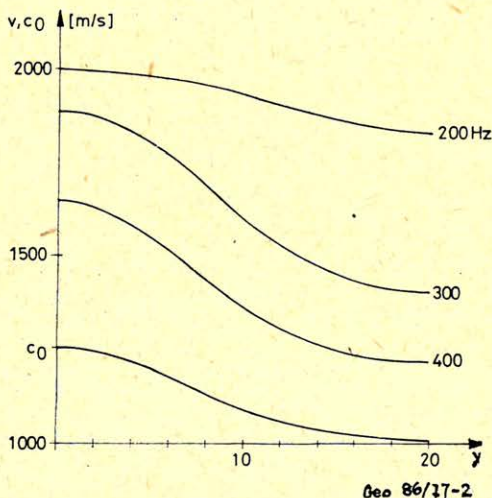
A részletesebb vizsgálat céljából vegyük fel a telepbeli transzverzális testhullámsebességben

$$C_0(X) = 1000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right]$$

szerint jelentkező inhomogenitást $\left(X = \frac{s}{d} \right)$, ahol s a hullám pályája mentén mért ívhossz). Ez a telepvastagság tízszeresének megfelelő távolságon kb. 25% változást jelent. Az egyes rétegekben a testhullám törésmutatók ekkor

$$N_0(X) = 1 - 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right), N_1 = 0,5, N_2 = 0,4$$

A (27) diszperziós relációt numerikusan megoldva, a telephullám fázissebességet mint az X koordináta függvényét különböző frekvencián meghatározhatjuk. Az eredményt a 2. ábra mutatja. Látható, hogy az Airy frekvencia közelében (300 – 400 Hz) a fázissebesség változása a telepbeli inhomogenitás mértékét jóval meg-



2. ábra. Telephullám-fázissebesség különböző frekvencián. A telepben a testhullám fázissebesség

$$C_0 = 1000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right] \text{ függvény szerint adott } \left(X = \frac{x_1}{2d} \right)$$

Рис. 2. Частотная характеристика фазовой скорости каналовых волн. Функция фазовой скорости объемной волны в волноводе

$$C_0 = 1000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{x^2}{100} \right) \right], \text{ где } \left(X = \frac{x_1}{2d} \right).$$

Fig. 2 Cannel wave phase velocities at various frequencies. In the seam the body wave phase velocity is given as $C_0 = 1000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right]$, $X = \frac{x_1}{2d}$

haladja. Ha a telep inhomogenitásainak tomográfiai meghatározását különböző frekvenciájú telephullám-modusok felhasználásával végezzük, akkor az alkalmazott frekvenciától függően a mért (tomográfiailag rekonstruált) inhomogenitás a valóságosnál nagyobb és kisebb is lehet. A változás valódi mértéke a diszperziós reláció ismeretében állítható vissza.

A telepbeli sebesség (vagy torziómodulusz) inhomogenitások kimutatásának optimális frekvenciáját a $\frac{dv}{dC_0}$ derivált vizsgálatával határozhatjuk meg. Kis inhomogenitás (C_0) esetén ugyanis a telephullám-fázissebesség változását jó közelítéssel a

$$\delta v = \frac{dv}{dC_0} \delta C_0$$

képlet alapján számíthatjuk. A (27) diszperziós reláció numerikus megoldásai alapján $C_0 = 1000 \left(\frac{m}{s}\right)$, $C_1 = 2000 \left(\frac{m}{s}\right)$, $C_2 = 2500 \left(\frac{m}{s}\right)$ adatok mellett a 3.

ábrán látható eredményt kapjuk. Mint látható, (az adott C_0, C_1, C_2 paraméterek mellett) a telepbeli inhomogenitások kimutatására legalkalmasabb frekvencia 270 Hz, amely közel esik az $f_A = 320$ Hz Airy frekvenciához. Szimmetrikus

összletre $C_0 = 1000 \left(\frac{m}{s}\right)$, $C_1 = C_2 = 2000 \left(\frac{m}{s}\right)$ esetén a $\frac{dv}{dC_0}$ deriváltat a 4.

ábra mutatja. Látható, hogy a telepbeli inhomogenitások kimutathatóságára legkedvezőbb frekvencia most is az Airy frekvencia közelében helyezkedik el. Ezt a megállapítást alátámasztja az a homogénösszlet telephullámai kapcsán is említett tény, mely szerint az Airy frekvencia fölött a telephullám energiája döntően a telepbe szorul. Ugyancsak erre utal a homogénösszletre kapott elmozdulás függvények elemzése is.

Az ágyazó kőzetek inhomogenitása hatásának vizsgálata céljából tegyük fel, hogy a kisebb sebességű rétegben a

$$C_1(X) = 2000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right]$$

függvény adja meg a transzverzális testhullám sebességet és legyen továbbra is

$$C_0 = 1000 \left(\frac{m}{s}\right), C_2 = 2500 \left(\frac{m}{s}\right).$$

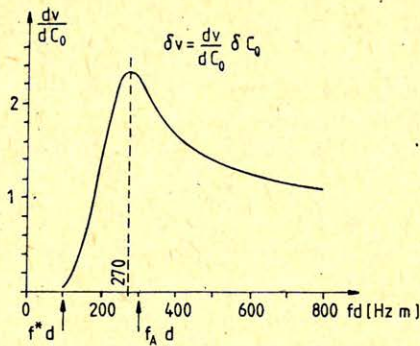
A diszperziós reláció numerikus megoldásával

kapott telephullám fázissebességet az 5. ábra mutatja különböző frekvencián. 150 Hz frekvenciájú telephullám-módus fázissebességében az 1. jelű ágyazó kőzetben jelentkező 25%-os testhullám-sebesség inhomogenitás 13% változást okoz, 200 Hz frekvencián a mérhető inhomogenitás 7%, 250 Hz-en pedig mindössze 2,5%. Ez azt mutatja, hogy felvett modellünkben a kisebb sebességű mellékkőzetbeli inhomogenitás az f_* levágási frekvencia fölötti kb. 100 Hz frekvenciatartományban mutatható ki. Az Airy frekvencián és fölötté ez az inhomogenitás a telephullám fázissebességét nem befolyásolja. Erre következtethetünk a

6. ábrán a frekvencia függvényében ábrázolt $\frac{dv}{dC_0}$ derivált alapján is.

Mivel gyengén inhomogén telep esetén

$$\delta v = \frac{dv}{dC_1} \delta C_1$$

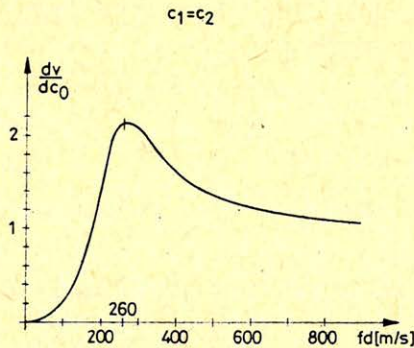


Geo 86/17-3

3. ábra. A telehullám-fázissebesség telepbeli testhullámsebesség-inhomogenitásokra vonatkozó érzékenységét jellemző $\frac{dv}{dC_0}$ derivált a frekvencia függvényében aszimmetrikus rétegsor esetén

Рис. 3. Частотная характеристика производной $\frac{dv}{dC_0}$ для симметричной пачки пластов. Производная характеризует чувствительность фазовой скорости на неоднородность скорости объёмных волн волновода

Fig. 3. $\frac{dv}{dC_0}$ -the sensitivity of channel wave phase velocity concerning inhomogeneities of the seam- versus frequency in an asymmetrical wave guide

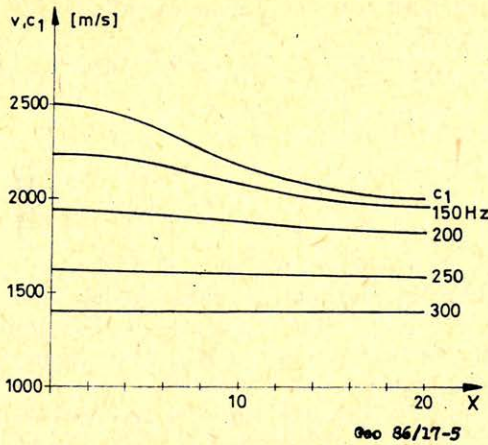


Geo 86/17-4

4. ábra. A $\frac{dv}{dC_0}$ derivált szimmetrikus hullámvezető modell esetén

Рис. 4. Производная $\frac{dv}{dC_0}$ в случае симметричной модели.

Fig. 4. The derivative $\frac{dv}{dC_0}$ versus frequency in the case of symmetrical wave guide



5. ábra. Telephullám-fázissebesség különböző frekvencián. A fedő kőzetben az inhomogenitás

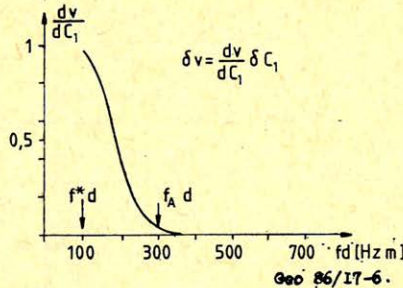
$$C_1 = 2000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right] \text{ szerint adott } \left(X = \frac{x_1}{d} \right)$$

Рис. 5. Частотная характеристика фазовой скорости каналовых волн. Для покрывающего пласта неоднородность:

$$C_1 = 2000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right], \text{ где } \left(X = \frac{x_1}{d} \right).$$

Fig. 5. Channel wave phase velocities at various frequencies. The inhomogeneity in the roof is given

$$\text{as } C_1 = 2000 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right], X = \frac{x_1}{d}$$



6. ábra. A telephullám-fázissebesség ágyazó kőzetbeli inhomogenitásokra vonatkozó érzékenysége:

jellemző $\frac{dv}{dc_1}$ derivált a frekvencia függvényében

Рис. 6. Частотная характеристика производной $\frac{dv}{dc_1}$, которая характеризует чувствительность фазовой скорости на неоднородность скорости объемных волн волновода

Fig. 6. $\frac{dv}{dc_1}$ - the sensitivity of the channel wave phase velocity concerning inhomogeneities of the adjacent layer-versus frequency

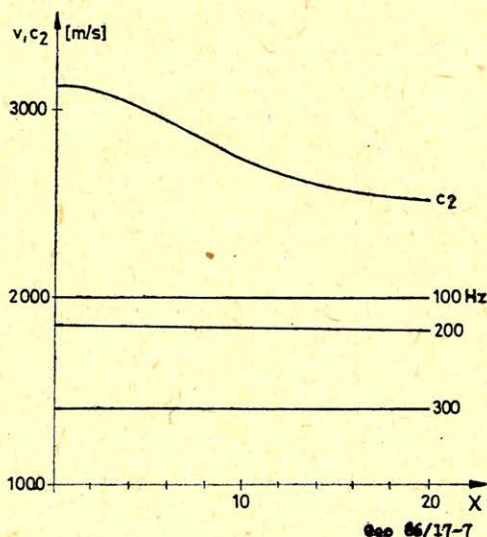
300 Hz fölött az 1. mellékközvetbeli δC_1 sebességváltozás a fázissebességben elhanyagolható változást okoz.

A nagyobb sebességű mellékközvetben jelentkező inhomogenitás hatását a $C_0 = 1000 \left(\frac{m}{s} \right)$, $C_1 = 2000 \left(\frac{m}{s} \right)$ és

$$C_2(X) = 2500 \left[1 + 0,25 \exp \left(- \frac{X_2}{100} \right) \right]$$

testhullám-sebességek mellett kapott és a 7. ábrán bemutatott numerikus eredményeken mérhetjük le. Mint látható, felvett modellünkben a 2. mellékközvetbeli 25%-os inhomogenitás a telephullám fázissebességében legfeljebb 1% változást idéz elő. Ez azt jelenti, hogy erős aszimmetria esetén ezen réteg inhomogenitása telephullám mérésekkel nem mutathat ki.

Megjegyezzük, hogy a széntelepes összletek szeizmikus átvilágítása során kapott első (refraktált hullám) beérkezéseket éppen ebben a nagyobb sebességű mellékközvetben terjedő (refraktált) hullámok adják. Az ezen futási idők alapján



7. ábra. Telephullám-fázissebesség különböző frekvencián ha a fekvő kőzetben az inhomogenitás

$$C_2 = 2500 \left[1 + 0,25 \exp \left(- \frac{X^2}{100} \right) \right] \text{ szerint adott}$$

Рис. 7. Частотная характеристика фазовой скорости каналовых волн, если неоднородность подстилающих пород —

$$C_2 = 2500 \left[1 + 0,25 \exp \left(- \frac{x^2}{100} \right) \right]$$

Fig. 7. Channel wave phase velocity at various frequencies. The inhomogeneity in the floor is given

$$\text{as } C_2 = 2500 \left[1 + 0,25 \exp \left(- \frac{X^2}{100} \right) \right], X = \frac{x_1}{d}$$

tomográfiailag előállított sebességtérkép tehát jó közelítéssel 2 réteg inhomogenitásait ábrázolja. A fentiekből azonban kitűnik, hogy erősen aszimmetrikus rétegsor esetén az első beérkezések alapján előállított és a telephullám mérésekből kapható tomográfiai eredménytérképek között egybeesés csak akkor lehet, ha az eddig alkalmazott feltételeink nem teljesülnek, pl. tektonikai zavarok, vetők vannak az összletben. Ez a megállapítás szimmetrikus (vagy kis mértékben aszimmetrikus) rétegsor esetén is igaz, ha a telephullám mérések viszonylag nagy frekvencián, az Airy frekvencia fölött történtek, vagy ha a telephullám-felvételek spektrumából szűrt nagy frekvenciás összetevőket használjuk a tomográfiai rekonstrukcióra.

A telepbeli testhullám csillapodást meghatározó – a konstans Q modell keretein belül a komplex torziómodulusban $\mu = \mu^*(1 - i2\varepsilon)$ alakban szereplő – ε_0 anyagjellemző paraméter inhomogén telepben a helykoordináták függvénye. Ennek megfelelően a (27) abszorpciós-diszperziós reláció alapján számítható telephullám csillapodási tényező is a hely függvénye lesz. A telep szeizmikus átvilágítása során kapott amplitúdó adatokból ez a függvény tomográfiai módszerekkel meghatározható. Az eredmények értelmezése megköveteli annak ismeretét, hogy az egyes rétegekben jelentkező disszipatív inhomogenitások a telephullám-csillapodást hogyan befolyásolják. A kérdést a (27) diszperziós egyenlet numerikus megoldásai alapján válaszolhatjuk meg. Vegyük fel a telepbeli testhullám törésmutatóban

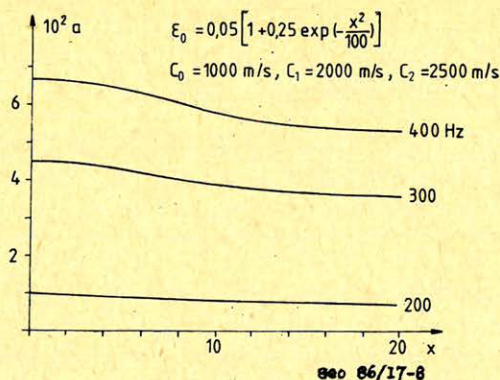
$$N_0 = 1 - i0,04 \left[1 + 0,25 \exp \left(-\frac{X^2}{100} \right) \right]$$

szerint jelentkező inhomogenitást és válasszuk az ágyazó kőzetek törésmutatóit $N_1 = 0,5$, ill. $N_2 = 0,4$ -nek. A (27) egyenlet alapján kapott csillapodási tényezőket különböző frekvencián a 8. ábra mutatja. Az ábra alapján látható, hogy a nagyobb abszorpciós tényezőváltozás a nagyobb frekvenciákon jelentkezik. Ez önmagában még nem mutatja meg egyértelműen, hogy a telepbeli csillapodási tényező anomáliák mikor mutatják ki, mivel az abszorpciós tényező a frekvenciának közvetlenül is függvénye – nagyobb frekvenciához nagyobb csillapodási tényező és ezért nagyobb anomália is tartozik. A viszonyok pontosabb jellemzésére a $\frac{da}{da^{(0)}}$ deriváltat vezetjük be, ahol a_0 a telepbeli testhullám csil-

lapodási tényező. A diszperziós reláció alapján ez a derivált numerikusan meghatározható, az eredményt a 9. ábra mutatja. Mint látható alacsony frekvencián (a levágási frekvencia közelében) a függvény zérushoz tart, azaz a telepbeli (disszipációs paraméterekben) jelentkező inhomogenitás abszorpciós tényezőmérésekkel sem mutatható ki. Az Airy frekvencia közelében a $\frac{da}{da_0}$ derivált meredeken 1 fölé emelkedik és a frekvencia növekedtével aszimptotikusan tart 1-hez. Ez azt jelenti, hogy az Airy frekvencia fölötti mérések a a_0 inhomogenitás a

$$\delta a = \frac{da}{da_0} \delta a_0$$

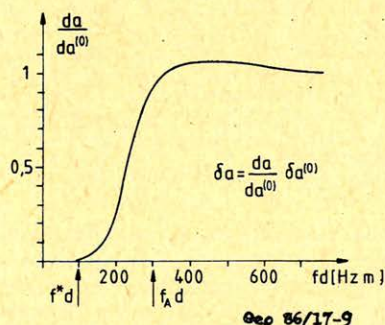
közelítő képletnek megfelelően $\frac{da}{da_0} \approx 1$ miatt torzítatlanul adják vissza. (Az ab-



8. ábra. A telephullám abszorpciós tényező különböző frekvencián ha a telepbeli jósági tényező a hely $\left(X = \frac{x_1}{2d}\right)$ függvényében változik

Рис. 8. Частотная характеристика коэффициента поглощения каналовых волн, если коэффициент добротности изменяется в зависимости от $\left(X = \frac{x_1}{d}\right)$.

Fig. 8. The channel wave absorption coefficient at various frequencies when the quality factor of the seam varies in the function of $X = \frac{x_1}{d}$



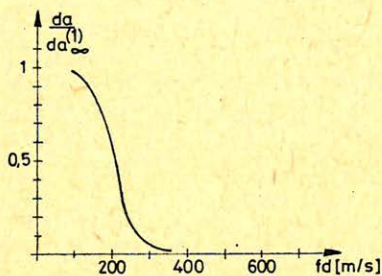
9. ábra. A telephullám abszorpciós tényezőnek a telepbeli jósági tényező inhomogenitásokra vonatkozó érzékenységét jellemző $\frac{da}{da_0}$ derivált a frekvencia függvényében (a_0 a telepbeli testhullám csillapodási tényező)

Рис. 9. Частотная характеристика производной $\frac{da}{da_0}$ характеризующая чувствительность коэффициента поглощения каналовых волн на неоднородность коэффициента добротности волновода, (a_0 — коэффициент затухания объемных волн в волноводе).

Fig. 9. $\frac{da}{da_0}$ -the sensitivity of the channel wave absorption coefficient concerning quality factor inhomogeneities of the seam-versus frequency (a_0 is the body wave absorption coefficient in the coal seam)

szorpciós tényező inhomogenitás kimutathatóságát jellemző $\frac{da}{da_0}$ függvény – a sebesség inhomogenitások kimutathatóságát jellemző $\frac{dv}{dC_0}$ függvénnyel szemben – nem vesz fel jelentősen 1 fölé eső értéket.) Ez az észrevétel szimmetrikus összlet esetén is helytálló.

Az ágyazó kőzetek hatásának vizsgálatára a $\frac{da}{da_1}$ deriváltat vezetjük be, ahol a_1 a kisebb sebességű ágyazó kőzetbeli testhullám csillapodási tényező. A derivált értékeit a frekvencia függvényében a 10. ábra mutatja. Mint látható a $\frac{da}{da_1}$



Чис. 86/17-10

10. ábra. A $\frac{da}{da_1}$ derivált a frekvencia függvényében (a_1 az 1. jelű ágyazó kőzetbeli testhullám abszorpciós tényező)

Рис. 10. Частотная характеристика производной $\frac{da}{da_1}$ (a_1 – коэффициент поглощения объемных волн окружающих пород обозначенных единицей).

Fig. 10. The derivative $\frac{da}{da_1}$ versus frequency (a_1 is the body wave absorption coefficient in layer 1)

függvény a levágási frekvencia közelében felvett 1 értékről az Airy frekvencia közelében elért zérus értékre csökken. A függvény menete a fázissebességnél vizsgált függvényhez hasonló, jelentése ennek megfelelően az, hogy az 1 jelű ágyazó kőzetben levő, abszorpciós tényező inhomogenitások az Airy frekvencia alatt, a levágási frekvencia közelében mutathatók ki. A nagyobb sebességű határoló kőzet inhomogenitásai – erős aszimmetria esetén – telephullám csillapodási tényező mérésekkel sem mutathatók ki.

Szeizmikus és mélyfúrési geofizikai adatok korrelációja akusztikus szelvények alapján

SZULYOV SZKY IMRE*

A szénhidrogén-kutatás két legjelentősebb geofizikai módszerének — a szeizmikának és a mélyfúrési geofizikának — mérési eredményeül nem tudjuk közvetlenül korrelálni. A mélyfúrési geofizikában a mért adatokat a mélység függvényében, a szeizmikában pedig a reflexiós idő függvényében regisztrálják.

Mindkét adatrendszer átszámíthatjuk másik változó függvényébe, de az átszámítás alapjául szolgáló sebességfüggvény pontossága és vertikális felbontása határt szab a korreláció pontosságának.

A cikk ismerteti a korreláció javításának módját: az akusztikus szelvények kalibrációját. Mért anyag felhasználásával három feldolgozási változatot hasonlítottunk össze: kalibráció nélkül, egyetlen konstans tolással kalibrálva, több egységre bontott kalibrációval.

A szintetikus szeizmikus szelvények és a mért anyag összehasonlítása egyértelműen igazolja a kalibráció szükségességét.

Результаты двух самых важных геофизических методов разведки нефти и газа — сейсморазведка и промысловая геофизика — непосредственно друг с другом не коррелируют. В промысловой геофизике данные регистрируются в зависимости от глубины, а в сейсмике МОВ в зависимости от времени отражения. Обе системы данных переводимы одна в другую, но точность и вертикальная разрешенность скоростной кривой положенной в основу пересчета ограничивают точность корреляции.

В статье рассматривается способ улучшения корреляции — калибрация акустических профилей. С помощью полевого материала проводится сравнение трех видов обработки, обработка без калибрации, с калибрацией с одним постоянным сдвигом, с калибрацией по нескольким единицам разреза. Сравнение синтетических сейсмических профилей с результатами полевых данных однозначно подтверждают необходимость проведения калибрации.

The two most important geophysical methods in hydrocarbon exploration are the seismic method and borehole geophysical measurements. Seismic data are registered in the function of reflection time while the borehole data are registered in the function of depth. This fact makes difficult the direct correlation of the two sets of data.

Any of the two data set can be generated as a function of depth or time, but accuracy of the correlation strongly depends on the reliability and resolution of the applied velocity function.

A way of the improving of the correlation is discussed, i. e. the sonic log calibration by check shot data. Synthetic seismic sections are computed from no calibrated sonic logs, from sonic logs calibrated by a constant shift and from sonic logs with detailed calibration.

The comparison of synthetic and real seismic sections justifies the necessity of the sonic calibration.

Bevezetés

A szeizmika és mélyfúrési geofizika mérési adatainak korrelációja az akusztikus szelvényen mint összekötő láncszemen keresztül lehetséges. A két módszer u.i. ugyanazt az információt méri — az akusztikus hullám terjedési sebességét — csak más formában közli és a mérés körülményei, eszközei is jelentősen különböznek.

Ha sikerül az akusztikus szelvény és a szeizmikus szelvény közötti korrelációt létrehozni, akkor az akusztikus szelvényen keresztül — ugyanazon mélységszakaszon mért — bármilyen más mélyfúrési geofizikai szelvényt, adatsort tudunk korrelálni a szeizmikus adatokkal — akár idő- akár mélységtartományban.

A karotázs akusztikus szelvényt mélység függvényből reflexiós idő függvényévé transzformálhatjuk (ismerve a mérés kezdő mélységéhez tartozó átlag-

* Geofizikai Kutató Vállalat, Budapest.

sebességet és használva magát az akusztikus sebességadatokat, vagy szeizmokat (karotázs, vagy VSP adatokat) és ugyanígy a szeizmikus szelvényt is idő függvényből mélység függvénybe transzformálhatjuk (használva a szeizmokat (karotázs sebesség adatokat)). (A szeizmikus feldolgozás lépéseit korrekten elvégzettnek tekintjük.) Ezzel azonban nincs biztosítva tetszőleges réteghatárról származó karotázs és szeizmikus anomália korrelációja sem idő- sem mélységtartományban.

Az illető anomália mélységbeni elhelyezkedésére a karotázsadatot, a reflexiós időbeni elhelyezkedésre a szeizmikus adatot kell pontos értéként elfogadnunk, és így a szeizmikus és karotázs adatrendszer korrelációja megoldatlan marad.

A szeizmikus csatorna konstruktív és destruktív interferenciák eredményeképpen jön létre. Ezt az interferenciát erősen befolyásolja a reflexiós koefficiensek idő vagy mélységbeni elhelyezkedése. Viszonylag kis változás a reflexiós koefficiensek pozíciójában jelentős változást eredményezhet az interferenciaképpen.

A reflexiós koefficiensek – azaz a réteghatárok – mélységbeni helyzetét pontosan ismerjük, de ha szeizmikus modellt akarunk számítani, akkor az időbeni helyzetet kell pontosan ismernünk. Ezért az akusztikus szelvény időfüggvénybe transzformációja a szeizmikus modellezésben is jelentőséggel bír.

A mélyfúrás geofizikai szelvény alapján történő jelek meghatározása és a sztratifikai dekonvolúció régóta ismeretes. Újak az impedancia függvény visszaállítását célul kitűző különböző inverziós módszerek, és a kapcsolódó spektrum kiterjesztéses dekonvolúció (Magyar nyelven: Szulyovszky, 1982; Wéber, 1986; Vermes, 1986). Ezeknél az eljárásoknál vagy magát a sávszűrt karotázs akusztikus csatornát próbáljuk egyeztetni a szeizmikából számítható pszeudo – impedancia szelvényvel (szeizlog), vagy maga az eljárás igényel egy kezdeti réteg, ill. sebességmodellt. (GSI cég GLI inverziója, a WESTERN cég SLIM-eljárása, a spektrum kiterjesztéses alapuló dekonvolúció).

