

MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET
HUNGARIAN GEOPHYSICAL INSTITUTE 'ROLAND EÖTVÖS'
ВЕНГЕРСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. Л. ЭТВЕША

GEOPHYSICAL TRANSACTIONS
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ БЮЛЛЕТЕНЬ

XXI. 1—4.

Felelős szerkesztő
Managing Editor
Ответственный редактор
MÜLLER PÁL

Szerkesztő bizottság
Editorial Board
Редакционная коллегия
**ÁDÁM OSZKÁR, ERKEL ANDRÁS, SZ. PINTÉR ANNA, POSGAY KÁROLY,
SEBESTYÉN KÁROLY**

Szerkesztő
Editor
Редактор
SZÉNÁS GYÖRGY

ETO (UDC) 550.3 (061,6.055.2) (439.151)

Felelős kiadó: **MÜLLER PÁL**
Technikai szerkesztő: **NAGY MAGDOLNA**
Grafikai szerkesztő: **NÉMETH LAJOS**
Megjelent a Műszaki Könyvkiadó gondozásában
Azonossági szám: 0660 – Terjedelme: 9,5 – Példányszám: 1300 – Formátum: B 5 –
Papírminőség: 100 g Delta
72.8340 Egyetemi Nyomda, Budapest
Felelős vezető: **JANKA GYULA** igazgató

CONTENTS

<i>Korvin, G.</i> : Certain problems of seismic and ultrasonic wave propagation in a medium with inhomogeneities of random distribution	5
<i>Dankházi, Gy.</i> : Theoretical aspects of induced polarization method	59
<i>Bisztricsány, E.</i> — Egyed, L. : The determination of LVL depth from data of spaced seismological stations	81
<i>Aczél, E.</i> — <i>Stomfai, R.</i> : The variation of magnetic components in Hungary from 1850 up to our days	85
<i>Szénás, Gy.</i> : The Carpathian system and global tectonics	120

TARTALOM

<i>Korvin Gábor</i> : A véletlen közegek elmélete és a szeizmikus, valamint az ultrasonikus hullámterjedés néhány problémája	35
<i>Dankházi Gyula</i> : A gerjesztett potenciál elméleti alapjai	79
<i>Bisztricsány Ede</i> — Egyed László : A Gutenberg-csatorna mélységének számítása kis területen elhelyezkedő állomások észleléseiből	83
<i>Aczél Etelka</i> — <i>Stomfai Róbert</i> : A földmágneses elemek változása Magyarországon 1850-től napjainkig	85
<i>Szénás György</i> : A Kárpát-rendszer és a globális tektonikák	91

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Корвин, Г.</i> : Теория случайных сред и некоторые проблемы распространения сейсмических и ультразвуковых волн	57
<i>Данкхази, Дь.</i> : Теоретические основы возбужденной поляризации	79
<i>Бистричань, Э.</i> — Эдьед, Л. : Вычисление глубины зоны Гутенберга по данным наблюдения станций, располагающихся по небольшой площади	83
<i>Ацел, Э.</i> — <i>Штомфай, Р.</i> : Вариации элементов геомагнитного поля в Венгрии с 1850 г. по наших дней	85
<i>Сенаш, Дь.</i> : Система Карпат и гипотезы глобальной тектоники	108

**CERTAIN PROBLEMS OF SEISMIC AND ULTRASONIC
WAVE PROPAGATION IN A MEDIUM WITH
INHOMOGENETIES OF RANDOM DISTRIBUTION**

G. KORVIN*

Introduction

Inhomogeneity is a basic property of almost every real medium. If vibrated, inhomogeneities cause scattering of waves. The scattered waves are superimposed on the primary waves and lead to amplitude and phase fluctuations in the observed wave pattern. It is reasonable to assume that the best part of the noise structure of, say, a seismic record can be attributed to velocity inhomogeneities of the medium of propagation. If we could find the statistical laws which govern the cause-and-effect relation between the inhomogeneous medium and the incoherent seismic wave field there would be a slight hope to solve also the inverse problem in which theory and seismic observation must be combined to ascertain certain basic properties of the medium.

In this paper it is intended to present, at the first place, a simplified treatment of the theory of random fields. We shall review the theory of stochastic processes and then introduce random fields as natural generalizations of random functions. This will give us a convenient framework to construct, in the next section, a mathematically clear and also physically suggestive model of the local inhomogeneities of velocity distributions in real media.

It will be assumed throughout these pages that the characteristic dimension of inhomogeneities is less than the wavelength applied. Although our principal interest will be in seismic applications, the above assumption will give us an excuse to transform most of our conclusions into terms of ultrasonic waves. (As a matter of fact, the author's interest in a statistical treatment began with a desire to explain SHUMWAY'S (1960) fascinating bell-shaped curve describing absorption vs. porosity dependence in marine sediments, for ultrasonic frequencies.)

After the introductory discussions we shall turn in the next sections to a systematic use of the mathematical techniques. We shall first proceed to a treatment of the fluctuation of transit times in a randomly inhomogeneous medium. This fluctuation will be found to depend, besides the length of the path travelled, on the correlation properties of the medium. As a particular case of the general relation we shall re-derive WYLLIE'S (1956) famous time-average equation and we shall propose an explanation for an interesting discrepancy reported in connection with the analysis of deviations between conventional and continuous velocity loggings in wells. Next we shall turn our attention to the problem of reflection coefficients. Here, we shall show that while the usual assumption made in deconvolution routines—that the series of reflection coefficients is a white-noise—could be seriously

* ELGI, Budapest
Manuscript received: 22. 5. 1972

objected, the more realistic empirical autocorrelation function of reflection coefficients found by O'DOHERTY and ANSTEY (1971) can be very well explained within the scope of our theory.

Reflection coefficients naturally lead us to the field of synthetic seismograms where the point seems to be how to use them and not how to compute them. We shall propose a novel approach to acoustic logs in seismic prospecting: if they were considered as a piece of information on the statistics of a stack of layers of random acoustic impedances it will be shown what kind of *statistical inferences* could be made as regards waves reflected by and transmitted through this stack of layers. Reformulating these results in terms of ultrasonic measurements we shall find that the interesting absorption vs. porosity relation reported by SHUMWAY (*op. cit.*) and also some recent experimental findings of DATTA (1968) fit very well in our probabilistic pattern.

The applications, we are going to deal with, should serve to illustrate that the statistical approach to seismic wave propagation problems is as powerful a technique as it has already proved to be in radiophysics and hydroacoustics.

In the present paper we shall concentrate on the one-dimensional model of wave propagation, even though we realize that problems of real seismic interest begin in the three-dimensional domain. We hope at a later time to extend these investigations to the three-dimensional case and tackle the intriguing problems of diffuse reflection, of the spatial- and temporal correlation of seismic ambient noise, etc., along these lines. The important case when the characteristic dimension of inhomogeneities is comparable to or greater than the wavelength will be also postponed for a subsequent paper.

It should finally be noted that there has been no effort to give an account of the historical development of the ideas on random wave propagation. References will be made only to books and papers which have a direct bearing on the text. The interested reader is referred to CHERNOV'S (1960) or TATARSKI'S (1961) monographs and to KELLER'S (1964) expository paper. Those interested in the motivation of some of the problems dealt with along these pages should consult O'DOHERTY and ANSTEY (1971).

Stochastic processes

To make the paper as self-contained as possible we begin with a brief sketch of some basic notions and definitions concerning stochastic processes.

A *stochastic process*, say, $\{x(t)\}_\alpha$ is defined as a family of real- (or complex-) valued functions depending on a random parameter α , where the independent variable t usually plays the role of time and ranges in some interval $[a, b]$. A given function $x(t)$ picked out at random from among all $\{x(t)\}_\alpha$ -s will be termed a *realization* of the process. For some fixed value of t , t_1 , say, $x(t_1)$ is a *random variable*, i.e. it can attain different values with the probabilities

$$F(t_1, x_1) = P[x(t_1) < x_1]. \quad (1)$$

In order to completely characterize a random function we shall need, of course, the multi-point probability functions

$$F_N(t_1, t_2, \dots, t_N; x_1, x_2, \dots, x_N) = P[x(t_1) < x_1, \dots, x(t_N) < x_N]. \quad (2)$$

If f is some arbitrary function of N variables then the *average* of the expression $f[x(t_1), x(t_2), \dots, x(t_N)]$ over the ensemble of realizations is given by

$$Mf \equiv Mf[x(t_1), x(t_2), \dots, x(t_N)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1, \dots, x_N) dF_N(t_1, \dots, t_N; x_1, \dots, x_N) \quad (3)$$

where x_1, x_2, \dots, x_N are the variables of integration, i.e. for a fixed function f , Mf depends on t_1, t_2, \dots, t_N .

For practical purposes the following average values are often enough to characterize a random function:

$$Mx(t_1); \quad Mx^2(t_1); \quad M\{x(t_1)x(t_2)\}.$$

These quantities are termed, in turn, *mean*, *mean square value* and *autocorrelation function*. In case of complex-valued functions the autocorrelation function is defined as

$$R_{xx}(t_1, t_2) = M\{x(t_1)\overline{x(t_2)}\}$$

where the bar denotes complex conjugates.

For an arbitrary realization of a stochastic process we can take the *time-average* of a given expression defined by

$$\langle f[x(t_1), x(t_2), \dots, x(t_N)] \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f[x(t+t_1), \dots, x(t+t_N)] dt. \quad (4)$$

A stochastic process $\{x(t)\}_x$ is *stationary* if its statistical properties do not change in course of time, i.e. if

$$F_N(t_1+\tau, t_2+\tau, \dots, t_N+\tau; x_1, x_2, \dots, x_N) \equiv F_N(t_1, t_2, \dots, t_N; x_1, x_2, \dots, x_N), \quad (5)$$

This implies that for any function f

$$Mf[x(t+\tau_1), \dots, x(t+\tau_N)] \equiv Mf[x(\tau_1), \dots, x(\tau_N)].$$

In particular, setting $\tau = -t_1$, we have

$$Mx(t_1) = Mx(0) = Mx, \\ Mx^2(t_1) = Mx^2(0) = Mx^2$$

and

$$R_{xx}(t_1, t_2) = M\{x(t_1)\overline{x(t_2)}\} = M\{x(0)\overline{x(t_2-t_1)}\} = R(|t_2-t_1|)$$

that is the mean and the mean square of a stationary process are constant throughout time while the autocorrelation function depends on the difference of its arguments alone.

A stationary process is *ergodic* if for every (measurable) function f

$$P\{\langle f \rangle = Mf\} = 1 \quad (6)$$

i.e. the time-average taken for any realization agrees with the ensemble-average with probability one. In less technical terms this goes to saying that any realization picked out at random from an ergodic process passes, in course of its time-history, arbitrarily near every possible value attainable by the process. If we observe a sufficiently long, let alone infinite, period of some given outcome of an ergodic process we shall gain information on the process itself as a whole.

Let us consider the case when the Fourier-Stieltjes integral, defined by

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\varphi(\omega) \quad (7)$$

exists for every realization of a stochastic process $\{x(t)\}_x$ where $\varphi(\omega)$ is a complex-valued random function. If the process is stationary:

$$R(t_1, t_2) = Mx(t_1)\overline{x(t_2)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(\omega_1 t_1 - \omega_2 t_2)] \cdot M d\varphi(\omega_1) d\overline{\varphi(\omega_2)}.$$

Since we know that in case of stationarity R depends on $(t_1 - t_2)$ alone, we have

$$M d\varphi(\omega_1) d\overline{\varphi(\omega_2)} = \delta(\omega_1 - \omega_2) W(\omega_1) d\omega_1 d\omega_2 \quad (8)$$

where δ is Dirac's delta function and $W(\omega_1) \geq 0$. It may thus be shown that for stationary processes

$$R(t_1 - t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(\omega t_1 - \omega t_2)] W(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega \tau \cdot W(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} \cos \omega \tau \cdot W(\omega) d\omega$$

the last equation being valid since $R(\tau) = R(-\tau)$, i.e. $W(\omega) = W(-\omega)$, where $W(\omega)$ is the *power spectrum* of the given process. This means that the power spectrum of a stationary random process is always positive. We shall only cite here, without dwelling upon it, the very important Wiener-Hinchin theorem which asserts that the reversal of the above statement also holds viz.: if $R(\tau)$ is some symmetric function whose Fourier transform is non-negative then there exist stationary processes whose autocorrelation function is $R(\tau)$.

Let us consider, as an important example, the function $R(\tau) = a^2 \exp(-|\tau/\tau_0|)$. $R(\tau)$ is obviously symmetric and its Fourier transform is given by

$$W(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} a^2 \exp(-|\tau/\tau_0|) d\tau = \frac{a^2 \tau_0}{\pi(1 + \omega^2 \tau_0^2)}.$$

Here, $W(\omega) \geq 0$ i.e. $R(\tau)$ is the autocorrelation function of some stationary stochastic process. We shall show two examples for stochastic processes having this type of autocorrelation function.

a) "Random telegraph wave" (Fig. 1): $x(t)$ assumes the values $\pm a$ with alternating signs, alternations take place with an average frequency α according to a Poisson distribution. The process is stationary, ergodic, $Mx(t) = 0$,

$$R_{xx}(\tau) = a^2 \exp[-2\alpha|\tau|], \quad (9)$$

$$W(\omega) = \frac{a^2}{\pi} \frac{2\alpha}{\omega^2 + (2\alpha)^2}. \quad (10)$$

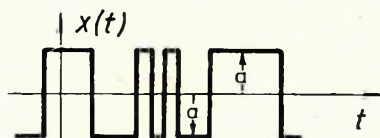


Fig. 1. Random telegraph wave after KORN and KORN

1. ábra. Véletlen táviróhullám

Рис. 1. Случайная телеграфная волна (по KORN и KORN)

b) As a second example we refer to the *Brownian motion* (Fig. 2). In the Brownian motion a particle is moving so that any component of its velocity, say the x component, changes its value at random time instants, according to a Poisson distribution of mean frequency α , and assumes some new value of zero mean and σ^2 variance independently of its previous value. In this case we have $Mx(t) = 0$,

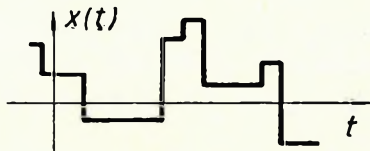


Fig. 2. The change of a velocity component of a particle making Brownian motion after KORN AND KORN

2. ábra. Brown-mozgást végző részecske egyik sebességkomponensének változása

Рис. 2. Изменение скоростной составляющей частицы, выполняющей броуновское движение (по KORN и KORN)

$$R_{xx}(\tau) = \sigma^2 \exp(-\alpha|\tau|) \quad (11)$$

$$W(\omega) = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{\alpha}{\omega^2 + \alpha^2}. \quad (12)$$

Next we define the *correlation distance* as being that value of τ for which the autocorrelation function decreases to $\frac{1}{e}$ times its value at $\tau = 0$. Upon inspection of Eqs. (9) and (11) the correlation distance for the telegraph wave is $1/2\alpha$ while for the Brownian motion it is $1/\alpha$.

There is an interesting inverse relation between the correlation distance and the width of the power spectrum. Taking the Brownian motion, for example, its power spectrum

formally agrees with the amplitude spectrum of the low-pass filter $\frac{\omega_0}{\omega_0 + i\omega}$, if we set $\omega_0 = \alpha$. Since this filter cuts off frequencies higher than ω_0 , the spectral content of the process is limited to the range $[0, \omega_0]$, i.e. the *spectral-width* is $\Delta\omega = \omega_0 = \alpha$. We know, on the other hand, that two consecutive values of the process become totally independent of each other after a time greater than the correlation-distance $\frac{1}{\alpha}$. Setting $\Delta t = \frac{1}{\alpha}$, we have

$$\Delta\omega \cdot \Delta t = 1.$$

This, of course, is only a special case of the *uncertainty principle* of information theory (BRILLOUIN, 1956).

A characteristic property of the autocorrelation function $\exp[-\alpha|\tau|]$ which must be noted, is that its derivative does not exist at $\tau = 0$. This is due to the fact

that the random functions belonging to this autocorrelation function consist of broken lines i.e. their derivatives do not exist at certain points. The point is that, as we shall proceed to show, *if $x(t)$ is a continuously differentiable, stationary and ergodic function, then*

$$\left. \frac{d}{d\tau} R(\tau) \right|_{\tau=0} = 0. \quad (13)$$

Indeed (cf. e.g. CHERNOV, 1960):

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [x(t)x(t+\tau)]_{\tau=0} = x(t) \left. \frac{\partial}{\partial \tau} x(t+\tau) \right|_{\tau=0} = x(t) \left. \frac{\partial}{\partial t} x(t+\tau) \right|_{\tau=0} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} x^2(t).$$

Taking average values and making use of ergodicity,

$$\left. \frac{d}{d\tau} R(\tau) \right|_{\tau=0} = \frac{d}{d\tau} M[x(t)x(t+\tau)]_{\tau=0} = \frac{1}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{d}{dt} x^2(t) dt = \frac{1}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} [x^2(t)]_{-T}^T = 0,$$

since $x(t)$ is necessarily bounded on strength of its stationarity.

It is easy to construct exponentially decreasing autocorrelation functions which do satisfy Eq. (13). Perhaps the most simple among them is

$$R(\tau) = a^2 \exp[-(\tau/\tau_0)^2] \quad (14)$$

which is frequently used in the theory of random media. The power spectrum corresponding to Eq. (14) is

$$W(\omega) = \frac{a^2 \tau_0}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{\omega^2}{4} \tau_0^2\right]. \quad (15)$$

(See Figs. 3a, 3b.)

Homogeneous isotropic random fields*

Let R denote the three-dimensional Euclidean space and let $x(\mathbf{r}) = x(x, y, z)$ be a random function defined over the whole space. *Ad analogiam* to stochastic processes the totality of such random functions will be termed a *random field* while a given function picked out at random from this totality will be considered a *realization* of the field. The concepts of *homogeneity* and *isotropy* of a random field will play a key role in what follows. For reasons of space we shall define these notions only in terms of means, mean square values, and of the autocorrelation function.

A random field is *homogeneous* if its statistical properties are invariant with respect to a shift of the system of coordinates, i.e. if $Mx(\mathbf{r}) = \text{const.}$ and for an arbitrary vector \mathbf{r}_0

$$R_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_0).$$

* For a more detailed treatment of homogeneous random fields we refer to Tatarski's (1960) monograph. For mathematically oriented readers Obukhov (1954) gives many fine details, including also a general theory of vector- and tensor-valued fields.

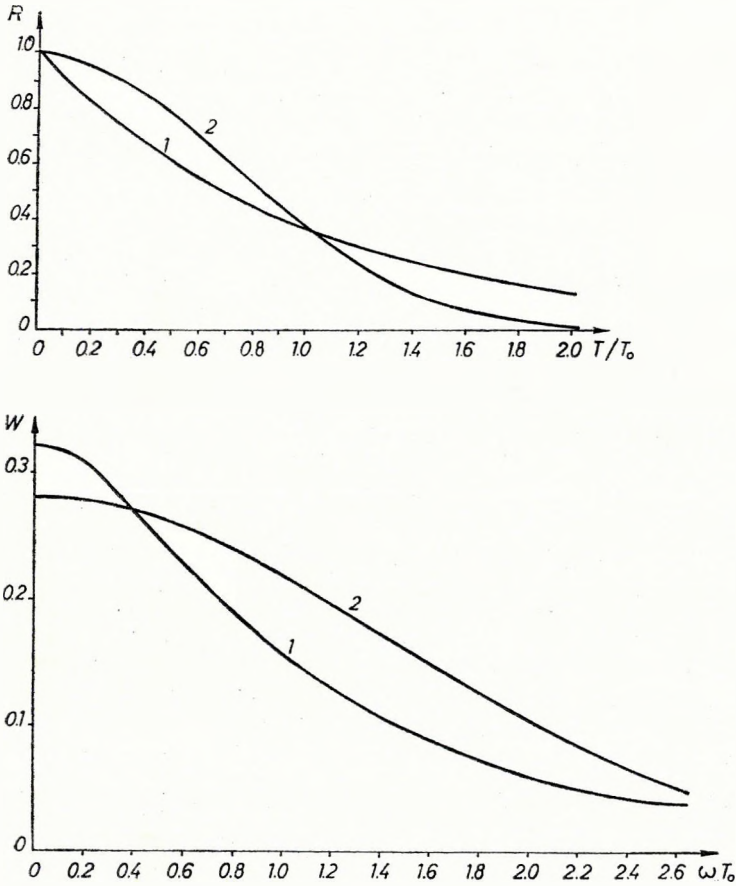


Fig. 3. Autocorrelation functions and their spectra

- a) 1. the autocorrelation function $e^{-\tau/\tau_0}$;
- 2. the autocorrelation function $e^{-(\tau/\tau_0)^2}$
- b) The corresponding power spectra after Tatarski

3. ábra. Autokorrelációs függvények és spektrumaik

- a) 1. az $e^{-\tau/\tau_0}$ autokorrelációs függvény
- 2. az $e^{-(\tau/\tau_0)^2}$ autokorrelációs függvény
- b) A megfelelő teljesítményspektrumok (Tatarski nyomán)

Рис. 3. Автокорреляционные функции и их спектры

- a) 1 — автокорреляционная функция $e^{-\tau/\tau_0}$
- 2 — автокорреляционная функция $e^{-(\tau/\tau_0)^2}$
- б) Соответствующие спектры мощности (по Татарскому)

In a homogeneous field the autocorrelation function depends on the differences $x_1 - x_2$, $y_1 - y_2$, $z_1 - z_2$ alone. If, besides this, the statistical properties of the field are also invariant with respect to rotations and reflections we shall speak about a *homogeneous and isotropic* random field. In such a field the autocorrelation is a function of the magnitude of $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, i.e.

$$R_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = R_{xx}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = R_{xx}(r). \quad (16)$$

For example, the field with the autocorrelation function

$$R_{xx} = a^2 \exp \left\{ -[\alpha(x_1 - x_2)^2 + \beta(y_1 - y_2)^2 + \gamma(z_1 - z_2)^2] / r_0 \right\}$$

is homogeneous but not isotropic unless $\alpha = \beta = \gamma$.

If we observe a homogeneous isotropic field along a straight line, picked at random, of the three-dimensional space we get a one-dimensional stationary random function. (This is just what FARA and SCHEIDEGGER (1961) proposed for the statistical description of porous media. Alas, their ideas have apparently never been followed up, in ultrasonic absorption studies.)

The Fourier-Stieltjes representation of a three-dimensional homogeneous field is

$$x(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}] d\varphi(\boldsymbol{\kappa}_1, \boldsymbol{\kappa}_2, \boldsymbol{\kappa}_3)$$

where the multiplication sign in the exponent denotes scalar product. Because of homogeneity,

$$M d\varphi(\boldsymbol{\kappa}_1) \overline{d\varphi(\boldsymbol{\kappa}_2)} = \delta(\boldsymbol{\kappa}_1 - \boldsymbol{\kappa}_2) \Phi(\boldsymbol{\kappa}_1) d\boldsymbol{\kappa}_1 d\boldsymbol{\kappa}_2; \quad \Phi(\boldsymbol{\kappa}) \geq 0 \quad (17)$$

and the autocorrelation function becomes

$$R_{xx}(\mathbf{r}) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i\boldsymbol{\kappa}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \Phi(\boldsymbol{\kappa}) d\boldsymbol{\kappa} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}) \Phi(\boldsymbol{\kappa}) d\boldsymbol{\kappa}. \quad (18)$$

Conversely, the power spectrum can be expressed as

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}) R(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (19)$$

If $x(\mathbf{r})$ is an isotropic field, its autocorrelation function depends on $|\mathbf{r}| = r$ alone. Introducing spherical coordinates and performing integrations we are left with

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3 \boldsymbol{\kappa}} \int_0^{\infty} r R(r) \sin(\boldsymbol{\kappa}r) dr, \quad \text{where } \boldsymbol{\kappa} = |\boldsymbol{\kappa}|. \quad (20)$$

The autocorrelation function is given, in this particular case, by

$$R(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^{\infty} \boldsymbol{\kappa} \Phi(\boldsymbol{\kappa}) \sin(\boldsymbol{\kappa}r) d\boldsymbol{\kappa}. \quad (21)$$

We finally note a useful relationship between the three-dimensional power spectrum $\Phi(\kappa)$ and the one-dimensional power spectrum $W(\kappa)$, measured along a straight line:

$$\Phi(\kappa) = \frac{1}{2\pi\kappa} \frac{dW(\kappa)}{d\kappa}. \tag{22}$$

For example, if we find the autocorrelation function

$$R(r) = a^2 \exp \left[-\frac{r}{r_0} \right]$$

along a line then, as we have seen, the corresponding power spectrum is

$$W(\kappa) = \frac{a^2 r_0}{\pi(1 + \kappa^2 r_0^2)}$$

which already determines the three-dimensional power spectrum as

$$\Phi(\kappa) = \frac{a^2 r}{\pi^2(1 + \kappa^2 r_0^2)^2}.$$

Before turning to the more physical aspects of the theory we have to prove a simple mathematical theorem to be used later. This theorem asserts that *for any (non-random) function $f(t)$ and a stationary and ergodic stochastic process $x(t)$ we have*

$$M \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau)x(\tau) d\tau = (Mx) \cdot \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau) d\tau. \tag{23}$$

Before proceeding to the proof we observe that for the particular case $f \equiv 1$ Eq. (23) tells us, that

$$M \int_{T_1}^{T_1+T} x(\tau) d\tau = Mx \cdot T'$$

i.e.

$$M \left\{ \frac{1}{T'} \int_{T_1}^{T_1+T} x(\tau) d\tau \right\} = Mx$$

which, of course, seems evident without any special proof.

Now, in order to prove Eq. (23) we introduce an auxiliary function $\eta(t)$ by

$$\eta(t) = \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau)x(t+\tau) d\tau.$$

Assuming, for the time being, that $\eta(t)$ is stationary and ergodic, we may write, letting M denote the right-hand side of Eq. (23), that

$$M = M\eta(0) = M\eta(t) = \lim_{\Delta \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau)x(t+\tau) d\tau dt =$$

$$= \int_{T_1}^{T_1+T} \left[\lim_{\Delta \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} x(t+\tau) dt \right] f(\tau) d\tau = Mx \cdot \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau) d\tau.$$

We still have to show that $\eta(t)$ is stationary. This will be done by checking that $M\{\eta(t_1) \cdot \eta(t_2)\}$ is independent of the special choice of t_1, t_2 :

$$\begin{aligned} M\{\eta(t_1)\eta(t_2)\} &= M \int_{T_1}^{T_1+T} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau_1)f(\tau_2)x(t_1+\tau_1)x(t_2+\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 = \\ &= \int_{T_1}^{T_1+T} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau_2)f(\tau_1)k_{xx}[(t_1-t_2)+(\tau_1-\tau_2)] d\tau_1 d\tau_2, \end{aligned}$$

i.e. $M\{\eta(t_1)\eta(t_2)\}$ is a function of the difference t_1-t_2 alone, which proves our assertion.

Mathematical description of a medium possessing random velocity inhomogeneities

We shall be concerned with media where the local velocity of propagation shows random inhomogeneities depending on the spatial coordinates (x, y, z) . Being more explicit, it will be assumed that the local velocity c at some given point \mathbf{r} depends besides the coordinates of \mathbf{r} on a small random parameter $\varepsilon(\mathbf{r})$ as well. Developing the velocity function in series according to ascending powers of ε it can be written as

$$c(\mathbf{r}, \varepsilon) = c_0(\mathbf{r}) + a(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}) + b(\mathbf{r})\varepsilon^2(\mathbf{r}) + O(|\varepsilon|^3) \quad (24)$$

where $c_0(\mathbf{r})$, $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ are given, non-random, functions and $\varepsilon(\mathbf{r})$ is a homogeneous random field of zero mean. The c_0 , a , b , and ε which figure on the right-hand side of Eq. (24) are scalars, independent of the frequency of the propagating wave, that is no anisotropy resp. dispersion of velocity will be assumed.

It may appear that the general form of velocity distributions Eq. (24) is rather abstruse and difficult to grasp physically. Before proceeding further we shall cite three particular examples for velocity distributions of this type, to make the point clear.

The following three special cases of Eq. (24) seem to be the most important from the geophysical point of view:

$$c(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r}) \quad (25a)$$

$$c(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r})[1 + \varepsilon(\mathbf{r})] = c_0(\mathbf{r}) + c_0(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}) \quad (25b)$$

$$c(\mathbf{r}) = \frac{c_0(\mathbf{r})}{1 + \varepsilon(\mathbf{r})} = c_0(\mathbf{r}) - c_0(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}) + c_0(\mathbf{r})\varepsilon^2(\mathbf{r}) + O(|\varepsilon|^3). \quad (25c)$$

Matching the coefficients of the powers of ε with the general formula (24) we have, in turn,

$$a(\mathbf{r}) = 1, \quad b(\mathbf{r}) = 0, \quad (26a)$$

$$a(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}), \quad b(\mathbf{r}) = 0, \quad (26b)$$

$$a(\mathbf{r}) = -c_0(\mathbf{r}) \quad b(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}). \quad (26c)$$

Throughout the equations (24)–(25) it has been assumed that the inhomogeneous part of the velocity, ε , is independent of the mean velocity c_0 .

The literature dealing with wave propagation in random media almost unanimously accepts the velocity distribution (25c). This, of course, is due to the fact that under this assumption the wave-number $k = \omega/c$ occurring in the wave equation assumes the form

$$k(\mathbf{r}) = k_0(\mathbf{r})[1 + \varepsilon(\mathbf{r})]$$

and the usual perturbation method can be relatively easily carried out (KELLER, 1964, KARAL and KELLER, 1964).

The velocity function (25b) arises in atmospheric physics in the description of waves in a turbulent atmosphere (TATARSKI, 1961). For, as it is well known from theoretical physics (see e.g. RAYLEIGH, 1877) the velocity of propagation in an ideal gas is proportional to the square root of absolute temperature. In case of small-scale temperature fluctuations

$$T(\mathbf{r}) = T_0 + \tau(\mathbf{r})$$

where $\tau(\mathbf{r})$ is a random field, the local velocity is:

$$c(\mathbf{r}) = \text{const} \sqrt{T_0 + \tau} = \text{const} c_0 \left(1 + \frac{\tau}{2T_0} \right) + O \left(\left| \frac{\tau}{2T_0} \right|^3 \right),$$

i.e. it is of the form (25b).

In seismic practice however, as we hope to illustrate below, the assumption of a velocity inhomogeneity of type (25a) seems most appropriate. KATS *et al.* (1969) refer, as to the prototype of a random stack of layers, to a sandstone interbedding in a homogeneous shaly medium from the southern margin of the Kuban basin (Fig. 4). Figure 5 presents histograms for the distribution of velocities and Fig. 6 shows the autocorrelation function of the change of velocities for this profile. The autocorrelation function is, to a fair approximation, given by

$$R(r) = \varepsilon^2 e^{-r/r_0} \quad (27)$$

where, according to the measurements of KATS *et al.* (*op. cit.*) the correlation distance is $r_0 \approx 2\text{m}$, the mean velocity $c_0 = 3100 \text{ m/sec}$ and the mean deviation of inhomogeneities:

$$\varepsilon = \pm 365 \text{ m/sec.}$$

To give these empirical findings a proper interpretation and, partly, to stress the philosophy of the present paper once again we have to take recourse to the idea

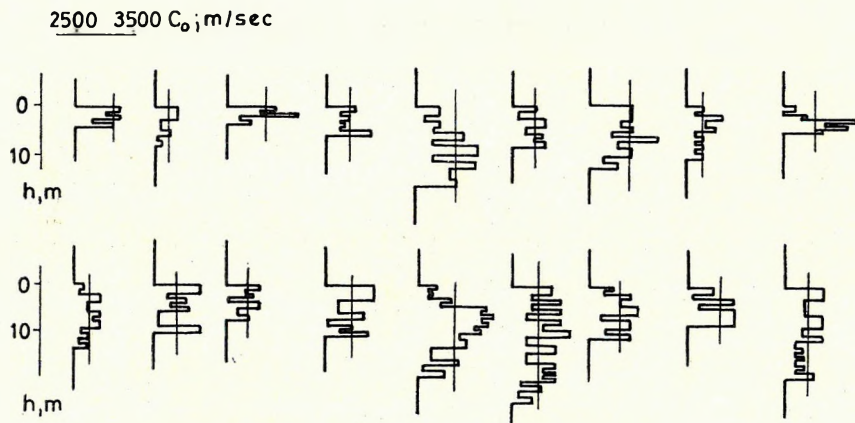


Fig. 4. Velocity distribution for a sandstone interbedding after KATS *et al.*

4. ábra. Homokkőszint sebességeloszlása (KATS *et al.* nyomán)

Рис. 4. Распределение скоростей в песчаниковом слое (по КАТС и др.)

of random fields sketched above. The functions $c_0(\mathbf{r})$, $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ figuring in the general formula (24) of velocity distributions depend, in seismic practice, on the single coordinate z (i.e. the depth) alone—or, more exactly, we shall limit ourselves in

what follows to that part of the space where this is the case anyway. The isotropy of the random field $\varepsilon(\mathbf{r})$, or course, cannot be claimed since the change of inhomogeneities is necessarily slower in the horizontal direction than in the vertical one.

Since, as mentioned, we shall limit ourselves to one-dimensional problems in the present paper, the following particular model of velocity distributions will be used (Fig. 7):

— it will be assumed that below some region A of the (x, y) plane the coefficients $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$, $c(\mathbf{r})$ of Eq. (24) depend on the coordinate z alone, i.e. they are constant along planes parallel to (x, y) . We draw through randomly picked points P_1, P_2, \dots of region A vertical lines pointing downwards the half-space and we shall be concerned with the variation of velocities along these straight lines. The totality of velocity values obtained this way is a *stationary random process* where realizations are velocity-curves observed along the particular lines. The curves $c_1(z)$, $c_2(z)$, etc. in Fig. 7 are exactly what a geophysicist would call acoustic logs for boreholes P_1, P_2, \dots ! The

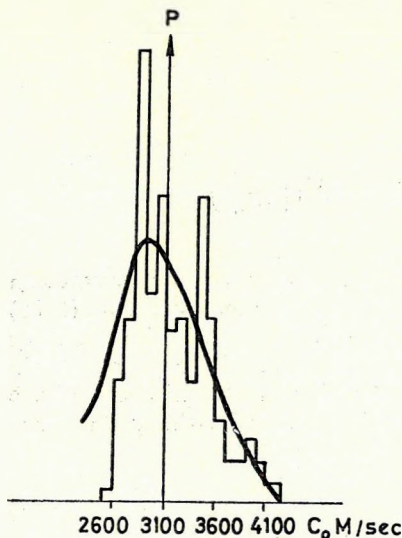


Fig. 5. Histogram of the velocity distribution of Fig. 4 after KATS *et al.*
5. ábra. A 4. ábrán látható sebességeloszlások hisztogramja (KATS *et al.* nyomán)

Рис. 5. Гистограмма распределения скоростей, представленного на рис. 4 (по Кац и др.)

meaning of averaging a given observation $c_1(z)$ with respect to depth or the concept of mean values over the whole process must be clear without comments.

Now, returning again to the example of KATS *et al.* (*op. cit.*): the curves presented on Fig. 4 are *different representatives* of the stochastic process describing the random variation of the velocity with depth in that particular region. The mean values, c_0 and $|\varepsilon|$, are averages taken with respect to the totality of realizations while the autocorrelation function (27), even though it has been computed for a single realization, is characteristic to the whole area if ergodicity holds.

We finally note that this statistical concept of velocity distributions occupies a basic role in the "discriminant analysis" method of MATHIEU and RICE (1969); see also the interesting paper of DOWDS (1969).

Statistical properties of the fluctuations of transit times

In accordance with KATS *et al.* (*op. cit.*) we shall assume a correlation distance of the order $r_0 \approx 2 \div 5$ m. For usual seismic velocities and wavelets of 40 cps dominant frequency the wavelength applied is of the order of 50–80 metres, i.e. substantially greater than the characteristic dimension of inhomogeneities.

We shall see that there is a significant difference between the various forms of velocity distributions (25a), (25b), (25c). To show this, we compute the *mean transit time* of the wave between two given points P and Q . Because of the assumptions concerning wavelengths we may assume that the wave makes its way from P to Q along the straight line \overline{PQ} . We shall set $P = (h_1, 0, 0)$, $Q = (h_2, 0, 0)$, where say $h_1 < h_2$, and assume for the time being that $c_0(h) = c_0 = \text{const.}$ in the depth interval

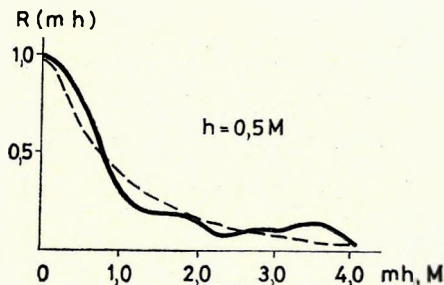


Fig. 6. Autocorrelation function of the velocity distributions shown in Fig. 4 (after KATS *et al.*)

6. ábra. A 4. ábrán látható sebességeloszlások autokorrelációs függvénye (KATS *et al.* nyomán)

Рис. 6. Автокорреляционная функция распределения скоростей, представленного на рис. 4. (по Кац и др.)

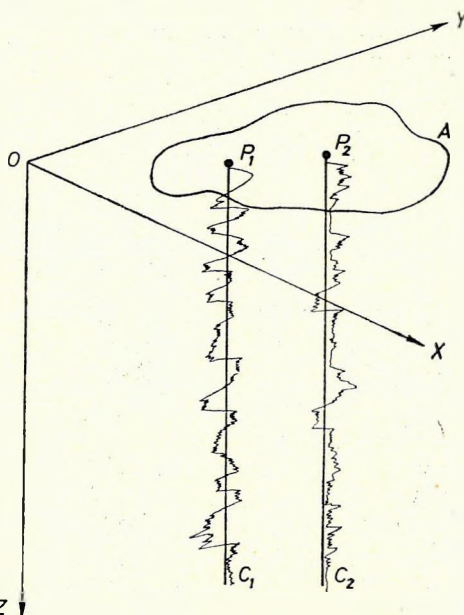


Fig. 7. The velocity model employed in this paper

7. ábra. A dolgozatban használt sebességmodell

Рис. 7. Скоростная модель, принятая в настоящей работе

$[h_1, h_2]$. Then, by Eq. (21), letting T denote the transit time

$$T = \int_P^Q \frac{dh}{c(\mathbf{r})} = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0 + a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)} =$$

$$= \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ 1 - \frac{a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)}{c_0} + \frac{a^2\varepsilon^2(h)}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} dh.$$

Taking average values

$$MT = T_0 \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{a^2(h)}{c_0^2} - \frac{b(h)}{c_0} \right] dh + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} \quad (28)$$

where $\Delta h = h_2 - h_1$ and T_0 is the transit time in a space without inhomogeneities, i.e.

$$T_0 = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0} = \frac{\Delta h}{c_0}.$$

For the velocity functions (25a, b, c), Eq. (28) gives, in turn, by making use of Eq. (26):

$$MT = T_0 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{\Delta h} \frac{\Delta h}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right] \approx T_0 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} \right] \quad (29a)$$

$$MT = T_0 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{\Delta h} \cdot \Delta h \cdot \frac{c_0^2}{c_0^2} + O(|\varepsilon|^3) \right] \approx T_0 [1 + \varepsilon^2] \quad (29b)$$

$$MT = T_0 [1 + \varepsilon^2 (1 - 1) + O(|\varepsilon|^3)] \approx T_0. \quad (29c)$$

In the derivation of Eq. (28) we have utilized the fact that $M\varepsilon = M\varepsilon^3 = 0$, and the mathematical theorem stated as Eq. (23). The above relations are easily transformed into terms of average velocities, as:

$$Mc \approx c_0 \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} \right) \quad (30a)$$

$$Mc \approx c_0 (1 - \varepsilon^2) \quad (30b)$$

$$Mc \approx c_0. \quad (30c)$$

So, according to Eqs. (29), (30) the essential difference between the various assumptions (25a, b, c) on the distribution of velocities is, that in case (25a) and (25b) inhomogeneities slow the wave down, i.e. decrease its velocity.

If we take again, from KATS *et al.* (*op. cit.*), $|\varepsilon| = 365$ m/sec; $c_0 = 3100$ m/sec and assume the velocity pattern of (25a) then ε^2/c_0^2 figuring in (29a) is approximately 0.01, i.e. an increase of 1% of the transit time is to be expected.

It will be instructive to see that the famous Wyllie formula (WYLLIE *et al.*, 1956) which describes the travel-time of ultrasonic waves in a porous formation can be derived as a special case of Eq. (29a).

Well, according to this formula the average time required to make a unit distance is

$$\frac{1}{c} = MT = \frac{\Phi}{c_1} + \frac{1 - \Phi}{c_2} \tag{31}$$

where c_1, c_2 are fluid- and matrix-velocities, respectively, and Φ denotes porosity. Setting $p = \Phi, q = 1 - \Phi$, we can write

$$MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} = \frac{p}{pc_1 + qc_2 + q(c_1 - c_2)} + \frac{q}{pc_1 + qc_2 + p(c_2 - c_1)}$$

since, e.g.,

$$c_1 = pc_1 + qc_2 + c_1 - pc_1 - qc_2 = pc_1 + qc_2 + (1 - p)c_1 - qc_2 = pc_1 + qc_2 + q(c_1 - c_2).$$

Developing $\frac{1}{c_1}$, resp. $\frac{1}{c_2}$ into series:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_1} &= \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 - \frac{q(c_1 - c_2)}{pc_1 + qc_2} + \frac{q^2(c_1 - c_2)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} - \dots \right] \\ \frac{1}{c_2} &= \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 - \frac{p(c_2 - c_1)}{pc_1 + qc_2} + \frac{p^2(c_2 - c_1)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} - \dots \right], \end{aligned}$$

i.e. the formula (31) can be re-written as

$$\begin{aligned} MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} &= \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 + \frac{pq^2 + qp^2}{(pc_1 + qc_2)^2} (c_1 - c_2)^2 + \dots \right] = \\ &= \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 + \frac{pq(c_1 - c_2)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} + \dots \right]. \end{aligned} \tag{32}$$

Let us observe, on the other hand, that for a porosity $\Phi = p$ the mean value of the local velocity in a given point of the formation is

$$c_0 = pc_1 + qc_2; \tag{33}$$

the deviation from this value (i.e. the inhomogeneity) being:

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_1 = c_1 - c_0 = c_1 - pc_1 - qc_2 = q(c_1 - c_2) & \text{with probability } p \\ \varepsilon_2 = c_2 - c_0 = c_2 - pc_1 - qc_2 = p(c_2 - c_1) & \text{with probability } q \end{cases}$$

and, further,

$$M\varepsilon = p\varepsilon_1 + q\varepsilon_2 = 0$$

and

$$M\varepsilon^2 = p\varepsilon_1^2 + q\varepsilon_2^2 = pq(c_1 - c_2)^2. \tag{34}$$

That is to say, by Eqs. (32), (33), (34) Wyllie's formula becomes:

$$MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} = \frac{1}{c_0} \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} + O \left(\left| \frac{\varepsilon}{c_0} \right|^3 \right) \right]$$

in accordance with our general relation (29a). It should be noted that the postulations made on wavelengths are obeyed in the ultrasonic case since the wavelength applied in acoustic logging is of the order of several centimetres while the size of inhomogeneities due to the porous structure is less than one millimetre.

We shall next determine the mean square fluctuation of transit time. Dropping the terms $O(|\varepsilon|^3)$ freely and assuming again that $a(h)$, $b(h)$, $c_0(h) = \text{const.}$, we have

$$\begin{aligned} T - MT &= \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ 1 - \frac{a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)}{c_0} + \frac{a^2\varepsilon^2(h)}{c_0^2} - 1 + \frac{b}{c_0} \varepsilon^2 - \frac{a^2}{c_0^2} \varepsilon^2 \right\} dh = \\ &= - \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ \frac{a}{c_0} \varepsilon(h) - [\varepsilon^2(h) - \varepsilon^2] \left[\frac{b}{c_0} + \frac{a^2}{c_0^2} \right] \right\} dh. \end{aligned}$$

If we denote the fluctuation of transit time by $T - MT = \Delta T_0$ and set, on strength of stationarity, $h_1 = 0$, $h_2 = \Delta h$, we obtain

$$\begin{aligned} M(\Delta T_0^2) &= M \frac{1}{c_0^2} \int_0^{\Delta h} \int_0^{\Delta h} \frac{a^2}{c_0^2} \varepsilon(h') \varepsilon(h'') dh' dh'' + O \left(\left| \frac{\varepsilon}{c_0} \right|^3 \right) \approx \\ &\approx \frac{a^2}{c_0^4} \int_0^{\Delta h} \int_0^{\Delta h} R_{\varepsilon\varepsilon}(h' - h'') dh' dh'' \approx \frac{a^2}{c_0^4} \int_0^{\Delta h} dh' \int_{-\infty}^{\infty} R(x) dx = \\ &= \frac{\Delta h \cdot a^2}{c_0^4} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\varepsilon\varepsilon}(x) dx. \end{aligned} \quad (35)$$

We note that, at the final step of the derivation of Eq. (35) we are justified in integrating between the limits from $-\infty$ to $+\infty$ if the path travelled, Δh , is much greater than the correlation distance.

For the correlation function

$$R_{\varepsilon\varepsilon}(x) = \varepsilon^2 \exp [-(x/x_0)^2]$$

we have

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{\varepsilon\varepsilon}(x) dx = \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi},$$

i.e. for the three particular cases of velocity distribution the mean square transit time fluctuations are:

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0^4} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi} \tag{36a}$$

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0^2} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi} \tag{36b}$$

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi}. \tag{36c}$$

In case of the autocorrelation function $R_{\varepsilon\varepsilon} = \varepsilon^2 \exp[-|x/x_0|]$ we have to insert a factor 2 instead of $\sqrt{\pi}$ in the last formulae.

If we use again the data of KATS *et al.* (*op. cit.*)—i.e. model a, $|\varepsilon| = 365$ m/sec, $c_0 = 3100$ m/sec and, say, $\Delta h = 1000$ m—and apply the autocorrelation function (27) we shall find that the mean fluctuation of transit times for a distance of 1000 metres is ± 2 msec.

The derivation of Eq. (36c) corresponding to the velocity distribution (25c) was already given by CHERNOV (1960).

In words, the essence of formulae (36) is that the mean square fluctuation of transit times in an inhomogeneous medium is proportional to the square-root of the distance travelled. This relationship seems to explain an interesting finding of GRE-TENER (1961) who analyzed the deviations between the integrated travel times computed from conventional and continuous velocity loggings in wells. The deviations found by him consisted of a systematic and a random part. The systematic deviations are likely to be ascribed to velocity dispersion (STRICK, 1971) while the random scattering was found to increase with the square root of the distance travelled by the seismic wave, in accordance with our theoretical results, Eqs. (36) (see Fig. 8).

From Eqs. (36) we immediately find the phase fluctuations ΔS , since $\Delta S = \omega \cdot \Delta T_0$. This suggests that in an inhomogeneous medium seismic arrivals of higher frequencies

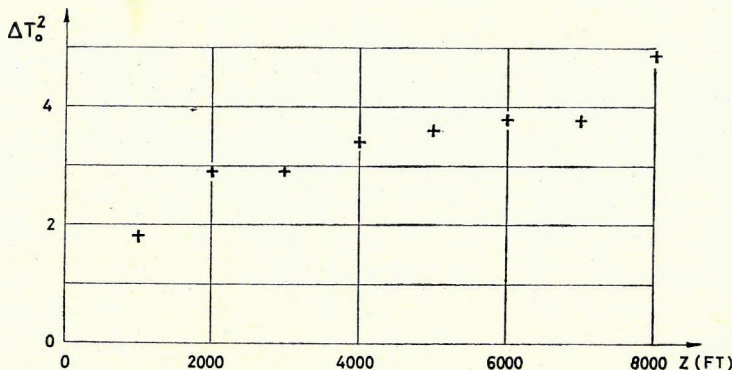


Fig. 8. The scattering of arrival times after GRE-TENER

8. ábra. Beérkezési idők szórása (GRE-TENER nyomán)

Рис. 8. Разброс времен вступления волн (по GRE-TENER)

are subject to phase fluctuations in an increased degree. This is, perhaps, the physical explanation for the success of low-frequency filters in improving the correlation of deeper horizons in seismic sections.

Let us now apply the above results for an ultrasonic wave propagating in a porous medium. For the velocity distribution (25a) and an autocorrelation function $\varepsilon^2 \exp[-|x/x_0|]$ we have

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{2\Delta h}{c_0^4} \varepsilon^2 x_0,$$

i.e., by Eq. (34)

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{2\Delta h \varepsilon x_0}{\Phi c_1 + (1 - \Phi)c_2} \Phi(1 - \Phi)(c_1 - c_2)^2. \quad (37)$$

For the realistic values $c_{\text{matrix}} = 4500$ m/sec, $c_{\text{fluid}} = 1500$ m/sec, $\Phi = 0.2$, $x_0 = 0.001$ m, $\Delta h = 0.85$ m, Wyllie's formula gives $c_0 = 3900$ m/sec, $MT = 264$ μ sec and, by Eq. (37), the fluctuation will be $\Delta T_0 = \pm 3$ μ sec. This seems to imply that—in acoustic logging—the fluctuation of transit times is too small as to be applicable for an estimation of porosity.

Finally, we have to show how our formulae should be modified if $c_0(\mathbf{r})$, $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ are not constant but they do change with depth. The homogeneity of the random perturbation, $\varepsilon(\mathbf{r})$, will be further assumed.

In this case the mean transit time will be given by

$$\begin{aligned} MT &= M \int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{c_0(h)} \left\{ 1 - \frac{a(h)\varepsilon(h) + b(h)\varepsilon^2(h)}{c_0(h)} + \frac{a^2(h)\varepsilon^2(h)}{c_0^2(h)} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} dh \approx \\ &\approx \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0(h)} - \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{b(h) dh}{c_0^2(h)} + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{a^2(h) dh}{c_0^3(h)} = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{a^2(h)}{c_0^3(h)} - \frac{b(h)}{c_0^2(h)} \right] dh. \end{aligned}$$

For the particular velocity distributions (25a—c) this gives:

$$\text{a) } MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{d\bar{h}}{c_0^3(\bar{h})} = T_0 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2(\chi)} \cdot T_0 = T_0 \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2(\chi)} \right) \quad (38a)$$

where χ is some intermediate value between h_1 and h_2 according to the second mean-value theorem of integral calculus.

In case *b* and *c* we have

$$MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0(h)} = T_0(1 + \varepsilon^2) \quad (38b)$$

$$MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{1}{c_0(h)} - \frac{1}{c_0(h)} \right] dh = T_0, \quad (38c)$$

respectively.

The mean square fluctuation of transit times, in case of non-constant mean velocities, is similarly obtained:

$$\Delta T_0 = T_0 - MT_0 = - \int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{c_0(h)} \left\{ \frac{a(h)\varepsilon(h)}{c_0(h)} - [\varepsilon^2(h) - \varepsilon^2] \cdot \left[\frac{b(h)}{c_0(h)} + \frac{a^2(h)}{c_0^2(h)} \right] \right\} dh.$$

So, omitting terms of $O(|\varepsilon|^3)$,

$$M(\Delta T_0^2) = \int_{h_1}^{h_2} \int_{h_1}^{h_2} \frac{a(h')a(h'')}{c_0^2(h')c_0^2(h'')} R_{\varepsilon\varepsilon}(h' - h'') dh' dh''. \tag{39}$$

The behaviour of the series of reflection coefficients in a random medium

In case of normal incidence the reflection coefficient for the interface between two layers is defined as

$$r = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}. \tag{40}$$

As already shown by PETERSON *et al.* (1955) the right-hand side of Eq. (40) is well approximated by

$$\frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \approx \frac{\Delta(\rho c)}{2\rho c} = \frac{1}{2} \Delta \log (\Delta \rho c), \tag{41}$$

i.e., according to the Peterson approximation the series of reflection coefficients is the logarithmic derivative of the acoustic impedance \log .

In the theory of synthetic seismograms the role of density is usually neglected. In Peterson's approximation this is equivalent to assuming that $\rho = \text{const.}$, or $\rho = \text{const. } c^n$ since in this latter case $\rho c = \text{const. } c^{n+1}$ and the single effect of density upon the logarithmic derivative is a factor of proportionality, $(n + 1)$.

We shall not dwell upon the role of density any more but neglect density in what follows. (Some critical comments on this question can be found in WEST, 1941).

From Eq. (41) we obtain, neglecting density, for infinitesimally thin layers:

$$\frac{c_2 - c_1}{c_2 + c_1} = \frac{c_2 - c_1}{2} \frac{\Delta h}{c_2 + c_1} \cdot \Delta h \rightarrow \frac{c'(h)}{2c(h)} dh = \frac{1}{2} \frac{d \log c(h)}{dh} \cdot dh.$$

In what follows under the term *series of reflection coefficients* we shall mean the expression

$$r(h) = \frac{1}{2} \frac{d \log c(h)}{dh}. \tag{42}$$

There are many publications dealing with the statistical aspects of the distribution of reflection coefficients; see e.g. AGARD and GRAU (1961) or GOGONENKOV and ASSRYANZ (1969). It seems, however, that the vital question of their correlation properties in real media has never been systematically attacked, although this were of basic importance in deconvolution routines where it is unanimously accepted that

$$R_{rr}(k) = r^2 \delta_{k0} \quad (43)$$

(where δ_{k0} is the Kronecker's delta function, i.e. $\delta_{k0} = 1$ for $k = 0$, and zero otherwise).

As a matter of fact such a basic assumption cannot be accepted on faith, especially not if we learn from O'DOHERTY and ANSTEY (1971) that the autocorrelation function of reflection coefficients computed from *real acoustic logs* is far from satisfying Eq. (43). The theory of random media developed in the preceding sections will enable us to derive the autocorrelation function of reflection coefficients and it will completely explain the peculiar shape of this function found by O'DOHERTY and ANSTEY (*op. cit.*).

Setting, as in Eq. (42)

$$r(h) = \frac{1}{2} \frac{d \log c(h)}{dh} = \frac{1}{2} \frac{c'(h)}{c(h)} \quad (44)$$

and assuming the velocity model (25a), we have

$$\begin{aligned} r(h) &= \frac{1}{2} \frac{(c_0 + \varepsilon)'}{c_0 + \varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon'}{c_0 + \varepsilon} = \frac{1}{2c_0} \varepsilon' \left(1 - \frac{\varepsilon}{c_0} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^2\right) \right) = \\ &= \frac{\varepsilon'}{2c_0} - \frac{\varepsilon\varepsilon'}{2c_0^2} = \frac{\varepsilon'}{2c_0} - \frac{(\varepsilon^2)'}{4c_0^2} = \left[\frac{\varepsilon}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon}{2c_0}\right)^2 \right]' \end{aligned} \quad (45)$$

We observe at once that the mean of the reflection coefficients is zero, for, by the boundedness of $\varepsilon(h)$

$$\begin{aligned} Mr &= \lim_{\Delta H \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta H} \int_H^{H+\Delta H} \left[\frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon(h)}{2c_0}\right)^2 \right]' dh = \\ &= \lim_{\Delta H \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta H} \left[\frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon(h)}{2c_0}\right)^2 \right]_H^{H+\Delta H} = 0. \end{aligned}$$

In order to determine the autocorrelation function of reflection coefficients we introduce an auxiliary function $\delta(h)$ by the expression

$$\delta(h) = \frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \left[\frac{\varepsilon(h)}{2c_0} \right]^2 \quad (46)$$

To proceed further, we shall need the following simple mathematical theorem:

If $x(t)$ is a stationary and differentiable stochastic process then its autocorrelation function satisfies

$$R_{xx'}(\tau) \equiv -R''_{xx}(\tau) \quad (47)$$

(i.e. the autocorrelation function of the derivative of a given process is (-1) -times the second derivative of the original autocorrelation function).

To prove Eq. (47) let us develop the process $x(t)$ into a complex Fourier-series:

$$x(t) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k e^{i\omega_k t}. \tag{48}$$

Then we know (cf. Wiener [1950] p. 6) that

$$R_{xx}(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} |c_k|^2 e^{i\omega_k \tau}$$

whence

$$R'_{xx}(\tau) = - \sum |c_k|^2 e^{i\omega_k \tau} \cdot \omega_k^2. \tag{49}$$

If, on the other hand, we take the derivative of Eq. (48), we can write

$$\begin{aligned} R_{x'x'}(\tau) &= M \left\{ \sum_k c_k i\omega_k e^{i\omega_k t} \cdot \sum_l \bar{c}_l e^{-i\omega_l(t-\tau)} \right\} = \\ &= \sum_k \sum_l [c_k \bar{c}_l \omega_k \omega_l e^{i(\omega_k - \omega_l)\tau} \cdot M e^{i(\omega_k - \omega_l)t}]. \end{aligned}$$

Keeping in mind that

$$M e^{i(\omega_k - \omega_l)t} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T e^{it(\omega_k - \omega_l)} dt = \begin{cases} 1 & \text{if } k = l \\ 0 & \text{if } k \neq l \end{cases}$$

we obtain

$$R_{x'x'}(\tau) = \sum_k |c_k|^2 \omega_k^2 e^{i\omega_k \tau} \tag{50}$$

which, if compared with Eq. (49) proves the validity of Eq. (47).