Ahhoz, hogy a mélyfúrás geofizikai akusztikus szelvény alkalmas legyen a fenti célokra, a mélység-, sebesség- és időadatokat szeizmika és karotázsbani egyeztetését el kell végezni, azaz kalibrálni kell.

A szeizmikus modellezésnél a mélyfúrás geofizikai adatokat transzformáljuk a szeizmikus adatok tartományába, és ebben a tartományban próbáljuk korrelálni a két adatrendszert. A szeizmikus inverzióknál éppen ellenkezőleg, a szeizmikus adatokat transzformáljuk a mélyfúrás geofizikai mérési adatok tartományába, és itt keresünk korrelációt. Mivel a mélyfúrás geofizika a harántolt összetétel részletesebb megismerését teszi lehetővé mint a szeizmika, ezért célszerűnek látszik a korrelációt ebben a tartományban keresni. Így nyílik lehetőség szeizmikus adatok alapján történő litológiai értelmezésre. Ezért az akusztikus szelvények szeizmikus célú kalibrációjának legnagyobb jelentősége a szeizmikus inverzióban van.

A szeizmikából és a mélyfúrás geofizikából származtatható sebességek különbözősége

Szeizmikában a legmegbízhatóbb átlagsebességeket a szeizmokat (karotázs) vagy VSP mérésből származtathatjuk. A szeizmokat (karotázs) adott mélységszakaszhoz tartozó mért terjedési idő értékének meg kellene egyeznie az ugyanazon mélységszakaszon mért mélyfúrás geofizikai akusztikus szelvény integráljával, hiszen mindkét módszer az eredeti helyükön maradt rétegek terjedési idő értékét méri. Gyakorlatban azonban ez szinte soha nem teljesül.

A különbözőségnek több oka van. A legfontosabb ok az, hogy míg a szeizmikus hullám szűz rétegződést harántol, addig a fúrással megbontjuk az eredeti rétegvizonyokat, és a szonikus szonda hullámai a fúrás által befolyásolt, öblítő-folyadékkal elárasztott és sok egyéb változást szenvedett rétegekben haladnak – mivel a szonikus mérés az egyik legsekélyebb behatolási mélységű mérés, a mélyfúrású szelvényezési módszerek között. Az elárasztáson kívül megváltoznak az eredeti nyomás és hőmérsékleti viszonyok is. További igen lényeges különbség a kétféle akusztikus hullám frekvencia spektrumában van: a szeizmikus jel 10–100 Hz közötti frekvenciájú, míg a szonikus műszer által kibocsátott jel 10kHz–30kHz közötti frekvenciájú (Thomas, 1977). Ezért a diszperzió néven ismert jelenség miatt a szonikus hullám valamivel gyorsabban terjed, mint a szeizmikus hullám (Meskó, 1977).

A szintetikus szeizmikus szelvény mért szelvényvel történő egyeztetésénél, vagy a pszeudo-impedancia szelvény mélyfúrású geofizikai impedancia szelvény-nyel való egyeztetésénél végülis négy különböző fizikai mérést használunk: a szonikus szelvényezést, a sűrűség szelvényezést, a szeizmokarotázs mérést és a felszíni reflexiós szeizmikus szelvény-mérést. Minden mérés tartalmazhat hibákat, de technológiailag legbonyolultabb és legtöbb hibalehetőséget a szonikus mérés tartalmaz.

(Pl. – zaj beérkezési idejét mérjük a jel helyett, így túlságosan rövid áthaladási időt kapunk;

ciklusugrás: a jel emelkedő amplitúdójú hullám, így lehetséges, hogy nem az első, hanem a második hullám beérkezési idejét mérjük;

At kinyúlás: ugyanazon hullámalakot az érzékelő küszöbérzékenységtől függően, rövidebb és hosszabb áthaladási idővel mérhetjük, attól függően, hogy a zérusátmenethez, vagy a maximumhoz közelebbi szintet mér az érzékelő;

a lyukátmérő és az iszaplepenyvastagság-változás torzított áthaladási idő mérési adatokat eredményezhet).

A hibák kiküszöbölésére egyre jobb szondákat terveztek, de a legfejlettebb technológia mellett változatlanul a szonikus mérés tartalmazza a legtöbb hibalehetőséget a szeizmikus, a szeizmokarotázs mérések általában jó egyezésben vannak a reflexiós szeizmikával, mindezek alapján inkább a szonikus sebességeket tekintjük hibásnak, azaz ha a szonikus szelvényből kapott sebességeket szeizmikában szeretnénk használni, akkor a szonikus mérési adatokat a szeizmikus sebességekhez, a szeizmokarotázs mérési adatokhoz kell igazítani, azaz kalibrálni kell.

Drift görbeszerkesztés és a kalibráció

A kalibrálás első lépése a drift görbeszerkesztés. Driftnek nevezzük egy adott mélységben a szeizmikus terjedési idő és az integrált szonikus áthaladási idő különbségét. Ezt a definíciót a Schlumberger cég vezette be (Dupal, Gartner, Vivet, 1977) és átvette pl. a GSI cég is. Másol, pl. a MERLIN PROFILERS LTD. és a SEISMOGRAPH SERVICE LTD cégek driftként az integrált szonikus áthaladási idő és a szeizmikus terjedési idő különbségét definiálják (Dillon, Collyer, 1984), de a kalibrálás módja mindkét definíció esetében azonos.

A drift görbe meghatározása a következő módon történik: Feltételezzük, hogy a szonikus szelvény kezdő mélységében a drift értéke zérus. Szerencsés esetben ebben a mélységpontban van szeizmokarotázs mérésünk is. Ezután minden

egyed, a szonikus szelvény kezdőmélysége alatti szeizmokarotázs méréspontban kiszámítjuk a fent definiált driftet és ábrázoljuk. Így Δh intervallumként kapunk egy értéket, ahol Δh a szeizmokarotázs mérési intervallum. Ezekből a pontokból szerkesztjük a drift görbét, amely egyenes szakaszokból áll és a lehető legjobban illeszkedik a drift pontokhoz. Két egyenes szakasz találkozását *könyök* pontnak nevezzük. A könyök pontoknak nem kell szükségszerűen megegyeznie a drift pontok helyével, azaz a szeizmokarotázs mérési helyekkel, hanem szeizmikus szempontból litológiai egységnek tekinthető szakaszok végpontjait kell megkeresni, és ezeken a helyeken elhelyezni a könyök pontokat. Két egymás után következő könyök pont között a szonikus szelvény értékeit úgy változtatjuk meg – valamilyen módszerrel, – hogy a driftek különbségei eltűnjenek. Erre két különböző módszer használatos, a blokkolás és a Δt minimum módszer.

Blokkolás módszerét akkor használják, ha a driftek különbsége kicsi. Az idők különbségét osztjuk az intervallum hosszával, és az így kapott értéket (melynek dimenziója $\mu s/m$) alkalmazzuk az egész intervallumra mint konstans tolást.

A tolás értéke lényegében a drift görbe mélységintervallum feletti meredeksége.

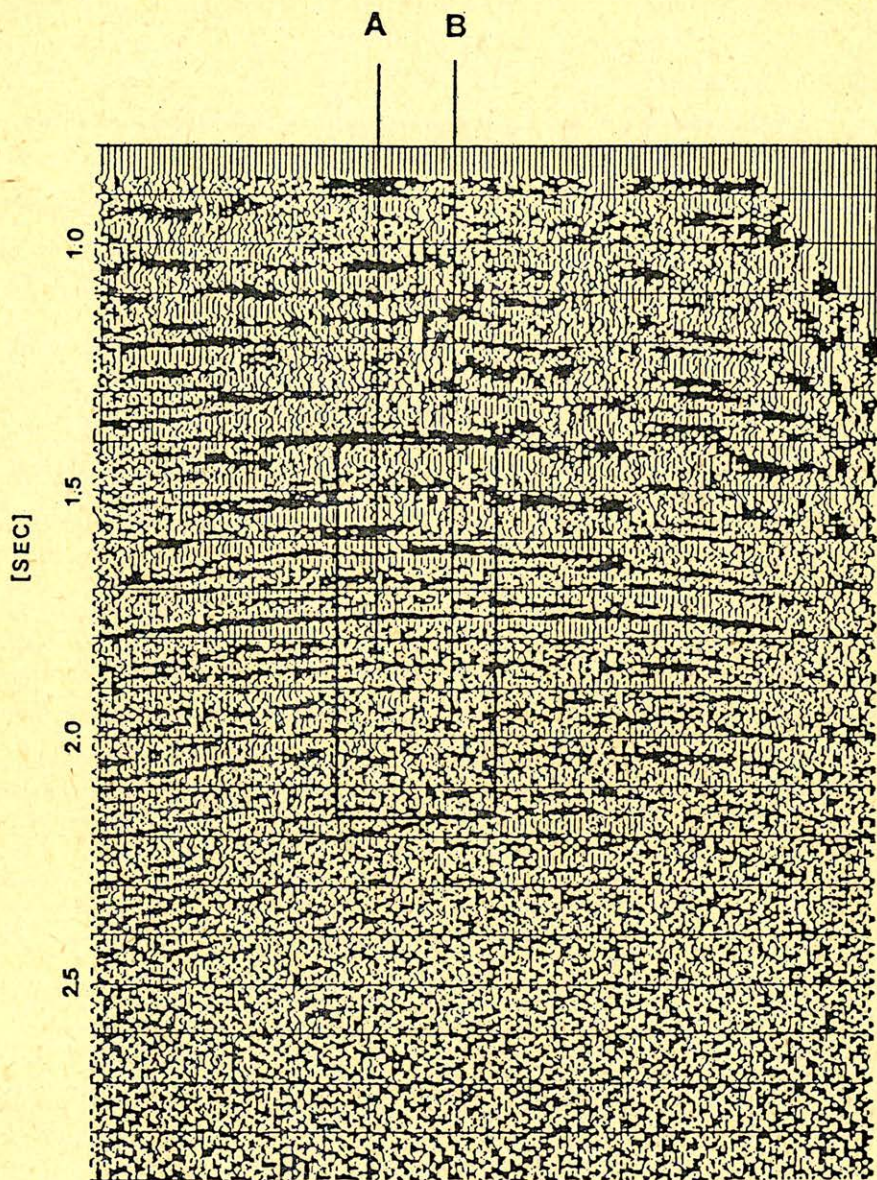
A Δt minimum korrekciós módszert negatív drift esetén alkalmazzuk akkor, ha a driftek különbsége nagy. Kiválasztunk egy küszöb értéket, és feltételezzük, hogy a küszöb alatti Δt értékek jók, korrigálásukra nincs szükség. A küszöb feletti Δt járulékokat egy korrekciós szorzóval megszorozva kapjuk a korrigált értékeket. Δt küszöb értékének meghatározása összefügg a szonikus szelvény megbízhatatlan szakaszainak kijelölésével, és ehhez fel kell használni a környezeti hatások által kevésbé befolyásolt szelvényeket, mint pl. az ellenállás szelvényt és más rendelkezésre álló litológiai információkat.

Negatív drift azt jelenti, hogy a szonikus idő a nagyobb, azaz a becsült sebesség alacsonyabb, mint a szeizmikus sebesség. Ilyen esetben, kis sebességű rétegeknél – pl. agyagos rétegeknél a kavernásodásból vagy iszap elárasztásból eredő hiba a mért érték sokkal nagyobb százalékát képezi, mint nagysebességű rétegeknél. Ezért ezek korrekciójakor nagyobb korrekciós értékeket kell alkalmazni, mint nagyobb sebességű rétegeknél. A Δt minimum kalibrációs módszernél ez az elv valósul meg: a küszöb áthaladási idő egy küszöb sebességet jelent, és az ezen áthaladási idő feletti értékeket – azaz a küszöb sebességénél alacsonyabb sebességeket – differenciált módon korrigáljuk: minél nagyobb az áthaladási idő, azaz minél kisebb a sebesség, annál nagyobb lesz a korrekció mértéke.

A kalibráció vizsgálata mért adatokon

Az algyői szénhidrogén mező területén mért szeizmikus szelvény (1. ábra) terítésvonalához közel eső két mélyfúrásban mért akusztikus szelvények kalibrációját végeztük el szeizmokarotázs adatok alapján.

A mélyfúrások pozícióját a szelvényre vetítve jelöltük. A fúrásokban mért akusztikus szelvények a 2. ábrán láthatók. Az ábrán jelöltük a szeizmikus felbontásnál finomabb lépcsős függvényeket, amelyekkel közelítettük az akusztikus görbéket. A közelítés kézi blokkosítással történt. A lépcsős sebességfüggvények és az ezek felhasználásával előállított sztratigráfiai modell, a megfelelő litológiai és a geológiai korbeosztás a 3. ábrán látható. (Az olajtartalmú rétegeket sötétítéssel, a gáztartalmat pontozott sötétítéssel jelöltük.)

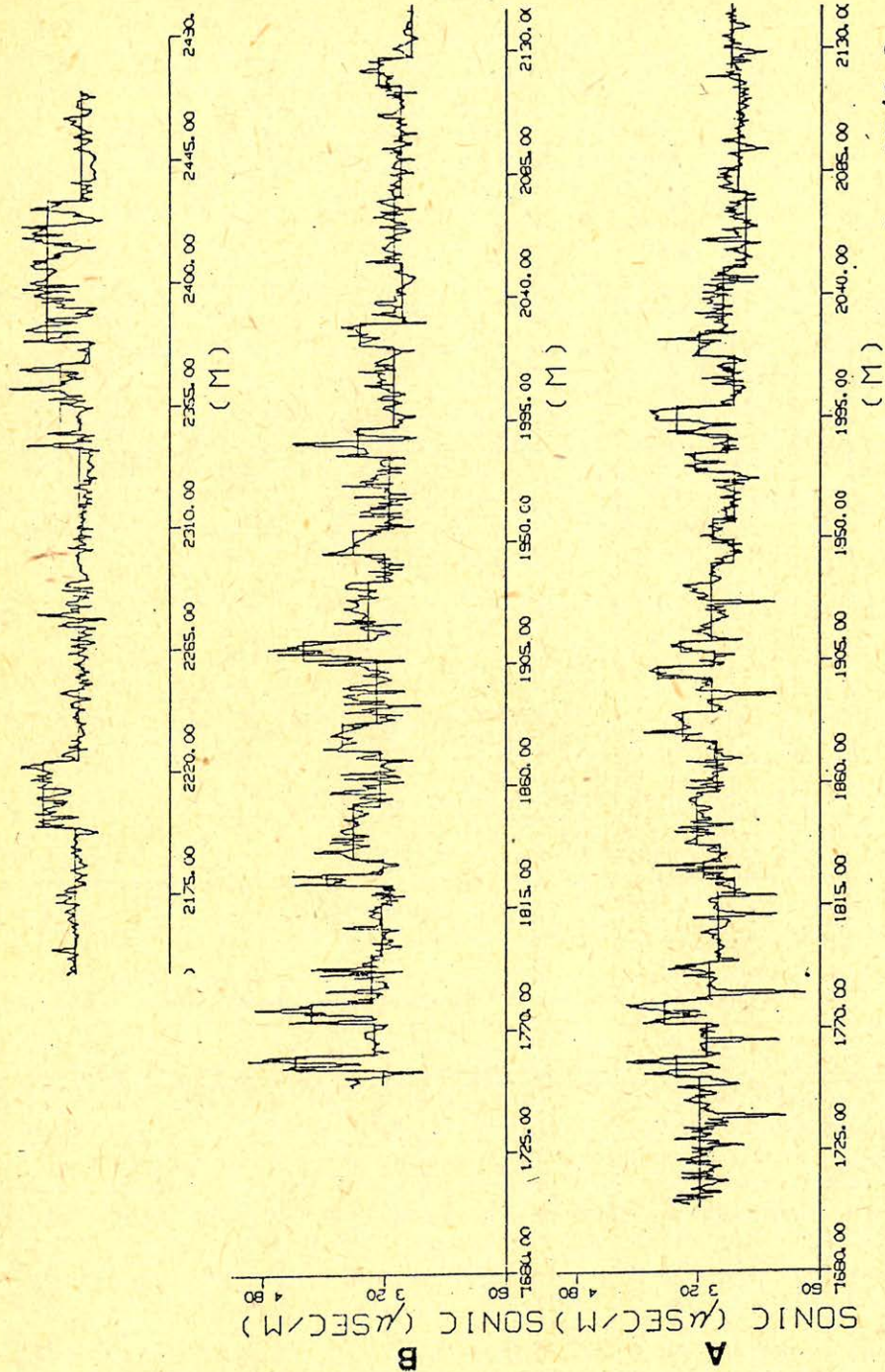


Geo 87/2-1

I. ábra. Szeizmikus szelvény

Рис. 1. Сейсмический профиль

Fig. 1. Seismic section,

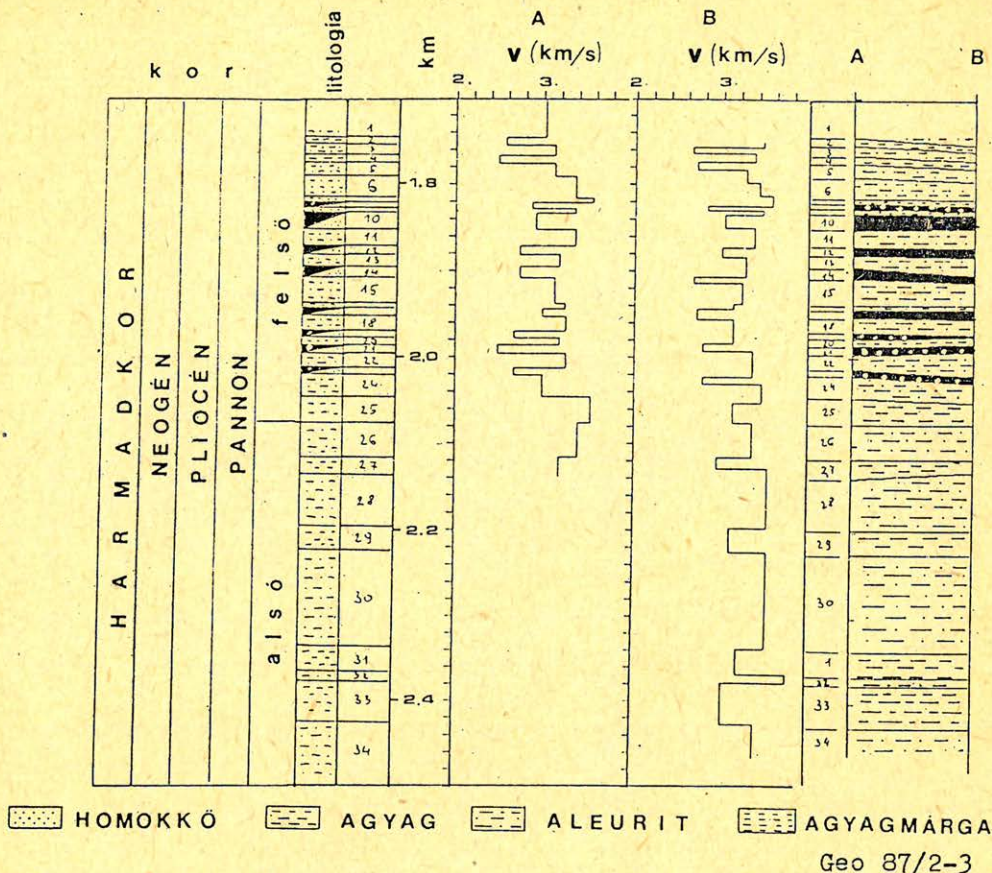


Geo 87/2-2

2. ábra. Akusztikus karotázs szelvények és kézi blokkosított változatuk

Рис. 2. Кривые акустического каротажа

Fig. 2. Sonic logs with hand-blocked version.



Geo 87/2-3

3. ábra. Blokkosított akusztikus karotázs szelvények, sztratigráfiai és litológiai modell

Рис. 3. Блочные кривые акустического каротажа, стратиграфические и литологические модели

Fig. 3. Hand-blocked sonic Logs, stratigraphical and lithological models.

Egy nem túl távoli mélyfúrásból származó szeizmokarotázs adatok felhasználásával meghatároztuk a drift értékeket és drift görbét szerkesztettünk, az előzőekben leírtak alapján: 4. ábra. A drift értékek számításánál a lépcsős sebesség közelítést használtuk, a szeizmokarotázs adatokat lineárisan interpoláltuk.

A kalibrációt a drift értékek felhasználásával szerkesztett drift görbe alapján kell végezni. A drift görbe szerkesztésénél az a cél, hogy minimális számú környök ponttal a drift görbe maximálisan közelítse a drift értékeket.

A környökpont választások számának nem a gazdaságosság szab határt. A litológia mellett meghatározza a szeizmokarotázs mérések felbontása és az akusztikus mérés megbízhatósága. Környök pontokat markáns litológiai határoknál célszerű választani, ami kevésbé megbízható mélyfúrási geofizikai szelvények alapján nem minden esetben jelölhető ki. Általában 100 m körüli vastagságú minimális litológiai egység választás kielégítő.

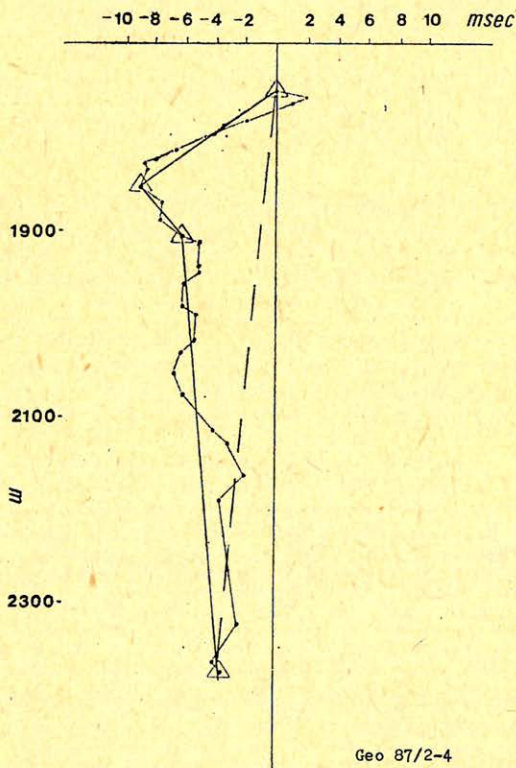
Mi itt a drift görbe szerkesztés szeizmikus hatásának vizsgálata céljából két különböző görbe alapján végeztünk kalibrációt. Az első a legegyszerűbb közelítés: egyetlen litológiai egységnek tekintettük a mélyfúrási geofizikai mérés mélység intervallumát. A megfelelő drift görbe a 4. ábra szaggatott vonala.

A második ennél jobb közelítés: három litológiai egységet jelöltünk ki. A litológiai egységek határait a 4. ábrán háromszögekkel jelöltük. A megfelelő drift görbe a háromszögeket összekötő egyenes szakaszokból álló görbe.

Szeizmikus modelleket számítottunk a kalibrálatlan akusztikus szelvények, az egyetlen litológiai egységként kalibrált és a három litológiai egységként kalibrált akusztikus szelvények alapján is: 5. ábra.

Ezzel lehetőségünk van a szeizmikus szelvényeken vizsgálni a kalibráció hatását. A sztratigráfiai és a szeizmikus modell összevetésének segítése céljából itt újra felrajzoltuk a sztratigráfiai modellt, a litológia és a rétegtartalom jelölése nélkül: 5/1 ábra.

Az 5/2 ábrán látható a kalibrálatlan szeizmikus modell: *a* szelvény a reflexiós koefficiens, *b* szelvény a szeizmikus frekvenciasávban szűrt szintetikus szeizmogramm.

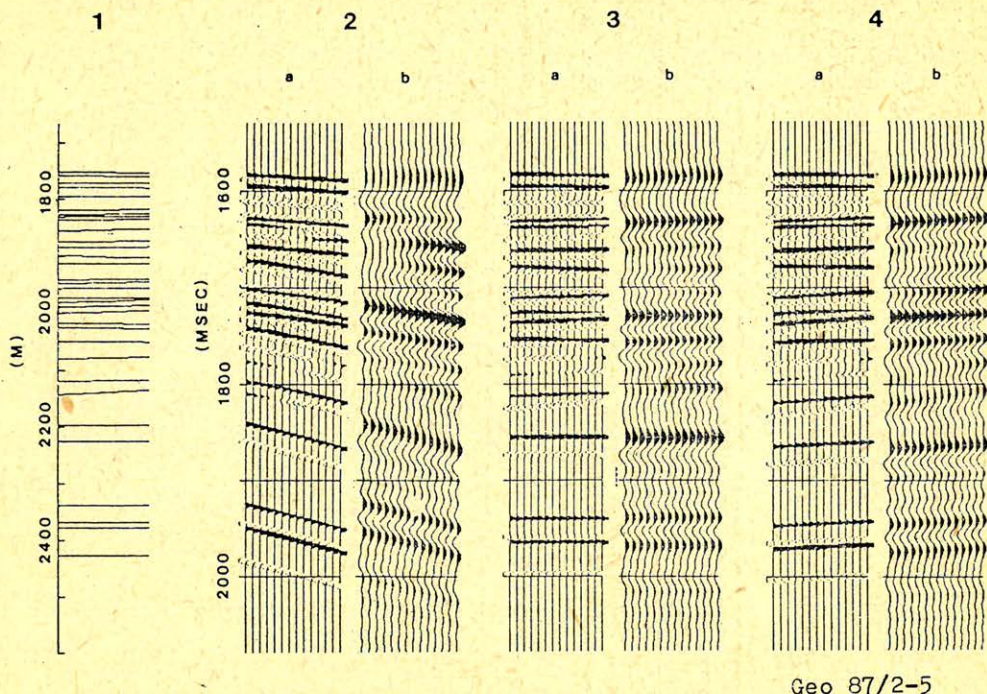


Geo 87/2-4

4. ábra. Drift görbe, a B fúrás adataiból számítva

Рис. 4. Дрейф-кривая, вычисленная по данным скважины В

Fig. 4. Drift curve computed from well B.



Geo 87/2-5

5. ábra. Modell számítás: 1. sztratigráfiai modell, 2. szintetikus szeizmikus szelvény, kalibráció nélküli akusztikus szelvényből számítva, a: reflexiókoefficiens szelvény, b: szeizmikus frekvenciasávban szűrt modell, 3. szintetikus szeizmikus szelvény, konstans tolással kalibrált akusztikus szelvényből számítva, 4. szintetikus szeizmikus szelvény több litológiai egységként kalibrált akusztikus szelvényből számítva.

Рис. 5. Модели: 1. Стратиграфическая модель 2. Синтетический сейсмический профиль, построенный по акустической кривой без калибрации a. Модель коэффициентов отражения в. Модель после фильтрации в сейсмических частотах 3. Синтетический сейсмический профиль, построен по акустической кривой калиброванной постоянным сдвигом 4. Синтетический сейсмический профиль, построенный по акустической кривой калиброванной по нескольким литологическим единицам

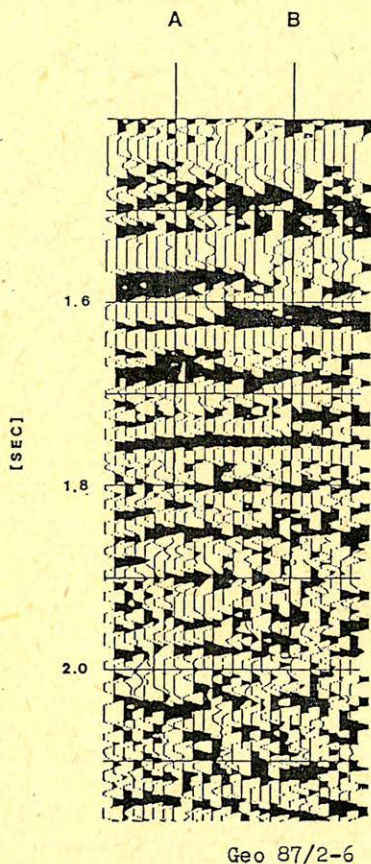
Fig. 5. Model computation: 1. stratigraphical model, 2. synthetic seismic section computed from sonic logs without calibration, a: reflection coefficient section, b: model after filtering to the seismic frequency band, 3. synthetic seismic section computed from calibrated sonic logs with one constant shift, 4. synthetic seismic section computed from detailed calibrated sonic logs.

(Meg kell jegyezni, hogy a B fúrásban akusztikus szelvényt csak az 1698 – 2139 m mélységzakaszon mértek. Ennek megfelelően a B fúrás helyén a sztratigráfiai modell szerkesztéséhez 2139 m alatt nem volt adatunk. Mivel az ezen mélységig megszerkesztett sztratigráfiai modell a mélység függvényében közel párhuzamos és közel vízszintes rétegekből áll, ezért ezen mélységpont alatt, ahol már csak egy fúrásból volt információnk, ezt vízszintes rétegek formájában terjesztettük ki, így kaptuk a sztratigráfiai modellt.)

Az 5/3 ábrán az egy litológiai egységként kalibrált akusztikus szelvényből számított megfelelő szintetikus szeizmogrammok láthatók.

A reflexiókoefficiens szelvények és a szeizmikus frekvenciasávban szűrt szintetikus szeizmogrammok összehasonlítása szemlélteti a szeizmika vertikális felbontásának korlátozott voltát. A szeizmikus frekvenciasávban szűrt szintetikus szeizmogrammok összehasonlíthatjuk a mért szeizmogram két fúrás közötti szakaszával: 6. ábra. Az ábrán jelöltük a fúrások helyét.

A kalibrálatlan adatokból számított szintetikus szeizmogrammon a reflexiók olyan idő-dőléssel jelentkeznek, ami nem egyeztethető össze a mért szelvényvel.



6. ábra. Kinagyított szeizmikus szelvény részlet.

Рис. 6. Увеличенный фрагмент сейсмического профиля

Fig. 6. Enlarged seismic section.

Az egy litológiai egységként kalibrált akusztikus szelvényből számított szintetikus szeizmogrammon ezek a hibás idődölések eltűnnek. Ez a szelvény már mutat korrelációt a mért szeizmikus szelvényvel, bár amplitúdó és fáziskülönbségek maradtak, és ez a szeizmikus zajjal együtt nehezíti a korrelációt.

Az 5/4/b. ábra. a többplitológiai egységre bontott kalibráció alapján számított szeizmogram korrelációja a mért szeizmogrammal további javulást mutat. A kalibrálatlan adatokból számított szintetikus szelvényhez képest enyhe, ellenkező irányú idődőlések jelentek meg, ami korrelál a mért szeizmikus szelvényvel.

Részleteket vizsgálva tökéletes korrelációt a mért szeizmikus szelvény eléggé zajos volta miatt sem várhatunk, másrészt az egyes szintek időbeni helyzete és amplitúdója modell és mért adatok között különbözni fog a legmondosabb kalibráció esetén is. Ezek figyelembevételével az egyes szintek a mért és modellszelvényen azonosíthatók. A teljes mért szelvényt mutató ábrán (1. ábra) a reflexiók könnyebben korrelálhatók.

A bemutatott példánál a szeizmikus és mélyfúrési geofizikai adatok korrelációjának bevezetőben említett egyik útját jártuk végig, a hagyományos szeizmikus szelvénytartományban végzett modellezést. Ugyanerre az adatrendszerre elvégezve a vizsgálatot, pszeudo – impedancia tartományban világosabb korrelációt kapunk (Szulyovszky, 1987).

Érdekes megemlíteni, hogy a kalibráció témakörében az irodalomban újfajta felfogással is találkozunk. A GSI ismert cég brosúrai és publikációi alapján, véleményünk szerint a driftet a szeizmikus és integrált szonikus idő különbségeként definiálva, negatív drift az akusztikus mérés és feldolgozás hibájaként értelmezhető.

A szeizmikus feldolgozás közben a szeizmikus adatokat illesztik a csak pozitív driftet tartalmazó akusztikus karotázs szelvényhez. (Hirsche et al 1984).

Összefoglalás

A szeizmokarotázs, és különösen a VSP mérések felhasználásával – felbontásuk által meghatározott pontossággal – bármely mélyfúrési geofizikai szelvény anomáliát a szeizmikus időszelvénybe transzformálhatunk, és viszont, a szeizmikus időszelvényen bármely eseményét időfüggvényből mélység függvénybe transzformálhatjuk. Ezzel azonban a szeizmikus és karotázs adatok közötti korreláció nincsen megoldva. A szeizmikus szelvényen u.i. interferencia képet látunk, amelyeknek eseményeihez nem rendelhető közvetlenül földtani változás. Ezért valójában összehasonlítani csak a karotázs adatokból számított szintetikus szeizmogrammot és a mért szeizmogrammot, vagy a szeizmikus szelvényből számított pszeudo – karotázs szelvényt és a mért karotázs szelvényt tudjuk. Az összehasonlításnál ezért az akusztikus karotázs szelvényre kell szorítkoznunk. Ennek sebességértékeit azonban nem használhatjuk fel közvetlenül, előzetesen a szeizmokarotázs vagy VSP sebességhez kell igazítanunk, kalibrálnunk kell.

A szeizmikus szelvényen mindig jelenlevő interferencia, mindkét mérésben jelen levő zajhatások, a sebességfüggvény esetleges hibái és felbontásbani hiányosságai miatt szigorú, szoros korrelációt a kalibráció után sem várhatunk, de a görbe szakaszok jellegbeni hasonlósága alapján a korrelációt nagyobb valószínűséggel fogjuk megtalálni.

- Dillon, P. B., Collyer, V. A., 1984, On timing the VSP first arrival: 46 th Meeting of EAEG, London.*
- Dupal, L., Gartner, J., Vive, B., 1977, Seismic application of well logs: Fith European SPWLA Logging Symposium, Paris.*
- Goetz, J. F., Dupal, L., Bowler, J., 1979, An investigation into discrepancies between sonic log and seismic check shot velocities: Annual Conference of Australian Petroleum Exploration Association.*
- Hirsche, W. K., Cornish, B. E., Wason, C. B., King, G. A., 1984, Model - based Q compensation: 54 th Annual Meeting of SEG, Atlanta.*
- Meskó, A., 1977, Szeizmika, Jegyzet, ELTE TTK Tankönyvkiadó Budapest.*
- Szulyovszky I., 1984, Az ál-akusztikus impedanciaszelvények számítása és alkalmazása a direkt szénhidrogén-kutatásban: Magyar Geofizika XXII. 6. p. 214 - 226.*
- Szulyovszky I., 1987, Detection of Thin Beds with the Pseudo - Acoustic Impedancia Section, Geophysical Prospecting Vol. 35, N3, p. 221 - 235.*
- Thomas, D. H., 1977, Seismic applications of sonic logs: Fifth European SPWLA Logging Symposium, Paris.*
- Vermes M., 1986, Akusztikus impedancia becslése szeizmikus csatornák spektrumának extrapolációjával: Magyar Geofizika XXVII. 3 - 4. p. 92 - 123.*
- Weber Z., 1986, Szeizmikus szelvények inverziója: Magyar Geofizika XXVII. 5. p. 183 - 193.*

Egyesületi hírek

Beszámoló az 1987. március 26 – 27-én tartott

Ifjú Szakemberek Ankétjáról

1987. március 26 – 27-én tartotta egyesületünk a már hosszú évek óta hagyományos Ifjú Szakemberek Ankétját. Rendezvényünknek idén is a balatonszemesi minisztertanácsi üdülő adott helyet. Napsütéses, igazi tavaszi időben érkezünk (bár kissé furcsa volt egy ilyen késői, március végi időben a még mindig teljesen befagyott Balatont látni). Idei ankétunkon az ifjú szakemberek előadásai voltak a hivatalos program, ami egyben magába foglalta az első előadók versenyét is a Legjobb Első Előadó címért. Az ankéton összesen 75 ifjú tagtársunk vett részt, és a két nap folyamán 21 előadást hallgathattunk meg, ezek közül 16-an első előadóként léptek fel. A két nap nem jelentett túl bő időt egy-egy előadónak, így mindössze 15 perc állt rendelkezésre mindenkinek, hogy elért eredményeiről beszámoljon. Az öttagú zsűri, miután végighallgatta az előadásokat, meghozta az előadói díjakat illető döntését, amit a zsűri elnöke dr. Meskó Attila, az ELTE Geofizikai Tanszékének tanszékvezető egyetemi tanára ismertetett a hallgatósággal, egyúttal értékelte az elhangzottakat és jónéhány hasznos tanácsal látta el az előadókat, amelyek egyben az eljövendő új első előadóknak is megszívlelendő tapasztalatokként szolgálnak. A zsűri döntése alapján idén I. díjat nem adtak ki, II. díjat nyert **Vakarc Gábor (GKV)** a *Szeizmikus szelvények tektonikai interpretációi Medgyesegyháza – Medgyesbodzás térségében* c., valamint **Szentpály Miklós (ELGI)** *Új rendszerű áramlás-, hőmérséklet- és iszapellenállásmérő szonda kifejlesztése* c. előadásával, míg III. díjat kapott **Barcsai Gábor (OFKfV)** a *Felszíni geoelektromos (VESZ) mérés ipari alkalmazása és számítógépes feldolgozása (Komló – Cserhegy-i mészkő kutatás)* c., **Zsadányi Éva (ELGI)** a *Horizontális időmetszetek feldolgozási és értelmezési lehetőségei*, és **Mitnyik János (ELTE)** a *Paleomágneses polaritás – idő skálák statisztikai tulajdonságai* c. előadásával.

A meglehetősen feszített, de remekül szervezett és kiváló hangulatú két nap után azzal a tudattal térhettünk haza, hogy ismét nagyszerű rendezvényen vehettünk részt.

Várjuk a hasonló folytatást!

Imre Tamás

Közép- és Kelet-Európa geotermikus modellje

VLADIMIR CERMÁK* – BODRINÉ CVETKOVA LUJZA**

Numerikus modellszámításokkal meghatároztuk a mélyhőmérséklet, a radioaktív hőtermelés és a köpeny-eredetű hőáram eloszlását Közép- és Kelet-Európa területén húzódó, a prekambriumi európai kraton, valamint a környező variszkuszi és alpi övezetek fő tektonikai egységeit egyaránt átszelő öt geotraverz mentén. A hőmérséklet meghatározása kéregszerkezeti adatok alapján, a kétdimenziós hővezetési egyenlet numerikus megoldásával történt. A hővezetőképesség és a radioaktív hőtermelés egyes kéregblokkokra vonatkozó értékeit a szeizmikus sebességek ismeretében a sebességek és fenti két termikus paraméter közötti empirikus összefüggések felhasználásával állapítottuk meg. A számításokban figyelembe vettük a hővezetőképesség hőmérséklet-függését és feltételeztük, hogy a hőgeneráció az egyes rétegekben a mélység növekedésével exponenciálisan csökken.

A számítások eredményei szerint a prekambriumi kelet-európai táblára alacsony kéreghőmérséklet és 350–500 °C Moho-hőmérsékletek jellemzők. Az Ukrán-pajzs alatt világos hőmérsékleti minimum rajzolódik ki. A Moho-hőmérsékletek tartománya a vizsgált variszkuszi tektonikai egységek térségében 500–600 °C, az alpi övezetekben 600–800 °C. Magasabb, vagyis 800 °C-t meghaladó Moho-hőmérsékletek fordulnak elő a Pannon-medencéhez hasonló hipertermális zónákban. Eredményeink megerősítik annak a lehetőségét, hogy igen magas felszíni hőáramot mutató területeken az asztenoszféra 50–60 km-es mélységéig is felnyomulhat. A Moho-hőáramok a 15–20 mWm⁻² és 40–60 mWm⁻² értékekkel határolt tartományba esnek.

В работе было рассчитано глубинное распределение температур, теплогенерации и теплового потока из мантии для пяти геотравверсов, расположенных на территории Центральной и Восточной Европы и пересекающих главные тектонические единицы как докембрийского Европейского кратона, так и окружающих его варисских и альпийских регионов. Глубинные температуры были получены на основании данных о строении земной коры вдоль указанных геотравверсов с помощью численного решения двумерного уравнения теплопроводности. Значения теплопроводности и теплогенерации в каждом отдельном блоке коры были определены на основании распределения сейсмических скоростей, для чего было выведено экспериментальное соотношение между сейсмическими скоростями и радиогенной генерацией тепла. Применительно также последнюю экспоненциальное убывание теплогенерации с глубиной. Теплопроводность считалась зависящей от температуры. Как показали расчеты, для докембрийской Восточно-Европейской платформы типичны низкие температуры в коре, температура на поверхности Мохо составляет 350–500 °C. Хорошо выражен минимум температур под Украинским щитом. Под варисскими тектоническими единицами Мохо-температуры повышаются до 500–600 °C и достигают 600–800 °C в альпийских регионах. Наиболее высокие Мохо-температуры, превышающие 800 °C, характерны для гипертермальных бассейнов, таких как Паннонский бассейн. Полученные результаты подтверждают возможность того, что кровля астеносферы в районах с очень высоким тепловым потоком может располагаться на глубине 50–60 км. Тепловой поток на поверхности, Мохо изменяется от 15–20 до 40–60 мВт.м⁻².

Variations of deep temperature, radioactive heat production, and also the mantle heat flow along five geotraverses are calculated. The considered geotraverses are situated in Central and Eastern Europe and run through the main tectonic units of both the precambrian European craton and the surrounding variscan and alpine regions. Temperature distributions are obtained by numerical solution of the two-dimensional equation of heat conduction, on the basis of data on the crustal structure. Given the seismic velocities, the values of heat conductivity and heat production for the individual crustal blocks are found by certain empirical relationships between seismic p-wave velocity and these thermal parameters. The temperature dependence of heat conductivity is taken into account, and it is assumed that heat production decreases with depth exponentially within each separate crustal layer.

According to the results of calculations, generally low crustal temperatures and Moho-temperatures of some 350–500 °C are characteristic of the precambrian East European platform. A clear temperature

* Csehszlovák Tud. Akadémia Geofizikai Intézete, Prága

** ELTE Geofizikai Tanszék, Budapest

minimum occurs beneath the Ukrainian shield. Moho-temperatures amount respectively to 500–600 °C and 600–800 °C at the considered variscan and alpine tectonic formations. Moho-temperatures higher than 800 °C occur at hyperthermal zones like the Pannonian basin. The results of this study suggest the possibility that in areas of definitely high surface heat flows the asthenosphere may ascend to as small depths as 50–60 km. The Moho-heat flows fall in the range between 15–20 mWm⁻² and 40–60 mWm⁻² in the study area.

1. Bevezetés

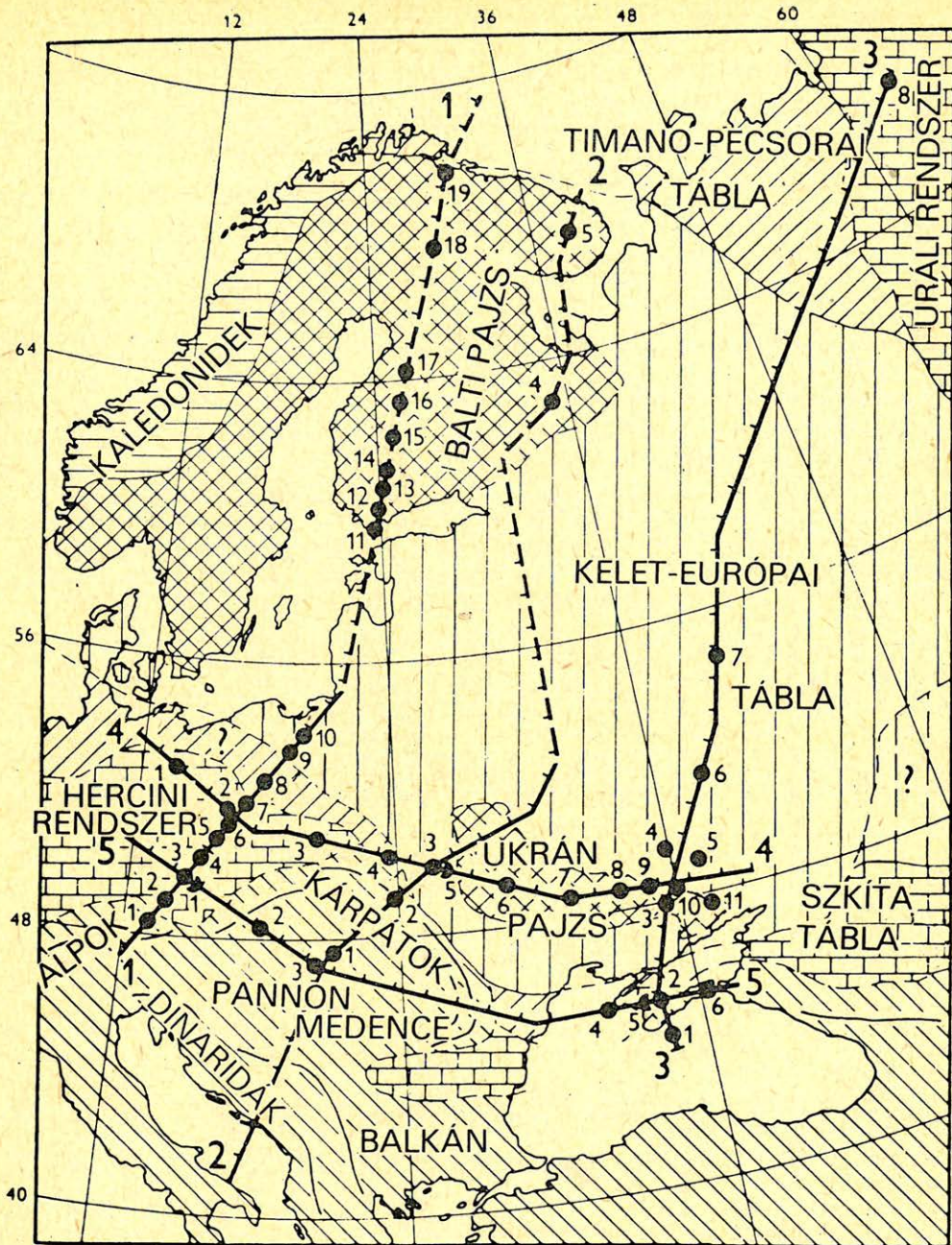
A hőáramsűrűség felszíni eloszlására vonatkozó információ fontos jelentőséggel bír a kéregszerkezeti vizsgálatok és a különböző földtani alakulatok fejlődéstörténetének kutatása szempontjából. Ez az információ, kiegészítve a hővezetőképesség és a radioaktív hőtermelés mélységbeli változására vonatkozó ismeretekkel, lehetőséget nyújt a felszíni hőáram mélységi extrapolálására és ezzel együtt mélység-hőmérsékletek meghatározására a Földben. Geotermikus modellek legnagyobb megbízhatósággal a Föld felső, 100–200 km mélységeig terjedő zónájára dolgozhatók ki, olyan térségben ahol a kéregszerkezet szeizmikus adatokból viszonylag jól ismert. Konkrét területekre vonatkozó individuális hőmérséklet-eloszlások meghatározása elengedhetetlenül szükséges a kéreg és a felső köpeny horizontális termikus inhomogenitásainak, speciálisan a különböző típusú kéregblokkok érintkezési zónáiban kialakuló inhomogenitások vizsgálata szempontjából.

Közép- és Kelet-Európa területén, közös KAPG-program keretében megvalósított ún. mélyszeizmikus szondázásokkal (DSS), 1963 óta folynak tervszerű kéregszerkezeti vizsgálatok. Az 1. ábrán feltüntetett öt transzkontinentális geotraverz mentén meghatározott részletes kéregszerkezeti kép több KAPG-projekt eredményének szintéziseként állt össze. Ezek a kelet-európai geotraverzek, (EEGT) különböző nemzeti és nemzetközi DSS-szelvények (*Sollogub et al., 1978, 1979*) mentén végzett nagyszámú szeizmikus szondázás adataira épülnek. Az öt geotraverz közül három közel észak-déli irányítottaságú, ezek a következő jellegzetes földtani képződményeket szelik át: 1 – Alpi geoszinklinális, Cseh-masszívum, kelet-európai tábla (1100 km), 2 – Dinaridák, Pannon-medence, Ukrán-pajzs (1800 km), 3 – Fekete-tenger, Krim, Dnyepro-donyecki aulakogén, moszkvai szineklízis, peccorai szineklízis (3200 km). Az Északnémet síkság, Lengyelország és az Ukrán-pajzs (2200 km) területén húzódó 4. sz. és a Cseh-masszívum, Pannon-medence, Kelet-Kárpátok (1500 km) térségen áthaladó 5. sz. szelvény kelet-nyugati csapású.

A kéreg és felső köpeny szerkezetére vonatkozó adatok felhasználásával mindegyik szelvényre 60–70 km mélységig terjedően kiszámítottuk a hőmérséklet eloszlását, jelen tanulmány célja a vizsgálat és eredményeinek ismertetése.

2. A térség tektonikája

A vizsgált terület legjelentősebb tektonikai képződménye a fiatalabb gyűrődésekkel határolt ősi kelet-európai tábla. Ez a formáció, Európa legősibb (~3100–600 millió év) részeként, az egész kontinens magját képezi. A tábla fő szerkezeti egységei a Balti- és Ukrán-pajzs a felszínre kibúvó prekambriumi aljzattal, valamint az Orosz-tábla, amely némileg megsüllyedt és üledékekkel fedett. A kelet-európai tábla különböző korú prekambriumi összeletei délnyugaton a Német–Lengyel síkság, északon az Északi-tenger térsége alá benyomulva kö-



Geo 86/22-1

1. ábra. Közép- és Kelet-Európa tektonikai rajonozásának vázlatos térképe a vizsgált geotraverzek feltüntetésével. A számozott körök a 6-10. ábrákon bemutatott mélységzselvények helyzetét jelölik.

Рис. 1. Упрощенная карта тектонического районирования Центральной и Восточной Европы с положением пяти геотраверсов. Точками обозначены положения сейсмических разрезов, представленных на рис. 6-10

Fig. 1. Schematic tectonic map of Central and Eastern Europe, showing positions of the geotraverses investigated in this study. Black circles indicate locations of the seismic cross-sections presented in Figs. 6-10.

vethetők, észak-keleten pedig a Timano-Pecsorai táblával határosak. Az utóbbi két terület földtani szerkezete kevésbé ismert, ezek feltételezhetően epibajkái és részben epikaledóniai korúak. A kaledonidek (~ 600–400 millió év) Európa jelenkori földtani képében nem játszanak jelentős szerepet. A főként a Brit-szigetekre és Skandináviára jellemző kaledóniai öv csak helyenként, szűk zónákat képezve mutatható ki a kelet-európai tábla szegélyein. A vizsgált térség délnyugati részén a táblát a késő-paleozoikumban (~ 400–230 millió év) konszolidálódott variszkuszi gyűrődéses öv (1. ábra) határolja. A valaha kiterjedt variszkuszi öv aljzata több, különböző méretű, a legújabb tektonikai aktivitás idején keletkezett alacsony hegységmasszívumként bújik ki a felszínre. Síkságok vidékén viszont a paleozoós vagy ennél is régebbi aljzatot mezo-kainozoós táblás takaró fedi. A kérdéses területen a Cseh-masszívum és a Mizijszki tábla a legjelentősebb variszkuszi tektonikai egységek. Az alpi Európát (230 millió évesnél fiatalabb korú képződmények) az afrikai és európai lemezek ütközése során keletkezett fiatal lánchegységek (1. ábra) képviselik. Az Alp-Mediterrán övet az Appennini-hegység, az Alpok, a Kárpátok, a Balkán-hg., a Dinaridák, a Krími-hg. és a Kaukázus hegláncai alkotják. Az öv felépítésére a fő szerkezeti egységek kanyargós íveltsége jellemző. Az ívek gyakran zárt hurkokat képezve a Pannón-régióhoz hasonló hegyközi süllyedéseket, vagy tengermedencéket fognak közre. A Kárpátok – kárpáti előmélység és a kelet-európai tábla között fiatalabb, variszkuszi és epivariszkuszi aljzatú táblák zónája helyezkedik el. E zónához tartozik a Fekete-tenger medencéje, a sík-Krím és az elő-kaukázusi térség. Az epivariszkuszi Donyeck-Kaspi rendszerre különleges felépítés jellemző. Így például a Fekete-tengeri és a Dél-Kaspi medencék területén átmeneti kéregtípus figyelhető meg, vagyis a gránitréteg vékony vagy teljesen hiányzik, az alsó kérget pedig vastag (18–25 km) üledéktakaró fedi. Végül a vizsgált terület keleti szegélyén elhelyezkedő uráli gyűrt rendszer az európai és szibériai táblákat választja el egymástól.