Returning to the autocorrelation function of reflection coefficients, it becomes, by the notation introduced in Eq. (46) and making use of (47):

$$R_{rr}(\tau) = R_{\delta'\delta'}(\tau) = -R'_{\delta\delta}(\tau) = -\frac{R'_{\epsilon\epsilon}(\tau)}{4c_0^2} + O\left(\left(\frac{\epsilon}{c_0}\right)^3\right). \tag{51}$$

Assuming again a correlation function $R_{\epsilon\epsilon} \Rightarrow \epsilon^2 e^{-(a\tau)^2}$ (where $\frac{1}{a} = h_0$ is the correlation distance) Eq. (51) yields

$$R'_{\epsilon\epsilon}(\tau) = 2a^2 \epsilon^2 e^{-a^2 \tau^2} [2a^2 \tau^2 - 1]$$

i.e.

$$R_{rr}(\tau) = \frac{\epsilon^2 a^2}{2c_0^2} e^{-a^2 \tau^2} [1 - 2a^2 \tau^2]. \tag{52}$$

Substituting $\tau = 0$ we obtain the variance of reflection coefficients:

$$R_{rr}(0) = M r^2 = \frac{a^2 \epsilon^2}{2c_0^2} = \frac{\epsilon^2}{2h_0^2 a^2}, \tag{53}$$

i.e.

$$M(|r|) = \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{2}h_0c_0} \quad (53a)$$

The theoretical expression Eq. (52) reveals the behaviour of the autocorrelation function: it becomes zero at

$$\tau^* = \frac{1}{\sqrt{2}} h_0 \quad (54)$$

and remains negative, with an exponentially decreasing envelope, afterwards. This, of course, is in a complete agreement with the empirical autocorrelation function given by O'DOHERTY and ANSTEY (*op. cit.*), (see Fig. 9). In their paper the first zero occurs for 0.0002 sec i.e., since $c_0 \approx 4000$ m/sec, for $\tau^* = 0.8$ m which corresponds, according to Eq. (54) to a correlation distance $h_0 = 1.13$ m.

It has been assumed that the velocity function is differentiable. Were this not the case, let us divide the medium into layers of thickness Δh , and assume that on the two sides of some point of division we find velocities

$$c_1 = c_0 + \varepsilon(h - \Delta h)$$

and

$$c_2 = c_0 + \varepsilon(h + \Delta h),$$

respectively. This gives a reflection coefficient

$$r(h) = \frac{c_2 - c_1}{c_2 + c_1} = \frac{\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)}{2c_0 + \varepsilon(h - \Delta h) + \varepsilon(h + \Delta h)} =$$

$$= \frac{1}{2c_0} \left\{ [\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)] - \frac{1}{2c_0} [\varepsilon^2(h + \Delta h) - \varepsilon^2(h - \Delta h)] + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\}.$$

From this we immediately find that

$$Mr = 0$$

$$Mr^2 = \frac{1}{4c_0^2} \left\{ M[\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)]^2 + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} \approx$$

$$\approx \frac{1}{4c_0^2} [2\varepsilon^2 - 2R_{\varepsilon\varepsilon}(2\Delta h)]. \quad (55)$$



Fig. 9. Autocorrelation function of the series of reflection coefficients after O'DOHERTY AND ANSTEY

9. ábra. Reflexiók együtthatók sorozatának autokorrelációs függvénye (O'DOHERTY és ANSTEY nyomán)

Рис. 9. Автокорреляционная функция серии коэффициентов отражения (по O'DOHERTY и ANSTEY)

0 1 2 3 ms

If $2\Delta h \ll 1$ and, say, $R_\varepsilon = \varepsilon^2 e^{-(h\alpha)}$ (which, according to Eq. (13) is an autocorrelation function of nondifferentiable velocity inhomogeneities!) then we have, with an accuracy of $O(\Delta h^2)$,

$$M\tau^2 = \frac{\varepsilon^2 a}{c_0^2} \Delta h. \tag{56}$$

We shall finally determine the autocorrelation function of reflection coefficients in the previous approximation:

$$\begin{aligned} R_{rr}(\tau) &= M \frac{1}{4c_0^2} \left\{ [\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)][\varepsilon(h + \Delta h + \tau) - \varepsilon(h - \Delta h + \tau)] + O\left(\left(\frac{\varepsilon}{c_0}\right)^3\right) \right\} \approx \\ &\approx \frac{1}{4c_0^2} [2R_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) - R_{\varepsilon\varepsilon}(2\Delta h + \tau) - R_{\varepsilon\varepsilon}(-2\Delta h + \tau)]. \end{aligned}$$

Writing this as

$$R_{rr}(\tau) = -\frac{1}{4c_0^2} (2\Delta h)^2 \frac{R_{\varepsilon\varepsilon}(-2\Delta h + \tau) - 2R_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) + R_{\varepsilon\varepsilon}(2\Delta h + \tau)}{(2\Delta h)^2} \tag{57}$$

the similarity to the corresponding equation (51) becomes apparent if we recall that the right-hand side of Eq. (57) is just the usual digital approximation of the second derivative.

Reflection and transmission of waves by a layer of random acoustic impedance

Now let us turn to the problem of determining the statistical properties of waves reflected by and transmitted through a layer with random velocity inhomogeneities.

We shall treat the case in which the layer is situated parallel to the (x, y) plane, between $z = 0$ and $z = L$, it contains velocity inhomogeneities

$$c = c_0 + \varepsilon(z)$$

of the type (25a), and a wave coming from the half-space $z < 0$ is incident upon this layer. It will be also assumed that L , the thickness of the layer, is much greater than the correlation distance of inhomogeneities.

We start out from the wave equation

$$c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

where φ is the potential of the incident wave. Setting $\varphi = e^{i\omega t} \cdot u(z)$ the time-independent part of the potential satisfies the reduced wave equation

$$u''(z) + \frac{\omega^2}{c^2} u(z) = 0. \tag{58}$$

If we write $c = c_0 + \varepsilon = c_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{c_0} \right) = c_0(1 + \mu)$ where we have put

$$\mu(z) = \frac{\varepsilon(z)}{c_0} \quad (59)$$

and we introduce the "average" wave-number

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (60)$$

the $\frac{\omega^2}{c^2}$ factor figuring in Eq. (58) can be written as

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_0^2 \frac{1}{(1 + \mu)^2} = k_0^2 [1 - 2\mu + 3\mu^2 + O(|\mu|^3)].$$

Inserting this into Eq. (58) the wave equation becomes

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 \right] u(z) = -k_0^2 \delta(z) u(z) \quad (61)$$

where $\delta(z)$ is defined, in this context, by the expression

$$\delta(z) = -2\mu(z) + 3\mu^2(z) + O(|\mu|^3). \quad (62)$$

Instead of directly solving Eq. (61) we turn to the corresponding integral equation of the Fredholm type (KAY and SILVERMAN, 1958) which reads as

$$u(z) = \exp [ik_0 z] - k_0^2 \int_0^L G(z|z') \delta(z') u(z') dz' \quad (63)$$

where the detailed form of the Green function $G(z|z')$ is

$$G(z|z') = \frac{1}{2ik_0} \exp[ik|z - z'|]. \quad (64)$$

The solution of the integral equation (63) is given by the Neumann series

$$\begin{aligned} u(z) &= \exp [ik_0 z] + \frac{ik_0}{2} \int_0^L \exp [ik|z - z_1|] \exp [ikz_1] \delta(z_1) dz_1 - \\ &- \frac{k_0^2}{4} \int_0^L \int_0^L \exp [ik_0|z - z_1|] \exp [ik_0|z_1 - z_2|] \exp [ik_0 z_2] \delta(z_1) \delta(z_2) dz_1 dz_2 + \dots \\ &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [ik_0|z - z_1|] \exp [ik_0|z_1 - z_2|] \dots \\ &\dots \exp [ik_0|z_{n-1} - z_n|] \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \dots \delta(z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n. \end{aligned} \quad (65)$$

Following KAY and SILVERMAN (*op. cit.*) we define a *transmission function* T and *reflection function* R by the relation

$$\begin{aligned} u(z) &= T \exp [ik_0 z] && \text{if } z \geq L \\ u(z) &= \exp [ik_0 z] + R \exp [-ik_0 z] && \text{if } z < 0 \end{aligned} \quad (66)$$

A direct comparison of Eqs. (65) and (66) gives, that

$$\begin{aligned} T &= 1 + \frac{ik_0}{2} \int_0^L \delta(z_1) dz_1 - \frac{k_0^2}{4} \int_0^L \int_0^L \exp [-ik_0 z_1] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \exp [ik_0 z_2] \cdot \\ &\quad \cdot \delta(z_1) \delta(z_2) dz_1 dz_2 + \dots = \\ &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [-ik_0 z_1] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \dots \exp [ik_0 |z_{n-1} - z_n|] \cdot \\ &\quad \cdot \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \delta(z_2) \dots \delta(z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n \end{aligned} \quad (67)$$

and, similarly,

$$\begin{aligned} R &= \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [ik_0 z_1] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \dots \exp [ik_0 |z_{n-1} - z_n|] \cdot \\ &\quad \cdot \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \delta(z_2) \dots \delta(z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n. \end{aligned} \quad (68)$$

Since we are interested in the expected value of $|R|^2$ we multiply Eq. (68) by its complex conjugate which gives, omitting $O(|\delta|^3)$ terms:

$$\begin{aligned} M(|R|^2) &= M(R \bar{R}) \approx \frac{k_0^2}{4} M \int_0^L \int_0^L \exp [2ik_0 z_1] \exp [-2ik_0 z_2] \delta(z_1) \delta(z_2) dz_1 dz_2 = \\ &= \frac{k_0^2}{4} \int_0^L \int_0^L \exp [-2ik_0(z_2 - z_1)] R_{\delta\delta}(z_2 - z_1) dz_1 dz_2 \approx \\ &\approx \frac{k_0^2}{4} \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} \exp [-2ik_0 x] R_{\delta\delta}(x) dx = \\ &= \frac{k_0^2 L}{4} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp [-2ik_0 x] R_{\delta\delta}(x) dx. \end{aligned} \quad (69)$$

Let us observe that the last equation in (69) is, up to a constant factor, the value of the power spectrum of the random field $\delta(z)$ corresponding to the wave number $2k_0$, i.e.

$$M(|R|^2) = \frac{k_0^2 \tau L}{2} W_{\delta\delta}(2k_0). \quad (70)$$

Making use of definitions (62) and (59)

$$R_{\delta\delta} = 4R_{\mu\mu} + O(|\mu|^3) = \frac{4R_{\epsilon\epsilon}}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\epsilon}{c_0}\right|^3\right),$$

i.e., omitting terms of $O\left(\left|\frac{\epsilon}{c_0}\right|^3\right)$:

$$M(|R|^2) = \frac{2L\pi k_0^2}{c_0^2} W_{\epsilon\epsilon}(2k_0) = \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\epsilon\epsilon}\left(\frac{2\omega}{c_0}\right). \quad (71)$$

For the particular form of correlation function, $R_{\epsilon\epsilon} = \epsilon^2 \exp[-2\alpha|\tau|]$, we have, by Eqs. (9–10)

$$W_{\epsilon\epsilon} = \frac{\epsilon^2}{\pi} \frac{2\alpha}{\omega^2 + (2\alpha)^2} \quad (72)$$

and Eq. (71) gives

$$M(|R|^2) = \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\epsilon\epsilon}(2k_0) = \frac{\alpha L \epsilon^2}{c_0^2} \frac{k_0^2}{k_0^2 + \alpha^2} \quad (73)$$

where α is related to the correlation distance h_0 by $\frac{1}{2\alpha} = h_0$.

The physical meaning of the above expression of the reflection function is that waves whose frequencies are as high as to satisfy the condition

$$kh_0 \gg 1 \quad (74)$$

are almost totally reflected by the inhomogeneous layer. Recalling the "more up, less down" principle of O'DOHERTY and ANSTEY (*op. cit.*) it is natural to expect that these frequencies get seriously attenuated during propagation. Under seismic conditions, i.e. an average velocity of $c_0 = 3000$ m/sec and correlation distance $h_0 = 3$ m, say, this would imply a practically total absorption of waves of frequencies greater than 160 cps for a large enough path travelled.

Before making these remarks more specific we wish to point out that the estimation of the reflection operator given by Eq. (73) offers an explanation for the empirically found power spectrum of the series of reflection coefficients (see Fig. 10, after O'DOHERTY and ANSTEY, *op. cit.*) since a substantial part of reflected energy—*viz.* the primary energy—is due to the convolution of the incident wavelet by the series of reflection coefficients (PETERSON *et al.*, 1955).

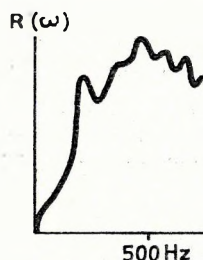
After these largely heuristic considerations we turn to the rigorous treatment of the transmission properties of random media. From Eq. (73)

$$M(|T|^2) \approx 1 - M(|R|^2) = 1 - \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\epsilon\epsilon}(2k_0). \quad (75)$$

Fig. 10. Power spectrum of the series of reflection coefficients after O'DONERTY AND ANSTEY

10. ábra. Reflexiók együtthatók sorozatának teljesítményspektruma (O'DONERTY és ANSTEY nyomán)

Рис. 10. Спектр мощности коэффициентов отражения (O'DONERTY и ANSTEY)



For moderate distances this can be written as

$$M(|T|^2) \approx \exp[-M(|R|^2)] = \exp\left[-\frac{2L\pi}{c_0^4} \omega^2 W_{\epsilon\epsilon}(2k_0)\right]. \quad (76)$$

Assuming a power spectrum (72),

$$M(|T|^2) \approx \exp\left[-\frac{\alpha L \epsilon^2}{c_0^2} \frac{k_0^2}{k_0^2 + \alpha^2}\right] \quad (77)$$

The expression $\frac{\alpha \epsilon^2}{c_0^2} \frac{k_0^2}{k_0^2 + \alpha^2}$ is the *frequency-dependent coefficient of absorption for the energy of transmitted wave*. This absorption coefficient is 0 for zero frequency, increases with ω^2 for small frequencies and becomes practically independent of frequencies in the high-frequency limit. For a fixed frequency, the following important conclusions can be drawn as regards the dependence of absorption coefficient on the parameters of the inhomogeneous medium:

The absorption coefficient is:

— proportional to ϵ^2 , i.e. to the mean square of inhomogeneities; (78a)

— inversely proportional to the square of the average velocity; (78b)

— for high enough frequencies, it is inversely proportional to the correlation distance. (78c)

Equation (76) can be easily expressed in terms of the power spectrum of the series of reflection coefficients. Indeed, as we have seen,

$$R_{rr}(\tau) = -\frac{R''_{\epsilon\epsilon}(\tau)}{4c_0^2}. \quad (51)$$

Taking the Fourier transform of this relation,

$$W_{rr}(\omega) = \frac{\omega^2 W_{\epsilon\epsilon}(\omega)}{4c_0^2}. \quad (79)$$

Inserting $2k_0$ instead of ω in the above relation and substituting it into Eq. (76) we obtain the basic relation

$$M(|T|^2) = \exp[-2\pi L W_{rr}(2k_0)] \quad (80)$$

which shows that *the transmission operator of an inhomogeneous layer is in a simple interrelation with the power spectrum of reflection coefficients.*

An important feature of equation (80) (or its equivalent form, Eq. (76)) is that it suggests a novel, statistical approach to the use of acoustic logs in seismic prospecting. It should be noted that expression (80) for the operator of transmission shows analogy with the formula

$$|T(\omega)| = \exp[-R(\omega)t] \quad (81)$$

derived by O'DOHERTY and ANSTEY (*op. cit.*) by means of synthetic seismogram techniques. (Following the notations of these authors, in Eq. (81) $|T(\omega)|$ denotes the amplitude spectrum of the transmitted pulse, $R(\omega)$ is the power spectrum of the *time-series* of reflection coefficients, and t is time).

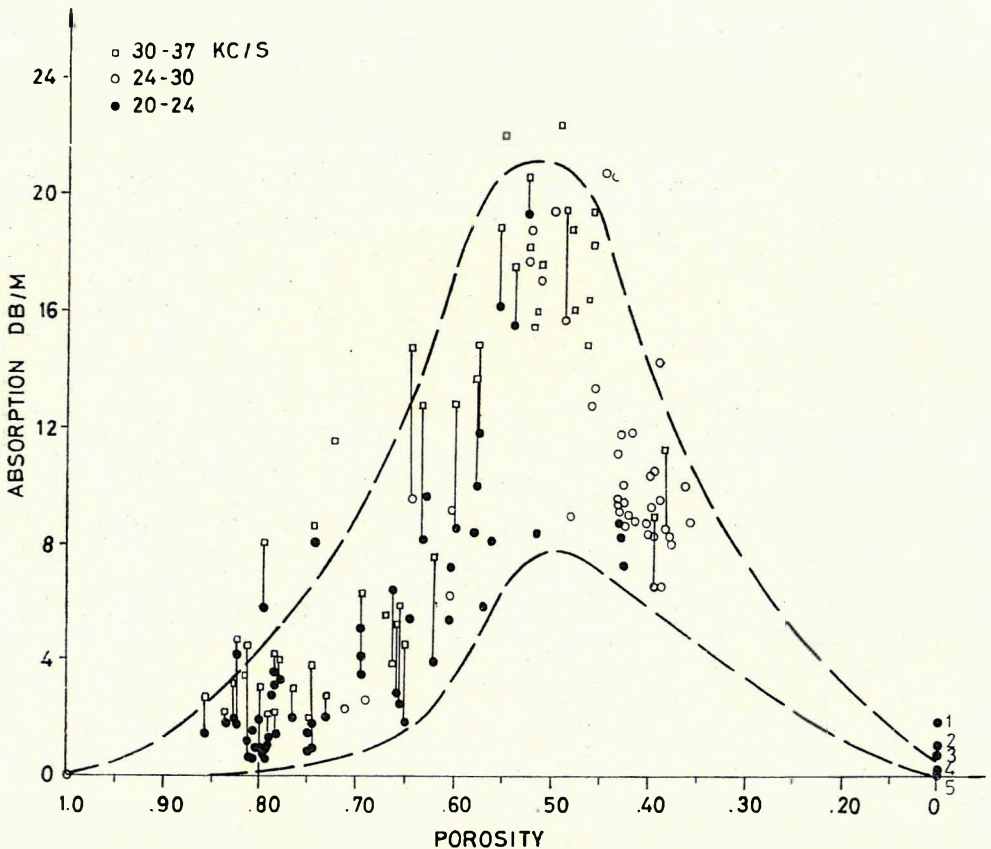


Fig. 11. Absorption coefficient vs. porosity dependence for marine sediments after SHUMWAY

11. ábra. Az abszorpciós együtthatók függése a porozitástól tengeri üledékekben (SHUMWAY nyomán)

Рис. 11. Зависимость коэффициентов поглощения от пористости в морских отложениях (по SHUMWAY)

We know from Eq. (34) that in a porous medium the variance of inhomogeneities is given by

$$\varepsilon^2 = \text{const. } \Phi(1 - \Phi),$$

and by Eq. (33), the average velocity is a monotone decreasing function of Φ , i.e., for a porous medium Conclusions (78a, b) assert that for a fixed ultrasonic frequency the absorption coefficient is nearly proportional to $\Phi(1 - \Phi)$ where Φ denotes porosity. The function $\Phi(1 - \Phi)$ is zero for $\Phi = 0$ and $\Phi = 1$, and attains its maximal value at $\Phi = 0.50$. This is in complete agreement with SHUMWAY'S (1960) experimental findings (Fig. 11) so we can expect that at least a part of the total attenuation of ultrasonic frequencies experienced in porous media is due to the absorption mechanism sketched in this paper.

REFERENCES

- AGARD, J.-GRAU, G., 1961: Etude statistiques de sismogrammes. Geophysical Prospecting, IX, 4, pp. 503-525.
- BRILLOUIN, L., 1956: Science and Information Theory. Academic Press, Inc. New York.
- CHERNOV, L. A., 1960: Wave propagation in a random medium. McGraw Hill, New York-Toronto-London.
- DATTA, S., 1968: Absorption of dilatational waves in rocks. Geoprospection, VI, 3, pp. 127-139.
- O'DOHERTY, R. F.-ANSTEY, N. A., 1971: Reflections on amplitudes. Geophysical Prospecting, XIX, 3, pp. 430-458.
- DOWDS, J. P., 1969: Oil rocks: information theory: Markov chains: entropy. Quart. Colorado Sch. of Mines, LXIV, 3, pp. 275-293.
- FARA, H. D.-SCHEIDEGGER, A. E., 1961: Statistical geometry of porous media. Journal of Geoph. Research, LXVI, 10, pp. 3279-3284.
- Гогоненков, Г. Н., Асриянц, Л. Я., 1969: Статистические характеристики распределения коэффициента отражения упругих волн в реальной среде. Изв. АН СССР, Физика Земли. № 12. стр. 57-61. (Statistical characteristics of distribution of elastic waves' reflection factor in a real medium).
- GRETENER, P. E. F., 1961: An analysis of the observed time discrepancies between continuous and conventional well velocity surveys. Geophysics, XXVI, 1, pp. 1-11.
- Каш, С. А.-Кондратович, Ю. В.-Исаев, В. С.-Вилкова, Э. С., 1969: Влияние случайной структуры пачки слоев на динамические характеристики отраженной волны. Прикладная геофизика, вып. 57, стр. 70-80.
(Effect of a random structure of a bed member upon dynamic characteristics of the reflected wave).
- KARAL, F. C. JR.-KELLER, J. B., 1964: Elastic, electromagnetic, and other waves in a random medium. Journal of Math. Phys. V, 4, pp. 537-549.
- KAY, I.-SILVERMAN, R. A., 1958: Multiple scattering by a random number of dielectric slabs. Nuovo Cimento, IX, Serie X, Suppl. No 2, pp. 626-645.
- KELLER, J. B., 1964: Stochastic equations and wave propagation in random media. Proc. Symp. Appl. Math. XVI, pp. 145-170.
- KORN, G. A.-KORN, T. M., 1961: Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. McGraw Hill, New York-Toronto-London.
- MATHIEU, P. G.-RICE, G. W., 1969: Multivariate analysis used in the detection of stratigraphic anomalies from seismic data. Geophysics, XXXIV, 4, pp. 507-515.
- Обухов, А. М., 1954: Статистическое описание непрерывных полей. (Statistical description of continuous fields). Труды Геоф. Инст. АН ССР, № 24 (151), стр. 3-42.
- PETERSON, R. A.-FILIPPONE, W. R.-СОКЕР, F. B., 1955: The synthesis of seismograms from well log data. Geophysics, XX, 3, pp. 516-538.
- RAYLEIGH, J. W. S., 1877: The Theory of Sound. Macmillan, London. 2nd reprint Edition: Dover, New York, 1945.

- SHUMWAY, G., 1960: Sound speed and absorption studies of marine sediments by a resonance method—Part II. *Geophysics*, XXV. 3, pp. 659–682.
- STRICK, E., 1971: An explanation of observed time discrepancies between continuous and conventional well velocity surveys. *Geophysics*, XXXVI. 2, pp. 285–295.
- TATARSKI, V. I., 1961: Wave propagation in a turbulent medium. McGraw Hill, New York–Toronto–London.
- SZÉNÁS G.–ÁDÁM O., 1953: Szeizmogeológiai viszonyok Délnyugat-Magyarországon (Seismogeological conditions in SW Hungary). *Geofizikai Közlemények* II. 9, 73–89.
- WEST, S. S., 1941: The effect of density on seismic reflections. *Geophysics*, VI. 1, pp. 45–52.
- WIENER, N., 1950: Extrapolation, Interpolation and Smoothing of Stationary Time Series. The MIT Press and John Wiley and Sons, Inc. New York.
- WYLLIE, M. R. J.–GREGORY, A. R.–GARDNER, L. W., 1956: Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. *Geophysics*, XXI. 1, pp. 41–70.

THE EDITOR'S NOTE

The endeavours to improve signal-to-noise ratio are as old as the seismic reflection method itself. In platform areas the main components of noise are the ground-roll and the multiples. Our research, with no other support than the literature from platform areas, duly—sometimes even overduly—has turned its attention toward these components but it has, at the same time, rather neglected the ambient noise, partly because the problem of the former noise type has, in fact, never been completely solved either.

The present author, commendably enough, keeps the second problem in mind with a final aspect to trace the peculiar, fractured floor of the Hungarian basin, with digital seismic reflection measurements.

Twenty years have elapsed since the problem of *diffuse reflection* arising from the peculiar build of the Hungarian basin-floor was first recognized (Szénás–Ádám, 1953). In the meantime, no matter how digital heights have been reached by the seismic method, the original problem, has actually, remained as unsolved as ever. The chances, however, have improved a great deal, for the old intuitive, qualitative and primitively analog approach now can and must be replaced by a modern digital approach promising some hope of success.

The present paper—as hinted by the author himself—is the first part of a series of three, and the final aim is to obtain, having solved the three-dimensional problem, an exact, mathematical, computerizable treatment of the random objects of the basin-floor comparable in size with wave-length, in order to trace them.

The Editor

A VÉLETLEN KÖZEGEK ELMÉLETE ÉS A SZEIZMIKUS, VALAMINT ULTRASZONIKUS HULLÁMTERJEDÉS NÉHÁNY PROBLÉMÁJA

KORVIN GÁBOR

A dolgozatban a stacionárius folyamatok fogalmának általánosításaként a homogén izotróp véletlen terek elméletét ismertetjük. A Föld belsejében a hullám terjedési sebességének lokális változásait véletlen térnek lehet tekinteni. Megvizsgáljuk, hogy a sebesség inhomogeneitások statisztikus tulajdonságaiból a közegben terjedő hullám paramétereinek fluktuációjára milyen következtetések vonhatók le. Mivel feltételezzük, hogy az inhomogeneitások karakterisztikus mérete a hullámhossznál jóval kisebb, tárgyalásunk a porózus közegben történő ultraszonikus hullámterjedésre, valamint a szeizmikus módszer néhány problémájának tárgyalására egyaránt alkalmazható lesz.

Az általános tételek alkalmazásaként speciális esetként kapjuk WYLLIE (1956) időátlag-egyenletét, magyarázatot nyeriünk egy — a szeizmikus karotázs és az akusztikus karotázs eredményeinek analizisénél talált — érdekes eltérésre, levezetjük a reflexiók együtthatók sorozatának empirikusan ismert autokorrelációs függvényét és meghatározzuk a véletlen rétegsorok reflexiók és transzmissziós tulajdonságait. Az utóbbi eredmény útmutatást ad az akusztikus szelvényeknek a szeizmikában való újfajta felhasználására. A véletlen rétegsorok transzmissziós tulajdonságainak porózus közegre való alkalmazásával, a tengeri üledékek abszorpciós együtthatójának SHUMWAY (1960) által talált porozitásfüggésére magyarázatot nyeriünk.

A dolgozatban a hullámterjedés egydimenziós modelljét használjuk. A többdimenziós problémák tárgyalását (pl. a szabálytalan alakú felületekről való reflexió problematikáját, a diffúz reflexióval kapcsolatos kérdéseket és a szeizmikus zaj térben és időben mutatott korrelációs tulajdonságainak vizsgálatát) később tervezzük. Egy további dolgozat tárgya lesz az az eset, amikor az inhomogeneitások karakterisztikus mérete a hullámhosszal összemérhető, illetve annál nagyobb.

A sztochasztikus függvények elméletének alapjai

A véletlen terek a véletlen (sztochasztikus) függvények általánosításai.

Legyen $x(t)$ egy $[a, b]$ intervallumon értelmezett függvény, pontosabban $\{x(t)\}_\alpha$ legyen ilyen függvényeknek egy halmaza, ahol az α paraméter valószínűségi változó. A halmazból kiragadott $x(t)$ függvény a *sztochasztikus folyamat egy realizációja*. Rögzített t_0 értékekre $x(t_0)$ véletlen mennyiség, adott

$$F(t_1, x_1) = P[x(t_1) < x_1] \quad (1)$$

valószínűséggel különböző értékeket vehet fel. Ahhoz, hogy a véletlen függvény viselkedését teljesen jellemezni tudjunk, az összes

$$F_N(t_1, t_2, \dots, t_N; x_1, x_2, \dots, x_N) = P[x(t_1) < x_1, \dots, x(t_N) < x_N] \quad (2)$$

valószínűségek ismerete szükséges.

Legyen f tetszőleges N változós függvény. Az $f[x(t_1), \dots, x(t_N)]$ kifejezésnek az összes realizációra vett várható értéke

$$Mf \equiv Mf[x(t_1), \dots, x(t_N)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1, x_2, \dots, x_N) dF_N(t_1, t_2, \dots, t_N; x_1, \dots, x_N) \quad (3)$$

ahol x_1, x_2, \dots, x_N az integrációs változók, az Mf rögzített f -re t_1, t_2, \dots, t_N függvénye.

A véletlen függvények jellemzéséhez leggyakrabban a következő átlagértékeket használjuk:

$$Mx(t_1); \quad Mx^2(t_1); \quad M\{x(t_1)x(t_2)\},$$

vagyis valamely adott pontban felvett függvényértékek várható értékét, szórásnégyzetét és két adott pontban felvett függvényérték korrelációs együtthatóját, az autokorrelációs függvényt. Komplex véletlen függvényekre az autokorrelációs függvény definíciója:

$$R_{xx}(t_1, t_2) = M[x(t_1)x^*(t_2)],$$

ahol a csillag a komplex konjugáltat jelöli. A véletlen folyamat egy tetszőleges realizációjára képezhetjük egy adott kifejezés időben vett átlagát:

$$\langle f[x(t_1), x(t_2), \dots, x(t_N)] \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f[x(t+t_1), \dots, x(t+t_N)] dt. \quad (4)$$

A sztochasztikus folyamat *stacionárius*, ha statisztikus tulajdonságai időben nem változnak, vagyis ha

$$F_N(t_1 + \tau, t_2 + \tau, \dots, t_N + \tau; x_1, x_2, \dots, x_N) \equiv F_N(t_1, \dots, t_N; x_1, \dots, x_N). \quad (5)$$

Másképpen fogalmazva ez azt jelenti, hogy tetszőleges f függvényre:

$$Mf[x(t_1 + \tau), \dots, x(t_N + \tau)] \equiv Mf[x(t_1), \dots, x(t_N)].$$

Speciálisan, $\tau = -t_1$ választással

$$Mx(t_1) = Mx(0) = Mx,$$

$$Mx^2(t_1) = Mx^2(0) = Mx^2,$$

$$R_{xx}(t_1, t_2) = M\{x(t_1)x^*(t_2)\} = M\{x(0)x^*(t_2 - t_1)\} = R(|t_2 - t_1|),$$

vagyis a várható érték és a szórásnégyzet minden időpontban állandó, az autokorrelációs függvény pedig csakis az argumentumok különbségétől függ.

Egy stacionárius folyamat *ergodikus*, ha minden (mérhető) f függvényre

$$P\{\langle f \rangle = Mf\} = 1, \quad (6)$$

vagyis az időben vett átlag majdnem minden realizáción az összes realizációra vett várható értékkel megegyezik. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy ergodikus folyamatnál tetszőleges realizáció statisztikai vizsgálatából a folyamatra, mint egészre következtethetünk.

Könnyű példát mutatni egy stacionárius, de nem ergodikus folyamatra. A realizációk legyenek az $x(t) = x$ azonosan konstans függvények, ahol az x várható értéke pl. legyen 0. Ekkor $Mx(t_1) = Mx = 0$, míg $\langle x(t_1) \rangle = x$, tehát a folyamat stacionárius, de nem ergodikus és így egy adott realizációból a folyamat egészére nézve semmilyen következtetést nem vonhatunk le.

Tételezzük fel, hogy egy sztochasztikus folyamat valamennyi $x(t)$ realizációjának Fourier—Stieltjes integrálja létezik:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\varphi(\omega), \tag{7}$$

ahol a $\varphi(\omega)$ komplex, véletlen jellegű függvény. Ha a folyamat stacionárius

$$R(t_1 - t_2) = Mx(t_1)x^*(t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(\omega_1 t_1 - \omega_2 t_2)] M d\varphi(\omega_1) d\varphi^*(\omega_2).$$

Mivel stacionárius esetben R csak $(t_1 - t_2)$ -től függhet,

$$M d\varphi(\omega_1) d\varphi^*(\omega_2) = \delta(\omega_1 - \omega_2) W(\omega_1) d\omega_1 d\omega_2, \tag{8}$$

ahol δ a Dirac-delta függvény és természetesen $W(\omega_1) \geq 0$. Tehát

$$R(t_1 - t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(\omega_1 t_1 - \omega_2 t_2)] W(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega \tau \cdot W(\omega) d\omega = 2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega \tau \cdot W(\omega) d\omega.$$

Az utóbbi összefüggésben kihasználtuk, hogy $R(\tau) = R(-\tau)$ és így $W(\omega) = W(-\omega)$, ahol $W(\omega)$ a stacionárius folyamat teljesítmény-spektruma. Stacionárius folyamat teljesítmény-spektruma mindig pozitív és a Wiener—Hincsin-tétel szerint ennek a fordítottja is igaz: azaz, ha egy szimmetrikus függvény Fourier-transzformáltja nem negatív, akkor létezik olyan stacionárius folyamat, amelynek autokorrelációs függvénye $R(\tau)$. Így például az $R(\tau) = a^2 \exp [-|\tau/\tau_0|]$ alakú autokorrelációs függvény Fourier-transzformáltja

$$W(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a^2 \exp [-i\omega\tau] \exp [-|\tau/\tau_0|] d\tau = \frac{a^2 \tau_0}{\pi(1 + \omega^2 \tau_0^2)}.$$

Itt $W(\omega) \geq 0$, így $R(\tau)$ stacionárius folyamatok autokorrelációs függvénye lehet.

A továbbiakban két olyan, a gyakorlatban fontos sztochasztikus folyamatra mutatunk példát, amelyeknek éppen ez az autokorrelációs függvénye (KORN és KORN, 1961).

a) A „véletlen táviróhullám”-nál (1. ábra) $x(t)$ a $\pm a$ értékeket veszi fel váltakozó előjellel, a változások időpontjai α közepes gyakoriságú Poisson-folyamatot követnek. A folyamat stacionárius és ergodikus, $Mx(t) = 0$,

$$R_{xx}(\tau) = a^2 e^{-2\alpha|\tau|}, \tag{9}$$

$$W(\omega) = \frac{a^2}{\pi} \frac{2\alpha}{\omega^2 + (2\alpha)^2}. \tag{10}$$

b) A Brown-mozgást végző részecske egyik sebességkomponensének változásánál (2. ábra) az $x(t)$ függvény egy α közepes gyakoriságú Poisson-folyamat szerinti időpontokban változtatja meg értékét és előző értékétől függetlenül egy 0 várható értékű σ szórású új értéket vesz fel. A változási időpontok között a függvény értéke állandó. Ebben az esetben: $Mx(t) = 0$,

$$R_{xx}(\tau) = \sigma^2 \exp(-\alpha|\tau|), \quad (11)$$

$$W(\omega) = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{\alpha}{\omega^2 + \alpha^2}. \quad (12)$$

Definiáljuk a *korrelációs távolságot*: a korrelációs távolság τ azon értéke, ahol a korreláció értéke $\tau = 0$ -hoz képest $1/e$ részére csökken. Távírójelnél a korrelációs távolság $1/2\alpha$, Brown-mozgásnál pedig $1/\alpha$. Érdekes összefüggés van a korrelációs távolság és a teljesítményspektrum sávzélessége között. A Brown-mozgás esetében például $W(\omega)$ éppen az ismert, $\frac{\omega_0}{\omega_0 + i\omega}$ átviteli függvényű, ω_0 -nál vágó, aluláteresztőszűrő amplitúdó karakterisztikája. Így a folyamat sávzélessége, frekvenciatartományban $\Delta\omega = \alpha = \omega_0$; a folyamat korrelálhatósága időben pedig a $\Delta t = a = \frac{1}{\alpha}$ intervallum, tehát ebben az esetben $\Delta\omega \cdot \Delta t = 1$.

A $\Delta\omega \cdot \Delta t \approx 1$ összefüggés általánosabban is fennáll, ez az általános érvényű, ún. információelméleti határozatlansági reláció (BRILLOUIN, 1956).

Az $\exp[-\alpha|\tau|]$ alakú korrelációs függvény sajátossága, hogy deriváltja a $\tau = 0$ pontban nem létezik. Ez abból következik, hogy a korrelációs függvénynek megfelelő véletlen függvények folytonosan nem deriválhatók. Fennáll ugyanis, hogy ha $x(t)$ folytonosan deriválható, stacionárius és ergodikusság függvény, akkor

$$\left. \frac{d}{d\tau} R(\tau) \right|_{\tau=0} = 0. \quad (13)$$

Valóban (CERNOV, 1960)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [x(t)x(t+\tau)]_{\tau=0} = x(t) \left. \frac{\partial}{\partial \tau} x(t+\tau) \right|_{\tau=0} = x(t) \left. \frac{\partial}{\partial t} x(t+\tau) \right|_{\tau=0} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} x^2(t).$$

Az ergodicitás miatt, várható értékre térve

$$\left. \frac{d}{d\tau} R(\tau) \right|_{\tau=0} = \frac{d}{d\tau} M[x(t)x(t+\tau)]_{\tau=0} = \frac{1}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{d}{dt} x^2(t) dt = \frac{1}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} [x^2(t)]_{-T}^T = 0,$$

mivel $x(t)$ stacionaritásánál fogva korlátos.

A legegyszerűbb, exponenciális lecsengésű autokorrelációs függvény, amely az $R'(0) = 0$ feltételnek már eleget tesz, a véletlen közegek elméletében gyakran alkalmazott

$$R(\tau) = a^2 \exp[-(\tau/\tau_0)^2] \quad (14)$$

függvény.

A megfelelő teljesítményspektrum (3. ábra)

$$W(\omega) = \frac{a^2 \tau_0}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{\omega^2}{4} \tau_0^2\right]. \quad (15)$$

Homogén izotróp véletlen terek*

Legyen R a háromdimenziós euklidesi tér. Legyen $x(\mathbf{r}) = x(x, y, z)$ az egész térben értelmezett véletlen függvény. Az egyváltozós esethez hasonlóan, az ilyen véletlen függvények összességét *véletlen térnek*, egy kiragadott függvényt pedig a véletlen tér egy *realizációjának* tekintjük. A realizációk összességére vett várható értéket és az R térre képzett átlagot az egydimenziós esethez analóg módon definiáljuk.

A véletlen tér autokorrelációs függvénye

$$R_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M\{[x(\mathbf{r}_1) - Mx(\mathbf{r}_1)][x(\mathbf{r}_2) - Mx(\mathbf{r}_2)]\}, \quad (16)$$

ahol M újra az összes lehetséges realizációkra képzett várható érték.

Fontos szerepet fog betölteni a véletlen terek homogeneitásának és izotrópiájának fogalma. Céljainkra elegendő lesz ezen fogalmakat csak a várható érték, szórásnégyzet és az autokorrelációs függvény szempontjából definiálni.

A véletlen tér *homogén*, ha statisztikus tulajdonságai az eltolással szemben invariánsak, azaz $Mx(\mathbf{r}) = \text{const.}$, és tetszőleges \mathbf{r}_0 vektorra $R_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_0)$. Ekkor a korrelációs függvény csak az $x_1 - x_2, y_1 - y_2, z_1 - z_2$ különbségek függvénye. Ha ezen kívül még az is fennáll, hogy a tér statisztikus tulajdonságai forgatás és tükrözés esetén sem változnak, akkor a tér *homogén és izotróp*. Ez esetben az autokorrelációs függvény értéke csak az $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ vektor abszolút értékétől függ, vagyis

$$R_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = R_{xx}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = R_{xx}(r).$$

Az

$$R_{xx} = a^2 \exp \{ -[\alpha(x_1 - x_2)^2 + \beta(y_1 - y_2)^2 + \gamma(z_1 - z_2)^2] / r_0 \}$$

autokorrelációs függvénnyel jellemezhető tér pl. homogén, de nem izotróp, ha $\alpha \neq \beta \neq \gamma$.

Ha homogén, izotróp térben egy tetszőleges egyenes mentén vizsgáljuk a tér változását, egyváltozós stacionárius véletlen függvényt kapunk (ilyen módon javasolja pl. FARA és SCHEIDEGGER [1961] a porózus közegek statisztikai leírását).

A háromdimenziós homogén tér Fourier—Stieltjes ábrázolásban

$$x(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}] d\varphi(\boldsymbol{\kappa}_1, \boldsymbol{\kappa}_2, \boldsymbol{\kappa}_3),$$

ahol az exponenciális függvény argumentumában a szorzás a skalárszorzatot jelöli. A homogeneitás miatt újra

$$M d\varphi(\boldsymbol{\kappa}_1) d\varphi^*(\boldsymbol{\kappa}_2) = \delta(\boldsymbol{\kappa}_1 - \boldsymbol{\kappa}_2) \Phi(\boldsymbol{\kappa}_1) d\boldsymbol{\kappa}_1 d\boldsymbol{\kappa}_2, \quad \Phi(\boldsymbol{\kappa}) \geq 0, \quad (17)$$

így az autokorrelációs függvény:

$$R_{xx}(\mathbf{r}) = R_{xx}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i\boldsymbol{\kappa}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \Phi(\boldsymbol{\kappa}) d\boldsymbol{\kappa} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos (\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}) \Phi(\boldsymbol{\kappa}) d\boldsymbol{\kappa} \quad (18)$$

* A homogén, izotróp véletlen terek elméletére nézve többek között utalunk Tatarski (1961) monográfiájára. Az elmélet általánosabb — vektor és tenzorcrtékű tereket is felölelő — kifejtése Obukhov (1954) dolgozatában található.

és megfordítva, a teljesítményspektrum:

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}) R(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (19)$$

Ha az $x(\mathbf{r})$ tér izotróp, az R korrelációs függvény csak $|\mathbf{r}| = r$ -től függ. Gömbkoordinátákra áttérve és elvégezve az integrálásokat

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3 \kappa} \int_0^{\infty} r R(r) \sin(\kappa r) dr, \quad \text{ahol} \quad \kappa = |\boldsymbol{\kappa}|. \quad (20)$$

A tér autokorrelációs függvénye ekkor

$$R(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^{\infty} \kappa \Phi(\kappa) \sin \kappa r d\kappa. \quad (21)$$

A $\Phi(\kappa)$ háromdimenziós teljesítményspektrum, és egy tetszőleges egyenes mentén tekintett folyamatra vonatkozó $W(\omega)$ teljesítményspektrum között a

$$\Phi(\kappa) = -\frac{1}{2\pi\kappa} \frac{dW(\kappa)}{d\kappa} \quad (22)$$

egyszerű összefüggés van.

Ha például egy egyenes mentén az autokorrelációs függvény

$$R(r) = a^2 \exp\left[-\left|\frac{r}{r_0}\right|\right],$$

akkor a megfelelő teljesítményspektrum, amint láttuk,

$$W(\kappa) = \frac{a^2 r_0}{\pi(1 + \kappa^2 r_0^2)},$$

a háromdimenziós teljesítményspektrum pedig

$$\Phi(\kappa) = \frac{a^2 r_0^3}{\pi^2(1 + \kappa^2 r_0^2)^2}.$$

A tárgyalás folyamán szükségünk lesz még az

$$M \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau) x(\tau) d\tau = (Mx) \cdot \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau) d\tau \quad (23)$$

egyszerű segédteételre, amely — feltételezve, hogy az $x(t)$ sztochasztikus folyamat stacionárius és ergodikus — tetszőleges $f(t)$ (nem véletlen) függvénynél érvényes.

A tétel bizonyításához vezessük be az

$$\eta(t) = \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau)x(t+\tau) d\tau$$

függvényt.

Feltételezve, hogy az $\eta(t)$ stacionárius és ergodikus, és a (23) jobb oldalát M -mel jelölve,

$$M = M\eta(0) = M\eta(t) = \lim_{\Delta \rightarrow \infty} \int_0^{\Delta} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau)x(t+\tau) d\tau dt =$$

$$= \int_{T_1}^{T_1+T} \left\{ \lim_{\Delta \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} x(t+\tau) dt \right\} f(\tau) d\tau = Mx \cdot \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau) d\tau.$$

Az $f \equiv 1$ speciális esetben $M \int_{T_1}^{T_1+T} x(\tau) d\tau = Mx \cdot T$, vagyis az

$$M \left(\frac{1}{T} \int_{T_1}^{T_1+T} x(\tau) d\tau \right) = Mx$$

jól ismert eredményt kapjuk.

Be kell még bizonyítanunk, hogy $\eta(t)$ valóban stacionárius. Ez akkor teljesül, ha $M\{\eta(t_1)\eta(t_2)\}$ független t_1, t_2 -től. Ez valóban így van, mert

$$M\{\eta(t_1)\eta(t_2)\} = M \int_{T_1}^{T_1+T} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau_1)f(\tau_2)x(t_1+\tau_1)x(t_2+\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 =$$

$$= \int_{T_1}^{T_1+T} \int_{T_1}^{T_1+T} f(\tau_1)f(\tau_2)R_{xx}(t_1-t_2) + (\tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2,$$

tehát $M\{\eta(t_1)\eta(t_2)\}$ csakis a $(t_1 - t_2)$ különbségtől függ.

Véletlen sebesség-inhomogeneitásokkal rendelkező közegek matematikai leírása

Tételezzük fel, hogy a vizsgált térrészben a lokális sebesség véletlen inhomogeneitást mutat. Egy adott \mathbf{r} pontban a lokális sebességfüggvényt az inhomogeneitások növekvő hatványai szerint sorba fejtve

$$c(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}) + a(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}) + b(\mathbf{r})\varepsilon^2(\mathbf{r}) + O(|\varepsilon|^3) \tag{24}$$

alakú kifejezést kapunk, ahol $c_0(\mathbf{r})$, $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ adott, nem véletlen függvények, $\varepsilon(\mathbf{r})$ pedig homogén, zérus várható értékű tér. A fenti képletben szereplő c_0 , a , b , a hullám frekvenciájától független skalármennyiségek, tehát a sebesség diszperzió, illetve anizotropia jelenségét modellünk nem tételezi fel.

Geofizikai szempontból a következő speciális sebességeloszlások lehetnek fontosak:

$$c(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r}); \quad (25a)$$

$$c(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r})[1 + \varepsilon(\mathbf{r})] = c_0(\mathbf{r}) + c_0(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}); \quad (25b)$$

$$c(\mathbf{r}) = \frac{c_0(\mathbf{r})}{1 + \varepsilon(\mathbf{r})} = c_0(\mathbf{r}) - c_0(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r}) + c_0(\mathbf{r})\varepsilon^2(\mathbf{r}) + O(|\varepsilon|^3). \quad (25c)$$

A három modellt a (24) általános képlettel rendre összevetve, az együtthatók:

$$a(\mathbf{r}) = 1 \quad b(\mathbf{r}) = 0; \quad (26a)$$

$$a(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}) \quad b(\mathbf{r}) = 0; \quad (26b)$$

$$a(\mathbf{r}) = -c_0(\mathbf{r}) \quad b(\mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r}). \quad (26c)$$

A (24–25) képletekben feltételezzük, hogy az inhomogenitásokat adó $\varepsilon(\mathbf{r})$ véletlen tér a $c_0(\mathbf{r})$ várható lokális sebességtől független.

A véletlen közegekben való hullámterjedés elmélete a (25c) sebességeloszlást tételezi fel, mert ekkor a hullámegyenletben fellépő $k = \omega/c$ hullámszám alakja

$$k(\mathbf{r}) = k_0(\mathbf{r})[1 + \varepsilon(\mathbf{r})]$$

lesz és a perturbációs módszer könnyebben alkalmazható (KELLER 1964, KARAL és KELLER 1964).

A (25b) típusú sebességfüggvény használata a turbulens atmoszférában terjedő hullámok vizsgálatánál szokásos (TATARSKI, 1961). Az elméleti fizikából ismeretes ti. (például RAYLEIGH, 1877), hogy ideális gázokban a hang terjedési sebessége az abszolút hőmérséklet négyzetgyökével arányos. Ha tehát a lokális hőmérséklet

$$T(r) = T_0 + \tau(r)$$

ingadozást mutat, ahol $\tau(\mathbf{r})$ véletlen tér, akkor a lokális sebesség

$$c = \text{konst} \sqrt{T_0 + \tau} = \text{konst} c_0 \cdot \left(1 + \frac{\tau}{2T_0}\right) + O\left(\left|\frac{\tau}{2T_0}\right|^3\right),$$

vagyis a (25b) alakú.

A szeizmikus gyakorlatban a (25a) alakú sebességeloszlás használatát tartjuk indokoltnak. Szovjet szerzők (KATS *et al.*, 1969) véletlen szerkezetű rétegsorok alapmintájaként egy homokkő közbetelepülést mutatnak be, homogén agyagos közegben, a nyugati Kubányi-medence D-i pereméről (4. ábra). Az 5. és 6. ábrán a rétegsorban mért sebességek eloszlásának hisztogramja és a sebességek változásának vertikális irányban számított autokorrelációs függvénye látható. A kérdéses autokorrelációs függvény alakja jó közelítéssel

$$R(r) = \varepsilon^2 \exp[-r/r_0], \quad (27)$$

ahol az idézett szerzők mérései szerint a korrelációs távolság $r_0 \approx 2$ m, a sebesség várható értéke $c_0 = 3100$ m/s, az $|\varepsilon|$ szórás pedig 365 m/s. Ahhoz, hogy az előbbi adatokat értelmezhetővé tegyük, és a következő fejtegetéseket megalapozzuk, a (27) autokorrelációs függvénynek és az említett c_0 , $|\varepsilon|$ várható értékeknek exakt definíciót kell adnunk. A sebességeloszlást leíró (24) képletben a $c_0(\mathbf{r})$, $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ együtthatók a szeizmikus gyakorlatban horizontálisan nem változnak, csakis a z koordináta, a mélység függvényei (pontosabban: tárgyalásunk érvényességi köre olyan (x, y) tartományra vonatkozik, ahol ez feltételezhető). Az $\varepsilon(\mathbf{r})$ véletlen térről természetesen nem állíthatjuk, hogy izotróp, hiszen az inhomogeneitások változása az x, y síkkal párhuzamosan nyilván kisebb, mint a z tengely mentén.

Mivel a dolgozatban egydimenziós problémákra szorítkozunk, a sebességeloszlás következő modelljét választjuk (7. ábra).

Feltételezzük, hogy a térnek az (x, y) síkbeli A tartomány alatti részén a (24)-ben szereplő $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$, $c(\mathbf{r})$ együtthatók csakis a z koordinátától függenek, vagyis az (x, y) síkkal párhuzamos vízszintes síkok mentén állandók. A $c(\mathbf{r})$ véletlen tér változását ezután az A síkbeli pontokból kiinduló, z -vel párhuzamos függőleges egyenesek mentén vizsgáljuk. A különböző egyenesek mentén vett értékek stacionárius folyamatot alkotnak, egy-egy görbe a folyamat különböző realizációja. (Geofizikai például a 7. ábrán látható $c_1(z)$, $c_2(z)$, . . . a P_1, P_2 , . . . pontokban mélyített fúrásokban mért akusztikus karotázs görbék szolgáljanak!). Adott $c_1(z)$ függvényre képzett mélységátlag, és az egész folyamatra vett várható érték jelentése világos. KATS *et al.* (*op. cit.*) példájára visszatérve: a 4. ábrán látható 18 görbe a véletlen sebességeloszlások terének z irányú változását leíró sztochasztikus folyamat különböző reprezentációi, c_0 és $|\varepsilon|$ az összes reprezentációra vett átlagok, a közölt R autokorrelációs függvény valamely adott reprezentációra vonatkozik, de az ergodicitás miatt a folyamat egészére is jellemző.

Dolgozatunkban lényeges szerepe lesz a sebesség inhomogeneitások véletlen térként való felfogásának. Szeretnénk rámutatni, hogy ez a modell a gyakorlati szeizmikában is lényeges lehet, hiszen útmutatást ad az akusztikus karotázs szelvények újszerű felhasználására. A dolgozatban közölt eredmények lehetőséget nyújtanak, hogy a szeizmikus vonal mentén mért akusztikus szelvényt a sebesség-inhomogeneitás becslésére használjuk fel, és ebből — a fúróluk környezetében — statisztikus következtetéseket vonjunk le a szeizmikus hullámok terjedésére, fluktuációjára és csillapodására vonatkozóan.

Megjegyezzük, hogy a sebességeloszlás hasonló statisztikus felfogása az alapja MATHIEU és RICE (1969) „diszkriminációs analízis” módszerének (lásd még ezzel kapcsolatban DOWDS (1969) érdekes dolgozatát!).

A beérkezési idők fluktuációja véletlen sebesség-inhomogeneitásokkal rendelkező közegben

KATS *et al.* (*op. cit.*) eredményével összhangban $r_0 \approx 2 \div 5$ m korrelációs távolságot tételezünk fel. A szokásos szeizmikus sebességviszonyok és 40 Hz domináns frekvenciájú jelek esetén a hullámhossz 50–80 m nagyságrendű, tehát az inhomogeneitások karakterisztikus méreténél jóval nagyobb.

Bemutatjuk a 25a, 25b, 25c sebességfüggvények közötti egyetlen lényeges eltérést. Számítsuk ki ugyanis két adott P, Q pont közötti távolság megtételéhez szükséges idő várható értékét. A hullámhosszakra tett megállapítás miatt fel-

tételezhetjük, hogy a hullám a \overline{PQ} utat egyenes vonal mentén teszi meg. Legyen a két pont pl. $P = (0, 0, h_1)$; $Q = (0, 0, h_2)$, $h_1 < h_2$. Tételezzük fel először, hogy a (h_1, h_2) mélységszakaszon $c_0(h) = c_0 = \text{const.}$ Ekkor

$$T = \int_P^Q \frac{ds}{c(\mathbf{r})} = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0 + a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)} = \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ 1 - \frac{a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)}{c_0} + \frac{a^2\varepsilon^2(h)}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} dh.$$

Várható értékre térve

$$\begin{aligned} MT &= \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ 1 - \frac{b}{c_0} \varepsilon^2 + \frac{a^2}{c_0^2} \varepsilon^2 + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} dh = \\ &= T_0 \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{a^2}{c_0^2} - \frac{b}{c_0} \right] dh + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\}, \end{aligned} \quad (28)$$

ahol $\Delta h = h_2 - h_1$ és T_0 az inhomogeneitások nélküli térben mért terjedési idő:

$$T_0 = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0} = \frac{\Delta h}{c_0}.$$

MT , a (25a, b, c) sebességfüggvényeknél, a (26) képletek felhasználásával rendre:

$$MT = T_0 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right] \approx T_0 \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} \right); \quad (29a)$$

$$MT = T_0 [1 + \varepsilon^2 + O(|\varepsilon|^3)] \approx T_0 (1 + \varepsilon^2); \quad (29b)$$

$$MT = T_0 [1 + O(|\varepsilon|^3)] \approx T_0. \quad (29c)$$

Ebben a levezetésben felhasználtuk a (23) tételt és éltünk azzal, hogy $M\varepsilon = M\varepsilon^3 = 0$. Az előbbi eredményeket várható sebességekben („átlagsebesség”) a három modellel kifejezve

$$Mc \approx c_0 \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} \right); \quad (30a)$$

$$Mc \approx c_0 (1 - \varepsilon^2); \quad (30b)$$

$$Mc \approx c_0. \quad (30c)$$

A lényeges különbség a (25a, b, c) sebességmodellek között, hogy az a) és b) esetekben az *inhomogeneitások lassítják a hullámot, sebességét csökkentik*. KATS *et al.* adatait alapul véve ($|\varepsilon| = 365$ m/s; $c_0 = 3100$ m/s), a (25a) sebességmodell feltételezésével a (29a) képletben ε^2/c_0^2 értéke kb. 0.01, tehát az inhomogeneitások a beérkezési idő 1%-os növekedését okozhatják.

Kimutatjuk, hogy az akusztikus karotázs gyakorlatban jól ismert Wyllie-féle (WYLLIE *et al.*, 1956) ún. „időátlag” formula, amely az ultrahang porózus közegben megtett útjának várható időtartamát adja meg, a 29a képlet speciális esete.