3. Földi hőáram

Európa földi hőáramának térképe (Cermák and Hurtig, 1979) több mint 3000 hőáram-mérés alapján lett megszerkesztve. A térképen világosan felismerhető, hogy a hőáram Európa területén nagy általánosságban északkeletről délnyugat felé növekszik, ami a kontinens tektonikai sajátságainak a következménye. Nem elhanyagolható azonban a fő változásra ráarakódó, helyenként jelentős regionális anomáliák szerepe.

Fentiekben már említettük, hogy a vizsgált térség nagyobb részén az ősi kelet-európai tábla helyezkedik el. Erre a tektonikai egységre alacsony ($40-50 \text{ mWm}^{-2}$) hőáram jellemző, különösen alacsonyak ($30-40 \text{ mWm}^{-2}$) a hőáramok a Balti- és Ukrán-pajzs vidékén. Geotermikai szempontból igen érdekes terület az árkos szerkezetű Dnyepro-donyecki aulakogén ahol 50 mWm^{-2} értéket meghaladó hőáramok figyelhetők meg. Az Orosz-tábla keleti szegélyén és az Urál-hegység zónájában viszonylag alacsony, a kelet-európai tábla egészére is jellemző hőáramok dominálnak.

Az alacsony hőáramot mutató régiót délnyugaton az Északi-tenger – Dobrudzsa lineament zárja le. Ez utóbbi határvonal északi szakasza a Teissevre – Tornquist zóna néven ismeretes. A felszíni hőáram eloszlása Közép-Európa térségében az Alpok – Kárpátok gyűrt övétől északra rendkívül változatos képet mutat. A hőáramtér szerkezetére itt megnyúlt, általában kelet-nyugati irányú pozi-

tív anomáliák (Németalföld, Északnémet síkság, Szudéták) jelenléte jellemző. Az anomáliák elhelyezkedése eléggé jól követi a közép-európai tábla déli szegélyének vonalát. A nyugati Kárpátok északi gerincéhez közeledve a hőáram csökkenő tendenciát mutat. A Cseh-masszívum lokális alacsony hőáramot mutató tipikus földtani képződmény.

Az Alpok – Kárpátok gyűrt rendszerének övében a hőáram általában viszonylag magas, bár jelentős helyi variációk figyelhetők meg a térségben. A nyugati Alpokban a hőáram egyértelműen magas, nem mondható el viszont ugyanez a keleti Alpokról. A Nyugat-Kárpátok nyeregznájának vidékére sem annyira a magas hőáram, mint inkább valószínűleg jelentős horizontális hőmérsékleti gradiens jellemző. A Kárpátok ívének egészén a hőáram a külső tektonikai egységektől befelé haladva növekvő trendet mutat. A Kárpátok ívének belül elhelyezkedő Pannon-medence, a területén megfigyelt igen magas ($80 - 100 \text{ mWm}^{-2}$) hőáramokkal, meglehetősen különleges földtani egység Európa hőáram-térképén. A Balkán-félszigetre vonatkozóan rendelkezésre álló viszonylag kisszámú mérési adat nem teszi lehetővé megbízható hőáramtérkép szerkesztését a területre. Minden valószínűség szerint a geotermikus tér regionális változására a térségben több jelentős lokális anomália szuperponálódik. Alacsony hőáram jellemző a Moldáviai és a Mizijszki táblára, és ami eléggé meglepő, az Erdélyi-medencére is. A lokális pozitív anomáliák valószínűleg hidrotermikusan aktív zónákkal kapcsolatosak és így az anomáliák a kéregszerkezetben nem tükröződnek.

A kelet-európai tábla déli térsége a Szovjetunió területén eléggé változó hőáramot mutat, az értékek 55 mWm^{-2} és 80 mWm^{-2} határok közé esnek. A Szkita tábla és a Sztavropoli boltozat geotermikusan aktív területek, az utóbbin a hőáram eléri a 90 mWm^{-2} értéket. A lokális anomáliák itt általában kelet-nyugati helyzetűek és ez az irányítottság megegyezik a fő kainozoós gyűrődések csapásával. A Krím-félszigeten a hőáram széles tartományban ($35 - 90 \text{ mWm}^{-2}$) változik, bár a Krím általában inkább csökkent termikus aktivitás a jellemző. A Fekete-tenger egész térségében alacsony a hőáram. Az utóbbi néhány millió év során lezajlott erős üledékképződés miatt azonban a területen mért hőáramokhoz meglehetősen problematikusan megbízható üledékesedési korrekciókat meghatározni.

4. A hővezetési egyenlet

A kéreg és a felső köpenytartomány hőmérsékletének meghatározása jelen vizsgálatban a kétdimenziós, stacionárius hővezetési egyenlet

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = A(x, z) \quad (1)$$

numerikus megoldásával történt. Fenti kifejezésben $k(x, z, T)$ a hővezetőképesség, $A(x, z)$ a radioaktív hőtermelés, T a hőmérséklet és x, z Descartes-féle térkoordináták. A modellezett tartomány felső határán határfeltételként ismert $T_0(x)$ hőmérsékletet adtunk meg [$T(x, z = 0) = T_0(x)$], amelyet egyszerűség kedvéért 0°C -nak vettünk. Feltételeztük továbbá, hogy az oldalfelületeken a horizontális hőmérsékleti gradiens értéke zérus ($\partial T / \partial x = 0$, $x = 0$ és $x = L$ esetén, ahol L a vizsgált szelvény hossza), ami azt jelenti, hogy a vizsgált tartomány és környezete között nincs horizontális irányú hőcsere. Az alsó határfelületen mind a $T_M(x)$ hőmérsékleteloszlás mind a Q_M hőáram ismeretlen. Ez azt jelenti, hogy a

feladat nem korrekt kitűzésű, mivel az egyik határfelületen hiányzik a matematikailag definiált határfeltétel. A $Q(x, z = 0) = Q_0$ felszíni hőárameloszlást azonban kiegészítő információként felhasználva, mégis meghatározható a feladat stabil kvázimegoldása. Feltételezzük, hogy a Q_0 hőáram két komponens; a modellezett közegrészen belüli radioaktivitásból származó \bar{Q} hőáram és a köpeny-eredetű Q_M hőáram összegeként áll elő.

Az (1) egyenletet a vizsgált szelvényen tetszőlegesen felvett Q_M -eloszlásra megoldva, a kapott hőmérsékletekből meghatározható az a Q_B hőáram amely az adott Q_M -eloszlás mellett a felszínen lenne. A Q_M hőáram $(Q_0 - Q_B) = \min.$ feltételnek megfelelő fokozatos változtatásával, az (1) egyenlet többszöri ismételt megoldása útján lehetőség nyílik olyan Q_M -eloszlás meghatározására, amely mellett a számított és a mért felszíni hőáramok tetszőlegesen megadott pontossággal megközelítik egymást.

A feladat megoldására különböző szerzők [pl. *Bodri (1981), Stromeyer (1984), Safanda (1985)*] által alkalmazott konkrét eljárások lényegüket tekintve nem különböznek egymástól. Mint fentebb említettük, elvileg meghatározható olyan Q_M -eloszlás, amely esetén a felszínre számított és az ott mért hőáramok tetszőlegesen kis eltéréseket mutatnak. A valóságban azonban olyan területeken, ahol a Q_0 felszíni hőáram variációi meglehetősen nagyok, a számított és mért felszíni hőáramok jó egyezése csak rendkívül nagy horizontális Q_M -gradiensek vagy reálisnak egyáltalán nem tekinthető hőforrás-eloszlás mellett biztosítható. A számítási gyakorlatban egyrészt szükséges a Q_M hőáram horizontális változására olyan határokat megállapítani, amelyekben belüli variációkat a helyi tektonikai szerkezet megengedhet, másrészt becslést kell adni a bemenő adatok pontosságára vonatkozóan, és célszerű mindkét szempontból elfogadható kompromisszumra törekedni.

Jelen tanulmányban olyan geotraverzek mentén határozunk meg mélyhőmérsékleteket, amelyek nagykiterjedésűek és jelentősen eltérő földtani egységeket szelnek át. Hogy a vizsgálat lehetőleg univerzális jellegű legyen, több egyszerűsítő feltevéssel kell élnünk. Így például a radioaktív hőforrások eloszlását külön-külön megvizsgáljuk a kéreg felső 10 km-es rétegére és a mélyebb tartományra vonatkozóan.

5. A radioaktív hőtermelés és a szeizmikus sebességek közötti empirikus összefüggés

A kéregben a radioaktív bomlásból származó hő az alapvető hőforrás, ennek mértéke meghatározható adott kőzet I grammjában foglalt U , Th és K mennyiségének ismeretében. A radioaktív anyagtartalom konkrét kőzetmintákon végzett mérésekkel állapítható meg. A radioaktív elemtartalom becslésére a kéreg mélyebb, mélyfúrásokkal már el nem érhető tartományában csak közvetett módszerek alkalmazásával nyílik mód. A radioaktív hőtermelés mélységbeli változásának meghatározására *Rybach and Buntebarth (1984)* olyan empirikus összefüggéseket állapítottak meg A és v_p között, amelyek reális hőtermelési értékeket adnak a gránitoktól az ultrabázisos kőzetekig terjedő kőzettípusok széles skálájára. Mivel idősebb kőzetekre általában kisebb radioaktivitás jellemző, fenti szerzők a kérdéses kapcsolatnak két változatát adják meg:

$$\ln A = 12,6 - 2,17 v_p,$$

$$\ln A = 13,7 - 2,17 v_p. \quad (2)$$

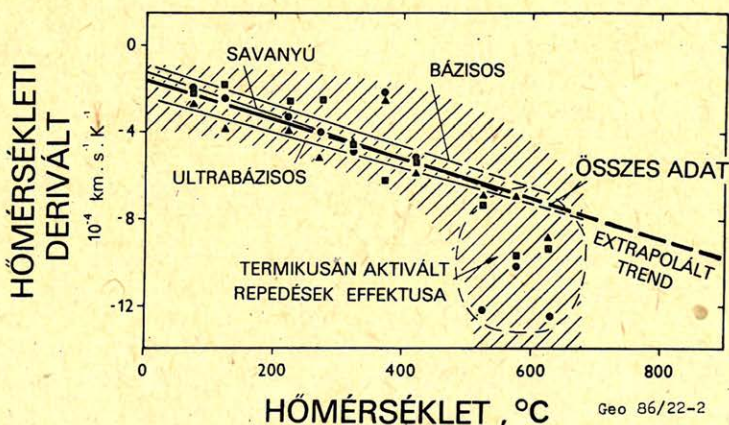
Az első összefüggés prekambriumi, a második pedig fanerozoós kőzetekre vonatkozik. A (2) kifejezésekben a radioaktív hőtermelés μWm^{-3} , a szeizmikus sebesség km/s egységben adott.

Fenti összefüggések laboratóriumi mérések eredményei alapján lettek meghatározva. Mivel a v_p sebesség laboratóriumi mérése a kőzetmintákban szobahőmérsékleten és mintegy 100 MPa nyomáson történt, az „in situ” sebességmeghatározások adataira nyomás és hőmérsékleti korrekciókat kell végezni. Erre a célra a

$$v_p(20^\circ\text{C}, 100\text{ MPa}) = v_p(T, P)[1 + B/v_p],$$

$$B = \frac{\partial v_p}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial v_p}{\partial P} \Delta P \quad (3)$$

formában megadott B korrekciós függvény alkalmazható, amelyben együtthatóként a v_p sebesség T hőmérséklet és P nyomás szerinti deriváltjai szerepelnek. A $\partial v_p/\partial T$ együttható hőmérsékletfüggését a 2. ábra mutatja. A görbe különböző típusú kőzetmintákon végzett mérések (Kern, 1982) eredményei alapján lett megszerkesztve. A hőmérsékleti együttható a bazaltok kivételével gyakorlatilag az összes kőzettípusra lineárisan csökken a hőmérséklet emelkedésével. Az 500 °C feletti hőmérsékleteken bekövetkező erős csökkenés a kőzetek termikusan aktivált megrepedezésének a következménye. Repedések kialakulása a



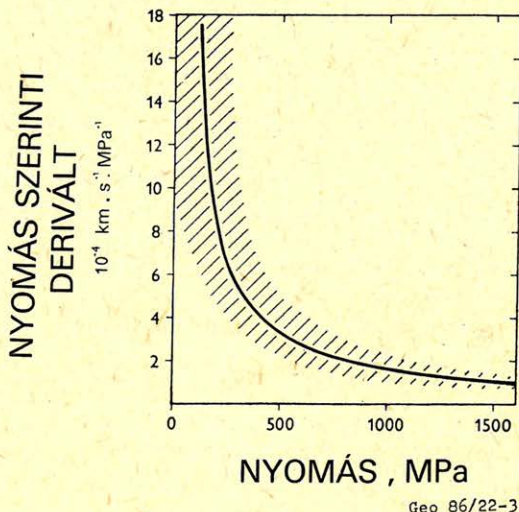
2. ábra. A v_p szeizmikus sebesség hőmérsékleti deriváltjának hőmérsékletfüggése. Jelölés: körök – savanyú kőzetek, négyzetek – bázikus kőzetek, háromszögek – ultrabázikus kőzetek. A 0 – 500 °C intervallumban az összes adatra meghatározott átlagot vastagon húzott egyenes jelöli, a szaggatott egyenes szakasz lineáris extrapolálással adódik.

Рис. 2. Изменение производной сейсмической скорости по температуре от температуры. Точками обозначены значения для кислых пород, квадратами – основных пород, треугольниками – для ультраосновных. Прямая для всех данных построена как статистическое среднее экспериментальных данных и интервале 0 – 500 °C и линейно проэкстраполирована на более высокие значения температур

Fig. 2. Variation of the temperature-derivative of seismic velocity v_p versus temperature. Notation: circles – acid rocks, squares – basic rocks, triangles – ultrabasic rocks. Full line: general trend obtained by averaging the whole available data set in the temperature interval 0 – 500 °C, dashed line: linear extrapolation for higher temperatures..

kőzetmintákban elvileg megakadályozható a nyomásnak a hőmérséklettel együtt történő növelésével. Kern (1982) becslése szerint ehhez 100 K hőmérséklet-emelkedés esetén a nyomást minimálisan 100 MPa értékkel kell megnövelni. Mivel a mérések többsége a 400–600 MPa nyomásintervallumban történt, a $\partial v_p / \partial T$ együttható a 2. ábrán látható nemlineáris csökkenése kéregbeli nyomás-viszonyok mellett valószínűleg nem következik be.

A 3. ábra a $\partial v_p / \partial P$ együttható Gebrande (1982) mérései alapján meghatározott változását mutatja be a nyomás függvényében. A bevonalazott terület a változás statisztikusan lehetséges intervallumát tünteti fel. Az ábra megszerkeszté-

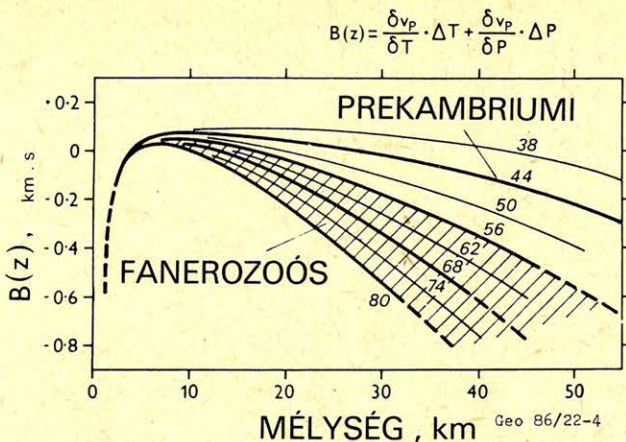


3. ábra. A v_p szeizmikus sebesség nyomás szerinti deriváltjának változása a nyomás függvényében. A bevonalkázott terület a változás lehetséges intervallumát mutatja.

Рис. 3. Зависимость производной сейсмической скорости по давлению от давления. Штриховкой показаны пределы ее возможного изменения

Fig. 3. Variation of the pressure-derivative of seismic velocity v_p versus pressure. The shaded area indicates the possible interval of deviations.

sekor a nyomás mélységbeli változására a következő értékeket adtuk meg: 27 MPa/km a 0–10 km mélységtartományban, 30 MPa/km a 10–30 km intervallumban és 33 MPa/km a 30 km-nél nagyobb mélységeken. A nyomás mélységfüggésének lokális sűrűséginhomogenitásokkal kapcsolatos variációi a fő változásra nincsenek lényeges hatással. Így a v_p sebesség nyomásfüggő részét a vizsgált térség tektonikája gyakorlatilag nem befolyásolja. A hőmérséklet mélységbeli változása és adott terület tektonikus története között azonban szoros kapcsolat áll fent. Prekambriumi képződményeken a geotermikus gradiens értéke legfeljebb 10–15 K/km, míg fiatal orogéneken ugyanaz 50 K/km is lehet, a Moho-hőmérséklet pedig a 300 °C és 900 °C közötti széles tartományban változhat (Cermák, 1982). Az egydimenziós, stacionárius hővezetési feladat megoldásával Cermák (1982) mélyhőmérsékleteket határozott meg Európa minden jelentősebb földtani képződményére. Jelen vizsgálatban ezeket a hőmérsékleteket használtuk fel a B korrekciós függvény számítására, a függvény mélységbeli változása a 4. ábrán látható.



4. ábra. $B(z)$ -paraméter változása a mélység függvényében, az egyes görbéknek megfelelő felszíni hőáram értékeknek (mWm^{-2}) feltüntetésével.

Рис. 4. Параметр $B(z)$ как функция глубины. Отдельные кривые макрированы значениями поверхностного теплового потока в единицах $\text{мВт} \cdot \text{м}^{-2}$

Fig. 4. Variation of parameter $B(z)$ with depth. Individual curves are marked by the values (in mWm^{-2}) of the surface heat flow corresponding to them.

A B -függvény és a vizsgált területre vonatkozó szeizmikus szelvény ismeretében a (2) „laboratóriumi” összefüggések „in situ” viszonyokra transzformálhatók és ezáltal meghatározható a radioaktív hőtermelés mértéke a kérdéses geotraverz tipikus kőzetblokkjaira. A megfelelő számértékeket az 1. táblázatban foglaljuk össze. A vizsgált közép- és kelet-európai térségre adódó (A , v_p) összefüggést grafikusán az 5. ábra szemlélteti. Az ábrán feltüntetjük Rybach and Buntebarth (1984) „laboratóriumi” görbéit is, valamint a különböző kőzetekre jellemző radioaktív hőtermelést a szórási intervallumokkal együtt. A hőtermelés szelvényeinek meghatározása során feltételeztük, hogy a radioaktív fűtés az egyes kéregblokkokban a mélységgel exponenciálisan csökken:

$$A(z) = A_0 \exp(-z/D), \quad (4)$$

ahol A_0 a hőtermelésnek adott kéregblokk felső határára vonatkozóan az 1. táblázatban feltüntetett értéke. A D csillapodási tényező számítása minden kéregblokkra külön, a blokk vízszintes határain. A folytonosságára megadott feltétel alapján történt. A hőtermelési függvény eloszlását a felső 10 km-es zóna (UTK-réteg) kivételével az egész kéregre fenti összefüggés alapján számítottuk.

Felső 10 km:

Üledékek (kódjel - S) 1,2 (pC) és/vagy 1,0 (Ph)

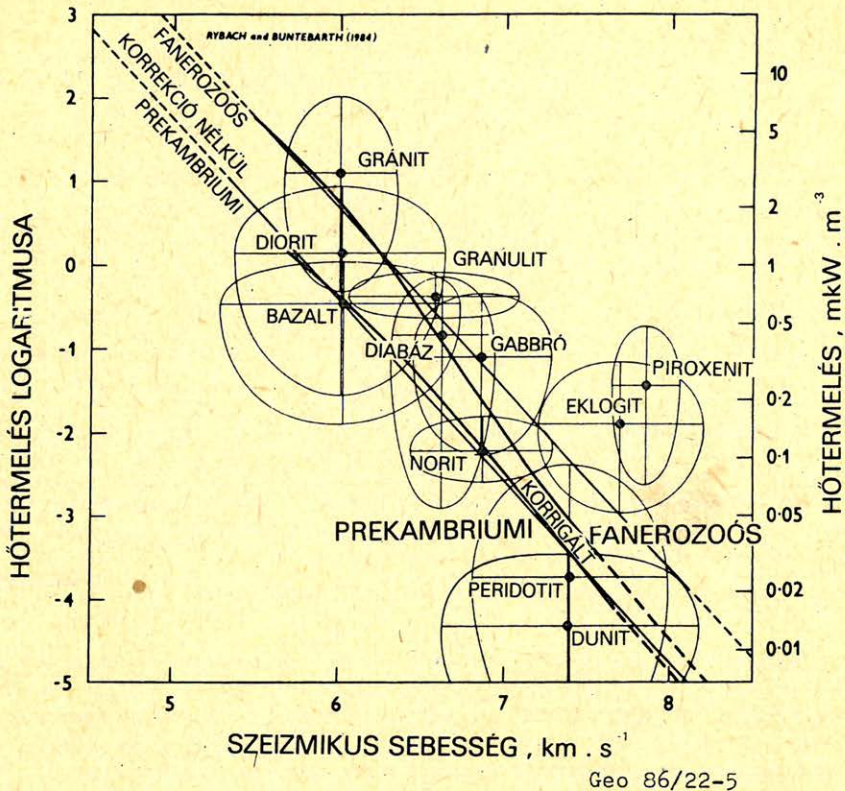
Kristályos vagy metamorf kőzetek (kódjel - 0)

$A(z) = A_0 \exp(-z/D)$, $D = 10$ km

a) variáns: minimális hőtermelés - $A_0 = 0,4 Q/D$

b) variáns: maximális hőtermelés - $A_0 = 0,4 Q/D(1 - e^{-1})$

A 6–10. ábrákon a vizsgált területre vonatkozóan 49 tipikus sebességszelvényt (Sollogub et al., 1979) mutatunk be a megfelelő radioaktív hőtermeléssel együtt. D -paraméter változásáról a kérdéses szelvényeken a következő sajátságok állapíthatók meg. Közvetlenül az UTK-réteg alatt elhelyezkedő felső kéregblok-



Geo 86/22-5

5. ábra. A radioaktív hőtermelés kapcsolata a v_p szeizmikus sebességgel. A vékony vonalak Rybach and Buntebarth „laboratóriumi” összefüggéseit reprezentálják, a vastag vonalak az „in situ” viszonyokra korrigált kapcsolatot ábrázolják. A pontok a különböző kőzetekre vonatkozó átlagértékeket, az ellipszisek a szórási tartományokat jelölik. Forrásmunkák: sebességadatok – Kern (1982), radioaktivitás – Rybach and Cermák (1982).

Рис. 5. Зависимость теплогенерации A от сейсмической скорости v_p . Тонкие линии соответствуют «лабораторным» формулам Rybach and Buntebarth (1984), толстые – соотношения для условий „in situ” после введения коррекций. Точками обозначены средние значения для отдельных типов пород, эллипсы дают возможные пределы изменения величин. Сейсмические скорости взяты из работы Kern (1982), значения теплогенерации – из Rybach and Cermák (1982).

Fig. 5. Relation between radioactive heat production and seismic velocity v_p . Thin lines represent the „laboratory” relationships of Rybach and Buntebarth, the heavy lines correspond to the case at „in situ” conditions. References: seismic velocity data – Kern (1982), radioactivity – Rybach and Cermák (1982).

kokban D értéke 20–30 km, míg az alsó kéregre, 40 km körüli mélységeken már csak 5–10 km közötti D -értékek jellemzők. A változásnak ez a menete eléggé meglepő és nem könnyű magyarázatot találni rá. A teljes hőtermelést az U , Th és K radioaktív elemek bomlása során együttesen felszabaduló hőmennyiség adja, a radioaktív elemkoncentráció, mint ismeretes, a mélységgel exponenciálisan

A mélyhőmérsékletek számítására alkalmazott radioaktív hőtermelési értékek (μWm^{-3} egységben) az intervallumok kódjeleinek feltüntetésével (pC: prekambriumi, Ph: fanerozoós)

Таблица 1.

Сводка значений теплогенерации, которые использовались при двумерном моделировании поля температур, и соответствующие коды (pC- докембрийский, Ph – фанерозойски), единицы теплогенерации – мкВт.м⁻³

Table 1.

Values of heat generation rates (in UWmG^2) used for modelling the deep temperatures. Symbols A, B, . . . , Z indicate the corresponding particular intervals (pC: Precambrian, Ph: Phanerozoic)

Kódjel	v_p	pC	Ph	Kódjel	v_p	pC	Ph
A	6,0	0,82	2,60	M	7,0–7,1	0,08	0,13
B	6,0–6,1	0,65	2,00	N	7,1–7,2	0,06	0,10
C	6,1–6,2	0,56	1,55	P	7,2–7,3	0,05	0,08
D	6,2–6,3	0,48	1,20	R	7,3–7,5	0,035	0,06
E	6,3–6,4	0,39	0,92	T	7,5–7,7	0,02	0,035
F	6,4–6,5	0,32	0,72	U	7,7–7,9	0,015	0,02
G	6,5–6,6	0,26	0,53	V	7,9–8,1	0,01	0,015
H	6,6–6,7	0,20	0,41	W	8,1–8,3	0,01	0,015
J	6,7–6,8	0,16	0,31	X	8,3–8,7	0,005	0,005
K	6,8–6,9	0,12	0,23	Y	$\geq 8,7$	0,004	0,004
L	6,9–7,0	0,10	0,18	Z	asztenozsf.	0,05	0,05

csökken. *Jaupart et al. (1981)* és *Haack (1982)* adatait általánosítva, *Rybach and Cermák (1982)* a következő értékeket adják a radioaktív elemkoncentráció mélységbeli csökkenésének logaritmikus dekremensére: $D_U \sim 6-7$ km, $D_{Th} \sim 10$ km, $D_K \sim 30$ km. Mivel a kérdéses radioaktív elemek koncentrációja alapján számított teljes hőtermelésben a mélység növekedésével egyre inkább a legnagyobb dekremensű komponens dominál, $D(z)$ mélységgel történő növekedését várhatnánk.