Wyllie szerint az egységnyi út megtételének időtartama

$$\frac{1}{c} = MT = \frac{\Phi}{c_1} + \frac{1 - \Phi}{c_2}, \quad (31)$$

ahol c_1, c_2 a két fázis terjedési sebessége, Φ pedig a porozitás. A $\Phi = p, 1 - \Phi = q$ jelöléssel

$$MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} = \frac{p}{pc_1 + qc_2 + q(c_1 - c_2)} + \frac{q}{pc_1 + qc_2 + p(c_2 - c_1)},$$

ti.

$$c_1 = pc_1 + qc_2 + c_1 - pc_1 - qc_2 = pc_1 + qc_2 + q(c_1 - c_2),$$

és ugyanígy $c_2 = pc_1 + qc_2 + p(c_2 - c_1)$.

Sorba fejtve

$$\frac{1}{c_1} = \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 - \frac{q(c_1 - c_2)}{pc_1 + qc_2} + \frac{q^2(c_1 - c_2)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} + \dots \right],$$

$$\frac{1}{c_2} = \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 - \frac{p(c_2 - c_1)}{pc_1 + qc_2} + \frac{p^2(c_2 - c_1)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} + \dots \right],$$

vagyis (31) a következő alakban is írható:

$$MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} = \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 + \frac{pq^2 + qp^2}{(pc_1 + qc_2)^2} (c_1 - c_2)^2 + \dots \right] =$$

$$= \frac{1}{pc_1 + qc_2} \left[1 + \frac{pq(c_1 - c_2)^2}{(pc_1 + qc_2)^2} + \dots \right]. \quad (32)$$

Gondoljuk most meg, hogy ha $\Phi = p$ porozitás mellett a lokális várható sebesség értéke

$$c_0 = pc_1 + qc_2, \quad (33)$$

az ettől való eltérés (vagyis az inhomogeneitás)

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_1 = c_1 - c_0 = c_1 - pc_1 - qc_2 = q(c_1 - c_2) & p \text{ valószínűséggel,} \\ \varepsilon_2 = c_2 - c_0 = c_2 - pc_1 - qc_2 = p(c_2 - c_1) & q \text{ valószínűséggel,} \end{cases}$$

akkor

$$M\varepsilon = p\varepsilon_1 + q\varepsilon_2 = 0 \quad \text{és} \quad M\varepsilon^2 = p\varepsilon_1^2 + q\varepsilon_2^2 = pq(c_1 - c_2)^2. \quad (34)$$

Wyllie képlete tehát a (32), (33) és (34) szerint

$$MT = \frac{p}{c_1} + \frac{q}{c_2} = \frac{1}{c_0} \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right],$$

ez pedig általános eredményeinkkel összhangban van. Megjegyezzük, hogy porózus közegekre a hullámhosszakra vonatkozólag tett kikötéseink alkalmazhatók, hiszen az akusztikus szelvényezésben használt ultrahang hullámhossza több cm nagyságrendű, míg a (porózus szerkezetből következő) inhomogeneitások mérete a milliméternél is kisebb.

Vizsgáljuk most meg két adott pont közötti menetidők szórását. Elhagyva az $O(|\varepsilon|^3)$ tagokat, és az $a(h)$, $b(h)$, $c_0(h) = \text{const.}$ feltételezéssel élve:

$$\begin{aligned} T - MT &= \frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ 1 - \frac{a\varepsilon(h) + b\varepsilon^2(h)}{c_0} + \frac{a^2\varepsilon^2(h)}{c_0^2} - 1 + \frac{b}{c_0} \varepsilon^2 - \frac{a^2}{c_0^2} \varepsilon^2 \right\} dh = \\ &= -\frac{1}{c_0} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ \frac{a}{c_0} \varepsilon(h) - [\varepsilon^2(h) - \varepsilon^2] \left[\frac{b}{c_0} + \frac{a^2}{c_0^2} \right] \right\} dh. \end{aligned}$$

A beérkezési idők $T - MT$ fluktuációját ΔT_0 -al jelölve, e fluktuáció szórásnégyzete

$$\begin{aligned} M(\Delta T_0^2) &= M \frac{1}{c_0^2} \int_{h_1}^{h_2} \int_{h_1}^{h_2} \frac{a^2}{c_0^2} \varepsilon(h') \varepsilon(h'') dh' dh'' + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \approx \frac{a^2}{c_0^4} \int_{h_1}^{h_2} \int_{h_1}^{h_2} R_{\varepsilon\varepsilon}(h' - h'') \\ dh' dh'' &\approx \frac{a^2}{c_0^4} \int_{h_1}^{h_2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\varepsilon\varepsilon}(x) dx = \frac{\Delta h \cdot a^2}{c_0^4} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\varepsilon\varepsilon}(x) dx. \end{aligned} \quad (35)$$

(A (35) levezetésnél, az utolsó előtti lépésben végtelen integrálási határookra térünk át. Ez a közelítés akkor indokolt, ha a Δh távolság az x_0 korrelációs távolságnál jóval nagyobb.)

Az $R_{\varepsilon\varepsilon}(x) = \varepsilon^2 \exp[-(x/x_0)^2]$ autokorrelációs függvényénél

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{\varepsilon\varepsilon}(x) dx = \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi}.$$

A három sebességmodellre tehát, rendre

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0^4} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi}; \quad (36a)$$

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0^2} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi}; \quad (36b)$$

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{\Delta h}{c_0^2} \varepsilon^2 x_0 \sqrt{\pi} \quad (36c)$$

képleteket kapjuk. Az $R_{\varepsilon\varepsilon} = \varepsilon^2 \exp[-|x/x_0|]$ autokorrelációs függvényénél az utóbbi képletekben $\sqrt{\pi}$ helyett a 2 faktor szerepel.

Vegyük újra KATS *et al.* (*op. cit.*) adatait (a modell), tehát legyen pl. $|\varepsilon| = 365$ m/s, $c_0 = 3100$ m/s és $\Delta h = 1000$ m. A (27) autokorrelációs függvény felhasználásával a beérkezési idők szórása 1000 méteres úton kb. ± 2 msec.

Megjegyezzük, hogy a (25c) sebességmodellre vonatkozó (36c) képlet levezetése CSERNOV (1960) monográfiájában megtalálható.

A (36) képletek lényege: a beérkezési idők szórása inhomogén közegben a megtett út négyzetgyökével arányosan növekszik. Ez a törvényszerűség GRETENER (1961) empirikusan nyert érdekes eredményére magyarázatot ad. A szeizmokarotázs és az akusztikus karotázs felvételekből számítható idők közötti eltérések analizésénél ugyanis Gretener egy szisztematikus és egy véletlennek tulajdonítható eltérést mutatott ki. A szisztematikus eltérés valószínűleg a sebességszperzióknak tulajdonítható (STRICK, 1971). A véletlen eltérések (8. ábra) azt bizonyítják, hogy a szeizmikus hullám menetidejének szórása — a (36)-tal összhangban — a megtett út négyzetgyökével arányosan növekszik.

A (36) képletek a ΔS fázisingadozásokra egyszerűen átfogalmazhatók, hiszen $\Delta S = \omega \cdot \Delta T_0$. Ebből következik, hogy inhomogén közegben a nagyfrekvenciás beérkezések nagyobb fázisingadozást mutatnak. Ez lehet a fizikai alapja annak a gyakorlati szeizmikában jól ismert ténynek, hogy a többszörös fedésű időszelvényeken kisméretű szűrővel a mélyebben levő szintek korrelálhatósága javul.

Alkalmazzuk most a beérkezési idők szórására nyert eredményeinket a porózus közegben terjedő ultrahang esetére. Az a sebességeloszlás és az $\varepsilon^2 \exp[-|x/x_0|]$ autokorrelációs függvény esetén

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{2\Delta h}{c_0^4} \varepsilon^2 x_0,$$

vagyis, (34) szerint:

$$M(\Delta T_0^2) = \frac{2\Delta h x_0}{[\Phi c_1 + (1 - \Phi) c_2]} \Phi(1 - \Phi)(c_1 - c_2)^2. \quad (37)$$

A reális $c_{\text{mátrix}} = 4500$ m/s, $c_{\text{folyadék}} = 1500$ m/s, $\Phi = 20\%$, $x_0 = 0.001$ m, $\Delta h = 0.85$ m esetben például Wyllie-képlet szerint $c_0 = 3900$ m/s, $MT = 264$ μsec , $\Delta T_0 = \pm 3$ μsec . Valószínű tehát, hogy a beérkezési idők szórása, a porozitás gyakorlati becslésére kicsinyisége miatt nem lesz felhasználható.

Az előző levezetésekben feltételeztük, hogy $c_0(r)$ állandó. A szeizmikus gyakorlatban azonban $c_0(r)$ az egyik koordináta (a mélység mentén) lassan változó függvény: $c_0(r) \equiv c_0(h)$. Az $\varepsilon(r)$ inhomogenitás homogén voltát itt is feltételezzük. A terjedési idő várható értéke ebben az esetben:

$$\begin{aligned} MT &= M \int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{c_0(h)} \left\{ 1 - \frac{a(h)\varepsilon(h) + b(h)\varepsilon^2(h)}{c_0(h)} + \frac{a^2(h)\varepsilon^2(h)}{c_0^2(h)} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\} dh \approx \\ &\approx T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{a^2(h)}{c_0^3(h)} - \frac{b(h)}{c_0^2(h)} \right] dh. \end{aligned}$$

A (25a) sebességmodell esetére tehát

$$MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{c_0^3(h)} = T_0 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{c_0^2(\chi)} \right], \quad (38a)$$

ahol χ , $h_1 \leq \chi \leq h_2$, valamely h_1 és h_2 közötti mélységérték. A (38a) levezetésben fel-

használtuk az integrálszámítás középértéktételét. A b-c esetekben:

$$MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \frac{d(h)}{c_0(h)} = T_0(1 + \varepsilon^2), \quad (38b)$$

ill.

$$MT = T_0 + \varepsilon^2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{1}{c_0(h)} - \frac{1}{c_0(h)} \right] dh = T_0. \quad (38c)$$

A beérkezési idők szórására nem állandó sebességfüggvény esetén a következőt kapjuk:

$$\Delta T_0 = T_0 - MT_0 = - \int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{c_0(h)} \left\{ \frac{a(h)\varepsilon(h)}{c_0(h)} - [\varepsilon^2(h) - \varepsilon^2] \left[\frac{b(h)}{c_0(h)} + \frac{a^2(h)}{c_0^2(h)} \right] \right\} dh.$$

Az $O(|\varepsilon|^3)$ tagokat elhagyva tehát

$$M(\Delta T_0^2) = \int_{h_1}^{h_2} \int_{h_1}^{h_2} \frac{a(h')a(h'')}{c_0^2(h')c_0^2(h'')} R_{\varepsilon\varepsilon}(h' - h'') dh' dh''. \quad (39)$$

A reflexiós együtthatók sorozatának viselkedése véletlen közegben

A reflexiós együttható szokásos definíciója, merőleges beesésnél

$$r = \frac{\varrho_2 c_2 - \varrho_1 c_1}{\varrho_2 c_2 + \varrho_1 c_1}. \quad (40)$$

Amint erre PETERSON *et al.* (1955) rámutatott, a (40) jobb oldala jó közelítéssel

$$\frac{\varrho_2 c_2 - \varrho_1 c_1}{\varrho_2 c_2 + \varrho_1 c_1} \approx \frac{\Delta(\varrho c)}{2\varrho c} = \frac{1}{2} \Delta \log(\Delta \varrho c) \quad (41)$$

alakban írható, tehát Peterson közelítése szerint a reflexiós együtthatók sorozata az akusztikus impedancia logaritmusának deriváltja.

A szintetikus szeizmogramok elméletében a sűrűség szerepét nem vesszük figyelembe. Szokásos a $\varrho = \text{const.}$ feltevés, vagy a

$$\varrho = \text{const. } c^n$$

törvényszerűség feltételezése, amikor is $\varrho c = \text{const. } c^{n+1}$, tehát a logaritmikus derivált értékét a sűrűség csak egy $(n+1)$ szorzótényező erejéig befolyásolja.

Mi a továbbiakban ugyancsak ezzel a közelítéssel élünk. A (41) egyenletről a sűrűség szerepét elhanyagolva, határátmenettel

$$\frac{c_2 - c_1}{c_2 + c_1} = \frac{\frac{c_2 - c_1}{\Delta h}}{\frac{c_2 + c_1}{2}} \cdot \Delta h \rightarrow \frac{c'(h)}{2c(h)} dh = \frac{1}{2} \frac{d \log c(h)}{dh} \cdot dh.$$

A továbbiakban a reflexiós együtthatók sorozatán az

$$r(h) = \frac{1}{2} \frac{d \log c(h)}{dh} \tag{42}$$

kifejezést értjük (a sűrűség szerepének tanulmányozásához pl. WEST [1941] dolgozatára utalunk).

A reflexiós együtthatók sorozatának statisztikus tulajdonságaival számos dolgozat foglalkozott (pl. AGARD és GRAU [1961] vagy GOGONENKOV és ASSRIYANZ [1969]). A reflexiós együtthatók sorozatának autokorrelációs függvényéről általában egyöntetűen feltételezik, hogy

$$R_{rr}(k) = r^2 \delta_{k0}, \tag{43}$$

(ahol $\delta_{k0} = 1$, ha $k = 0$, egyébként viszont 0).

A (43)-ban foglalt feltevés, vagyis, hogy a reflexiós együtthatók sorozata korrelálatlan, fehér zaj, valamennyi dekonvolúciós eljárás alapja. Az empirikusan meghatározott autokorrelációs függvények (9. ábra; O'DOHERTY és ANSTEY [1971]) a (43)-ban foglalt idealizált feltevésnek nem tesznek eleget.

A véletlen közegek elméletének segítségével a reflexiós együtthatók autokorrelációs függvényét levezetjük és a 9. ábrán látható autokorrelációs függvény jellegzetes alakjára magyarázatot nyerünk.

A reflexiós együttható definíciójaként az

$$r(h) = \frac{1}{2} \frac{d}{dh} \log c(h) = \frac{1}{2} \frac{c'(h)}{c(h)} \tag{44}$$

kifejezést fogadjuk el. A (25a) sebességfüggvény esetére

$$\begin{aligned} r(h) &= \frac{1}{2} \frac{(c_0 + \varepsilon)'}{c_0 + \varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon'}{c_0 + \varepsilon} = \frac{1}{2c_0} \varepsilon' \left[1 - \frac{\varepsilon}{c_0} + O\left(\left(\frac{\varepsilon}{c_0}\right)^2\right) \right] = \\ &= \frac{\varepsilon'}{2c_0} - \frac{\varepsilon\varepsilon'}{2c_0^2} = \frac{\varepsilon'}{2c_0} - \frac{(\varepsilon^2)'}{4c_0^2} = \left[\frac{\varepsilon}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon}{2c_0}\right)^2 \right]' \end{aligned} \tag{45}$$

A reflexiós együtthatók várható értéke nyilván zérus, hiszen $\varepsilon(h)$ korlátossága miatt, (45)-ből

$$Mr = \lim_{\Delta H \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta H} \int_H^{H+\Delta H} \left[\frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \frac{\varepsilon^2(h)}{4c_0^2} \right]' dh = \lim_{\Delta H \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta H} \left[\frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon(h)}{2c_0}\right)^2 \right]_H^{H+\Delta H} = 0.$$

A reflexiós együttható-sorozat autokorrelációs függvényének kiszámításához bevezetjük a

$$\delta(h) = \frac{\varepsilon(h)}{2c_0} - \left(\frac{\varepsilon(h)}{2c_0}\right)^2 \tag{46}$$

jelölést. Szükségünk lesz a következő egyszerű matematikai segédételre: *tetszőleges $x(t)$ differenciálható sztochasztikus folyamat autokorrelációs függvényére érvényes, hogy*

$$R_{x'x'}(\tau) = -R_{xx'}(\tau), \tag{47}$$

vagyis: a folyamat deriváltjának autokorrelációs függvénye az eredeti autokorrelációs függvény második deriváltjának (-1) -szerese.

A (47) bizonyításához írjuk fel Fourier-sor alakjában az $x(t)$ sztochasztikus folyamatot:

$$x(t) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k e^{i\omega_k t}. \quad (48)$$

Ekkor (pl. Wiener, 1950, p. 6).

$$R_{xx}(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} |c_k|^2 e^{i\omega_k \tau},$$

ahonnan

$$R''_{xx}(\tau) = - \sum |c_k|^2 e^{i\omega_k \tau} \cdot \omega_k^2. \quad (49)$$

Másrészt viszont a (48) deriválásával és a komplex konjugáltat felülvonással jelölve

$$\begin{aligned} R_{x'x'}(\tau) &= M \left\{ \sum_k c_k i \omega_k e^{i\omega_k t} \cdot \sum_l \overline{c_l} i \omega_l e^{-i\omega_l(t-\tau)} \right\} = \\ &= \sum_k \sum_l [c_k c_l \omega_k \omega_l e^{i\omega_k \tau} \cdot M e^{i(\omega_k - \omega_l \tau)}]. \end{aligned}$$

Figyelembe véve, hogy

$$M e^{i(\omega_k - \omega_l \tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T e^{i(\omega_k - \omega_l) t} dt = \begin{cases} 1 & \text{ha } k=l \\ 0 & \text{ha } k \neq l \end{cases}$$

azt kapjuk, hogy

$$R_{x'x'} = \sum_k |c_k|^2 \omega_k^2 e^{i\omega_k \tau}. \quad (50)$$

Összevetve a (49) és (50) kifejezéseket, a (47) állítás helyessége nyilvánvaló.

Visszatérve a reflexiós együtthatók sorozatának autokorrelációs függvényéhez, a (46)-nál megadott jelöléssel, továbbá a (47)-et felhasználva:

$$R_{rr}(\tau) = R_{\delta\delta}(\tau) = -R''_{\delta\delta}(\tau) = -\frac{R''_{\varepsilon\varepsilon}(\tau)}{4c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right). \quad (51)$$

Az $R_{\varepsilon\varepsilon} = \varepsilon^2 e^{-(a\tau)^2}$ autokorrelációs függvény feltételezésével (ahol $1/a = h_0$ a korrelációs távolság),

$$R''_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) = 2a^2 \varepsilon^2 e^{-a^2 \tau^2} [2a^2 \tau^2 - 1],$$

vagyis

$$R_{rr}(\tau) \approx \frac{\varepsilon^2 a^2}{2c_0^2} e^{-a^2 \tau^2} [1 - 2a^2 \tau^2]. \quad (52)$$

A $\tau = 0$ helyettesítéssel a reflexiós együttható szórásnégyzetét kapjuk:

$$R_{rr}(0) = M r^2 = \frac{a^2 \varepsilon^2}{2c_0^2} = \frac{\varepsilon^2}{2h_0^2 c_0^2}, \quad (53)$$

továbbá

$$M(|r|) = \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{2}h_0c_0} \quad (53a)$$

Az $R_{rr}(\tau)$ függvény a

$$\tau^* = \frac{1}{\sqrt{2}} h_0 \quad (54)$$

értéknél negatívvá válik és ezután, exponenciálisan lecsengő burkolóval, végig negatív marad. Az elméleti úton nyert (52) képlet megmagyarázza O'Doherty és Anstey empirikus nyert autokorrelációs függvényét (9. ábra). Az idézett cikkben az első gyökhely 0.0002 sec-nál lép fel, $c_0 \approx 4000$ m/s, tehát $\tau^* = 0.8$ m, ami az (54) szerint

$$h_0 = 1.13 \text{ m}$$

nagyságrendű korrelációs távolságnak felel meg.

Ha a $c_0(h)$ sebességfüggvény nem differenciálható, bontsuk a közeget a h tengely mentén haladva Δh vastagságú rétegekre. Egy h mélységben levő osztáspont két „oldalán”

$$c_1 = c_0 + \varepsilon(h - \Delta h),$$

$$c_2 = c_0 + \varepsilon(h + \Delta h),$$

vagyis

$$\begin{aligned} r(h) &= \frac{c_2 - c_1}{c_2 + c_1} = \frac{\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)}{2c_0 + \varepsilon(h - \Delta h) + \varepsilon(h + \Delta h)} = \\ &= \frac{1}{2c_0} \left\{ [\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)] - \frac{1}{2c_0} [\varepsilon^2(h + \Delta h) - \varepsilon^2(h - \Delta h)] + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \right\}. \end{aligned}$$

Ebben az esetben tehát nyilvánvaló, hogy

$$M(r) = 0.$$

$$\begin{aligned} M(r^2) &= \frac{1}{4c_0^2} \{ M[\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)]^2 + O(|\varepsilon|^3) \} \approx \\ &\approx \frac{1}{4c_0^2} [2\varepsilon^2 - 2R_{\varepsilon\varepsilon}(2\Delta h)]. \end{aligned} \quad (55)$$

Ha $2\Delta h \ll 1$ és pl. $R_{\varepsilon\varepsilon} = \varepsilon^2 e^{-|h\alpha|}$ (amely, a (13) képlettel kapcsolatban elmondottaknak megfelelően, nem folytonosan differenciálható sebesség-inhomogeneitások autokorrelációs függvénye), akkor — $O(\Delta h^2)$ pontossággal —

$$Mr^2 = \frac{\varepsilon^2 a}{c_0^2} \Delta h. \quad (56)$$

Nézzük most meg a reflexiók együttható autokorrelációs függvényét az előbbi közelítésben:

$$\begin{aligned} R_{rr}(\tau) &= M \frac{1}{4c_0^2} \{ [\varepsilon(h + \Delta h) - \varepsilon(h - \Delta h)][\varepsilon(h + \Delta h + \tau) - \varepsilon(h - \Delta h + \tau)] + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right) \} \approx \\ &\approx \frac{1}{4c_0^2} [2R_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) - R_{\varepsilon\varepsilon}(2\Delta h + \tau) - R_{\varepsilon\varepsilon}(-2\Delta h + \tau)], \end{aligned}$$

vagyis

$$R_{rr}(\tau) \approx -\frac{1}{4c_0^2} (2\Delta h)^2 \frac{R_{ze}(-2\Delta h + \tau) - 2R_{ze}(\tau) + R_{ze}(2\Delta h + \tau)}{(2\Delta h)^2}. \quad (57)$$

Az (57) közelítő formulának az (51) formulával való hasonlósága nyilvánvaló ha meggondoljuk, hogy az (57) jobb oldalán levő törtkifejezés az $R''(\tau)$ második derivált szokásos digitális közelítése.

Hullámok visszaverődése és elnyelődése véletlen akusztikus ellenállású rétegsoron

Tételezzük fel, hogy az (x, y) síkkal párhuzamos $z=0$ és $z=L$ térrészen belül a (25a) modellnek megfelelő

$$c = c_0 + \varepsilon(z)$$

sebesség-inhomogeneitással rendelkező, L vastagságú közeg van, és vizsgáljuk meg a $z < 0$ féltérről beeső hullámok visszaverődésének és elnyelődésének statisztikai tulajdonságait (feltételezzük, hogy L az inhomogeneitások korrelációs távolságánál jóval nagyobb).

A közelítő hullámegyenletről indulunk ki:

$$c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2},$$

ahol φ a beeső hullám potenciálja. A $\varphi = e^{i\omega t} \cdot u(z)$ szokásos feltevéssel élve, az idő-független részt kielégíti az

$$u''(z) + \frac{\omega^2}{c^2} u(z) = 0 \quad (58)$$

egyenletet. Itt

$$c = c_0 + \varepsilon = c_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{c_0} \right) = c_0 (1 + \mu),$$

ahol bevezettük a

$$\mu(z) = \frac{\varepsilon(z)}{c_0} \quad (59)$$

jelölést. Bevezetve még a

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (60)$$

„átlagos” hullámszámot, az (58) hullámegyenletben szereplő $\frac{\omega^2}{c^2}$ a következő alakban írható:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_0^2 \frac{1}{(1 + \mu)^2} = k_0^2 [1 - 2\mu + 3\mu^2 + O(|\mu|^3)],$$

a hullámegyenletnek pedig a következő alakjához jutunk:

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 \right] u(z) = -k_0 \delta(z) u(z), \quad (61)$$

ahol

$$\delta(z) = -2\mu(z) + 3\mu^2(z) + O(|\mu|^3). \quad (62)$$

A (61)-nek megfelelő Fredholm típusú integrálegyenlet (KAY és SILVERMAN, 1968):

$$u(z) = \exp [ik_0 z] - k_0^2 \int_0^L G(z|z') \delta(z') u(z') dz', \quad (63)$$

ahol a $G(z|z')$ Green-függvény részletes alakja:

$$G(z|z') = \frac{1}{2ik_0} \exp [ik|z - z'|]. \quad (64)$$

A (63) integrálegyenlet megoldása, a szokásos módon, Neumann-sorral nyerhető:

$$\begin{aligned} u(z) &= \exp [ik_0 z] + \frac{ik_0}{2} \int_0^L \exp [ik_0 |z - z_1|] \exp [ik_0 z_1] \delta(z_1) dz_1 - \\ &- \frac{k_0^2}{4} \int_0^L \int_0^L \exp [ik_0 |z - z_1|] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \exp [ik_0 z_2] \delta(z_1) \delta(z_2) dz_1 dz_2 + \dots = \\ &= \exp [ik_0 z] + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [ik_0 |z - z_1|] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \dots \\ &\dots \exp [ik_0 |z_{n-1} - z_n|] \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \delta(z_2) \dots \delta(z_n) dz_1 \dots dz_n. \end{aligned} \quad (65)$$

A T transzmissziós és R reflexiós együtthatót, Kay és Silverman nyomán, a következőképpen definiáljuk:

$$\left. \begin{aligned} u(z) &= T \exp [ik_0 z], & \text{ha } z \geq L \\ u(z) &= \exp [ik_0 z] + R \exp [-ik_0 z], & \text{ha } z < 0. \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

A (65) és (66) egyenletek összevetésével

$$\begin{aligned} T &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [-ik_0 z_1] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \dots \\ &\dots \exp [ik_0 |z_{n-1} - z_n|] \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \delta(z_2) \dots \delta(z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n, \end{aligned} \quad (67)$$

és hasonlóképpen

$$R = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{ik_0}{2} \right)^n \int_0^L \int_0^L \dots \int_0^L \exp [ik_0 z_1] \exp [ik_0 |z_1 - z_2|] \dots \exp [ik_0 |z_{n-1} - z_n|] \cdot \exp [ik_0 z_n] \delta(z_1) \delta(z_2) \dots \delta(z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n. \quad (68)$$

A reflexiók együttható (68) alatti kifejezésének komplex konjugáltját véve az RR^* szorzatot képezve és elhagyva az $O(|\delta|^3)$ tagokat, az $|R|^2$ várható értékének becslését nyerjük:

$$\begin{aligned} M(|R|^2) &= M(RR^*) \approx \frac{l_0^2}{4} M \int_0^L \int_0^L \exp [2ik_0 z_1] \exp [-2ik_0 z_2] \delta(z_1) \delta(z_2) dz_1 dz_2 = \\ &= \frac{l_0^2}{4} \int_0^L \int_0^L \exp [-2ik_0(z_2 - z_1)] R_{\delta\delta}(z_1 - z_2) dz_1 dz_2 \approx \\ &\approx \frac{l_0^2}{4} \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} \exp [-2ik_0 x] R_{\delta\delta}(x) dx = \frac{l_0^2 L}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [-2ik_0 x] R_{\delta\delta}(x) dx. \quad (69) \end{aligned}$$

Megfigyelhetjük, hogy a (69) összefüggés jobboldalán levő integrál, egy konstans szorzótól eltekintve, éppen a δ véletlen tér $W_{\delta\delta}$ teljesítményspektrumának a $(2k_0)$ hullámszámhoz tartozó értéke:

$$M(|R|^2) = \frac{l_0^2 L \pi}{2} W_{\delta\delta}(2k_0). \quad (70)$$

A (62) és (59) definíciók felhasználásával

$$R_{\delta\delta} = 4R_{\mu\mu} + O(|\mu|^3) = \frac{4R_{\varepsilon\varepsilon}}{c_0^2} + O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right)$$

és, az $O\left(\left|\frac{\varepsilon}{c_0}\right|^3\right)$ tagoktól eltekintve,

$$M(|R|^2) = \frac{2L\pi l_0^2}{c_0^2} W_{\varepsilon\varepsilon}(2k_0) = \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\varepsilon\varepsilon}\left(\frac{2\omega}{c_0}\right). \quad (71)$$

Az $R_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) = \varepsilon^2 \exp [-2\alpha|\tau|]$ alakú korrelációs függvény feltételezésével például a (9) és (10) szerint a teljesítményspektrum

$$W_{\varepsilon\varepsilon} = \frac{\varepsilon^2}{\pi} \frac{2\alpha}{\omega^2 + (2\alpha)^2} \quad (72)$$

alakú és

$$M(|R|^2) = \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\varepsilon\varepsilon}(2k_0) = \frac{\alpha L \varepsilon^2}{c_0^2} \frac{l_0^2}{\lambda_0^2 + \alpha^2}, \quad (73)$$

ahol $\frac{1}{2\alpha} = h_0$ az ε inhomogeneitások korrelációs távolsága. A reflexiós együtthatónak ebből az alakjából egyszerű számítással kapjuk, hogy az inhomogeneitások a

$$k \cdot h_0 \gg 1 \quad (74)$$

feltételt kielégítő, nagyfrekvenciás hullámokat majdnem teljesen visszaverik. A „more up, less down” elv értelmében (O'DOHERTY és ANSTEY, 1971) azt várhatjuk, hogy ugyanezek a frekvenciák a terjedés folyamán jelentékenyen elnyelődjenek. Szeizmikus viszonyok között tehát pl. $c_0 = 3000$ m/s átlagsebességet és $h_0 = 3$ m korrelációs távolságot feltételezve (elég nagy megtett úton) ez a 160 Hz feletti frekvenciakomponensek gyakorlatilag teljes elnyelődését jelenti.