A 11. ábrán D -paraméter fenti 49 szelvény minden km-es részintervallumára számított értékének gyakorisági hisztogramja látható. A 12. és 13. ábrák D prekambriumi és fanerozoós tektonikai képződményekre jellemző mélységbeli változását szemléltetik. Ez utóbbi ábrák szerkesztése során a nagyon anomáliás (5 km-nél kisebb, illetve 50 km-nél nagyobb) D -értékeket nem használtuk fel. Annak ellenére, hogy a 12–13. ábrák adatai bizonyos mértékig közelítő jellegűek, D mélységbeli csökkenése világosan kirajzolódik.

A 6–10. ábrákon bemutatott szelvényeket formálisan soroljuk a következő négy csoportba: prekambriumi, valamint alacsony, közepes és magas hőáramot mutató fanerozoós szerkezetek. A hőáram és a kéregvastagság közötti korrelációs kapcsolat miatt ennek a besorolásnak megfelelő fizikai alapja is lehet. A tipikus sebességszelvények laboratóriumi viszonyokra való transzformálása és a radioaktív hőtermelés *Rybach and Buntebarth (1984)* képletei szerint történő kiszámítása után mindegyik csoportra meghatározható a hőtermelés mélységfüggését reprezentáló függvény (14. ábra). D -paraméter értéke a különböző csoportokra vonatkozóan a 14. ábra egyeneseinek meredekségéből adódik (15. ábra). A 15. ábrából nemcsak D mélységbeli csökkenése olvasható ki, hanem az is, hogy a

csökkenés jellege az egyes csoportok között eltérő. Fiatalabb, vagy magasabb hőárammal kapcsolatos földtani képződményekre kisebb D -értékek jellemzők mint kis hőáramot mutató prekambriumi táblákra és pajzsokra.

6. Radioaktív hőtermelés a kéreg 10 km-es felső zónájában (UTK-réteg)

A felső kéregzónában mind a geológiai, mind a tektonikai szerkezet igen összetett. 1 MPa-nál kisebb nyomásviszonyok mellett a kőzetek fizikai sajátosságait nagyban meghatározza porozitásuk és repedezettségük foka. Ezzel összefüggésben a szeizmikus sebesség nyomás szerinti deriváltjának értéke széles határok között változhat és gyakorlatilag lehetetlen meghatározni a B korrekciós függvényt. Azonkívül a kőzetek mikrorepedései elősegítik az U és Th felszín alatti vízáramlással kapcsolatos migrációját (Costain, 1979) és így a kezdeti radioaktív elemkoncentráció a felszínközeli kéregblokkokban jelentősen megváltozhat. Mivel a fentiekben ismertetett (A, v_p) összefüggés alkalmazhatósága a felső kéregzónára esően vitatható, a hőtermelés meghatározásának problémáját itt eltérő módon oldottuk meg.

A kéreg legfelső rétegeire vonatkozóan a radioaktív fűtés meghatározására a hőtermelés és a hőáram közötti lineáris kapcsolat interpretálásán alapuló direkt módszer (Roy et al., 1968; Lachenbruch, 1968) kínálkozik, miszerint

$$Q = q_0 + DA_0, \quad (5)$$

ahol Q adott földtani alakulatra vonatkozó közepes hőáram, és q_0 bizonyos mélységről érkező hőáram, amelynek értékét a D -egyenes meredeksége adja meg. Az (5) összefüggés mind kristályos, mind metamorf kőzetkibúvások területére alkalmazhatóan bizonyult és valószínűleg általános érvényűnek tekinthető. Magyarzatra általában a kéreg két radioaktivitási modelljét szokás tekinteni. Az exponenciális modell (Lachenbruch, 1968) D -paramétert a mélységgel exponenciálisan csökkenő hőtermelés logaritmikus dekremenseként értelmezi. A lépcsős modellben (Roy et al., 1968) D a radioaktív elemekben dús felső kéregtartomány vastagsága.

6. ábra. Az 1-1 ÷ 1-10 szeizmikus mélységszelvények és a v_p sebesség alapján számított radioaktív hőtermelés ($\mu W m^{-3}$) eloszlása a szelvényeken. A sebességadatok (km/s) a szelvényeken kurzívval írt számjegyekkel vannak feltüntetve. Az üledékes medencéket pontozással, a sebességinverziók zónáit bevonalazással jelöljük. A szelvények számozásában az első számjegy a megfelelő geotraverz azonosítója, a második számjegy az adott mélységszelvényt jelöli a geotraverzen (ld. 1. ábra).

Рис. 6. Сейсмические разрезы 1-1 ÷ 1-10 и перевод сейсмических скоростей в теплогенерацию. Значения скоростей (км/сек) даны курсивом, теплогенерация ($\mu W \cdot m^{-3}$) — обычным шрифтом. Области, покрытые пунктиром — осадочные бассейны, заштрихованные районы — области инверсии скоростей. Положение разрезов на геотраверсах обозначено на рис. 1. Первая цифра обозначения разреза соответствует номеру геотраверса.

Fig. 6. Seismic cross-sections No. 1-1 ÷ 1-10, and radioactive heat production ($\mu W m^{-3}$) calculated by data on v_p . Seismic velocity values (km/s) are indicated on the cross-sections by „cursive” numbers. Sedimentary basins are marked by dotting and the hatched areas show zones of inversion of seismic velocities. The seismic transects are identified by two numbers. The first of these refers to the given geotraverse, the second one defines the location of a particular transect along the geotraverse in question (see Fig. 1.)

1-1

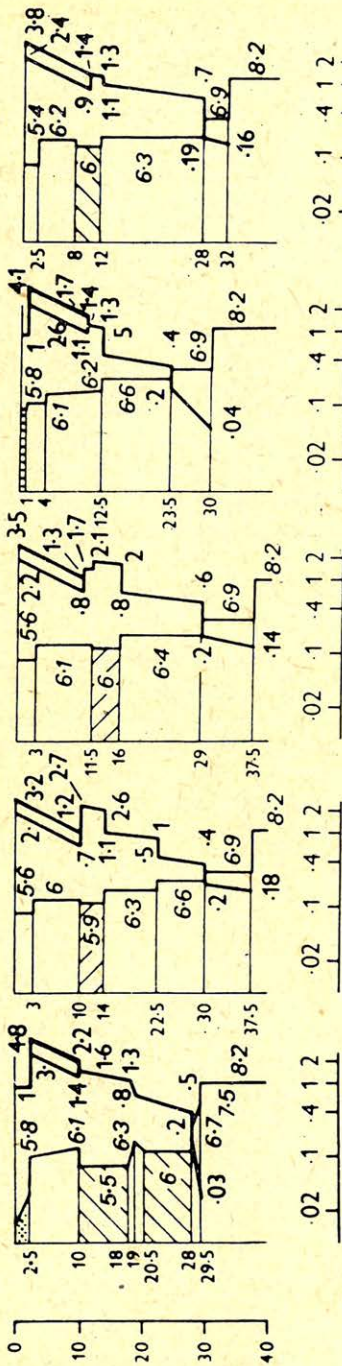
1-2

1-3

1-4

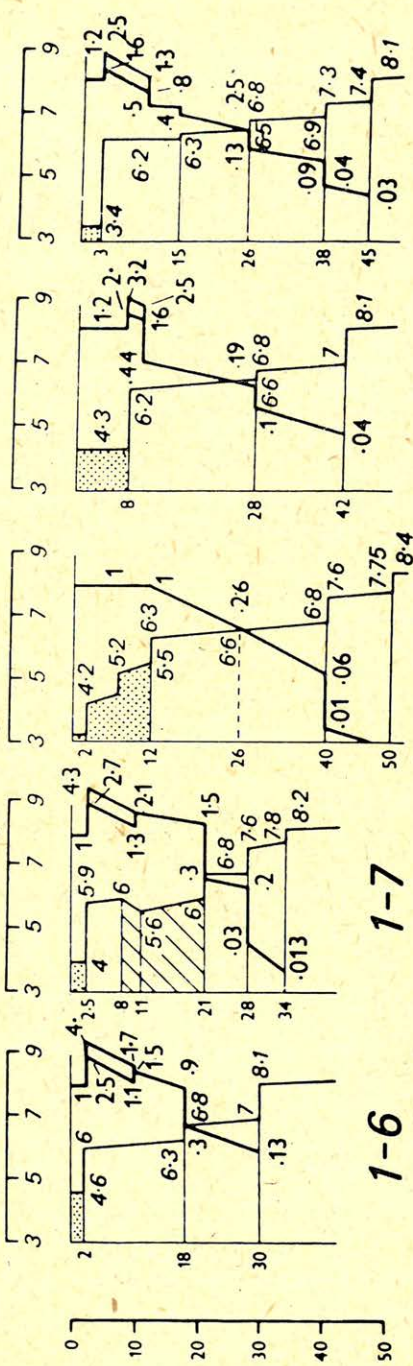
1-5

MELYSEG, km

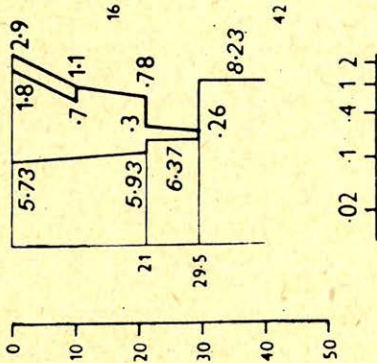
SZEIZMIKUS SEBESSÉG, km . s⁻¹

HŐTERMELÉS, mkW . m

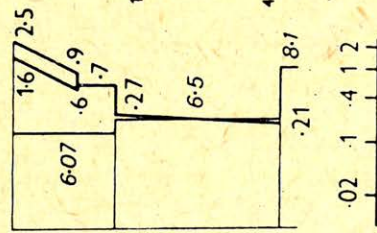
MELYSEG, km



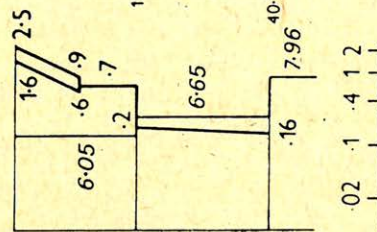
1-11



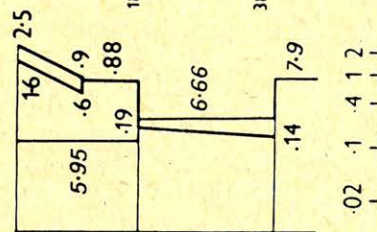
1-12



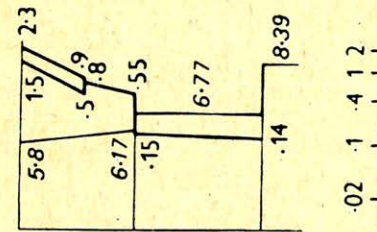
1-13



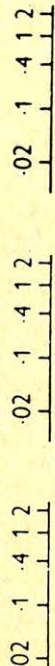
1-14



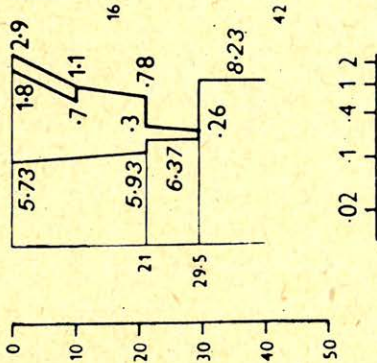
1-15



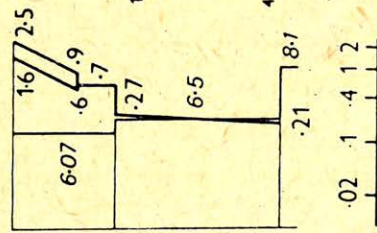
HÖTERMELÉS, mkw . m⁻³



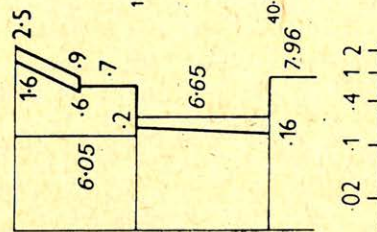
1-16



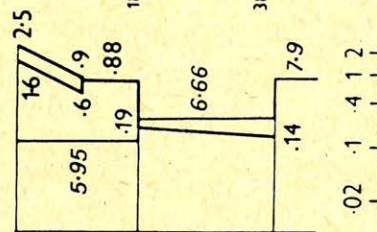
1-17



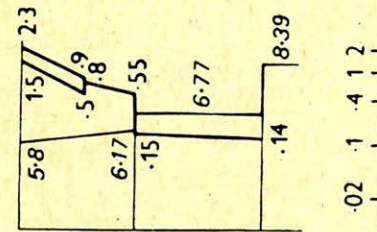
1-18



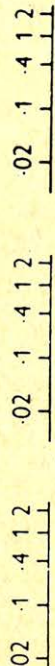
1-19



2-1



SZEIZMIKUS SEBESSÉG, km . s⁻¹



7. ábra. Az 1–11 ÷ 2–1 szeizmikus mélységszelvények és a radioaktív hőtermelés eloszlása a szelvényeken.

Рис. 7. Сейсмические разрезы I–II ÷ 2–1 и соответствующие им профили теплогенерации.

Fig. 7. Same as Fig. 6, but for seismic cross-sections No. 1–11 ÷ 2–1.

D -paraméter a 4 km és 16 km közötti tartományban változik, tipikusnak a $D \approx 10$ km érték mondható. Jelen vizsgálatban ezt a tipikus értéket vettük a felső kéregtartomány (UTK-réteg) vastagságának, ennél kisebb mélységben a radioaktív hőtermelés meghatározása a (A, v_p) függvény helyett az (5) formula alapján történt. Gyakorlati alkalmazhatóság céljára az (5) kifejezést ki kell még egészíteni egy további empirikus összefüggéssel is amelyet *Chapman and Pollack (1977)* állapított meg a \hat{Q} közepes földi hőáram és a fentebb bevezetett q_0 hőáram között

$$q_0 = 0,6 \hat{Q}. \quad (6)$$

A számítások során az UTK-rétegre egy-egy szélsőséges esetnek megfelelő két hőtermelés-eloszlást alkalmaztunk.

a Feltételezve, hogy közelítőleg teljesül a $\hat{Q} = Q$ egyenlőség, az (5) és (6) kifejezésekből következően

$$A_0 = 0,4 Q/D. \quad (7)$$

A_0 értéke alatt ez esetben a felszíni hőtermelés értendő, a hőtermelés mélységbeli csökkenése a (4) exponenciális összefüggés alapján számítható.

b Másik lehetőségként a (7) kifejezésben szereplő A_0 paraméternek D vastagságú réteg közepes hőtermelését véve, a radioaktivitás mélységbeli csökkenésére felírható, hogy

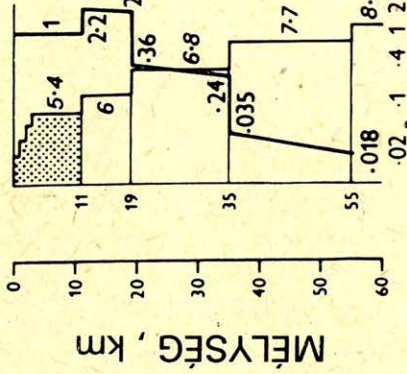
$$A_0 = \frac{1}{D} \int_0^D A'_0 \exp(-z/D) dz, \quad (8)$$

ahol $A'_0 = A_0/(1-e^{-1})$ a radioaktív hőtermelés felszíni értékét jelenti. Az első hőtermelés-eloszlás *Lachenbruch (1968)* modelljének felel meg, az utóbbi variáns pedig a *Roy et al. (1968)*-féle lépcsős modell rész esetének tekinthető.

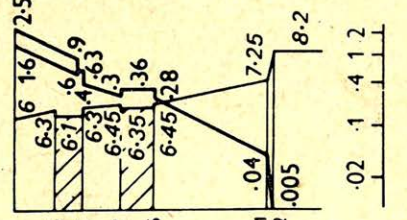
Vizsgálatunkban a különböző geotraverzekre vonatkozó mélyhőmérsékleteket a felszínközeli radioaktivitás mindkét modelljére számítottuk. A D vastagságú rétegben minimális, illetve maximális hőtermelési eseteknek megfelelő két modellt a továbbiakban a és b megjelöléssel látjuk el. A számításokban D -paraméter értékét 10 km-nek vettük és mélységgel exponenciálisan csökkenő hőtermelést tételeztünk fel.

Néhány területen a felszínközeli radioaktivitás modellezésére egy további hőfejlődési variánst alkalmaztunk. A vizsgált térségben egyes geotraverzek más földtani alakulatok mellett üledékes medencéket is átszelnek. Olyan medencékben, ahol az üledéktakaró vastagsága 1 km-t meghalad, az üledékrétegben állandó és prekambriumi képződményekben $1,2 \mu\text{Wm}^{-3}$, fanerozoós alakulatokban pedig $1,0 \mu\text{Wm}^{-3}$ hőtermelési értékeket tekintettünk mérvadónak (*Haack, 1982*).

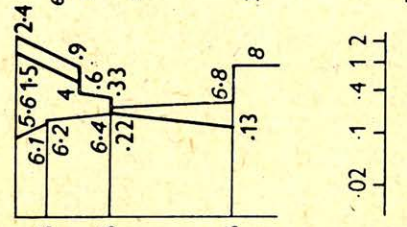
2-2



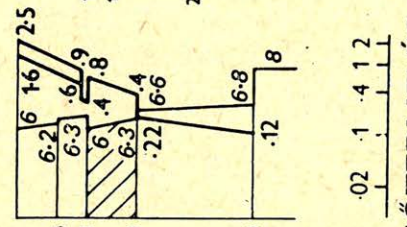
2-3



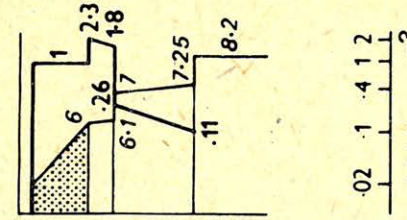
2-4



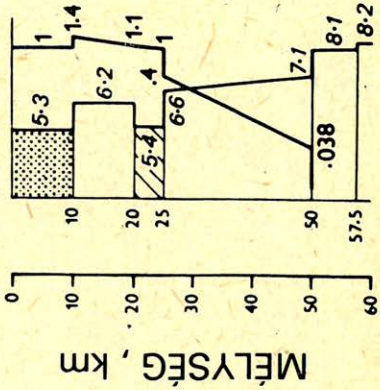
2-5



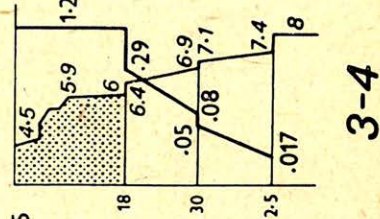
3-1



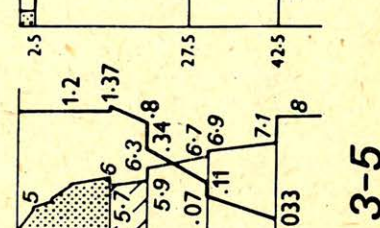
3-2



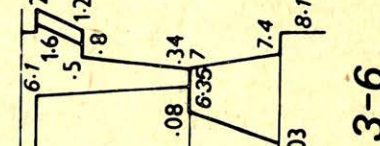
3-3



3-4



3-5



HŐTERMELÉS, mkW . m

0.02 1 4 1 2

0.02 1 4 1 2

0.02 1 4 1 2

0.02 1 4 1 2

3-2

3-3

3-4

3-5

3-6

8. ábra. A 2–2 ÷ 3–6 szeizmikus mélységszelvények és a radioaktív hőtermelés eloszlása a szelvényeken

Рис. 8. Сейсмические разрезы 2–2 ÷ 3–6 и соответствующие им профили теплогенерации.

Fig. 8. Same as Fig. 6, but for seismic cross-sections No. 2–2 ÷ 3–6.

7. A hőmérsékleti szelvények számításáról

A hőmérséklet számítására szolgáló hővezetési egyenletet a 4. pontban ismertettük. Az alábbiakban foglalt számítási eljárást mindegyik vizsgált geotraverzre alkalmaztuk. Írásunk terjedelmének csökkentése céljából az eljárás részleteit azonban csak az 5. sz. geotraverz (EEGT 5: Cseh masszívum – Pannon-medence – Kelet-Kárpátok) példáján mutatjuk be.

Mélyszeizmikus szondázások eredményei (Sollogub et al., 1979) alapján a szelvényt kőzetblokkokra bontottuk fel (16. ábra). Minden egyes kőzetblokkra az 5. és 6. pontban ismertett algoritmusok szerint kiszámítottuk a radioaktív hőtermelés értékét. Az UTK-réteg két különböző radioaktivitási modelljének megfelelő hőtermelés-eloszlást a 17. ábra mutatja be. A k hővezetőképesség hőmérsékletfüggését a

$$k = k_0 / (1 + CT) \quad (9)$$

összefüggés alapján számítottuk, ahol k_0 a hővezetőképesség szobahőmérsékleten és C kísérleti úton meghatározott együttható. Viszonylag alacsony hőmérsékleteken a hővezetőképesség a hőmérséklet emelkedésével csökken, a C -együttható értéke pozitív (Cermák and Rybach, 1982). A 300–500 °C hőmérsékletintervallumban bázikus kőzetek hővezetőképessége gyakorlatilag nem függ a hőmérséklettől, vagyis $C = 0$. 500 °C feletti hőmérsékleteken a sugárzási hővezetés felerősödése miatt a hővezetőképesség növekszik, tehát a C -együttható negatívvá válik. A k_0 és C paraméterek jelen vizsgálatban alkalmazott értékeit a 2. táblázatban tüntetjük fel. Az 5. sz. geotraverz valódi hőmérsékleteinek megfelelő hővezetőképesség-modelleket a 18. ábra szemlélteti (a két variáns az UTK-réteg minimális, illetve maximális radioaktivitási modelljének felel meg.)

2. táblázat

A mélyhőmérsékletek modellezési feladatában alkalmazott hővezetőképesség-értékek

Таблица 2.

Значения теплопроводности, которые использовались при моделировании теплового поля

Table 2.

Values of thermal conductivity used for modelling the deep temperatures

Modellezett zóna	Kódjel	k_0 Wm ⁻¹ K ⁻¹	C K ⁻¹
felső kéreg	A–J, 0,S	3,0	0,001
alsó kéreg	K–U	2,0	0
kéreg alatti litoszféra	V–Y	2,5	–0,00025
asztenoszféra	Z	3,0	–0,0004

Mint a 4. pontban már említettük, a mélyhőmérsékletek számításához szükséges a hőáram ismerete a modellezett tartomány alsó határára vonatkozóan. Mivel a köpeny radioaktivitása viszonylag gyenge, ez a hőáram gyakorlatilag megegyezik a Moho-felületen átfolyó Q_M hőfluxussal. A számítási eljárást a $Q_M = 0$ feltételezéssel kezdtük. Ezután a Q_M hőfluxust fokozatosan változtattuk a Q_0 mért felszíni hőáram és a felszínre számítással adódó Q_B hőáram eltéréseinek megfelelően. Eredményeink szerint 3–4 ilyen iterációs lépés elegendőnek bizonyult ahhoz, hogy a mért és számított felszíni hőáramok eltérései adott geotraverz mentén ne haladják meg a $2-5 \text{ mWm}^{-2}$ értéket. Kivételt képeztek olyan kis kiterjedésű, lokális anomáliák, ahol a hőáram horizontális gradiensei igen jelentősek. Ilyen területeken csak irreálisan magas Moho-hőáramok és hőáram-gradiensek mellett lehetett minimális eltéréseket elérni. Fenti hőáram anomáliák minden valószínűség szerint olyan tényezőknél tulajdoníthatók, mint mély törések, hidrogeológiai perturbációk stb. Ezek hatásának figyelembe vétele jelen dolgozat keretein túlmutat. Mivel az említett anomáliák szigorúan lokális jellegűek és gyakorlatilag nem befolyásolják nagy kiterjedésű geotraverzek általános hőmérsékleti képét, a mért és számított felszíni hőáramokban esetenként előforduló bizonyos eltérésektől eltekintettünk.

A hővezetési egyenlet egyenközű négyzőghálózatra (a rácspontok távolsága vízszintes irányban 20 km, függőleges irányban 2,5 km) levezetett, véges differenciákban adott változatát effektív iterációs eljárással (successive overrelaxation) oldottuk meg.

A 19. és 20. ábrák a felső kéreg két különböző radioaktivitási modelljére vonatkozóan számított Q_B és mért Q_0 felszíni hőáramok, valamint a kéreg radioaktivitásából származó \bar{Q} hőáram és a Moho-hőáram változását mutatják az 5. sz. geotraverz mentén. Az ábrák alsó részében az izotermák menete látható. Mivel az a változat esetében az UTK-réteg radioaktivitása minimális, az alsó kéreg hőmérséklete és a Moho-hőáram itt magasabb a b variánsra adódó értékeknél. A hőmérséklet eltérései a modell alsó határán 50–80 K, a Moho-hőáramok különbségei pedig $4-6 \text{ mWm}^{-2}$ nagyságúak. A többi vizsgált geotraverzen csak az a esetre számított termikus szelvényeket mutatjuk be, eredményeink szerint ugyanis maximális radioaktivitású UTK-réteg esetén a Moho-hőáramra valószínűtlenül kicsiny értékek adódnak.