Mielőtt a véletlen rétegsorok hullámáteresztési tulajdonságainak részletes vizsgálatára kitérnénk, megemlítjük, hogy a reflexiós operátor (73) becslése a reflexiós együtthatók sorozatának empirikusan kapott teljesítményspektrumára is bizonyos mértékig magyarázatot ad (10. ábra), hiszen a reflektált energia jórésze (az ún. egyszeres-energia) a reflexiós együtthatók sorozatával történő konvolúcióból ered (PETERSON *et al.*, 1950).

Az előbbi heurisztikus megfontolások után térjünk rá a véletlen akusztikus ellenállású közegek transzmissziós tulajdonságainak vizsgálatára. A (73) szerint

$$M(|T|^2) \approx 1 - M(|R|^2) = 1 - \frac{2L\pi\omega^2}{c_0^4} W_{\varepsilon\varepsilon}(2k_0). \quad (75)$$

Nem túl nagy L út esetén

$$M(|T|^2) \approx \exp[-M(|R|^2)] = \exp\left[-\frac{2\pi L}{c_0^4} \omega^2 W_{\varepsilon\varepsilon}(2k_0)\right] \quad (76)$$

a (72) alakú teljesítményspektrum feltételezésével

$$M(|T|^2) \approx \exp\left[-\frac{\alpha L \varepsilon^2}{c_0^2} \cdot \frac{l_0^2}{k_0^2 + \alpha^2}\right]. \quad (77)$$

Az $\frac{\alpha \varepsilon^2}{c_0^2} \frac{l_0^2}{k_0^2 + \alpha^2}$ kifejezés a kérdéses közegben a terjedés folyamán a véletlen inhomogeneitásokon szétszóródó energia csillapodását leíró frekvenciafüggő abszorpciós együttható. Az abszorpciós együttható értéke adott véletlen inhomogeneitású közegben: *zérus frekvenciánál 0, kis frekvenciáknál ω^2 -tel növekszik, nagy frekvenciákon az elnyelődés a frekvenciától gyakorlatilag függetlenné válik.*

Rögzített frekvencia mellett az abszorpciós együttható:

a) ε^2 -tel, az inhomogeneitások szórásnégyzetével egyenes arányban van; (78a)

b) az átlagsebesség négyzetével fordított arányban van; (78b)

c) elég nagy frekvenciáknál a korrelációs távolsággal fordított arányban van. (78c)

A (76) egyenlet a reflexiós együtthatók sorozatának teljesítményspektrumával is egyszerűen kifejezhető. Valóban, a korábban levezetett

$$R_{rr}(\tau) = -\frac{R''_{\varepsilon\varepsilon}(\tau)}{4c_0^2} \quad (51)$$

reláció Fourier-transzformáltját véve,

$$W_{rr}(\omega) = \frac{\omega^2 W_{\epsilon\epsilon}(\omega)}{4\epsilon_0^2}. \quad (79)$$

Ebbe az egyenlőségbe ω helyett $2k_0$ -t téve, és (76)-ba helyettesítve, az

$$M(|T|^2) = \exp[-2\pi L W_{rr}(2k_0)] \quad (80)$$

törvényszerűséget kapjuk, ami azt fejezi ki, hogy *egy rétegsor transzmissziós függvénye a reflexiós együtthatók teljesítményspektrumával egyszerű kapcsolatban van.*

A transzmissziós operátor (80) kifejezése — a szintetikus szeizmogramok elméletével levezetett — közelítő képlettel (O'Doherty és Anstey, 1971) analógiát mutat. Az idézett szerzők szerint ugyanis

$$|T(\omega)| = \exp[-R(\omega) \cdot t]. \quad (81)$$

(Itt $|T(\omega)|$ az átengedett jel amplitúdóspektruma, $R(\omega)$ a reflexiós együtthatók idő szerint vett sorozatának teljesítményspektruma, t a terjedési idő.)

Porózus közegben, amint láttuk (vö. 34), a porozitásból eredő inhomogeneitás szórásnégyzete

$$\epsilon^2 = \text{konst. } \Phi(1 - \Phi),$$

tehát az előbbi (78a, b) törvényszerűség értelmében, figyelembe véve, hogy az átlagsebesség a porozitás monoton csökkenő függvénye: porózus közegben, ultrasonikus frekvenciánál, az abszorpciós együttható viselkedését $\Phi(1 - \Phi)$ határozza meg, ahol Φ a porozitás. A $\Phi(1 - \Phi)$ függvény $\Phi = 0$ és $\Phi = 1$ értékeknél zérussá válik, maximumát a $\Phi = 0.50$ porozitásnál veszi fel. Ez az eredmény összhangban van SHUMWAY (1960) mérési eredményeivel (11. ábra), és indokoltá teszi annak feltételezését, hogy az ultrahangok porózus közegben való elnyelődését részben az általunk vázolt mechanizmus okozza.

Az idézett IRODALMAT lásd az angol szöveg végén.

A SZERKESZTŐ MEGJEGYZÉSE

A jel—zaj viszony javítására való törekvés a reflexiós szeizmikus kutatással egyszerre született. Táblás vidékek reflexiós kutatásánál a ground-roll, valamint a többszörös visszaverődések a zaj fő komponensei. Hazai kutatásunk, amely kizárólag táblás vidékek irodalmára támaszkodhat, e két zajtípusnak nagy — sőt néha feleslegesen nagy — figyelmet szentelt, de a zajkomponenseknek a kutatott összletekből származó részét meglehetősen elhanyagolta (többek között azért, mert az előbbieket sem sikerült megoldania).

A szerző — nagyon helyesen — az utóbbi problémára fordítja figyelmét és végső célja az aljzat reflexiós kutatása.

Hús esztendő telt el azóta, hogy az aljzat sajátos földtani alkatából eredő *diffúz visszaverődés* problémája első ízben felvetődött (Szénás—Ádám, 1953), de hiába járta be a szeizmika azt a nagy utat, amely jelenlegi digitális magaslataihoz vezetett, a kérdés ma sincs megnyugtatóan megoldva. Amíg azonban hús évvel ezelőtt a kérdést csak ösztönösen, kvalitatíve és a legprimitívebb analóg technikával lehetett megközelíteni, most a digitális út nemcsak kötelezően újra felveti a problémát, hanem megoldásában is esetleg sikert ígér.

A jelenlegi cikk egy sorozat első tagja, amely — amint a szerző céloz is rá — végül a háromdimenziós megoldáson keresztül az aljzatnak a hullámhossz nagyságrendjébe eső egyenetlenségeit is exakt, matematikai, géppel számítható módon kívánja tárgyalni.

A szerkesztő

Г. КОРВИН

ТЕОРИЯ СЛУЧАЙНЫХ СРЕД И НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ И УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Работа представляет собой первую часть серии статей, рассматривающих распространение волн в случайных средах. Анализируется влияние скоростных неоднородностей малых амплитуд с величинами, меньшими длины волн, на наблюдаемую волновую картину.

Работа подразделяется следующим образом. Сначала дается короткое описание случайных функций, а затем излагается современная теория трехмерных случайных полей.

С использованием случайных полей была построена математическая модель неоднородного распределения скоростей. Обнаружено, что неоднородности среды, величина которых меньше длины волн, приводят к флуктуации времен вступления волн, причем разброс времен вступлений пропорционален квадрату корню пройденного пути. Использование полученных результатов применительно к ультразвуковым волнам и пористым средам приводит к новому выведению известной формулы Wyllie и дает объяснение интересной зависимости, обнаруженной при анализе расхождений результатов сейсмо- и акустического каротажа.

Рассматриваются статистические особенности серии коэффициентов отражения для случайных разрезов и определяется автокорреляционная функция этой серии.

В заключение анализируются отражающие и пропускающие свойства случайных разрезов, причем выводятся следующие основные закономерности.

— Случайная среда поглощает (точнее: *рассеивает*) распространяющиеся в ней волны в зависимости от частоты. Передаточная функция, зависящая от частоты, имеет простую связь с спектрами мощности скоростных неоднородностей.

— При постоянных частотах в случайной среде коэффициент поглощения прямо пропорционален квадрату разброса неоднородностей; обратно пропорционален квадрату средней скорости, и, при довольно больших частотах, обратно пропорционален корреляционному расстоянию неоднородностей. Теоретические результаты иллюстрируются эмпирическими зависимостями, взятыми из литературы, посвященной физическим свойствам горных пород и прикладной сейсмике.

В настоящей работе выбрана одномерная модель распространения волн. В продолжении работы предполагается рассматривать трехмерные проблемы (проблематику диффузивного отражения от поверхностей случайного характера, корреляционные особенности сейсмических помех в пространстве и времени, и т. д.).

THEORETICAL ASPECTS OF THE INDUCED POLARIZATION METHOD

GY. DANKHÁZI

Introduction

The physical principles of the induced polarization method were known as early as in the 19th century but the idea that this phenomenon might be applied as a geophysical prospecting tool first occurred in the late forties. The method was soon found to be a powerful technique for ore and—to a certain extent—ground-water prospecting and it has been further developed since then in two main directions. Recently two different versions of the induced polarization (IP, for short) methods are common: the “time-domain” and the “frequency-domain” methods.

While IP measurements proved to be highly efficient in ore prospecting they are still inferior to other techniques in certain respects. Namely, a serious disadvantage of the method is that it does not yield exact rock-physical parameters only anomalies, i.e. relative values which do not express actual physical properties of the rocks but depend on the parameters of the instrument used. If we perform repeated measurements with different instruments at the same site then all of them would correctly localize the individual anomalies, but with quite different amplitudes, as a rule.

To make this clear let us recall the basic difference between the measurement of the specific resistivity (SR) and that of the IP. The apparent SR is computed from the formula

$$\rho_a = k \frac{\Phi}{I}$$

where we have adopted (throughout these pages) standard notations. Assuming ideal conditions the ρ_a value measured is independent of the parameters of the instrument. Inspecting, on the other hand, a similar formula of the time-domain method (NILSSON, 1971)

$$IP = \frac{1}{\Phi(t_0)} \int_{t_1}^{t_2} [\Phi(t_0) - \Phi(t)] dt$$

where t_1 , t_2 are limits of integration with respect to the decay curve, $\Phi(t)$ is the potential measured at time t , and t_0 is the moment when the current is interrupted, it is instantly clear that t_1 and t_2 are instrumental parameters and there is no obvious argument to think the IP values themselves as being independent of t_1 and t_2 . As a matter of fact we would have come to the same conclusion if we had analyzed any other formula of the IP method.

*ELGI, Budapest

All in all, it can be said that when measuring SR the value of ρ_a is uniquely given by a quantitative relation while in IP measurements we have to restrict ourselves to empirical formulae which inherently depend on the instrument used. The question naturally arises whether there could be found an instrument-independent value measurable by IP methods which would already directly characterize certain physical properties—e.g. ore-content—of the rocks.

In the present paper we shall address ourselves to the solution of this problem. To have a convenient footing to start with we shall first review Maxwell's equations.

Theoretical difficulties of the description of the IP effect

Let us assume that in the rock investigated the inducing current is DC or a low-frequency AC (of some tens cps) and that the rock is electrically conductive. Under these circumstances the resulting electromagnetic field is described by the quasi-stationary Maxwell equations which read, in the MKS system of units, as follows:

$$\begin{aligned} \text{curl } \vec{H} &= \sigma \vec{E} & \text{a),} & & \text{curl } \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \text{b),} \\ \text{div } \vec{E} &= 0 & \text{c),} & & \text{div } \vec{H} &= 0 & \text{d),} \end{aligned} \quad (1)$$

where \vec{E} and \vec{H} are the usual field-strengths, σ is conductivity and μ the magnetic permeability. Obviously, it cannot be expected that Eqs. (1) should give any information as regards the induced polarization since these equations do not contain quantities corresponding to the polarization of the rock. But, as a matter of fact, the existence of IP has been repeatedly checked by experiments and also Maxwell's equations are of general validity, so there must exist a general enough setting of these equations which would describe the IP effect and yet it would include the system of equations (1) as a special case.

If we wish to preserve the general validity of Maxwell's equations care must be taken that after any modification or extension of their range of validity the correctness of the resulting equations be rigorously checked. It is, of course, a sound generalization if we substitute the resultant of different specific conductivities into Eqs. (1). An extension of this kind was advocated by WAIT (1959) in his theoretical work on the foundation of the frequency-domain measurements and this has been applied ever since by many authors.

Starting out from theoretical considerations WAIT (1959) introduced the concept of complex impedance defined by the formula

$$\bar{\sigma} = \sigma + i\omega\epsilon \quad (2)$$

where ω denotes circular frequency and ϵ is the dielectric constant of the rock. For alternating currents the magnetic field strength is

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{i\omega t} \\ \text{i.e.} & \\ \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= i\omega \vec{H} \end{aligned} \quad (3)$$

Substituting Eqs. (2) and (3) into the system of equations (1) we obtain Maxwell's equations as given by Wait:

$$\begin{aligned} \text{curl } \vec{H} &= (\sigma + i\omega\epsilon)\vec{E} & \text{a),} & & \text{curl } \vec{E} &= -i\omega\vec{H} & \text{b),} \\ \text{div } \epsilon\vec{E} &= S & \text{c),} & & \text{div } \vec{H} &= 0 & \text{d),} \end{aligned} \quad (4)$$

where S denotes volumetric charge density. Eqs. (4b) and (4d) agree with the corresponding formulae of Eq. (1), Eq. (4a) needs no special explanation but several comments should be made about Eq. (4c). The volumetric charge density S figuring on the right-hand side of the above equation inevitably arises which means that a displacement current occurs in connection with the dielectric rock medium. So, in such a field, Ohm's law is violated since the conditions of a closed circuit are not met. This assumption, however, is open to serious objections especially if we perform, in thought, the following experiment.

Let us prepare a rock model by impregnating quartz sand with highly conductive electrolyte. It has been many times experienced with resistivity measurements that in such a field the current is divergence-free. If we mix metal filings into this model there immediately appears an induced potential which is probably due to the volumetric charge density S figuring in Eq. (4). This, however, would imply that the postulations assuring the validity of Ohm's law are not obeyed. So we are faced with a paradox situation. If the highly conductive rock-model and the metal filings both satisfy Ohm's law there seems to be no rational explanation why their mixture would fail in this respect.

We shall try to resolve this contradiction, in what follows.

An electro-dynamical rock-model for the IP effect

To begin with, we propose a simple physical pattern of the phenomenon without going too deep into the intricacies of a complete electro-chemical treatment. We shall use the rock-model described above.

Suppose that we measure, first of all, the specific resistivity of a pure quartz sand with some DC-method after a sufficiently long time from the initiation of the measuring current. We introduce then metal filings into the rock as to ensure a macroscopically homogeneous sample and repeat the previous measurement under identical conditions. Because of the introduction of the metal filings it would be natural to expect that the specific resistivity of the model should decrease, but we shall soon learn the very opposite if we perform the experiment: i.e. the specific resistivity will be found to increase and after interrupting the measuring current an induced potential will be detected. To explain these experimental findings we refer to Fig. 1.

The great circle in Fig. 1a. represents metal filings of molecular dimensions, say, positively charged, situated evenly in the above sample. The potential field of the positively charged metal filings causes the negative ions of the electrolyte to move towards the metal filings until they compensate for its potential field. The resulting



Fig. 1
1. ábra
Puc. 1

charge-configuration will be neutral, that is, it will not exert attraction on the remaining free ions of the electrolyte. If we deliver voltage to the sample then, besides the internal field, an additional external field acts on the configuration of Fig. 1a, and the ions will move further, as in Fig. 1b., until equilibrium is reached again. The charge-configuration rearranges itself to a dipole whose potential field keeps balance with the external field.

If the external field is switched off the dipoles gradually lose their charge and assume again the shape shown in Fig. 1a. So, we may propose the following mechanism for the increase of specific resistivity in electrically polarizable rocks resp. for the voltage-decay in them after the interruption of the inducing current: at the initiation of current the arising potential field acts on the totality of ions and the rock behaves as if it were non-polarizable. This is due to the fact that the external field which acts on those ions which are situated in charge-configuration is many times greater than the field pointing towards the centre of the configuration and so, not only free ions, but bound ones as well will participate in conduction. The bound ions move the slower the farther they get from the centre since, by their movement, they create a dipole whose field of force compensates for the external field. After some, definite, time bound ions cease to participate in electric conduction and only free ions will take part in it what explains why resistivity increases. The greater percentage of ions is bound in charge-configurations the greater the increase of resistivity will be.

At the interruption of the inducing current charges inside the dipoles strive to their original positions, a current begins to flow inside the dipoles and their potential field decreases. The direction of this current is opposed to the inducing current, the currents inside the dipoles close at the free ions which are adjacent to these dipoles as shown in Fig. 2. The direction of these latter currents is, however, identical with the inducing current with a magnitude equal to the dipole-currents.

Summarizing, the following conclusions can be drawn from what has been said above, for further use:

1. In electrically conductive and polarizable rocks only a definite part of the inducing current is converted to Joule heat due to ohmic conductivity.

2. The other part of the inducing current is stored, as in an accumulator, during the time of induction and after the interruption of the inducing current it is also converted to Joule heat through losses of resistivity.

3. The ratio of the two currents is determined by the number of points where dipoles are formed or, more exactly, by the ratio of the bound- and free ions.

These conclusions will be found as decisive in the subsequent theoretical considerations. But even now they suggest that there must be some kind of relationship between the polarization parameters and the ore-content of the rock. At this

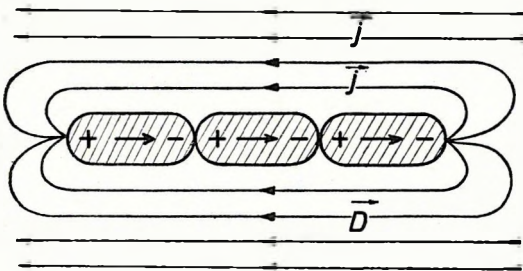


Fig. 2

2. ábra

Рис. 2

point of our exposition, however, it would be too early to make any definite statement without a thorough mathematical investigation of the above, physically suggestive, pattern.

Mathematical formulation of the theory of IP

To make mathematics as simple as possible, some idealizing assumptions will be made. It will be assumed that the investigated rock is macroscopically homogeneous, isotropic and of infinite extension and that the dipoles are brought about at evenly distributed points throughout the rock.

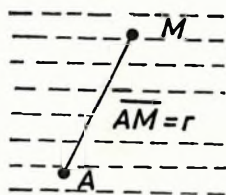


Fig. 3

3. ábra

Рис. 3

Suppose, that the inducing current is introduced at some point A into the rock and that the potential is measured at M (Fig. 3). Electrodes N and B are placed at infinity. The distance between electrodes A and M is r .

As it is well known, if the rock is not polarizable the current initiated at A is divergence-free at every other point. Denote the current density by \vec{j}_0 . Because of the dipoles formed also an additional current density, say \vec{j}_p , will occur and these current densities together account for the actual current in the rock. The polarization current density \vec{j}_p and the resulting polarization field-strength are both functions of the volumetric dipole density, denoted by S .

The polarization field strength \vec{P} and the dipole density S are in interrelation as shown by the function

$$\operatorname{div} \vec{P} = -S. \quad (5)$$

The current density \vec{j}_p can also be expressed by means of the field-strength vector \vec{P} . Indeed, the dipole momentum of a polarized volume element $d\tau$ is given by $\vec{P}d\tau$. If the average surface of a dipole is ds , its length dl , and the infinitesimal charge is e , then

$$\vec{P}ds dl = e dl.$$

Upon simplification, and differentiation with respect to time:

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \frac{1}{ds} \frac{\partial e}{\partial t} = \vec{j}_p. \quad (6)$$

A further relation, which will be used later, is the electro-dynamical equation of continuity:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_0 = 0. \quad (7)$$

After these preparations we proceed to write down the current which *really* flows in polarizable rocks, i.e. which already satisfies Ohm's law. On the strength

of our previous considerations it is plausible to expect that the density of this current, say \vec{j} , is of the form

$$\vec{j} = \vec{j}_0 - \vec{j}_p. \quad (8)$$

To prove this, we have to show that the divergence of j vanishes. Substituting Eq. (6) into Eq. (8):

$$\vec{j} = \vec{j}_0 - \frac{\partial P}{\partial t}$$

and taking the divergence of both sides

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div} \vec{j}_0 - \frac{\partial \operatorname{div} P}{\partial t}.$$

Further, making use of Eqs. (5) and (7), we have

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial t} \equiv 0$$

i.e. the charge-density vector \vec{j} given by Eq. 8 is divergence-free and so the potential of point M is uniquely determined by this current. Equation (8) is already suitable to determine the direction of the current-density \vec{j}_p , namely that it acts against the inducing current, but it contains no information as to the magnitude of this density.

It has been recently found in a number of laboratory measurements that the density of the induced current is proportional to that of the inducing current, i.e.

$$|\vec{j}_p| = \alpha |\vec{j}_0|. \quad (9)$$

Some comments should be made about this relation. In the first place we note that Eq. (9) is an approximate relation, valid as long as the inducing current is small. For a sufficiently large inducing current the dipoles developed might disintegrate and Eq. (9) is no longer valid. As a matter of fact in actual field work we never encounter such extreme current densities (except in the immediate vicinity of electrodes) since the current-density decreases with the reciprocal of the second power of distance and we know from DAKHNOV (1959) that for current-densities of the order of 0.1 mA/cm² Eq. (9) already holds.

A second comment is that besides the disintegration of dipoles any deviation from idealized conditions might affect the validity of Eq. (9).

In field conditions the energy of the inducing current introduced into the soil will partly be consumed due to resistivity losses, another part will be spent for bringing dipoles about, but there always remains a piece of energy which may cause, through physico-chemical transformations, a permanent potential field. Within the scope of the present paper this phenomenon will be considered as a small perturbation which contributes to the noise-background of the measurement, and the validity of Eq. (9) will be taken for granted. It seems likely that a proper combination of time-domain and frequency-domain methods would be an efficient tool for suppressing this type of noise.

Returning to Eq. (8), we multiply both sides by the specific resistivity ϱ_0 of the rock:

$$\varrho_0 \vec{j} = \varrho_0 \vec{j}_0 - \varrho_0 \vec{j}_p. \quad (10)$$

The dimensions of both sides are that of field-strength, the terms on the right-hand side are the inducing-, resp. polarization field-strengths. Upon comparing this with the electrodynamic equation

$$\vec{D} = \vec{E} + \vec{P}$$

and taking into account Eq. (9) we get

$$\vec{D} = \varrho_0 \vec{j}, \quad \vec{E} = \varrho_0 \vec{j}_0 \quad \text{and} \quad \vec{P} = -\varrho_0 \vec{j}_p. \quad (11)$$

Since ϱ_0 , the specific resistivity of the rock, is constant, the divergence of vector \vec{D} is zero everywhere i.e. this field-strength vector obeys the postulate required by Ohm's law. So, to arrive at the desired form of Maxwell's equations which would already describe the polarization effect in conductive media we have to change \vec{E} into \vec{D} in Eq. (1). Before doing this, however, it will be profitable to write down a further relation, from Eqs. (10)–(11):

$$\vec{D} = \vec{E} - \kappa \vec{E} = \vec{E}(1 - \kappa). \quad (12)$$

According to our previous considerations κ may be called *polarization susceptibility*. Its numerical value expresses that from all ions participating in electrolytic conduction in a conductive rock medium, what amount (i.e. how many per cent) does contribute to dipole formation. κ , as a physical parameter is of paramount importance since it gives account of the density of those points (metal-filings in the above example) where dipoles arise.

If we divide Eq. (12) by ϱ_0 and introduce the notation

$$\varrho = \frac{\varrho_0}{1 - \kappa}$$

then, making use of the electrodynamical relation $D = \varepsilon E$ Eq. (12) can be rewritten as

$$\vec{D} = \frac{\varrho_0}{\varrho} \vec{E} \quad (13)$$

whence

$$\varepsilon = \frac{\varrho_0}{\varrho} \quad (14)$$

and, further, from Eq. (13)

$$\kappa = \frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho}. \quad (15)$$

Here we must stop again to explain the physical meaning of ϱ and ε . As we have just seen, the polarization susceptibility κ is a measure of the volumetric density of those points where dipoles are brought about. If there are no such points, $\kappa = 0$, i.e. from Eq. (13) $\varrho = \varrho_0$. For κ greater than zero, $\varrho > \varrho_0$ which is plausible since certain ions do not take part in conduction. Here, ϱ is the specific resistivity given by DC methods after the formation of dipoles while ϱ_0 is the resistivity which would have been measured if all ions had participated in conduction. The case $\kappa = 1$ never occurs in practice since this would imply that all ions are situated in charge-

configurations, i.e. $\rho = \infty$. As for ε , we know that in conductive media $\varepsilon = 1$. From Eq. (14) we learn that this could only happen if there is no polarization i.e. if $\rho = \rho_0$. In case of polarization $\varepsilon < 1$: in a conductor just opposite to insulators, the dielectric constant may be less than unity. Conductors which have a disposition for polarization show a behaviour which is reminiscent of diamagnetic materials.

Let us suppose, in what follows, that we can somehow measure the values ρ_0 and ρ at point M of Fig. 3. Then we know that

$$\rho_0 = 4\pi r \frac{\Phi_0}{I} \quad \text{and} \quad \rho = 4\pi r \frac{\Phi}{I}$$

where I is the strength of the inducing current. Making use of Eq. (15)

$$\kappa = \frac{\Phi - \Phi_0}{\Phi} \quad (16)$$

already given by Seigel (*cf.* WAIT, 1959). He, as a matter of fact, denoted this value by m and termed it "chargeability". This terminology may be objected since κ is a well-known electrodynamical constant, identical with the polarization susceptibility, as it has been correctly termed by BLEIL (1953).

Because the polarization susceptibility, κ , is less than one, it would be more convenient for practical purposes to use its hundredth as a unit ($c\kappa$, i.e. centikappa) since this would give the percentage of all ions which are bound in dipoles.

Maxwell's equations in polarizable rocks

After these preparations we can write down Maxwell's equations for a polarizable conductor:

$$\begin{array}{ll} \text{curl } \vec{H} = \sigma_0 D & \text{a)} \\ \text{div } \vec{D} = 0 & \text{c)} \end{array} \quad \begin{array}{ll} \text{curl } \vec{D} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \text{b)} \\ \text{div } \vec{H} = 0 & \text{d)} \end{array} \quad (17)$$

where σ_0 is the specific conductivity of the rock (with respect to the totality of ions). The system of equations (17) is formally the same as Eq. (1) and in case of no polarization it evidently regresses to the latter. Eqs. (17c) and (17d) deserve no further comment, since (17c) has already been proved and (17d) has remained unchanged. The validity of (17a) and (17b) can also be simply checked.

Indeed, for a current of density \vec{j} flowing through a surface element ds we have

$$\int_s \vec{j} \, ds = \oint \vec{H} \, dl$$

i.e., by Stokes' theorem

$$\int_s \vec{j} \, ds = \int_s \text{curl } \vec{H} \, ds.$$

But, by Eq. (11)

$$j = \frac{1}{\rho_0} \vec{D} = \sigma_0 D$$

and the equality of the above integrals implies that

$$\text{curl } \vec{H} = \sigma_0 D.$$

To prove Eq. (17b) we follow a similar line of thought. We first express the potential by means of the magnetic flux Ψ , as

$$\Phi = - \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Since \vec{D} is divergence-free, we may write

$$\Phi = \oint_l \vec{D} \cdot d\vec{l}.$$

Recalling, that

$$\Psi = \mu \int_s \vec{H} \cdot d\vec{s}$$

we have

$$\oint_l \vec{D} \cdot d\vec{l} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{H} \cdot d\vec{s}.$$

Applying again Stokes' theorem and equating the quantities behind the integral sign we have, indeed, that

$$\text{curl } \vec{D} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}.$$

The system of equations (17) is already free of those contradictions which have been encountered in connection with Eqs. (4a) and (4c), so we are justified in expecting that their solution would yield *quantitative* relations between the induced polarization and other physical parameters of the rock.

Differential equation of a homogeneous polarizable conductive field

Since a general treatment of quasi-stationary fields would cause considerable mathematical difficulties we shall deal, in what follows, only with such cases where stationarity can be assumed as a reasonable approximation. So, we shall drop out of our calculations the equations describing the relation between \vec{D} and \vec{H} , the displacement current will be neglected either and it will be taken for granted that vector D can be expressed as gradient of the potential.

That is, we shall be concerned with a reduced set of equations

$$\frac{\partial S(r, t)}{\partial t} + \text{div } j_0 = 0, \quad (18)$$

$$\text{div } \vec{D} = 0. \quad (19)$$

We first inspect Eq. (18). According to Eqs. (5) and (10)

$$\operatorname{div} \vec{P} = -S(r, t) = \operatorname{div} (-\varkappa \varrho_0 \vec{j}_0) = -\varkappa \varrho_0 \operatorname{div} \vec{j}_0$$

since \varkappa and ϱ_0 are constants, i.e. Eq. (18) can be written as

$$\frac{\partial S(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{\varrho_0 \varkappa} S(r, t) = 0. \quad (20)$$

We shall need a further relation between the dipoles' volumetric charge density $S(r, t)$, and the potential measured. We start out from Poisson's formula which asserts that

$$\Phi(r, t) = - \int \int \int_{\tau} \frac{\operatorname{div} \vec{P}}{R} d\tau$$

if there is no charge density on the surface, and R is the distance from the dipole to the point of observation. By Eq. (5)

$$\Phi(r, t) = \int \int \int_{\tau} \frac{S(r, t)}{R} d\tau. \quad (21)$$

Because of the homogeneity and isotropy of the rock, we can set

$$S(r, t) = S_A(t) \cdot W(r), \quad (22)$$

where $S_A(t)$ denotes the charge-density occurring at the origin of the system of coordinates and $W(r)$ is some factor of proportionality which depends on r . Inserting this into Eq. (21)

$$\Phi(r, t) = S_A(t) \int \int \int_{\tau} \frac{W(r)}{R} d\tau = S_A(t) Z(r) + \Phi_0(r) \quad (23)$$

where $Z(r)$ denotes the result of integration and $\Phi_0(r)$ is a constant which represents the constant field given by Eq. (19). Substituting Eq. (23) into Eq. (22):

$$\Phi(r, t) = \frac{S(r, t)}{W(r)} Z(r) + \Phi_0(r) \quad (24)$$

i.e.

$$S(r, t) = \frac{W(r)}{Z(r)} [\Phi(r, t) - \Phi_0(r)]. \quad (25)$$

Differentiating with respect to time

$$\frac{dS(r, t)}{dt} = \frac{W(r)}{Z(r)} \frac{d\Phi(r, t)}{dt}. \quad (26)$$

Substituting Eqs. (25) and (26) into Eq. (20) we obtain, upon simplifications, the differential equation

$$\varkappa \varrho_0 \frac{d\Phi(r, t)}{dt} + \Phi(r, t) = \Phi_0(r). \quad (27)$$

$\Phi_0(r)$ which figures on the right-hand side can be obtained from Eq. (19):

$$\operatorname{div} \vec{D} = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = \Delta \Phi = 0.$$

The solution of the Laplace equation, $\Delta \Phi = 0$, is well known, it is given by

$$\Phi_0(r) = \frac{I \varrho}{4\pi r}. \quad (28)$$

The quantity ϱ which occurs here is naturally not identical with ϱ_0 . By Eq. (14)

$$\varrho = \frac{\varrho_0}{\varepsilon}$$

and Eq. (28) takes the form

$$\Phi_0(r) = \frac{I \varrho_0}{4\pi r \varepsilon} \quad (29)$$

where I is the current flowing in the rock. Putting this into Eq. (27), we get

$$\kappa \frac{d\Phi(r, t)}{dt} + \frac{1}{\varrho_0} \Phi(r, t) = \frac{I}{4\pi r \varepsilon} \quad (30)$$

which is a well-known differential equation whose solution is

$$\Phi(r, t) = \frac{I \varrho_0}{4\pi r \varepsilon} \left(1 - \kappa e^{-\frac{t}{\varepsilon \kappa}} \right). \quad (31)$$

Eq. (31) describes the behaviour of the potential in a rock of specific resistivity ϱ_0 and polarization susceptibility κ , if we introduce a constant current I into it. In non-polarizable rocks, $\varepsilon = 1$ and $\kappa = 0$, and the potential is, as it must be, simply

$$\Phi(r, t) = \frac{I \varrho_0}{4\pi r}.$$

The same formula applies at the moment of initiation of current, i.e. for $t = 0$, since $1 - \kappa = \varepsilon$. Consequently, at the moment of initiation the current also affects those ions which are built in the ion-configurations and all of them will participate in conduction; later—when the dipoles will have been brought about—they gradually lose their role in conduction and the potential exponentially tends to a limit value belonging to $t = \infty$, i.e. to

$$\Phi(r, t = \infty) = \frac{I \varrho_0}{4\pi r \varepsilon}$$

which corresponds to the case when only free ions transfer the current. The time-constant of the potential rise is given by the product $\varrho_0 \kappa$, i.e. the maximum value is attained (with a fair approximation) after a time $3\varrho_0 \kappa$. Assuming 10 ohm and 10 $c\kappa$ this time is 3 sec. This, of course, casts a new light on Eq. (16) in case if Φ_0 is measured at $t = 0$ and Φ somewhat later at $t > 3\varrho_0 \kappa$.

The differential equation (30) also describes the behaviour of the potential after the interruption of the current if we set $I = 0$. In this case the solution of (30) is

$$\Phi(r, t) = \frac{I_0 \kappa}{4\pi r \epsilon} e^{-\frac{t}{\epsilon_0 \kappa}} \quad (32)$$

i.e. at the moment of interruption ($t = 0$) the induced potential decreases to a fraction κ of its original value and keeps decreasing to zero, afterwards.

Obviously, if $\kappa = 0$ also $\Phi(r, t) = 0$, i.e. in non-polarizable rocks no decay of potential will be experienced. It is also evident from (32) that for a large specific resistivity and large polarization susceptibility the time-constant could be as large as 10 seconds or more. Figure 4 shows potential functions for some values of κ .

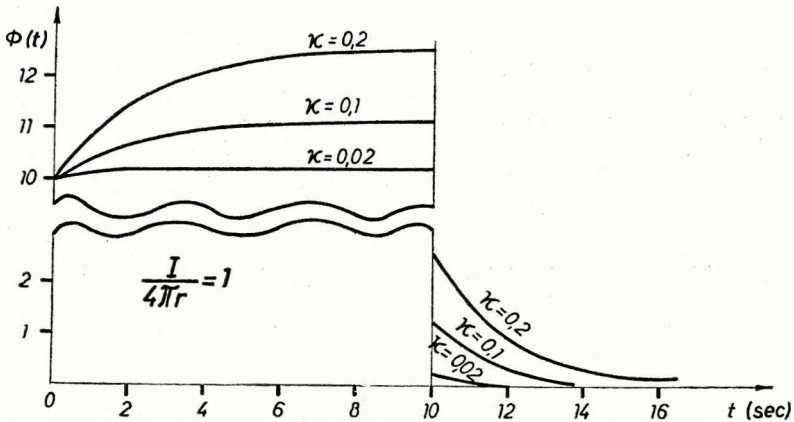


Fig. 4
4. ábra
Рис. 4

Measurement of the polarization susceptibility

Equations (31) and (32) suggest a quantitative method for the estimation of the physical parameter κ from the potential values measured at different time instants in a homogeneous isotropic medium. We shall use the following notations: after a time t_g from the initiation of the inducing current the potential measured at point M is Φ_g , while after a time t_l from the interruption we denote it by Φ_l . Inserting Φ_g and t_g into Eq. (31) we obtain, after rearrangements and multiplication by

$$-\frac{4\pi r \epsilon}{I}$$

that

$$\epsilon_0 - \frac{\Phi_g 4\pi r \epsilon}{I} = \epsilon_0 \kappa e^{-\frac{t_g}{\epsilon_0 \kappa}}.$$

From Eq. (32)

$$\frac{4\pi r \varepsilon}{I} = \frac{\rho_0 \kappa}{\Phi_1} e^{-\frac{t_1}{\rho_0 \kappa}}$$

and, after some easy algebraic calculus

$$\kappa = \frac{\Phi_1}{\Phi_g e^{-t_1/\rho_0 \kappa} + \Phi_1 e^{-t_g/\rho_0 \kappa}} \quad (33)$$

In order to eliminate κ from the exponent we perform a further measurement at a time $t_2 = 2t_1$ after the interruption of the current. Writing down Eq. (32) for the new potential value, Φ_2 , as well, we have

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{e^{-2t_1/\rho_0 \kappa}}{e^{-t_1/\rho_0 \kappa}}$$

Taking the logarithm of both sides

$$\ln \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = -\frac{t_1}{\rho_0 \kappa}$$

Substituting this into Eq. (33) we get an explicit term for κ

$$\kappa = \frac{\Phi^2}{\Phi_g \Phi_2 + \Phi_1^2 e^u} \quad (34)$$

where

$$u = \frac{t_2}{t_1} \ln \frac{\Phi_2}{\Phi_1}$$

If also $t_1 = t_g$ could be ensured κ would be given by the simple formula:

$$\kappa = \frac{\Phi_1^2}{\Phi_2(\Phi_g + \Phi_1)}$$

It must be noted that Eq. (34) has been derived for homogeneous media, that is, it is not necessarily valid under actual field conditions. There are, however, some significant conclusions which must be pointed out in connection with this formula. We note first that κ , as given by Eq. (34), is independent of the electrode configuration i.e. it can be determined under laboratory conditions on rock-samples or cores. If the investigated rock pattern is inhomogeneous (e.g. stratified) then the volumetric charge density S and the potential $\Phi_0(r)$ are complicated functions and the differential equation which would replace Eq. (30) could be only solved with sophisticated mathematical techniques. We shall not dwell upon this question any more in the present paper but we turn our attention to the frequency-domain method, in a homogeneous field.

Solution of the differential equation for AC

Let us consider an AC of circular frequency ω and amplitude I_v , i.e. let

$$I = I_v \sin \omega t.$$

Substituting this value into the differential equation (30), it becomes

$$\kappa \frac{d\Phi(r, t)}{dt} + \frac{1}{\varrho_0} \Phi(r, t) = \frac{I_v}{4\pi r \varepsilon} \sin \omega t. \quad (35)$$

The time-dependent term on the right-hand side of this equation suggests the use of Laplace transformation. Making use of the identities

$$\mathfrak{L} \left[\frac{d\Phi}{dt} \right] = p\Phi(p) - \Phi(0)$$

and

$$\mathfrak{L} [\sin \omega t] = \frac{\omega}{p^2 + \omega^2}$$

the Laplace transform of Eq. (35) will be

$$p\kappa \left[\Phi(p) - \Phi_0 \left(\frac{\omega}{p^2 + \omega^2} \right) \right] + \frac{1}{\varrho_0} \Phi(p) = \frac{I_v}{4\pi r \varepsilon} \cdot \frac{\omega}{p^2 + \omega^2}.$$

Multiplying both sides by ϱ_0 and substituting the value of Φ_0 —that is the voltage at the initiation of current—into this equation

$$p\kappa\varrho_0\Phi(p) - \frac{I_v p\kappa\varrho_0\omega}{4\pi r(p^2 + \omega^2)} + \Phi(p) = \frac{I_v\varrho_0\omega}{4\pi r(p^2 + \omega^2)}$$

which gives after some easy manipulations and making use of Eq. (14) that

$$\Phi(p) = \frac{I_v\omega}{4\pi r(p^2 + \omega^2)} \cdot \left(\frac{\varrho + \varrho\kappa\varrho_0^2}{p\kappa\varrho_0 + 1} \right) = \frac{I_v\omega}{4\pi r} \left[\frac{\varrho + p\kappa\varrho_0^2}{p^3\varepsilon(\varrho - \varrho_0) + p^2 + p\omega^2\varepsilon(\varrho - \varrho_0) + \omega^2} \right].$$

Finally, adding some further algebra and reference to Eqs. (15), Eq. (14) give

$$\Phi(p) = \frac{I_v\varrho_0}{4\pi r\varepsilon} \left[\frac{1 + p\kappa\varepsilon\varrho_0}{p^3\varrho_0\kappa + p^2 + p\omega\varrho_0\kappa + \omega^2} \right]$$

which may conveniently be written as

$$\Phi(p) = \frac{I_v\varrho_0}{4\pi r\varepsilon\omega} \left[\frac{1 + p\kappa\varepsilon\varrho_0}{\left(\frac{p^2}{\omega^2} + 1 \right) (\varrho_0\kappa p + 1)} \right].$$

Looking up any textbook which contains inversion formulae of the Laplace transform we find that

$$\mathfrak{L}^{-1} \left\{ \frac{1 + ap}{\left(\frac{p^2}{\omega^2} + 1 \right) (Tp + 1)} \right\} = \frac{\omega(T - a)e^{-\frac{t}{T}}}{1 + T^2\omega^2} + \omega \left(\frac{1 + a^2\omega^2}{1 + T^2\omega^2} \right)^{1/2} \sin(\omega t + \varphi)$$

with

$$\varphi = \text{arctg } a\omega - \text{arctg } T\omega.$$

Making the substitutions $a = \kappa \rho_0 \varepsilon$, $T = \kappa \rho_0$, dividing by ω and setting $1 - \varepsilon = \kappa$ we have

$$\Phi(r, t) = \frac{I_p \rho_0}{4\pi r \varepsilon} \left[\frac{\omega \rho_0 \kappa^2 e^{-t/\rho_0 \kappa}}{1 + \rho_0 \kappa^2 \omega^2} + \left(\frac{1 + \kappa^2 \varepsilon^2 \omega^2 \zeta_0^2}{1 + \kappa^2 \omega^2 \zeta_0^2} \right)^{1/2} \sin(\omega t + \varphi) \right]. \quad (36)$$

To determine the phase angle φ , we shall use the identity

$$\text{arctg } x - \text{arctg } y = \text{arctg } \frac{x - y}{1 + xy}$$

which gives, for $xy > -1$, that

$$\varphi = -\text{arctg } \frac{\rho_0 \omega \kappa^2}{1 + \varepsilon \kappa^2 \rho_0 \omega^2}. \quad (37)$$

Equations (36) and (37) are the basic formulae of the frequency domain method. Before a detailed study of these equations let us discuss the first term in Eq. 36. Since $\kappa < 1$, its second power, κ^2 , is small and it will be further diminished by the exponential factor $e^{-t/\rho_0 \kappa}$. So, we shall neglect this term in our subsequent considerations, i.e. we shall assume that the measurement is started after the lapse of a definite time (corresponding to two- or three times the time-constant $\rho_0 \kappa$) after the initiation of the inducing current. With this simplification Eq. (36) becomes

$$\Phi(r, t) = \frac{I_p \rho_0 (1 + \kappa^2 \omega^2 \varepsilon^2 \zeta_0^2)^{1/2}}{4\pi r \varepsilon (1 + \kappa^2 \zeta_0^2 \omega^2)^{1/2}} \sin(\omega t + \varphi). \quad (38)$$

Consider now the behaviour of $\Phi(r, t)$ for high frequencies. If $\rho_0 \omega \kappa \gg 1$ then the second terms dominate inside the brackets, in Eq. (38), and, approximately

$$\Phi(r, t) = \frac{I_p \rho_0}{4\pi r} \sin \omega t. \quad (39)$$

The phase angle, φ , is zero to a very good approximation. Thus, for very high frequencies the rock behaves as if it were non-polarizable, i.e. we simply measure the specific resistivity ρ_0 of the rock. This might be due to the fact that the ions taking part in ion-configurations will follow the changes of the inducing current and in the dipole the forces acting toward the centre are negligible as compared to the external field.

On the other extreme, if the measuring frequency is very low, i.e. $\rho_0 \omega \kappa \ll 1$, we have

$$\Phi(r, t) = \frac{I_p \rho_0}{4\pi r \varepsilon} \sin \omega t. \quad (40)$$

The phase shift φ can be neglected also in this case, since $\varrho_0\omega\kappa^2 = (\varrho_0\omega\kappa)\kappa$, i.e. $\varrho_0\omega\kappa^2 < \varrho_0\omega\kappa$ because of $\kappa < 1$.

From Eq. (40) we conclude that for very low frequencies the value of the potential depends, besides the specific resistivity ϱ_0 , on the dielectric constant ε as well, i.e. an apparent specific resistivity greater than ϱ_0 will be found. This can be explained by the fact that the ions bound in charge-configurations practically do not participate in conduction, they are in dipole state for the best part of the period.

The third case to be discussed is when

$$\varrho_0\omega\kappa = 1.$$

Then

$$\Phi(r, t) = \frac{I_v \varrho_0}{5.6 \pi r \varepsilon} (1 + \varepsilon)^{1/2} \sin(\omega t + \varphi)$$

and

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}. \quad (41)$$

That is, for $\kappa\varrho_0\omega = 1$ both an increase of potential and a phase-shift will be experienced. It is worth noting that in this special case φ does not depend on specific resistivity.

We shall seek now the maximum of the phase-shift φ . We have already seen that for very low and very high frequencies there is practically no phase shift. Differentiating the quantity in the argument of the arctg function in Eq. (37) and making the derivative equal with zero:

$$\frac{\varrho_0\kappa^2}{1 + \varepsilon\kappa^2\varrho_0^2\omega^2} - \frac{2\varrho_0^3\kappa^4\varepsilon\omega^2}{(1 + \varepsilon\kappa^2\varrho_0^2\omega^2)^2} = 0.$$

The root of this equation is given by

$$\kappa\varrho_0\omega = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (42)$$

Since ε is near to one even for well-polarizable rocks, the phase shift φ attains its maximum for a value $\kappa\varrho_0\omega \approx 1$.

We proceed now to express κ in case of the frequency-domain method. Substituting the values of $\Phi(r, t)$ and I to the formula describing resistivity one gets, upon simplifications

$$\varrho(\omega) = \frac{\varrho_0}{\varepsilon} \mathfrak{G}^{1/2} \frac{\sin \omega t + \varphi}{\sin \omega t} \quad (43)$$

where

$$\mathfrak{G} = \frac{1 + \varepsilon^2\kappa^2\varrho_0^2\omega^2}{1 + \kappa^2\varrho_0\omega^2}.$$

This equation contains two unknown quantities, ϱ_0 and ε . For large enough measuring frequencies Eq. (43) can be simplified as

$$\mathfrak{S}_h = \varrho_0 \sin \omega t$$

while for very low frequencies we have

$$S_t = \frac{Q_0}{\epsilon} \sin \omega t.$$

From these formulae α is readily expressed:

$$\alpha = \frac{Q_t - Q_h}{Q_t}.$$

This formula works well under laboratory conditions and gives an expedient for the determination of α . In field work, however, we cannot neglect the interaction of \vec{D} and \vec{H} in Eq. (17) in the high-frequency case and the use of very low frequencies would be also problematic from a purely technical point of view. In routine mea-

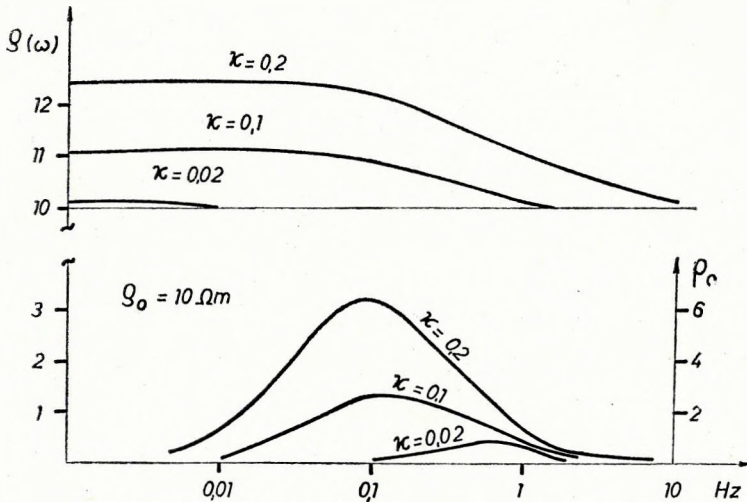


Fig. 5
5. ábra
Рис. 5

surements one has to use Eq. (43) and determine α from this formula by means of nomograms or other computational techniques.

Figure 5 gives a few illustrative examples of the change of specific resistivity and the phase angle in function of frequency.

Summarizing, it can be concluded that in homogeneous media the induced potential allows a quantitative description and the rock-physical parameter α can be determined. Equations (31), (32), (36) and (37) give a fair estimation for the order of magnitude of the induced potential and the shape of the curves shown in Figs. 4 and 5 are in accordance with experimental findings.

Experimental verification of our theoretical conclusions

In order to check numerically the formulae proposed we shall make use of the results of NILSSON'S (1971) laboratory measurements. Nilsson investigated the behaviour of the electrode-potential by a technique assuring nearly ideal conditions (see Fig. 6). The metals investigated were nickel and silver. The metal sheet gathers around itself the ions of opposite charge, these cluster in dipoles since the field is homogeneous—the only non-vanishing component of the current-density vector is the normal one—and the phenomenon of electric polarization can be quantitatively studied. Nilsson measured the real- and imaginary parts of the complex impedance

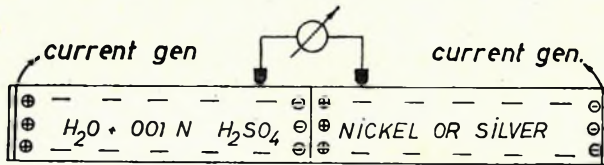


Fig. 6

6. ábra

Puc. 6

and presented their plots in his paper. We note that the graph of the real component resembles $\rho(\omega)$ and that of the imaginary component $\varphi(\omega)$ of our Fig. 5.

We have utilized Nilsson's measured values as follows. First, the values of ρ_0 and ρ could be determined from the real component since

$$\begin{aligned}\rho(\omega) &\rightarrow \rho \quad \text{if } \omega \rightarrow 0 \\ \rho(\omega) &\rightarrow \rho_0 \quad \text{if } \omega \rightarrow \infty\end{aligned}$$

and the phase-shift is zero. Making use of Eq. (15) we obtain κ from ρ and ρ_0

for nickel	for silver
$\rho \rightarrow R = 2.3 \text{ kohm}$	$R = 1.6 \text{ kohm}$
$\rho_0 \rightarrow R_0 = 0.9 \text{ kohm}$	$R_0 = 0.9 \text{ kohm}$
$\kappa = 0.61$	$\kappa = 0.44$

According to Eq. (42) the phase angle has its maximum at $\rho_0 \kappa \omega \approx 1$, further, by Eq. (41), this maximum value of φ solely depends on κ . But this phase-angle can be obtained from the measured values as well, since, *per definitionem*

$$\varphi = \arctg \frac{Im(z)}{Re(z)}$$

and its maximum occurs for the maximum of $Im(z)$. The phase angles, determined by the different methods, show a fair agreement:

for nickel	for silver
calculated 25°	16°
measured 23°	14°

This computation deserves a further comment. It has been indicated above that the value of α increases with the ore-content of the rock. In Nilsson's experiment, however, the measurements were performed under identical conditions and the computed α values still differed. This shows that not only the ore-content but its quality as well might influence the value of α , that is the equivalence principle also holds for the measurements of α .

An equivalent electric circuit for the IP effect

Figure 7 presents the equivalent electric circuit for IP. The equation governing the circuit agree with our previous equations if we set

$$c = 4\pi r \varepsilon,$$

$$R_1 = \frac{\rho_0}{4\pi r}, \quad R_2 = \frac{\rho - \rho_0}{4\pi r}.$$

This model corresponds to the electrode configuration shown in Fig. 3.

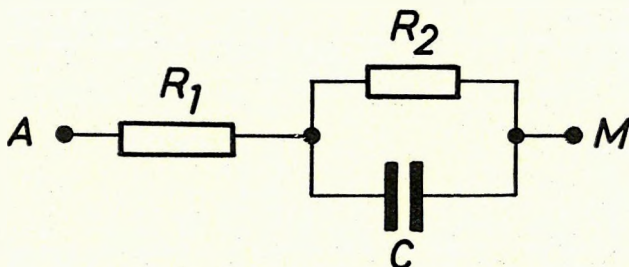


Fig. 7
7. ábra
Рис. 7

IP in a layered half-space

In this section we shall briefly sketch how our principal equations should be modified for the case of an inhomogeneous (layered) medium.

As a matter of fact, for the time-domain method even the two-layered case would raise considerable difficulties. For, in order to describe the potential functions we had to determine the functional form of the charge-density $S(x, y, z, t)$ and the value of the constant potential field, construct differential equations from these functions and, finally, extract the time constants from the solution of these equations. This program, however, remains a task of future research.

The frequency-domain method in itself allows a simple interpretation: let us consider two successive layers. If the layers are non-polarizable, the normal component of current density satisfies the equation

$$\vec{j}^{01n} - \vec{j}^{02n} = 0$$

where the indices refer to the respective layers. Letting ϱ_{01} and ϱ_{02} denote the specific resistivities, we have

$$\frac{1}{\varrho_{01}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) - \frac{1}{\varrho_{02}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) = 0.$$

In case of polarization the normal component of current density satisfies

$$\vec{j}_{1n} - \vec{j}_{2n} = 0$$

because of $\text{div} \vec{j} = 0$. Introducing specific resistivities ϱ_1 and ϱ_2 :

$$\frac{1}{\varrho_1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) - \frac{1}{\varrho_2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) = 0$$

that is, the normal component of the charge-density vector continuously changes at the boundary of specific resistivities. Consequently, for very low frequencies polarizable rocks show an increased resistivity while in the high frequency limit they reveal the real values of resistivities no matter whether the rocks are layered or not.

This conclusion might give a significant hint for future research since it seems to suggest that the familiar sets of curves used for SR interpretation could be applicable for the calculation of families of curves for the measurement of polarization susceptibility.

Conclusions

We have reviewed the basic physical ideas underlying the IP method and have shown that within the scope of a consistent electrodynamical treatment quantitative relations could be established between the polarization constants— α and ε —and the parameters of measurement (voltage, frequency, etc.). The orders of magnitude and the time- and amplitude-behaviour predicted by our theory show excellent agreement with recent experimental findings (ZONGE et al., 1970; NILSSON, 1971).

We consider Eq. (17) as the principal result of our paper since it makes possible a quantitative treatment of the induced potential and we can expect that a number of important problems which have arisen about the IP method in recent years will be tackled by means of these techniques.

REFERENCE LIST

- BLEIL, D. F., 1953: Induced Polarization: A Method of Geophysical Prospecting. *Geophysics*, XVIII, 3, 636–661.
- NILSSON, B., 1971: A new combined resistivity- and induced polarization-instrument and a new theory of the induced polarization-phenomenon. *Geoexploration*, 9, 55–56.
- WAIT, J. R., 1959: *Overvoltage Research and Geophysical Application*. Pergamon Press, London.
- ZONGE, K. L.—SAUCK, W. A.—SUMMER, I. S., 1970: Comparison of time, frequency and phase measurements in induced polarization. 40th Annual International SEG Meeting.