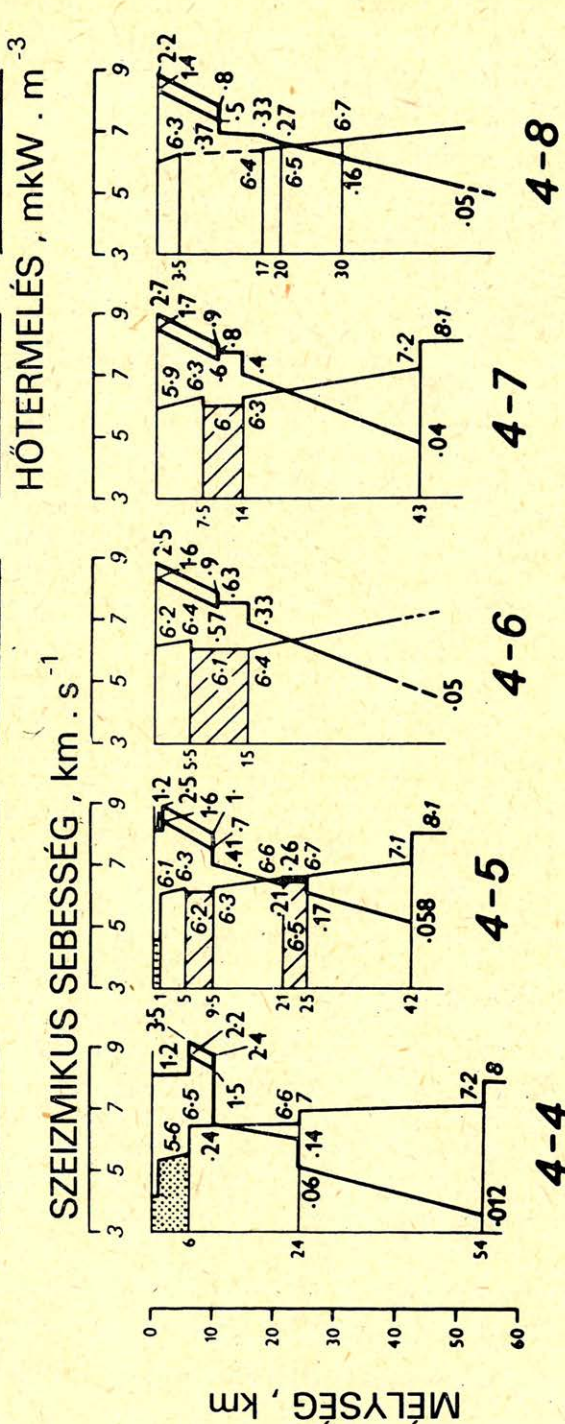
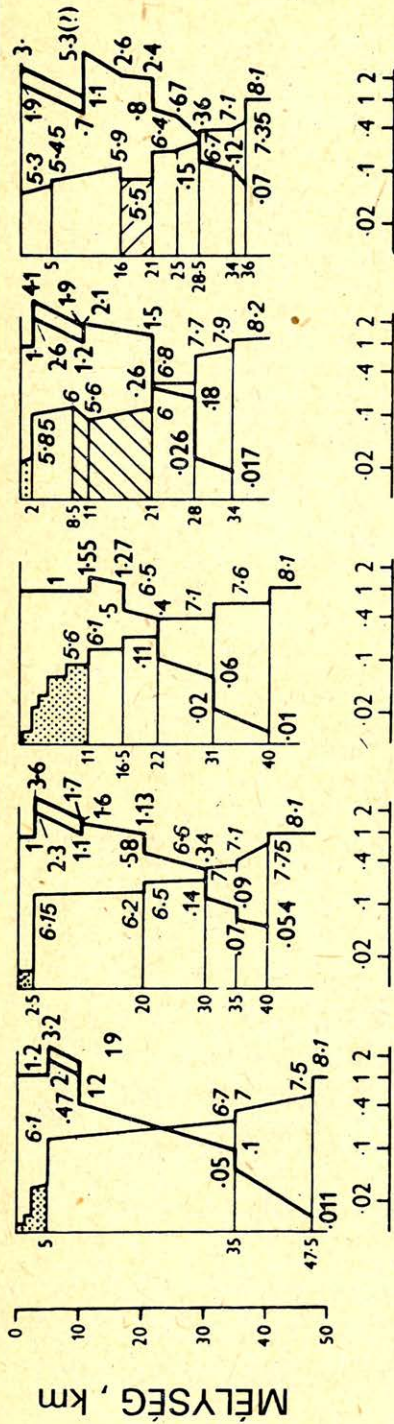
8. Mélyhőmérsékletek

Az EEGT 1–EEGT 4 geotraverzekre meghatározott termikus szelvényeket a 21–24. ábrákon mutatjuk be. A mélyhőmérsékletek és a Moho-hőáram számításának regionális eloszlások formájában általánosított eredményeit a 25. és 26. ábrák szemléltetik. A hőmérsékleti tér Közép- és Kelet-Európa területén az alábbi fő sajátosságokkal rendelkezik.

9. ábra. A 3–7 ÷ 4–8 szeizmikus mélység-szelvények és a radioaktív hőtermelés eloszlása a szelvényeken.

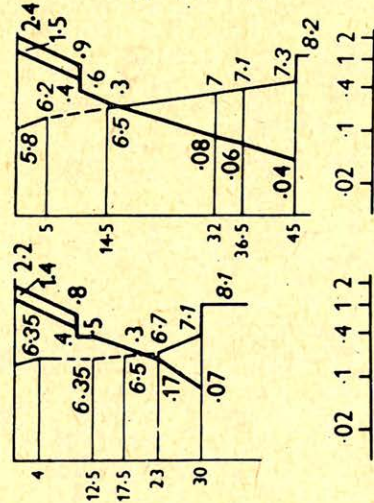
Рис. 9. Сейсмические разрезы 3–7 ÷ 4–8 и соответствующие им профили теплогенерации.

Fig. 9. Same as Fig. 6, but for seismic cross-sections No. 3–7 ÷ 4–8.

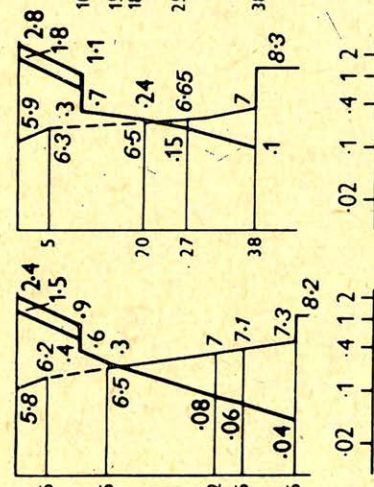


MÉLYSÉG, km

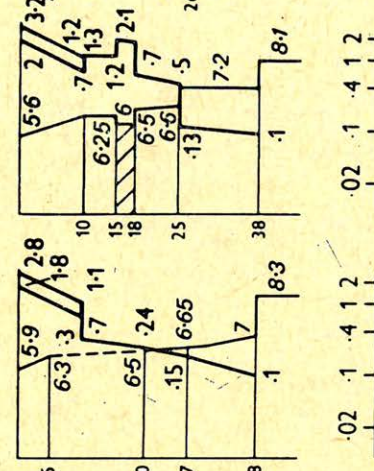
4-9



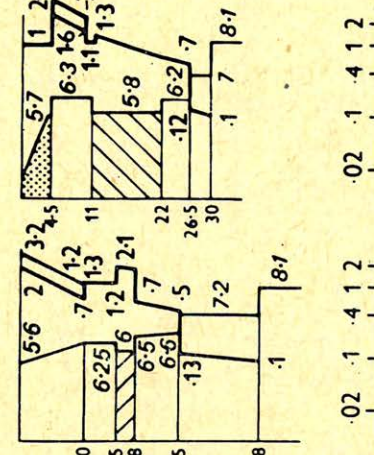
4-10



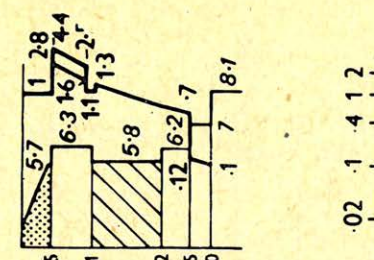
4-11



5-1



5-2



.02 1 4 1 2

.02 1 4 1 2

.02 1 4 1 2

.02 1 4 1 2

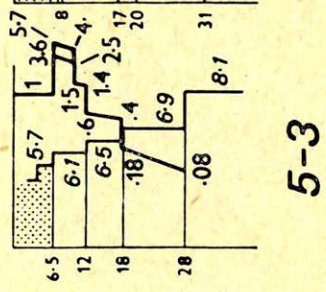
.02 1 4 1 2

HŐTERMELÉS, mkW . m⁻³

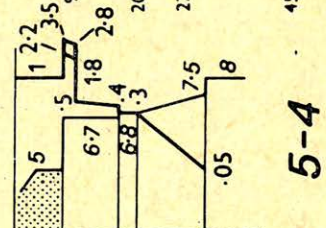
SZEIZMIKUS SEBESSÉG, km . s⁻¹

MÉLYSÉG, km

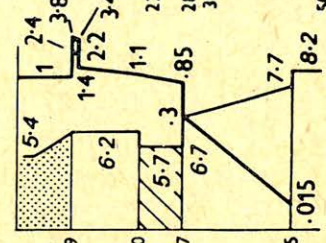
5-3



5-4



5-5



3 5 7 9

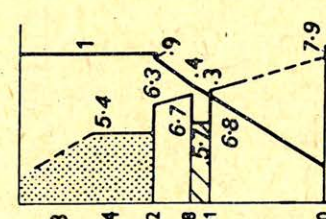
3 5 7 9

3 5 7 9

3 5 7 9

3 5 7 9

5-6



Geo 86/22-10

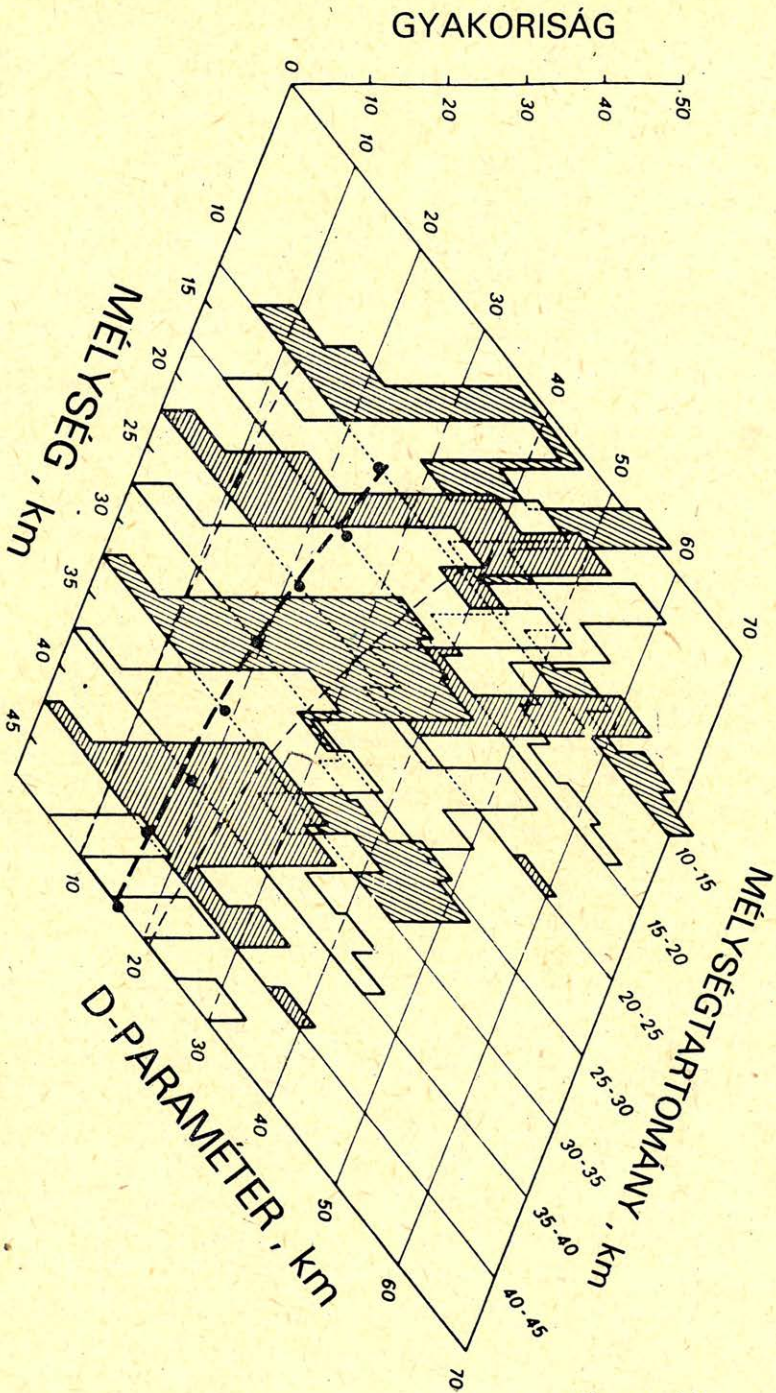
10. ábra. A 4–9 ÷ 5–6 szeizmikus mélységsvélvények és a radioaktív hőtermelés eloszlása a szelvényeken.

Рис. 10. Сейсмические разрезы 4–9 ÷ 5–6 и соответствующие им профили теплогенерации.

Fig. 10. Same as Fig. 6, but for seismic cross-sections No. 4–9 ÷ 5–6.

A prekambriumi kelet-európai táblára viszonylag alacsony hőmérsékletek jellemzők. A T_M Moho-hőmérséklet itt általában nem nagyobb mint $350–500\text{ }^\circ\text{C}$. A tábla általánosan alacsony hőmérsékleti háttéréből az Ukrán-pajzs vidékén világos hőmérsékleti minimum rajzolódik ki, a Moho-hőmérséklet egyes helyeken itt $300\text{ }^\circ\text{C}$ -ra csökken. Az Ukrán-pajzs szerkezete meglehetősen összetett, a földtani egység több, 35 km és 55 km közötti kéregvastagságú blokkból tevődik össze. A $450\text{ }^\circ\text{C}$ közepes hőmérséklettől a Moho-hőmérséklet a különböző blokkokon $300–500\text{ }^\circ\text{C}$ között változó eltéréseket mutat. A köpenyből származó hőáram értéke a térségben $15–20\text{ mWm}^{-2}$. Ugyancsak alacsony a hőmérséklet ($T_M \sim 400–500\text{ }^\circ\text{C}$, $Q_M \sim 18–20\text{ mWm}^{-2}$) a tábla olyan kisebb szerkezeti egységein is, mint például a Voronyezsi masszívum vagy a jarinszki és pecsorai süllyedékek. A hőmérséklet mellett a felszíni hőáram is meglehetősen alacsony ezekben a körzetekben; értéke legfeljebb 40 mWm^{-2} . Magasabb a felszíni hőáram ($Q_0 \sim 45–50\text{ mWm}^{-2}$) és melegebb a kéreg ($T_M \sim 550–680\text{ }^\circ\text{C}$, $Q_M \sim 22–25\text{ mWm}^{-2}$) az eltemetett hátságokon vagy az aulakogén típusú táblás szerkezetekben (pl. Dnyepro-donyecki aulakogén, pacselszki aulakogén, timanszki hátság és talán a moszkvai szineklizis). A kelet-európai tábla összes tektonikai egységének jellemző sajátága, hogy a köpenyeredetű hőáram a tábla egész területén nagyság szempontjából gyakorlatilag megegyezik a kéreg radioaktivitásából származó hőárammal. Másszóval, ezen ősi képződmény termikus állapotát egyforma mértékben határozza meg a kéregbeli radioaktivitás és a köpenyből feláramló hő. Megjegyezzük, hogy Közép-Európában, illetve egyéb kelet-európai földtani alakulatokon a köpeny-hőáram szerepe nagyobb a geotermikus sajátóságok kialakításában, sőt számos területen a köpenyből származó hőfluxus a döntő. Egyetlen olyan tektonikai egységről sem tudunk viszont, ahol a radioaktív hőáram dominálna.

Normális vagy kissé alacsony hőáramot $Q_0 \sim 45–60\text{ mWm}^{-2}$ mutató, paleozoós gyűrődésű területeken (pl. a Cseh masszívum konszolidált körzetei, vagy a mizijszki tábla) a Moho-hőmérsékletek valamivel magasabbak ($T_M \sim 550–650\text{ }^\circ\text{C}$) mint prekambriumi formációkon, a Moho-hőáram pedig általában $22–30\text{ mWm}^{-2}$ között változik. A kéreg hőtermelése ezeken a szerkezeteken gyakorlatilag állandó, vagyis a felszíni hőáram és a mélyhőmérsékletek változásai a köpenyhőáram variációból származnak. A köpenyhőáram itt mindenhol meghaladja a radioaktív hőfluxust, tehát a termikus sajátóságokat nem annyira a kéreg radioaktivitása mint inkább a köpeny hőállapota határozza meg. Következésképpen ilyen földtani alakulatok közül ott nagyobbak a mélyhőmérsékletek, ahol a felszíni hőáram is magasabb. Magas hőáramot mutató paleozoós szerkezeteken (Kelet-Elba masszívum, Szász-thüringiai zóna, Szudéták) a Moho-hőmérsékletek illetve -hőáram, elérhetik a $600–700\text{ }^\circ\text{C}$ és $30–45\text{ mWm}^{-2}$ értékeket. A kéreg alsó határán a hőmérséklet itt tehát $80–100\%$ -kal is magasabb lehet, mint prekambriumi formációk esetében, a mért hőáram pedig jórészt ($70–75\%$) a köpenyből származik. Még magasabb hőmérsékletek ($T_M \sim 700\text{ }^\circ\text{C}$) jellemzők töré-

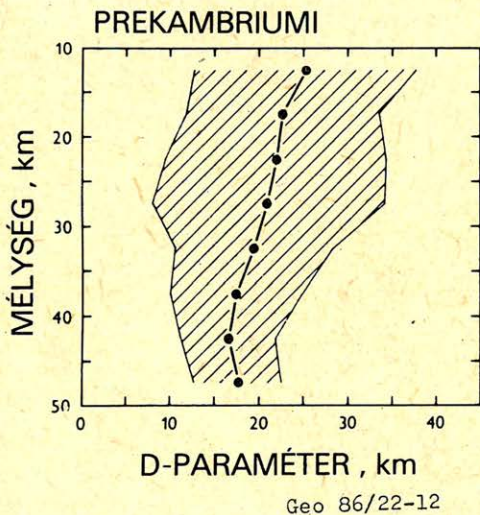


Geo 86/22-11

11. ábra. D -paraméter 5 km-es mélységintervallumokra számított értékeinek gyakorisági hisztogramja. A számítás a 6–10. ábrákon bemutatott szelvények adatai alapján történt. A pontok a részintervallumokra vonatkozó közepes értékeket, a szaggatott görbék az átlagnégyzetes hibátartományt jelzik.

Рис. 11. Гистограмма значений параметра D , рассчитанная по отдельным глубинным интервалам для всех сейсмических разрезов, представленных на рис. 6–10. Точками и штриховыми линиями обозначены средние значения для каждого интервала глубин и их стандартные отклонения.

Fig. 11. Histogram of the values of parameter D calculated for depth intervals of 5 km. Calculation is based on data presented on seismic cross-sections in Figs. 6–10. Dots indicate mean values obtained for the particular depth ranges, dashed lines show standard deviation.



12. ábra. D -paraméter közepes értékének és átlagnégyzetes hibájának mélységbeli változása prekambriumi formációkon.

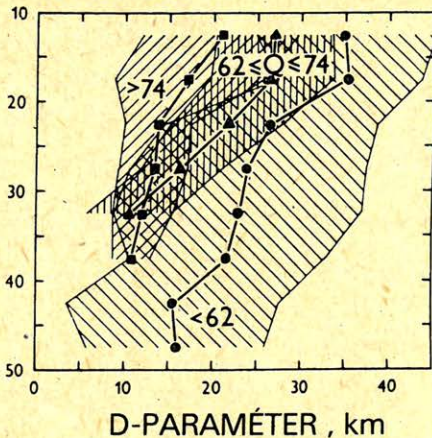
Рис. 12. Изменение среднего значения параметра D и его стандартного отклонения с глубиной для докембрийских равнин.

Fig. 12. Variation of the mean value and the standard deviation of parameter D with depth at precambrian formations.

sek és lokális kéregkivékonyodás zónáira, ahol a felszíni hőáram is magas és általában meghaladja a 70 mWm^{-2} értéket. A Moho-hőáramok tartománya ugyanitt $45-50 \text{ mWm}^{-2}$.

A vizsgált térségben alpi formációk területén legmagasabbak a mélyhőmérsékletek. Ezekben az övezetekben mind a Moho-hőmérséklet ($550-800 \text{ }^\circ\text{C}$), mind a hőáram ($30-60 \text{ mWm}^{-2}$) széles határok között változik. Mivel alpi

FANEROZOÓS

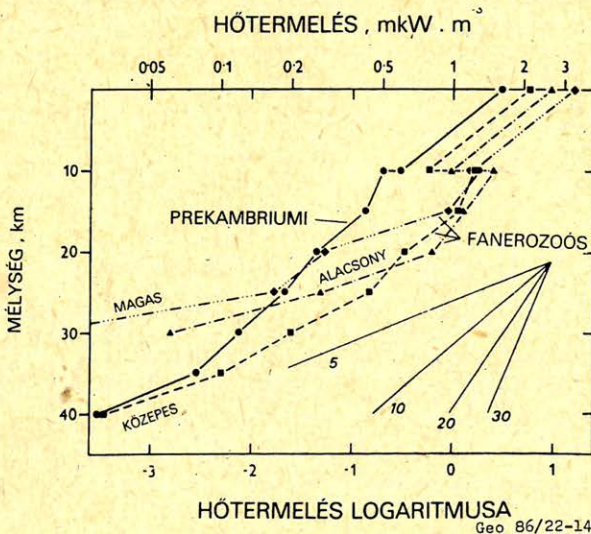


Geo 86/22-13

13. ábra. D -paraméter közepes értékének és átlagnégyzetes hibájának mélységfüggése fanerozoós formációkon. A görbék a feltüntetett felszíni hőáramok (mWm^{-2}) eseteire vonatkoznak.

Рис. 13. Изменение среднего значения параметра D и его стандартного отклонения для фанерозойских провинций. Кривые маркированы значениями теплового потока в единицах $\text{мВт} \cdot \text{м}^{-2}$

Fig. 13. Same as Fig. 12, but for phanerozoic formations, Curves are labelled with the corresponding surface heat flow values (in mWm^{-2}).

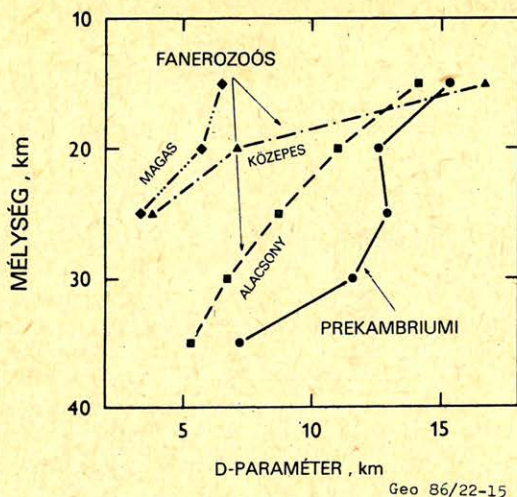


Geo 86/22-14

14. ábra. A radioaktív hőtermelés változása a mélység függvényében. Az egyes görbék a szövegben ismertett kritériumoknak megfelelően csoportokba sorolt tektonikai képződményekre vonatkoznak.

Рис. 14. Изменение логарифма теплогенерации с глубиной. Отдельные прямые рассчитаны для каждой из четырех упоминавшихся в тексте подгрупп

Fig. 14. Variation of the radioactive heat production with depth. Individual curves refer to tectonic formations ranged into categories as described in the text,



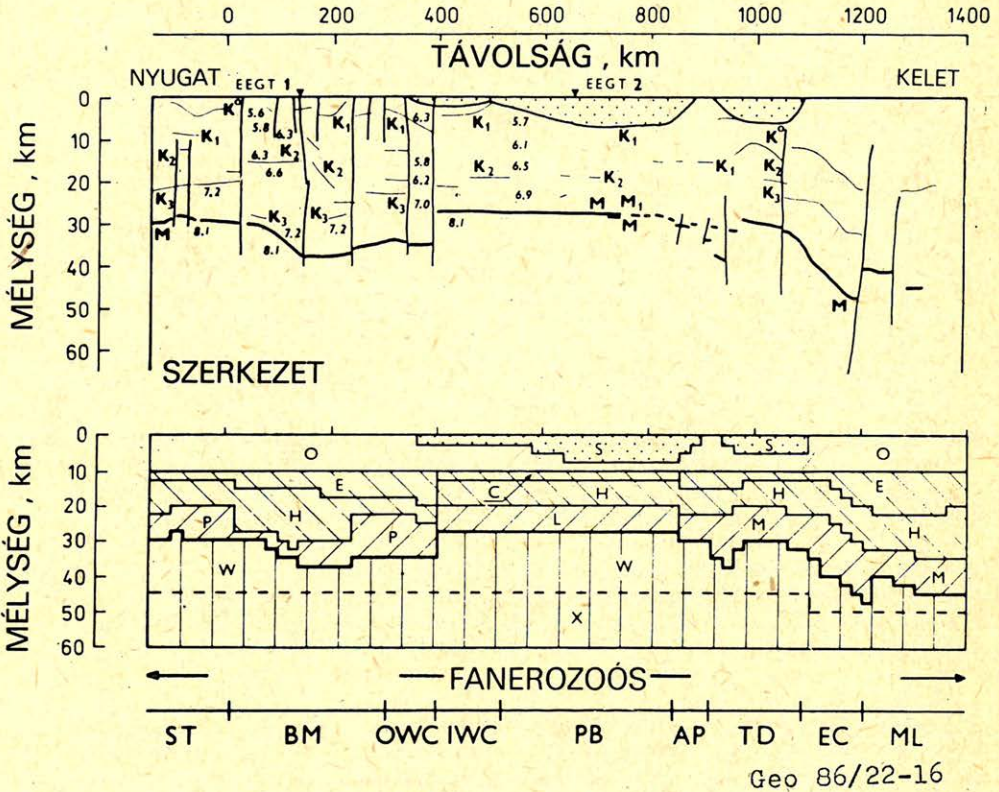
15. ábra. D -paraméter mélységbeli változása, a 14. ábra görbéi alapján 5 km-es mélységintervallumokra számítva.

Рис. 15. Изменение параметра D с глубиной, рассчитанное из кривых рис. 14 по 10-километровым интервалам

Fig. 15. Variation of parameter D with depth as calculated by the curves in Fig. 14. Calculation is carried out for depth intervals of 5 km.

tektonikai egységekre leginkább $75-90 \text{ mWm}^{-2}$ felszíni hőáramok jellemzőek, az itt mért hőáramnak átlagosan 70%-a származik a köpenyből. Az alpi orogenezisű képződmények között is a Pannon-medence mutatja a legnagyobb termikus aktivitást ($Q_0 \sim 80-100 \text{ mWm}^{-2}$, $T_M > 800^\circ\text{C}$, $Q_M > 60 \text{ mWm}^{-2}$). A medence 18–25 km-ig kivékonyodott kérgében a hőképződés nem jelentős, a terület hőállapotát gyakorlatilag teljes mértékben a köpeny termikája határozza meg. Nem zárható ki a lehetősége, hogy a felső köpenyben itt már 45–50 km-es mélységeken is részleges olvadási fészkek alakulhatnak ki. A medencét övező Kárpátok és Dinaridák térségére erős horizontális hőmérsékleti gradiensek jellemzőek, termikus szempontból ez az övezet átmeneti jellegűnek tekinthető a Pannon-medence és a szomszédos hidegebb területek között. A szomszédos Fekete-tengeri süllyedékekhez viszonyítva kisebb hőmérsékleti minimum rajzolódik ki a Krími-hegység területén.

A különböző geotraverzekon számított mélyhőmérsékletek a szelvények metszési zónáiban igen jól egyeznek. Ugyancsak jól egyeznek a földtörténetileg azonos típusú, különböző tektonikai egységekre számított hőmérsékletek is. Egyetlen kivételt a paleozoós Lengyel tábla és a kelet-európai tábla találkozásánál húzódó Teisseyre-Tornquist zóna képez. Az EEGT 1 szelvényen erre a 200–300 km szélességű zónára 1000°C -t meghaladó Moho-hőmérsékletek adódtak, reálisabbnak tartjuk viszont az EEGT 4 szelvényen számított $T_M \sim 750-800^\circ\text{C}$ hőmérsékleteket. A különbség abból adódik, hogy az 1. sz. szelvényen figyelembe vettük a zóna területére eső pozitív hőáram anomáliáit, újabb mérések adatai



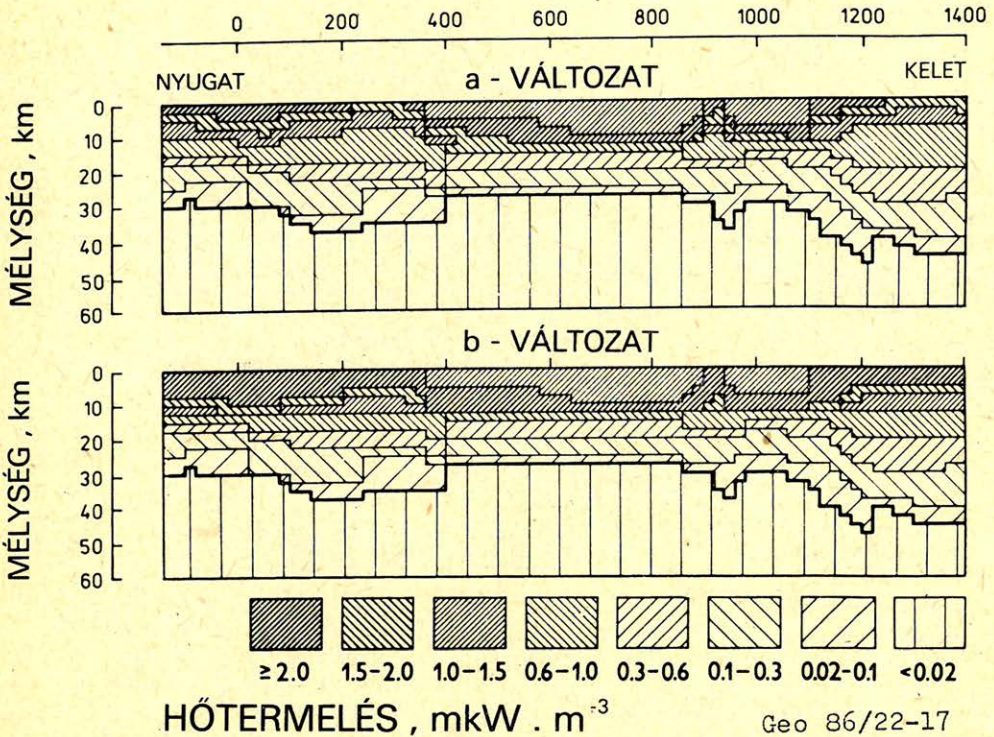
16. ábra. Felül: szeizmikus sebességek és kéregszerkezet az EEGT5 geotraverz mentén (Sollogub et al., 1979) Alul: blokkos kéregszerkezet. Az egyes kéregblokkok az 1. táblázatban közölt radioaktív kódközpont szerint jelölve.

Рис. 16. Вверху: Схема строения коры и сейсмические скорости вдоль EEGT 5 (по Соллогуб и др., 1979). Внизу: Разделение коры на блоки. Отдельные блоки маркированы согласно их теплогенерации в соответствии с кодовыми обозначениями Таблицы 1

Fig. 16. Upper part: seismic velocities and crustal structure along geotraverse EEGT 5 (after Sollogub et al., 1979). Lower part: blocked crustal structure. Labels of the individual crustal blocks are explained in Table 1.

alapján viszont az anomália létezése erősen vitatható. A Teisseyre-Tornquist zóna geotermikája egyébként igen összetett probléma, ennek vizsgálata egy másik tanulmányunk tárgya.

A mélyhőmérsékletek számításának feladatában valószínűleg a felszíni hőáram tekinthető a legfontosabb bemenő paraméternek. A hőárammérés hibái jelentős pontatlansághoz vezethetnek a számított hőmérsékletekben. Jelen vizsgálatban felhasznált felszíni hőáramadatokat Európa hőáram térképéről olvastuk ki, a térkép izovonalainak értékköze 10 mWm^{-2} . Ez a 10 mWm^{-2} hőáram



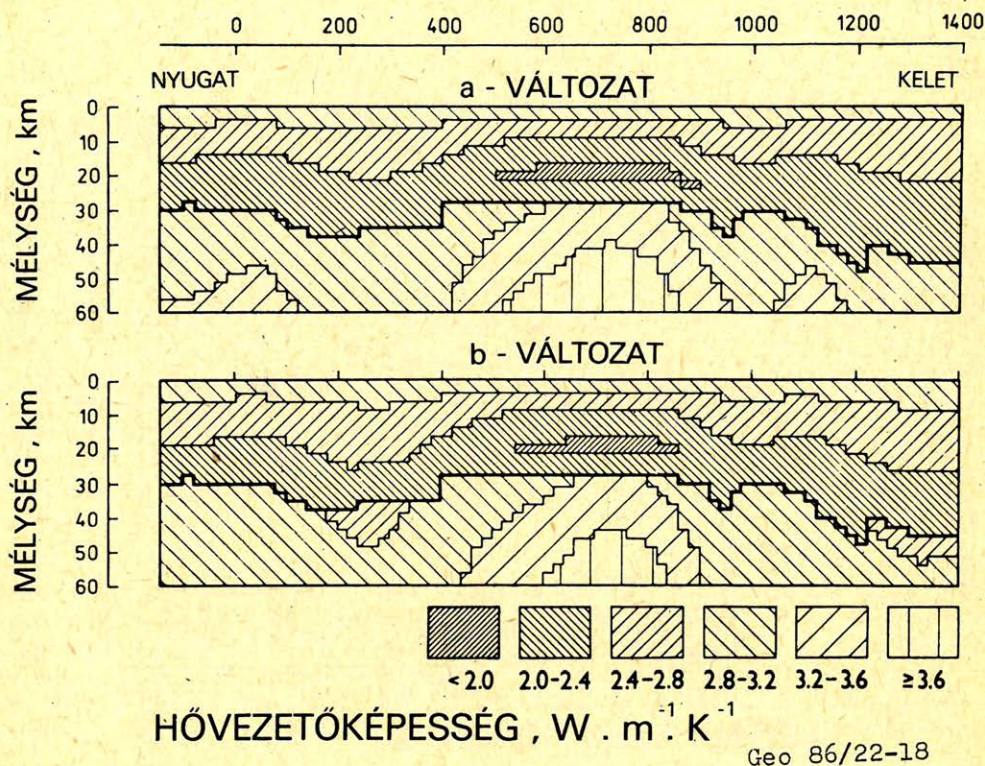
17. ábra. Radioaktív hőtermelés eloszlása a az EEGT 5 geotraverz mentén.

Рис. 17. Распределение генерации тепла с глубиной вдоль геотраверса

Fig. 17. Variation of radioactive heat production along geotraverse EEGT 5.

tekinthető annak az értéknek, ami meghatározza számításaink maximális pontatlanságát. 10 mWm^{-2} -nyi hőáramkülönbség a mélyhőmérsékletekben $50-80 \text{ K}$ eltérésekhez vezet, tehát a számított hőmérsékletek pontatlansága legfeljebb ekkora lehet.

A számított mélyhőmérsékleteket a köpeny olvadási görbéivel összehasonlítva, becslés adható meg a csökkent szeizmikus sebességű öv felső határának helyzetére vonatkozóan. A mélyhőmérsékletek ismeretében, *Pollack and Champan (1977)* módszere alapján meghatározható továbbá a litoszféra vastagsága is. *Cermák (1982)* szerint magas pozitív hőáram anomáliát mutató hipertermális medencék alatt a litoszféra erősen kivékonyodik, vastagsága a Pannon-medence térségében mindössze $50-60 \text{ km}$. Bár jelen vizsgálatban nem tűztük ki célul a köpenyhőmérsékletek számítását, fentiekben ismertetett eredményeink is sekély helyzetű asztenoszféra lehetőségére utalnak a Pannon-térségben. Az asztenoszféra felső határát kijelölő $1100-1200 \text{ }^\circ\text{C}$ izotermák ugyanis a vonatkozó szelvényeken $50-60 \text{ km}$ körüli mélységeken húzódnak a medence alatt.



18. ábra. A hővezetőképesség változása az EEGT 5 geotraverz mentén.

Рис. 18. Распределение теплопроводности с глубиной вдоль геотраверса EEGT 5

Fig. 18. Variation of thermal conductivity along geotraverse EEGT 5.

Függelék

A 19 – 24. ábrákon feltüntetett földtani alakulatok jelölése:

AL: Alpok

AM: alpi molassz

AP: Apuszeni-hegység

APE: Appennini hegység

ASB: Adriai-tenger medencéje

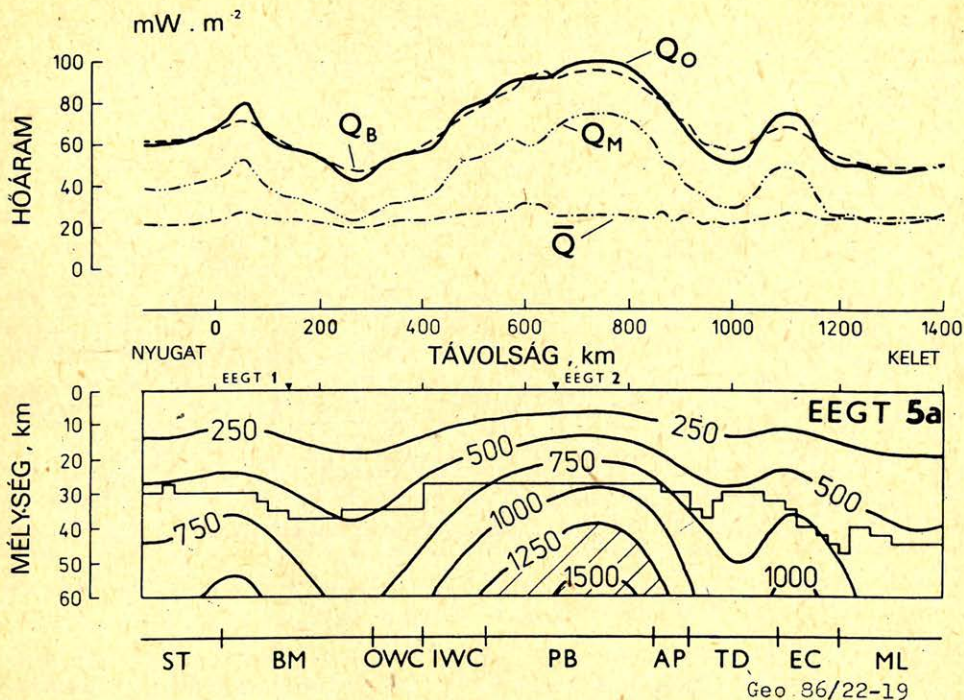
MS: Moszkvai szineklízis

OD: külső-Dinári hg.

OP: Orehovo-Pavlogradszki geoszinklinális

OWC: külső nyugati-Kárpátok

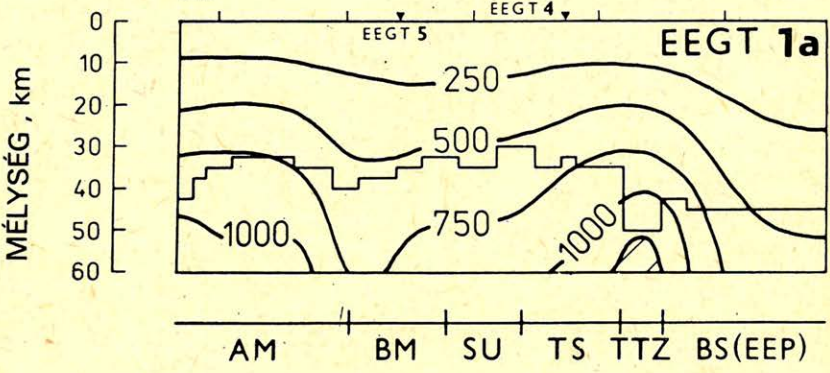
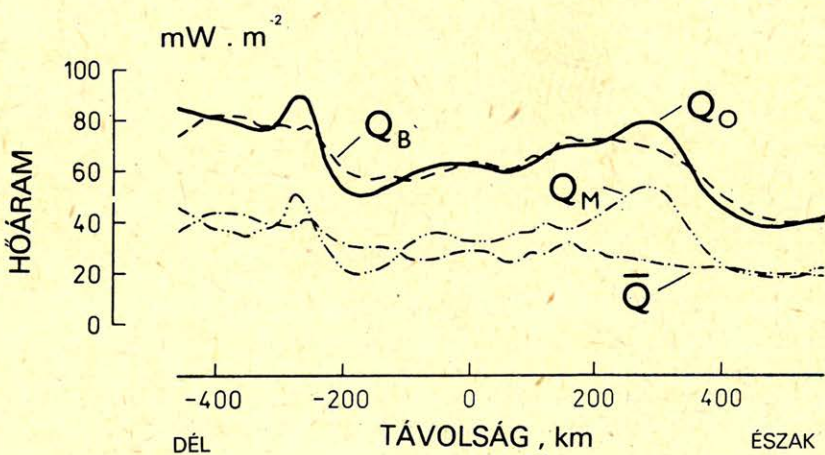
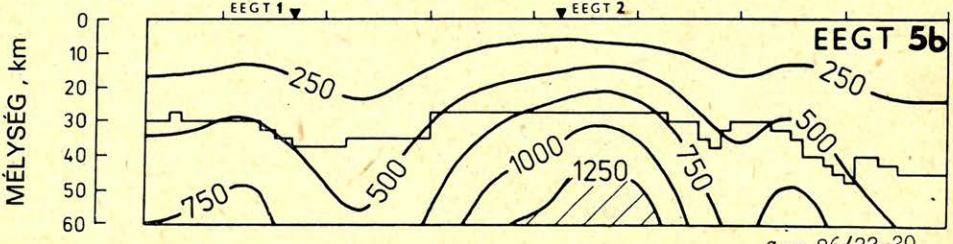
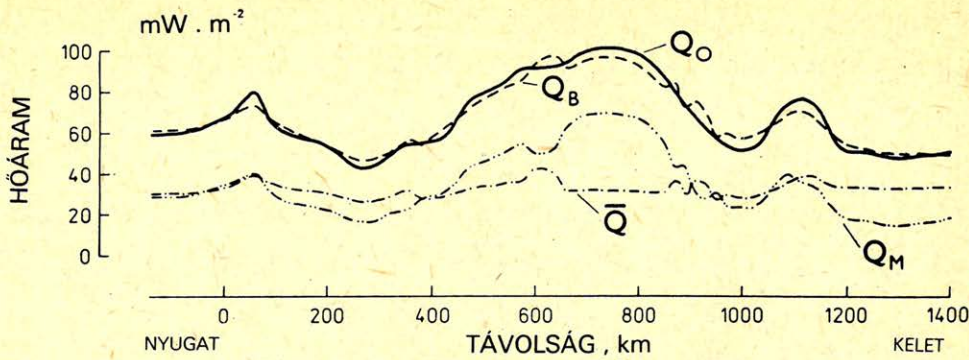
PA: Pacselmszki aulakogén



19. ábra. Felül: mért (Q_0) és számított (Q_B) felszíni hőáram, valamint a Moho-hőáram (Q_M) és a kéreg radioaktivitásából származó hőáram (\bar{Q}) változása az EEGT 5 geotraverz mentén. Alul: kétdimenziós hőmérsékleteloszlás az EEGT 5 geotraverz mentén. A szelvény vonalába eső földtani alakulatok kódjeleinek magyarázata a Függelékben adott.

Рис. 19. Внизу: двумерные профили глубинных температур (вариант „а”) вдоль геотраверса EEGT 5. Вверху: Наблюдаемый на поверхности геотраверса тепловой поток Q_0 , рассчитанный на поверхности тепловой поток Q_B , тепловой поток с поверхности Мохо Q_M и тепловой поток, обусловленный радиоактивности коры \bar{Q} . Кодовые обозначения тектонических единиц на этом и последующих рисунках представлены в приложении

Fig. 19. Upper part: variations of the measured (Q_0) and calculated (Q_B) surface heat flows and also the Moho heat flow (Q_M) and the heat flow (\bar{Q}) due to crustal radioactivity along geotraverse EEGT 5. Lower part: two-dimensional temperature distribution along geotraverse EEGT 5. Labels for the tectonic units intersected by this geotraverse are explained in the Appendix.



Geo 86/22-21

20. ábra. A 19. ábrán bemutatott hőáram- és hőmérsékleteloszlások a felső kéreg radioaktivitásának „b” variánsa esetén.

Рис. 20. Те же самые распределения, что и на рис. 19, рассчитанные для варианта „b”

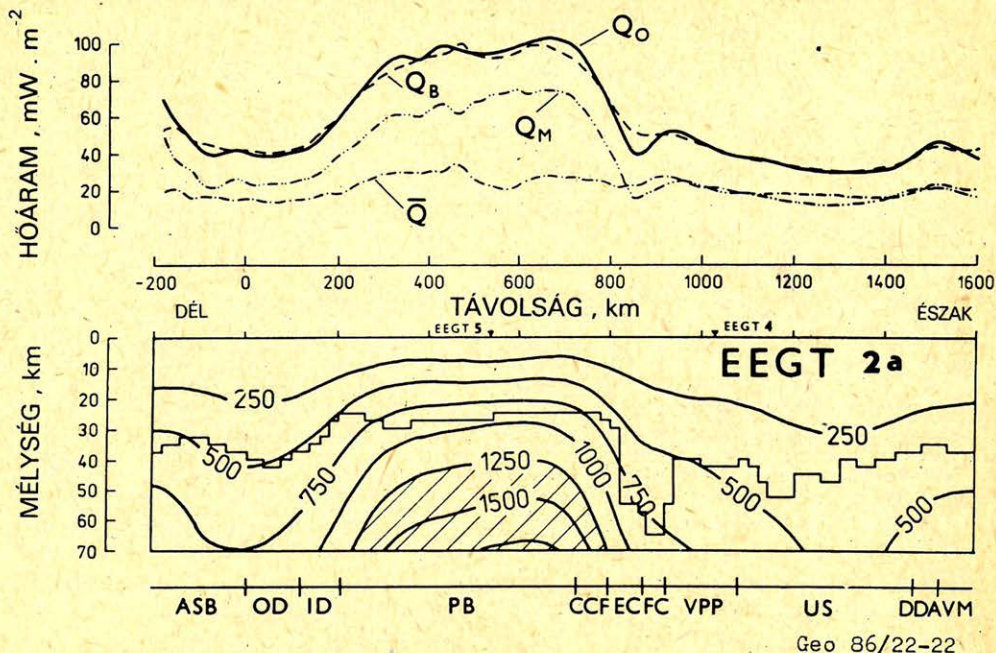
Fig. 20. Same as Fig. 19, but for the variant „b” of the radioactivity of the upper crust.

BA: Belorusz antiklinórium	PAB: Azov-melléki blokk
BL: Balkán-hg.	PB: Pannon-medence
BM: Cseh masszívum	PBS: Fekete-tengeri süllyedék
SB: Balti szineklízis	PO: Padanszki-medence
BSB: Fekete-tenger medence	PP: paleozoós Lengyel-tábla
CCF: Cisz-Kárpáti előmélység	PPB: podolszki táblás blokk
CHC: Csernüsev-gerinc	PS: pecsorai szineklízis
CR: Krimi-hg.	SKA: Szvieto-Krizsszki antiklinórium
DB: Donyeck-medence	ST: Szász-Thüringiai zóna
DDA: Dnyepro-Donyecki aulagokén	SU: Szudéták
EC: Keleti Kárpátok	TD: Erdélyi-medence
EEP: Kelet-Európai tábla	TR: Timanszki hegyvonulat
ELM: Kelet-Elba masszívum	TTZ: Teisseyre-Tornquist zóna
FCF: Kárpáti előmélység	US: Ukrán pajzs
FSM: Elő-Szudéta monoklinális	VF: Vorkutinszki előmélység
FTF: Timáni előmélység	VM: Voronyezsi masszívum
ID: belső-Dinári hg.	VPP: Volüno-Podolski tábla
IWC: belső nyugati-Kárpátok	WS: Ukrán-pajzs nyugati lejtője
KP: Korosztjenszki pluton	YD: Jarinszki süllyedék
KPB: Kirovogradszki táblás blokk	YO: Jadlovszko-Ogyesszai geoszinklinális
KRK: Kirovogradszk – Keremencungszki geoszinklinális	ZM: Zaporozsjei centrális masszívum
LD: Lvov-i süllyedék	
ML: Moldáviai-tábla	
MP: Mizijszki-lemez	

21. ábra. Mélyhőmérsékletek és hőáramok az EEGT 1 geotraverzen.

Рис. 21. Распределение глубинной температуры и тепловых потоков вдоль геотраверса EEGT 1

Fig. 21. Deep temperatures and heat flows along geotraverse EEGT 1.



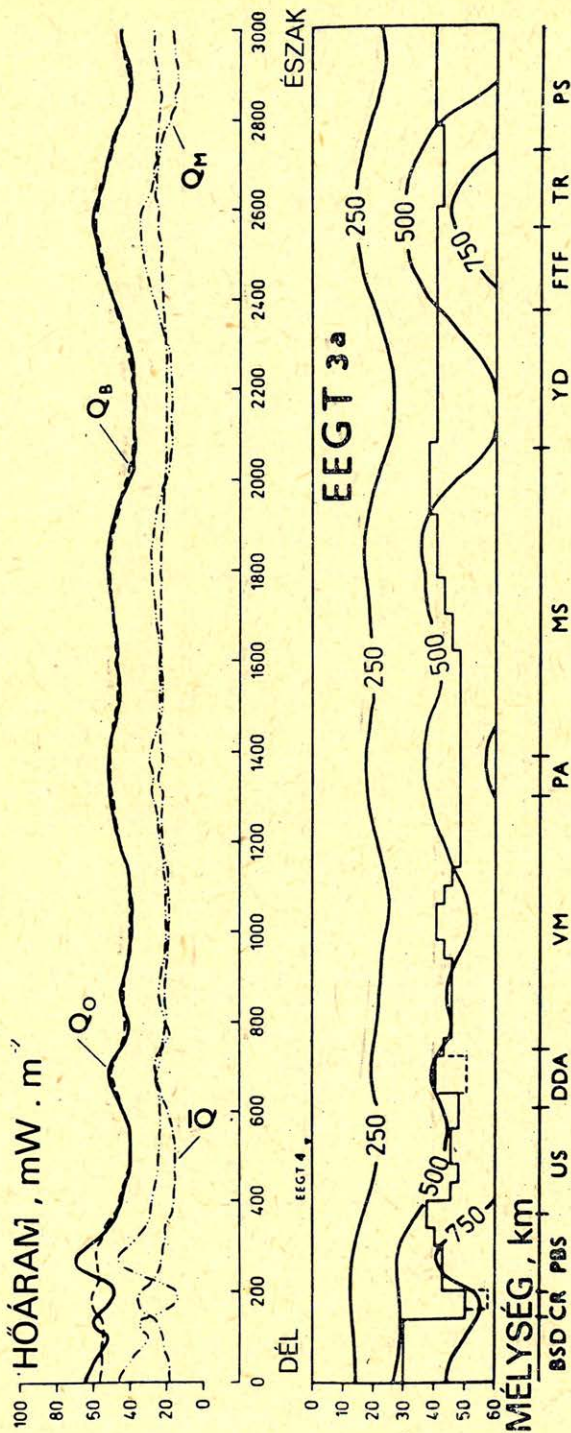
22. ábra. Mélyhőmérsékletek és hőáramok az EEGT 2 geotraverzen.

Рис. 22. Распределение глубинной температуры и тепловых потоков вдоль геотраверса EEGT 2

Fig. 22. Deep temperatures and heat flows along geotraverse EEGT 2.

IRODALOM

- Bodri L., 1981. Geothermal model of the Earth's crust in the Pannonian basin. *Tectonophysics*, 72: 61–73.
- Cermák, V., 1982. Regional pattern of the lithosphere thickness in Europe. In: V. Cermák and R. Haenel (eds.), *Geothermics and Geothermal Energy*. E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, pp. 1–10.
- Cermák, V. and Hurting, E., 1979. Heat flow map of Europe, 1:5 000 000. In: V. Cermák and L. Rybach (editors), *Terrestrial Heat Flow in Europe*. Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, enclosure.
- Cermák, V. and Rybach, L., 1982. Thermal conductivity and specific heat of minerals and rocks. In: Angenheister, G. (ed.), *Landolt-Börnstein New Series, Vol. VIa, Physical Properties of Rocks*, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, pp. 305–343.
- Costain, J. K., 1979. A new model for the linear relationship between heat flow and heat generation. *EOS, Trans. Am. Geophys. Un.*, 59: 392.
- Gebrande, H., 1982. Elastic wave velocities and constants of elasticity of rocks at room temperature and pressures up to 1 GPa. In: G. Angenheister (editor), *Landolt-Börnstein New Series, Vol. VIb, Physical Properties of Rocks*, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, pp. 35–99.
- Haack, U., 1982. Radioactivity of rocks. In: Angenheister (ed.), *Landolt-Börnstein New Series, Vol. VIb, Physical Properties of Rocks*, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, pp. 433–481.
- Jaupart, C., Sclater, J. G. and Simmons, G., 1981. Heat flow studies: Constraints on the distribution of Uranium, Thorium and Potassium in the continental crust. *Earth Planet. Sci. Letts.*, 52: 328–344.

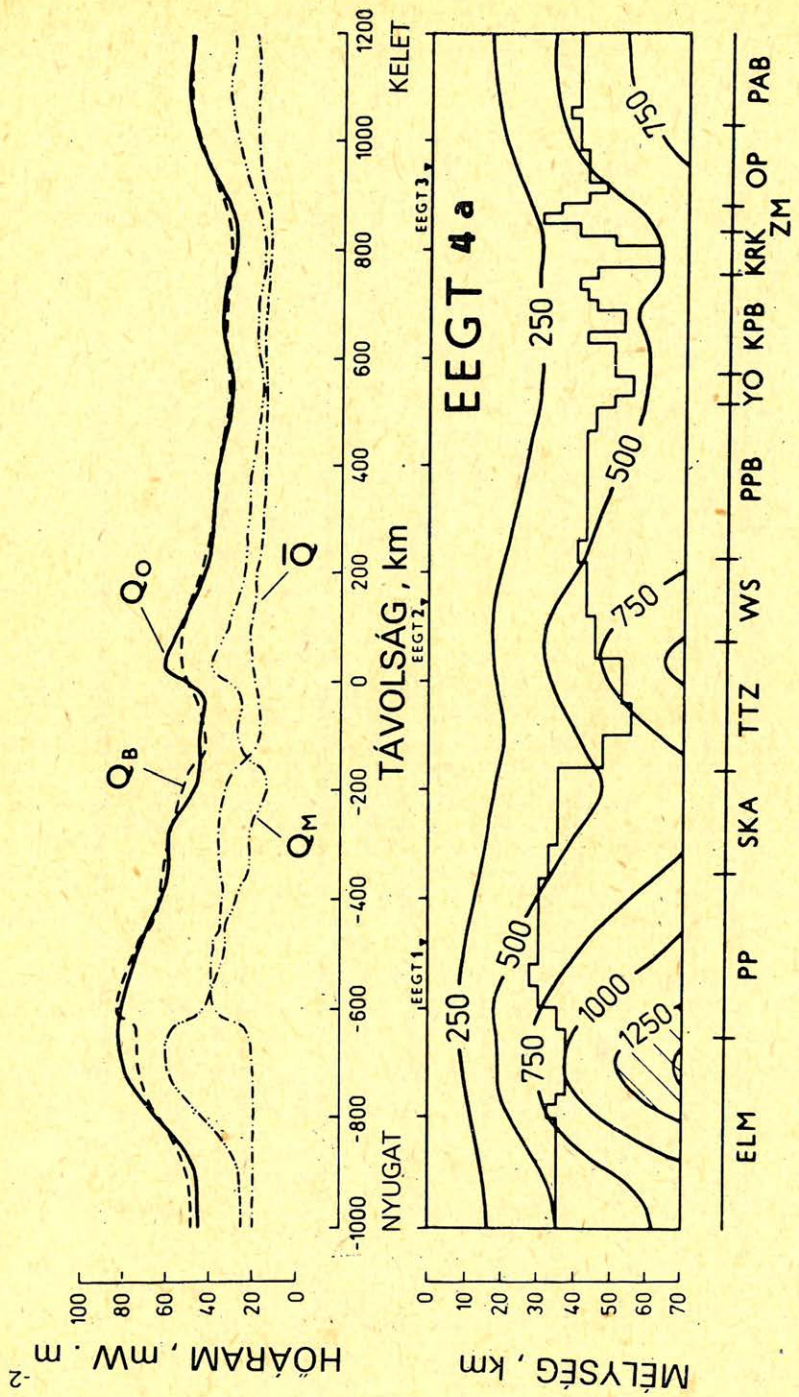


Geo 86/22-23

23. ábra. Mélyhőmérsékletek és hőáramok az EEGT 3 geotraverzen.

Рис. 23. Распределение глубинной температуры и тепловых потоков вдоль геотраверса EEGT 3

Fig. 23. Deep temperatures and heat flows along geotraverse EEGT 3.



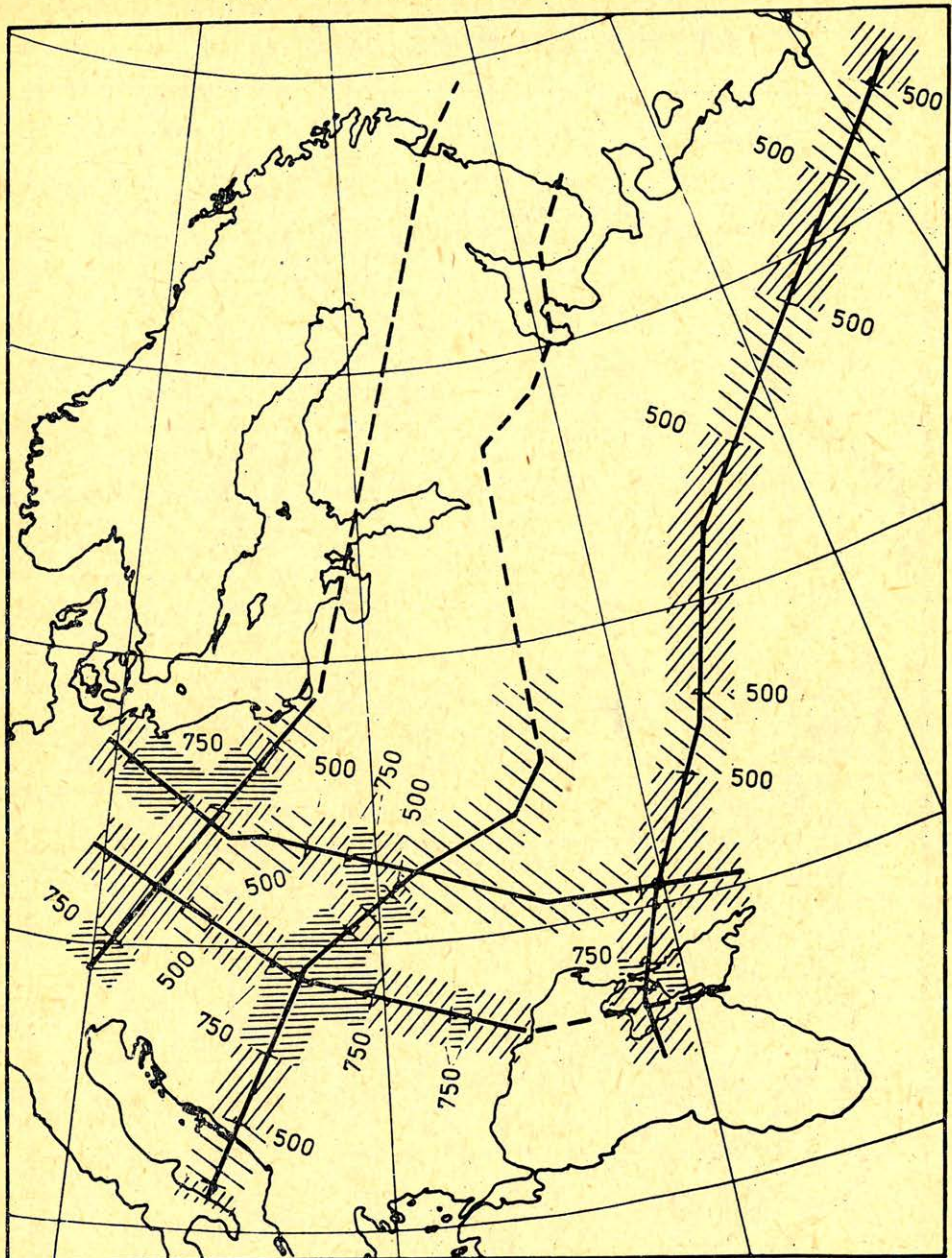
Geo 86/22-24

24. ábra. Mélyhőmérsékletek és hőáramok az EEGT 4 geotraverzen.

Рис. 24. Распределение глубинной температуры и тепловых потоков вдоль геотраверса EEGT 4

Fig. 24. Deep temperatures and heat flows along geotraverse EEGT 4.

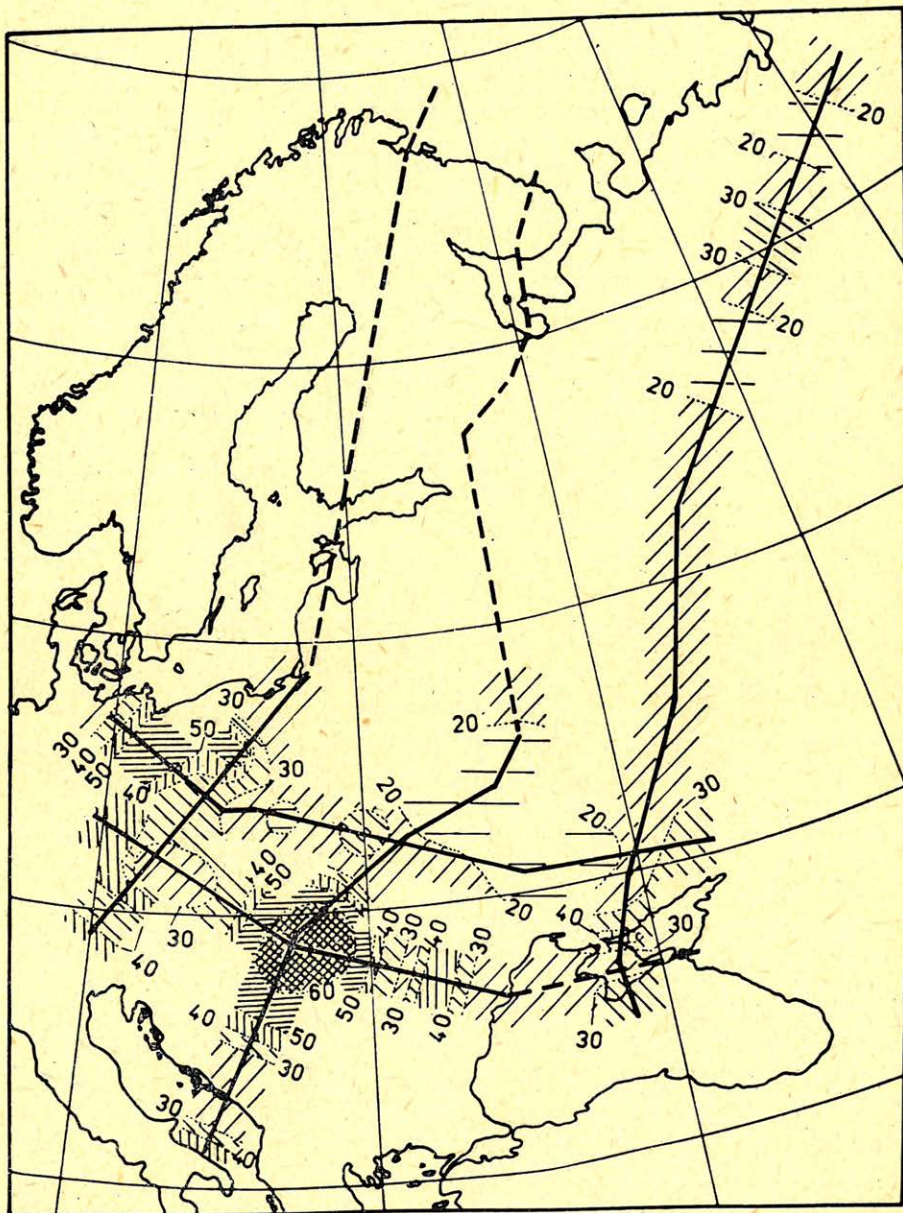
MOHO-HÖMÉRSÉKLET, C°



Geo 86/22-25

25. ábra. A Moho-hőmérséklet (°C) regionális változása a vizsgált geotráversek mentén.
 Рис. 25. Региональное распределение Мохо-температур вдоль изучаемых геотраверсов.
 Значения температуры даны в °C
 Fig. 25. Regional variation of Moho-temperature (in °C) along the considered geotransverses.

MOHO-HŐÁRAM , $mW \cdot m^{-2}$



Geo 86/22-26

26. ábra. A köpenyből származó hőáram (mWm^{-2}) regionális változása a vizsgált geotraverzek mentén.

Рис. 26. Региональное распределение теплового потока из мантии вдоль изучаемых геотрассеров. Значения теплового потока даны в $mW.m^{-2}$

Fig. 26. Regional variation of the mantle heat flow (in mWm^{-2}) along the considered geotraverses.

-
- Kern, H., 1982. Elastic wave velocities and constants of elasticity of rocks at elevated pressures and temperatures. In: G. Angenheister (ed.), Landolt – Börnstein New Series, Vol. VIb, *Physical Properties of Rocks*, Springer Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, pp. 99 – 140.
- Lachenbruch, A. H., 1968. Preliminary geothermal model of the Sierra Nevada. *J. Geophys. Res.*, 73: 6977 – 6989.
- Pollack, H. N. and Chapman, D. S., 1977. On the regional variation of heat flow, geotherms, and lithospheric thickness. *Tectonophysics*, 38: 279 – 296.
- Roy, R. F., Blackwell, D. D. and Birch, F., 1968. Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 5: 1 – 12.
- Rybach, L., 1973. Warmeproduktionsbestimmungen an Gesteinen der Schweizer Alpen. *Beitr. Geol. Schweiz. Geotechn. Ser.*, Lfg. 51, Kümmerly and Frey, Bern.
- Rybach, L. and Buntebarth, G., 1984. The variation of heat generation, density and seismic velocity with rock type in the continental lithosphere. In: V. Cermák, L. Rybach and D. Chapman (eds.), *Terrestrial Heat Flow Studies and the Structure of the Lithosphere. Tectonophysics*, 103: 335 – 344.
- Rybach, L. and Cermák, V., 1982. Radioactive heat generation in rocks. In: G. Angenheister (ed.), Landolt – Börnstein New Series, Vol. VIa, *Physical Properties of Rocks*, Springer Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, pp. 353 – 371.
- Safanda, J., 1985. Calculation of temperature distribution in a two-dimensional geothermal profile. *Stud. Geoph. et Geod.*, 28: 000 – 000 (in press).
- Sollogub, V. B., Guterch, A. and Prosen, D. (eds.), 1978. Structure of the Earth's crust and upper mantle in Central and Eastern Europe. Naukova Dumka, Kiev, 272 pp. (in Russian).
- Sollogub, V. B., Guterch, A. and Prosen, D. (eds.), 1979. Structure of the Earth's crust and upper mantle, based on data of geophysical investigations. Naukova Dumka, Kiev, 208 pp. (in Russian).
- Stromeyer, D., 1984. Downward continuation of heat flow data by means of the least squares method. In: V. Cermák, L. Rybach and D. S. Chapman (eds.), *Terrestrial Heat Flow Studies and the Structure of the Lithosphere. Tectonophysics*, 103: 55 – 66.

Hírek

A MTESZ Sajtó- és Propaganda Titkárságától kapott anyag alapján az alábbiakban tájékoztatjuk olvasóinkat a MTESZ 1991-ig kialakított cselekvési programjáról.

A MTESZ a műszaki haladás meggyorsításáért

A Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége országos elnökségének 1987. március 16-i ülésén a testület – Fock Jenő elnökletével – megvitatta a MTESZ 1991-ig szóló cselekvési programjának tervezetét. Az ülésen részt vett és felszólalt Berecz Frigyes, a Minisztertanács elnökhelyettese is.

A műszaki fejlődés felgyorsítását szolgáló, a szövetség tennivalóit meghatározó cselekvési programot dr. Tóth János főtitkár terjesztette elő. Az alábbiakban a program főbb irányelveit adjuk közre.

A kor műszaki-gazdasági kihívása válaszütt elé állította hazánkat is – székezi le előjáróban a dokumentum. A tudományos-technikai forradalom újabb szakasza, a megváltozott nemzetközi piacon uralkodó verseny óhatatlanul együtt jár a társadalmi munkamegosztás változásaival, az értékek átrendeződésével, valamint az új társadalmi struktúra kialakításával. Világossá vált, hogy a gazdasági élet felélénkítése, a műszaki fejlődés tempójának fokozása csak úgy valósítható meg, ha a vezetés az eddiginél gyorsabban hozza meg döntéseit, és a cél eléréseért megvalósul az egész magyar társadalomra kiterjedő összefogás. A Szövetség részt kíván venni ennek az egységnek a megteremtésében, a feladatok végrehajtásában, az új társadalmi közmegegyezés erősítésében.

A jövőben a társadalom- és gazdaságpolitikai célok megvalósításához a jelenleginél koncentráltabb figyelemre, nagyobb cselekvőkészségre van szükség. Mindez megköveteli a Szövetség szakmai-társadalmi tevékenységének további erősítését, egyáltalán megújulását. Ehhez azonban meg kell teremteni a megfelelő feltételrendszert is: ez tükröződik a társadalompolitikai feladatokban.

A MTESZ kiemelt fontosságot tulajdonít a műszaki-, az agrár-, a gazdasági és a természettudományi értelmiség helyzete javításának. Össztársadalmi érdekből szorgalmazza, hogy a reálértelmiség elfoglalhassa az őt megillető helyét a társadalmi struktúrában, a kutatás-fejlesztési tevékenységben, a termelésben, az irányításban és az elosztásban. Meg kell tehát állítani – kormányzati és munkahelyi intézkedések kezdeményezésével egyaránt – a kutató-fejlesztő munkát végző szakemberek anyagi és erkölcsi helyzetének romlását. Olyan jövedelem és keresetszabályozási eszközrendszer létrehozására van emiatt szükség, hogy a vállalatoknak és intézményeknek egyszerűen elemi érdekük legyen a szellemi alkotómunkát végző szakemberek teljesítmény szerinti differenciált anyagi elismerése.

További társadalompolitikai kötelezettségeket ró a MTESZ-re az, hogy az eljövendő években minden valószínűség szerint továbbra is foglalkoztatni fogja a közvéleményt a műszaki fejlődés tempója és – ezzel kapcsolatban – hazánk helyzete. Napjainkra is jellemző, hogy a közvéleményt élénken foglalkoztatják az olyan – műszaki hátterű – kérdések, mint például az atomenergia biztonságos felhasználása, az energetikai fejlesztés irányai (beleértve a Bős-nagymarosi vízierőművet), a környezetkárosodást, a talaj- és erdőpusztulás és a savasodás, a motorizáció okozta környezetszennyezés, a veszélyes hulladékok kezelése. További – és szinte kivétel nélkül mindenkit érdeklő – témát jelent a kuta-

tásra-fejlesztésre fordított anyagi erőforrásoknak az átlagéletszínvonalra gyakorolt hatása, a szerkezetváltozással együttjáró, kényszerű munkaerőmozgás és az abban résztvevők átképzése, a mind általánosabb differenciálódás a jövedelmekben.

A szövetségnek ezekre a kérdésekre – a közgazdászokkal együttműködve – elfogadható, sőt programnak tekinthető válaszokat kell adni és foglalkoznia kell a technikai haladás társadalmi következményeivel is.

A dokumentum a 33 tudományos egyesület szakmai munkájának középpontjába hat fejlesztési téma kiemelt figyelemmel kísérését helyezte. Ezek a következők: az elektronizáció és az információs technológiák, a biotechnológiák fejlesztése, alkalmazásuk és elterjesztésük, a gazdaságirányítási rendszer további korszerűsítése, a termékekre vonatkozó minőségbiztosítás és -védelem (ismertebb nevén Magyar Márka mozgalom) a gazdaságos anyag- és energiafelhasználást, ez utóbbiak megtakarítását elősegítő eljárások (úgynevezett ráfordítás-csökkentő programok) hatékonyságának növelése, valamint a környezet- és természetvédelem. Ez utóbbi feladat teljesítéséhez a MTESZ az országos nagyságrendű programok véleményezésére, a tennivalók megsegítésére a különböző szakterületek képviselőiből még az 1987-es év folyamán szaktanácsadói testületet állít fel.

A Szövetség a jövőben nagyobb feladatot vállal abban, hogy összegyűjtse és országosan közreadja a tudományos kutatás eredményeit, valamint a máshol is hasznosítható, kiemelkedő jelentőségű vállalati módszereket. Tovább erősíti a nemzetközi tudományos életben meglévő kapcsolatait annak érdekében, hogy minél több magyar szakember jusson el külföldi kutatóintézetekbe és vállalatokhoz. Ugyancsak az élenjáró nemzetközi tudományos eredmények megismerésére alakul majd meg a Magyar Műszakiak Klubja, melynek rendezvényeire meghívják a külföldön élő, magyar származású mérnököket és kutatókat is.

A programtervezet vitájában az országos elnökség tagjai hangsúlyozták hogy a MTESZ még határozottabban képviselje a műszaki értelmiség érdekeit. Szükségesnek tartották, hogy a Szövetség rendszeresen (2–3 évente) szakmánként és feladatkörönként elemezze a műszakiak jövedelmi viszonyait, valamint erkölcsi elismertségét. Javasolták továbbá, hogy az egyetemi és főiskolai éveket számítsák be a nyugdíjalapba és emeljék a pályakezdő műszakiak fizetését.

Kiemelték továbbá, hogy a magyar gazdaság nemzetközi versenyképességének növelése érdekében a műszaki haladás ugrásszerű fejlesztésére van szükség. Az elkövetkezendő időszakban a jelenleginél több műszaki szakemberre lesz szükség – véget kell tehát vetni a pályaelhagyás jelenségének, amely elsősorban bérezés nem megfelelő gyakorlatából fakad. Ezen kívül alapvető változások szükségesek a műszaki szakemberek továbbképzésében is – a diploma elnyeréséhez elsajátított ismeretek egy része alig néhány év alatt elavul. Ezért az elnökség tagjai javasolták, hogy a MTESZ-tanfolyamokon részt vett szakemberek kapjanak bizonyítványt a kurzusok elvégzéséről. A szövetség arra is törekszik, hogy a vezetők kiválasztásánál, szakmai hozzáértésük megítélésénél az illetők vegyék figyelembe a tudományok egyesületek véleményét és javaslatát is.

Az országos elnökség – a vitában elhangzott javaslatokkal együtt – elfogadta a cselekvési program tervezetét, végleges szövegét pedig jóváhagyásra a vb áprilisi ülése elé terjesztette.



Dr. OSZLACZKY SZILÁRD

1902 – 1986.

Életének 84. évében elhunyt dr. Oszlaczky Szilárd Kossuth-díjas geofizikus, a műszaki tudományok kandidátusa, a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet nyugalmazott osztályvezetője.

Tudományterületünk egy olyan kimagasló egyénisége távozott el körünk-ből, aki a magyar geofizikai kutatásba már a kezdetek kezdetén bekapcsolódott, aki meghatározó szerepet játszott az itthoni gravitációs kutatómunka megszervezésében, aki a magyar tudomány képviselőjében a világ számos országában öregbítette az Eötvös Loránd által létrehozott magyar geofizikai iskola hírnevét és becsületét, és aki tudományos munkájának eredményei döntő fontossággal bírtak a negyvenes évekkel kezdődő – háború utáni fejlődésünk egészét is befolyásoló – kőolajmező feltárásokban.

Dr. Oszlaczky Szilárd saját tevékenységét a következőképpen jellemzi egy régebben írt önéletrajzában: „Életem munkája a geofizikai, különösbbe a gravitációs gyakorlati célú mérések végzésében, feldolgozásában, értelmezésében és modern megszervezésében foglaltatik benne. A munkával töltött hosszú évek sorából csak kevés tájékoztatást nyújtanak dolgozataim.”

Elhunyt kollégánk kapcsolata a geofizikával az Eötvös Loránd Geofizikai Intézetnél kezdődött 1923-ban. A következő hat évben részt vállalt az Intézet mérési és feldolgozási munkáiban. A budapesti tudományegyetemen 1929-ben matematika – fizika szakos középiskolai tanári oklevelet szerzett. Még ugyanabban az évben a Geophysical Prospecting cégnél kapott állást. Egy évig Venezuelában, utána rövidebb ideig Londonban geofizikai értelmezéssel foglalkozott.

Az ekkor kirobbanó gazdasági válság következtében ez az állása megszűnt és három évig gyakorlatilag állás nélkül maradt. 1933 szeptemberében kezdte meg magyarországi tevékenységét a Gas and Electric Company, a későbbi MAORT. Ennél a vállalatnál 1949 végéig dolgozott, előbb mint az Eötvös-inga csoport vezetője, majd a geofizikai osztály munkáját irányította. Az időszak rendkívül eredményes kutatómunkáját bizonyítják az országos gravitációs hálózat létrehozása és az 1948 nyarától feltárt olajmezők. 1949 végén – saját kérésére – 20 év után ismét az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet munkatársa lett. Előbb a gravitációs osztály munkáját irányította, majd 1952 elejétől az Egyeztető (akkori nevén Értelmező és Földtani) osztály vezetője lett.

Ebben az időszakban magas kormánykitüntésekben részesült (1952 Munka Érdemrend, 1953 Kossuth-díj) 1952 óta a műszaki tudományok kandidátusa.

Kutatási tevékenysége során foglalkozott az Eötvös-ingamérések értelmezési kérdéseivel, módszereket dolgozott ki, a graviméteres mérések korrekcióinak számításához. Több dolgozatában foglalkozott a geofizikai megfigyelések szintézisével és földtani értelmezésével. Világszerte is elsők között végzett méréseket még az 50-es évek elején – a gravitációs tér árapály jellegű változásainak

Az összefont szám ára: 65,— Ft