DANKHÁZI GYULA

A GERJESZTETT POTENCIÁL ELMÉLETI ALAPJAI

A dolgozat egy anyagi modellből kiindulva tárgyalja a gerjesztett potenciál jelenlétét. A modell szerint a pozitív vagy negatív töltéssel rendelkező anyagi részecskék maguk köré gyűjtik a környezetükben tartózkodó ellentétes töltésű szabad elektronokat vagy ionokat, így kifelé semleges viselkedést mutató töltéskonfigurációk jönnek létre. A gerjesztő áram hatására ezek a töltéskonfigurációk polarizálódnak, dipólusokká alakulnak. A gerjesztő áram bekapcsolása pillanatában az elektromosan vezető közegben minden ion — tehát a konfigurációkban levő is — részt vesz az elektromos vezetésben, a dipólusok kialakulása után azonban már csak a konfigurációkban le nem kötött elektronok vagy ionok közvetítik az áramot. A vezető közeg ellenállása tehát a dipólusok kialakulásával párhuzamosan növekszik, majd a dipólusok kialakulása után egy megnövekedett értéket vesz fel. A gerjesztő áram kikapcsolása után a dipólusok fokozatosan elvesztik töltésüket, a környezetükben elhelyezkedő elektronokon vagy ionokon kisülnek, így a gerjesztő áram irányával azonos irányú fokozatosan csökkenő áramot tartanak fenn.

A modell szerint a közegben ténylegesen folyó divergenciamentes áram a gerjesztő áram és a polarizációs áram különbsége. Ezt a megállapítást a dolgozat bizonyítja és ebből kiindulva megadja a Maxwell-egyenleteknek azokat az alakjait, amelyek a polarizációra hajlamos elektromosan vezető közegekben is helyesen írják le az elektromágneses tér viselkedését. Ilyen közegekben a dielektromos állandó értéke egynél kisebb.

A Maxwell-egyenletek birtokában, a kontinuitási egyenlet felhasználásával, a továbbiakban a dolgozat a homogén, végtelen kiterjedésű közeget (kőzeteket) vizsgálja, felírja a potenciálra vonatkozó differenciálegyenletet, majd ezt a gerjesztő áram bekapcsolásakor és kikapcsolásakor, továbbá szinuszos váltakozó áramú gerjesztésre is megoldja. A kapott eredmények a gyakorlatban szerzett tapasztalatokkal igen jó egyezést mutatnak, sőt Nilsson (1971) ideális feltételek között végzett méréseivel kielégítő számzerű egyezést is adnak.

A dolgozat befejezésül a *frequency-domain* mérések kiértékelésére vonatkozóan tesz néhány megjegyzést.

ДБ. ДАНКХАЗИ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВОЗБУЖДЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В работе рассматривается явление возбужденной поляризации исходя из вещественной модели. По модели вещественные частицы, имеющие положительный или отрицательный заряд, собирают вокруг себя свободные электроны или ионы, имеющиеся в их окружности, в связи с чем создаются конфигурации заряда с нейтральным поведением смотря снаружи. На воздействие возбуждающего тока эти конфигурации зарядов поляризуются и превращаются в диполи. В момент включения возбуждающего тока в электрически проводящей среде все ионы — следовательно и те, которые находятся в конфигурациях — участвуют в электрическом введении, но после образования диполей ток передается только электронами или ионами, не связанными в конфигурациях. Следовательно, сопротивление проводящей среды увеличивается параллельно с образованием диполей, а затем оно приобретает определенное увеличенное значение. После выключения возбуждающего тока диполи постепенно теряют свой заряд, располагающиеся в окружности электроны или ионы разряжаются, в связи с чем они сохраняют ток, сила которого постепенно уменьшается и направление которого аналогично направлению возбуждающего тока.

Исследования на модели показывают, что бездивергентный ток, фактически протекающий в горных породах, представляется разностью между возбуждающим и поляризующим током. Это заключение подтверждается в настоящей работе. Исходя из этого получают формы уравнения Максвелла, правильно описывающие поведение электромагнитного поля даже в электрически проводящих средах, склонных к поляризации. В подобных средах величина диэлектрической постоянной меньше единицы.

Опираясь на уравнения Максвелла, с использованием уравнения непрерывности, в работе рассматриваются однородные среды бесконечного протяжения (горные породы), записывается дифференциальное уравнение, касающееся потенциала, а затем это уравнение решается для случая включения и выключения возбуждающего тока, а также для случая возбуждения синусоидального переменного тока. Полученные результаты хорошо согласуются с полученными на практике данными, и дают удовлетворительное численное совпадение с результатами измерений *Нильсона* (1971), проведенными при идеальных условиях.

В заключение в работе излагаются некоторые замечания относительно интерпретации измерения области частот.

THE DETERMINATION OF LVL DEPTH FROM DATA OF CLOSELY SPACED SEISMOLOGICAL STATIONS

E. BISZTRICSÁNY*—L. EGYED

Hungary, in the middle of the Carpathian Basin, is provided with altogether five seismological observatories (Budapest, Sopron, Piskéstető, Jósvafő, Kecskemét) rather closely spaced because of the small size of the country. If applying traditional methods to calculate the LVL depth from P waves observed in these stations, the results will be uncertain enough. A great number of first motions of shallow focus earthquakes yield such a volume of data which can be regarded as sufficient. And the difficulty lies in the fact that first motions are rather scattered even if they are of iP character. The travel-time curve can, nevertheless, be determined but its slight change caused by the slight velocity decrease is prone to remain hidden.

This difficulty, however, can be overcome by a simple procedure making the determination of the inflection-point independent from the origin time.

Let us suppose that the travel-time curve of P waves—because of the influence of the LVL—can be approximated, within a short range, by a curve of the third order, i.e.

$$t = a\Delta^3 + b\Delta^2 + c\Delta + d. \quad (1)$$

Consequently, for the i -th station, it is true that

$$t_i = a\Delta_i^3 + b\Delta_i^2 + c\Delta_i + d \quad (2)$$

and for the k -th station likewise:

$$t_k = a\Delta_k^3 + b\Delta_k^2 + c\Delta_k + d. \quad (3)$$

Subtracting (3) from (2)

$$t_i - t_k = (\Delta_i^3 - \Delta_k^3) a + (\Delta_i^2 - \Delta_k^2) b + (\Delta_i - \Delta_k) c. \quad (4)$$

Dividing Equ. (4) by $(\Delta_i - \Delta_k)$ one obtains

$$\frac{t_i - t_k}{\Delta_i - \Delta_k} = a(\Delta_i^2 + \Delta_i\Delta_k + \Delta_k^2) + b(\Delta_i + \Delta_k) + c. \quad (5)$$

The data of several shallow focus earthquakes as recorded by the five Hungarian stations yield an adequate number (205) of the couples Δ_i , Δ_k , resp. t_i , t_k , thus the constants a , b and c can be determined by the least squares method.

* ELTE—MTA Seismological Observatory, Budapest
Manuscript received: 13. 1. 1972

In order to obtain the inflection point (1) should be differentiated two times, with respect to Δ

$$\frac{dt}{d\Delta} = 3a\Delta^2 + 2b\Delta + c, \quad (6)$$

$$\frac{d^2t}{d\Delta^2} = 6a\Delta + 2b = 0.$$

From Equ. (6)

$$\Delta = -\frac{2b}{6a} = -\frac{b}{3a}. \quad (7)$$

Now, if one knows the radius to the vertex (r_v) belonging to the distance $\Delta = -\frac{b}{3a}$ of the region in question the depth of the LVL can be calculated.

The iP recordings of the Hungarian stations rendered it possible to determine the function $\Delta = f(r)_v$ with the traditional Wiechert—Herglotz method as follows:

Table I

Δ [degree]	1°	2°	3°	4°	5°	6°
r_v [km]	6341.65	6336.39	6330.26	6322.88	6317.21	6303.10
Δ [degree]	7°	8°	9°	10°	11°	12°
r_v [km]	6295.64	6282.99	6247.16	6258.38	6244.03	6230.17

where Δ is the epicentral distance in degrees with the restriction $1^\circ < \Delta < 13^\circ$, and r_v is the radius to the vertex (Fig. 1). The mean value of the Earth's radius is 6371 km. The correction for the oblateness is, in Hungary, 0 km.

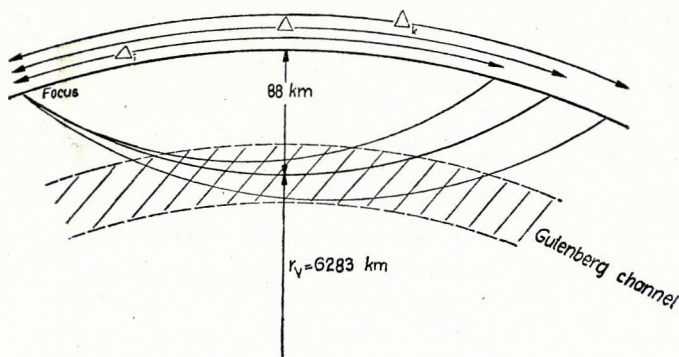


Fig. 1
1. ábra
Puc. 1

Utilizing 205 couples of t_i , t_k , resp. Δ_i , Δ_k belonging to the range $0 < \Delta < 16^\circ$ for the constants of (5) one obtains

$$a = 0,09226$$

$$b = -2,2095$$

$$c = 33,4666$$

Hence the Δ value of the inflection point

$$\Delta = 7,98^\circ$$

According to Table I to an epicentral distance of 8° a 6283 km radius to the vertex belongs. Thus the LVL depth is $6371 - 6283 = 88$ km.

This data refers to a distance of $\frac{\Delta}{2}$, i.e. somewhat to the south of Belgrade.

E. BISZTRICSÁNY — **L. EGYED**

A GUTENBERG-CSATORNA MÉLYSÉGÉNEK SZÁMÍTÁSA KIS TERÜLETEN ELHELYEZKEDŐ ÁLLOMÁSOK ÉSZLELÉSEIBŐL

A Gutenberg-féle kisbességű öv mélységszámítása a Kárpát-medencében fekvő Magyarország kisszámú (5) szeizmológiai állomásának P-hullám észleléseiből hagyományos módszerrel igen bizonytalan. A nehézség oka, hogy sok sekély fészki földrengés első beütését kell felhasználni, amelyek még iP-kezdetek esetén is nagy szóródást mutatnak. A menetgörbe ennek ellenére meghatározható, de a menetgörbén mutatkozó sebességsökkenés okozta csekély változás kimutatása igen bizonytalan. Ezt a nehézséget sikerült kiküszöbölni egy olyan módszerrel, ahol az inflexiós pont meghatározása a kipattanási időtől független.

A magyarországi állomások adataiból Belgrád térségére a Gutenberg-csatorna mélysége 88 km-nek adódott.

E. БИСТРИЧАТЬ — **Л. ЭДЬЕД**

ВЫЧИСЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ЗОНЫ ГУТЕНБЕРГА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЯ СТАНЦИЙ, РАСПОЛАГАЮЩИХСЯ ПО НЕБОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

В Венгрии, располагающейся в Карпатской впадине, имеется небольшое количество (5) сейсмологических станций. По наблюдениям волн Р этих станций глубина залегания зоны пониженных скоростей Гутенберга вычисляется с высокой степенью неуверенности при применении стандартных методов. Затруднения связаны с тем, что необходимо использовать первые вступления большого количества мелкофокусных землетрясений, в то время, как они характеризуются значительным разбросом даже при iP. Несмотря на это годографы могут быть определены, но небольшие изменения, вызванные понижением скоростей, не выделяются уверенно на них. Для преодоления этих затруднений предлагается метод, в котором определение точки перегиба не зависит от времени возникновения землетрясения.

По данным венгерских станций глубина зоны Гутенберга была определена для района г. Белграда равной 88 км.

A FÖLDMÁGNESES ELEMEK VÁLTOZÁSA MAGYARORSZÁGON 1850-TŐL NAPJAINKIG

ACZÉL ETELKA—STOMFAI RÓBERT*

A földmágneses elemek évszázados változásának Magyarország területére vonatkozó sajátságaival már több tanulmány foglalkozott (BARTA, 1957; ALBERT, 1962). Ezek a vizsgálatok 1950-ig bezárólag négy különböző időpontban végzett országos mágneses felmérés adataira támaszkodtak. Azóta elkészült a legújabb, az eddigieknél pontosabb műszerekkel, egységesebb módszerekkel végzett, korszerűbb obszervatóriumra támaszkodó mágneses alaphálózat-mérés (ACZÉL—STOMFAI, 1968). Elérkezettnek látszott tehát az idő arra, hogy a megelőző vizsgálatokhoz kapcsolódva, valamennyi eddigi országos mérés adatait új szempontok szerint, egységes adattrendszerré dolgozzuk fel.

Korábbi munkák alapján (LIZNAR, 1895; BARTA, 1957; ACZÉL—STOMFAI, 1968) öt időpontra vonatkozólag ismertük a földmágneses elemek Magyarország területére vonatkozó normálértékeit. A szóban forgó időpontok: 1850, 1875, 1890, 1950 és 1965. Ezekre az epochákra vonatkoztatott, ismert normálegyenleteket használtuk fel a számítás során, mint kiinduló alapadatokat. E normálegyenletek együtthatóit az 1., 2. és 3. táblázatok tartalmazzák. A normálegyenletekben $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, tehát az általunk használt koordináta-rendszer origója a $\varphi = 45^\circ 30'$ É és $\lambda = 16^\circ 00'$ K földrajzi koordinátájú pont. A két utolsó országos mérés kiegyenlítésénél már ezt az origót használtuk (BARTA, 1957; ACZÉL—STOMFAI, 1968). Liznar a helykoordinátákat a bécsi obszervatóriumtól számította (LIZNAR, 1895), ezért az egységes feldolgozáshoz a régebbi mérések normálegyenleteit az új kezdőpontra kellett transzformálni. A táblázatban az együtthatókat már ebben az egységesített rendszerben adtuk meg.

Az öt mérés időbeli eloszlása körülbelül egyenletes lenne, ha az 1890-es és az 1950-es mérések között is lett volna egy mérés. Ennek a hiányzó mérésnek számítás útján történő pótlását már a korábbi vizsgálatok is sürgették. A mérési adatoknak ezt a hiányosságát számítás útján pótoltuk úgy, hogy a rendelkezésünkre álló, különböző időpontokra vonatkozó normálegyenletek felhasználásával kiszámítottuk a közbülső időpontokra vonatkozó, hiányzó normálegyenleteket.

A számítást a következő megfontolás szerint hajtottuk végre. A mágneses elemek időtől függő változásának fő része a különböző időpontokra vonatkozó normálegyenletek együtthatóinak időbeli változásában kifejezésre jut. A változás menetéről tehát képet nyerhetünk akkor, ha a különböző időpontokban végzett mérések eredményeit megközelítő polinomok együtthatóit mint az idő függvényeit állítjuk elő. Ez azt jelenti, hogy az I., II. és III. táblázatban szereplő együtthatók

* ELGI, Budapest.
A kézirat beérkezése: 1971. aug. 23.

időbeli változásának kifejezésére olyan függvényeket kellett meghatározni, amelyekből a mérési időpontokra kiszámított együtthatók a lehető legjobban megközelítették az adott együtthatókat.

A régebbi méréseknél az időbeli korrekciókat a távoli müncheni obszervatórium adataival végezték. A nagy távolság miatt elképzelhető, hogy a régebbi normál-egyenletek másodrendű tagjainak együtthatói bizonytalanok. A másodrendű tagok együtthatóinak bizonytalansága miatt az 5 országos mérés normálegyenleteit elsőfokú kiegyenlítéssel is előállítottuk, és a további számításokhoz az így nyert együtthatókat használtuk fel, mint kiinduló alapadatokat (IV. táblázat). Az így nyert együtthatók időbeli változását kifejező függvényeket a Gauss-féle legkisebb négyzetek módszerével, harmadfokú megközelítésben számítottuk ki. Az idő függvényével való megközelítést a konstans tagra (A) és a földrajzi szélesség és hosszúság-különbség elsőfokú együtthatóira (B és C) végeztük el. Az együtthatók időbeli változásfüggvényeit az V. táblázat tartalmazza. Ezek segítségével kiszámítottuk az 1850—1980-ig terjedő időszakra a földmágneses elemek normálértékeit kifejező függvények együtthatóit. Így kaphatunk közelítő normálegyenletet a mérések időpontjára is. Ezeket a VI. táblázat tartalmazza. Ugyanilyen alakban kiszámítottuk a közbülső évekre vonatkozó polinomokat is, beleértve a hiányzó 1920,0 epochára érvényes összefüggéseket (VII. táblázat).

A VI. és VII. táblázatban szereplő polinomok mindegyike a közös, alapul választott pontra vonatkozik. Segítségükkel az ország bármely pontjára meghatározható a mágneses térelemek a kívánt időpontban. Ezt a számítást a Tihanyi Obszervatóriumra vonatkozólag elvégeztük. A számítás végeredményeképpen az egyes földmágneses elemekre olyan összefüggő adatsort nyertünk, amely 1850-től napjainkig évenként megadja valamennyi mágneses összetevő értékét a Tihanyi Obszervatóriumban.

A kitűzött célt elvileg más úton is elérhettük volna; a száz évre visszanyúló magyarországi észlelések eredményei alapján megalkothattunk volna egy szakadásmentes, egységes, száz éves magyarországi földmágneses adatsorozatot. Mi azonban a másik, megbízhatóbbnak látszó lehetőséget választottuk. Valamennyi eddigi országos felmérés összedolgozása útján alkottuk meg a Magyarországra, illetve a Tihanyi Obszervatóriumra vonatkozó száz éves mágneses értéksorozatot. A két lehetőség közül azért ez a módszer látszott megbízhatóbbnak, mert várható volt, hogy a sok mérési anyagból számított, nagy területre érvényes összefüggések alapján a lehető legjobban megközelíthetjük a hiányzó időszak valószínű értékeit. Magyarországon az elmúlt száz évben négy különböző helyen (Buda—Ógyalla—Budakeszi—Tihany) működött földmágneses obszervatórium, és ezeknek az összemérési értékei csak egyes diszkrét pontokban ismeretesek. A rendszeres mérések ezzel szemben azt mutatják, hogy a változások különbségei már viszonylag rövid idő alatt sem hanyagolhatók el.

Ezzel a munkával megkezdtük annak a régóta megoldásra váró kérdésnek vizsgálatát, hogy a 100 évre visszanyúló méréseket és a legújabb eredményeket hogyan lehet egységes adatrendszerre összedolgozni.

A vizsgálatokat tovább folytatjuk és a végleges eredményekről egy további közleményben fogunk beszámolni.

A fentiekben ismertetett vizsgálatok nagytömegű számítási munkálatokat igényeltek. A feladatot ezért elektronikus számítógép felhasználásával oldottuk meg.

IRODALOM

- ACZÉL E. — Stomfai R., 1968: Az 1964–65. évi magyarországi földmágneses alaphálózat-mérés. Geofizikai Közlemények XVII.
 ALBERT A., 1962: A földmágneses elemek évszázados változása Magyarországon. Geofizikai Közlemények XI. 1–4. Budapest.
 BARTA Gy., 1954: Földmágnesség. Akadémiai Kiadó, Budapest.
 BARTA Gy., 1957: A földmágneses tér változása a Kárpát-medencében. Geofizikai Közlemények VI. 1–2. Budapest.
 LIZNAR, J., 1895: Die Vertheilung der erdmagnetischen Kraft in Österreich-Ungarn. Kaiserliche-Königliche Hof- und Staatsdruckerei, Wien.

I. táblázat

D	1850,0 (Kreil)	1875,5 (Schenzl)	1890,0 (Kurländer)	1950,0 (Barta)	1965,0 (Aczél–Stomfai)
kons-tans	– 13° 28,03'	– 11° 1,05'	– 9° 16,10'	– 1° 40,90'	– 0° 21,87'
$\Delta\varphi$	– 0,06439	– 0,08491	0,02117	– 0,05249	– 0,10859
$\Delta\lambda$	0,04604	0,60706	0,42825	0,37091	0,31918
$(\Delta\varphi)^2$	– 0,0000187	0,0004680	0,0000086	0,0005354	0,0005524
$\Delta\varphi\Delta\lambda$	0,0003524	0,0000542	0,0003075	0,0001155	0,0004023
$(\Delta\lambda)^2$	– 0,0000412	– 0,0002512	– 0,0000060	– 0,0000347	– 0,0000979

I. táblázat. A deklináció normálértékeit előállító polinomok együtthatói, a Magyarország területén végzett országos felmérések alapján; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük a polinomokba, az eredményeket szögpercben kapjuk

Table 1: Coefficients of the polynomials expressing normal values of declination, according to Hungarian country-wide surveys ($\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, results in minutes)

Таблица 1. Коэффициенты полиномов, выражающих нормальные величины склонения по данным региональных работ, проведенных в Венгрии ($\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; если величины $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ подставляются в полиномы в минутах, результаты получаются в минутах)

II. táblázat

H	1850,0 (Kreil)	1875,5 (Schenzl)	1890,0 (Kurländer)	1950,0 (Barta)	1965,0 (Aczél–Stomfai)
kons-tans	21055,50 γ	21590,51 γ	21832,07 γ	21839,36 γ	22026,42 γ
$\Delta\varphi$	– 7,61016	– 7,83448	– 7,49055	– 8,94805	– 9,22845
$\Delta\lambda$	1,69046	1,71816	1,26220	0,18446	– 0,01752
$(\Delta\varphi)^2$	0,0010513	0,0021749	0,0004972	0,0008956	0,0027472
$\Delta\varphi\Delta\lambda$	0,0002509	– 0,0007499	0,0000543	– 0,0002264	– 0,0006282
$(\Delta\lambda)^2$	– 0,0003018	– 0,0007834	0,0001397	0,0003854	0,0005737

II. táblázat. A horizontális intenzitás normálértékeit előállító polinomok együtthatói, a Magyarország területén végzett országos felmérések alapján; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük a polinomokba, az eredményeket szögpercben, a vízszintes térerősséget gammában kapjuk

Table 2: Coefficients of the polynomials expressing normal values of horizontal intensity, according to Hungarian country-wide surveys. $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; ($\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, results in minutes, horizontal field strength in gammas)

Таблица 2. Коэффициенты полиномов, выражающих нормальные величины интенсивности горизонтальной составляющей по данным региональных работ, проведенных в Венгрии; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ и $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$ (если величины $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ подставляются в полиномы в минутах, результаты получаются в минутах, а горизонтальная напряженность поля — в гаммах)

III. táblázat

I	1850,0 (Kreil)	1875,5 (Schenzl)	1890,0 (Kurländer)	1950,0 (Barta)	1965,0 (Aczél—Stomfai)
kons- tans	62° 18,89'	61° 23,93'	61° 03,71'	61° 36,84'	61° 39,46'
$\Delta\varphi$	0,81025	0,81303	0,86696	0,95253	0,97448
$\Delta\lambda$	-0,14353	-0,15409	-0,11250	0,02233	0,04731
$(\Delta\varphi)^2$	-0,0002713	-0,0000975	-0,0001955	-0,0003162	-0,0004938
$\Delta\varphi\Delta\lambda$	0,0001144	0,0001802	0,0000584	0,0000574	0,0000252
$(\Delta\lambda)^2$	0,0000142	0,0000512	0,0000252	-0,0000248	-0,0000319

III. táblázat. Az inklináció normálértékeit előállító polinomok együtthatói, a Magyarország területén végzett országos felmérések alapján; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük a polinomokba, az eredményeket szögpercben kapjuk

Table 3: Coefficients of the polynomials expressing normal values of inclination, according to Hungarian country-wide surveys. $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, results in minutes)

Таблица 3. Коэффициенты полиномов, выражающих нормальные величины наклоения по данным региональных работ, проведенных в Венгрии ($\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ и $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; если величины $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ подставляются в полиномы в минутах, результаты получаются в минутах)

IV. táblázat

$$\begin{aligned}
 D_{1850,0} &= -13^\circ 33,6' + 0,0063\Delta\varphi + 0,4744\Delta\lambda \\
 D_{1875,5} &= -10^\circ 57,4' + 0,0107\Delta\varphi + 0,5064\Delta\lambda \\
 D_{1890,0} &= -9^\circ 31,8' + 0,0873\Delta\varphi + 0,4534\Delta\lambda \\
 D_{1950,0} &= -1^\circ 44,0' + 0,0681\Delta\varphi + 0,3667\Delta\lambda \\
 D_{1965,0} &= -0^\circ 28,9' + 0,0753\Delta\varphi + 0,3143\Delta\lambda \\
 I_{1850,0} &= +62^\circ 17,3' + 0,7854\Delta\varphi - 0,1273\Delta\lambda \\
 I_{1875,5} &= +61^\circ 19,6' + 0,8333\Delta\varphi - 0,1164\Delta\lambda \\
 I_{1890,0} &= +61^\circ 2,6' + 0,8440\Delta\varphi - 0,0967\Delta\lambda \\
 I_{1950,0} &= +61^\circ 37,5' + 0,9077\Delta\varphi + 0,0171\Delta\lambda \\
 I_{1965,0} &= +61^\circ 41,5' + 0,8909\Delta\varphi + 0,0362\Delta\lambda \\
 H_{1850,0} &= +21054,8\gamma - 7,3682\Delta\varphi + 1,5863\Delta\lambda \\
 H_{1875,5} &= +21617,0\gamma - 7,6005\Delta\varphi + 1,3216\Delta\lambda \\
 H_{1890,0} &= +21816,6\gamma - 7,2870\Delta\varphi + 1,3697\Delta\lambda \\
 H_{1950,0} &= +21830,9\gamma - 8,8344\Delta\varphi + 0,3259\Delta\lambda \\
 H_{1965,0} &= +22014,4\gamma - 8,8659\Delta\varphi + 0,1669\Delta\lambda \\
 Z_{1850,0} &= +40080,6\gamma + 8,5288\Delta\varphi - 0,6040\Delta\lambda \\
 Z_{1875,5} &= +39523,6\gamma + 9,2045\Delta\varphi - 0,7832\Delta\lambda \\
 Z_{1890,0} &= +39421,1\gamma + 10,1627\Delta\varphi - 0,1532\Delta\lambda \\
 Z_{1950,0} &= +40393,8\gamma + 9,7491\Delta\varphi + 1,1568\Delta\lambda \\
 Z_{1965,0} &= +40846,8\gamma + 9,4860\Delta\varphi + 1,4274\Delta\lambda \\
 T_{1850,0} &= +45276,6\gamma + 4,2250\Delta\varphi + 0,1827\Delta\lambda \\
 T_{1875,5} &= +45050,4\gamma + 4,5899\Delta\varphi - 0,0734\Delta\lambda \\
 T_{1890,0} &= +45056,2\gamma + 5,5453\Delta\varphi + 0,5091\Delta\lambda \\
 T_{1950,0} &= +45908,8\gamma + 4,6832\Delta\varphi + 1,1800\Delta\lambda \\
 T_{1965,0} &= +46393,7\gamma + 4,4553\Delta\varphi + 1,3495\Delta\lambda
 \end{aligned}$$

IV. táblázat. A Magyarország területén végzett öt országos mágneses mérés linearizált egyenletei; ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük ezekbe a formulákba, akkor a télerősségeket gammában, a szögeket percben kapjuk meg

Table 4: Linearized equations for five country-wide magnetic surveys. ($\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, the resulting field strengths in gammas and angles in minutes)

Таблица 4. Линеаризованные уравнения для пяти региональных магнитных съемок, проведенных в Венгрии. (Если величины $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ выражены в минутах, то напряженность поля получится в минутах, а углы — в минутах)

V. táblázat

D

$$\begin{aligned} A &= -8^\circ 3,9' + 7,955 t + 0,00972 t^2 - 0,0003676 t^3 \\ B &= 0,0683 + 0,000848 t - 0,00001150 t^2 - 0,0000000217 t^3 \\ C &= 0,4620 - 0,001385 t - 0,00001727 t^2 + 0,0000000723 t^3 \end{aligned}$$

H

$$\begin{aligned} A &= 21813,4\gamma + 1,352 t - 0,14709 t^2 + 0,002647 t^3 \\ B &= -7,7009 - 0,019556 t - 0,00015227 t^2 + 0,0000025356 t^3 \\ C &= 1,14054 - 0,013823 t - 0,00007048 t^2 + 0,0000007296 t^3 \end{aligned}$$

Z

$$\begin{aligned} A &= 39455,9\gamma + 5,915 t + 0,31223 t^2 - 0,0011326 t^3 \\ B &= 10,0642 + 0,014349 t - 0,00036083 t^2 - 0,0000001788 t^3 \\ C &= -0,0740 + 0,026916 t + 0,00014677 t^2 - 0,0000032970 t^3 \end{aligned}$$

I

$$\begin{aligned} A &= 61^\circ 4,2' + 0,137 t + 0,02117 t^2 - 0,0002203 t^3 \\ B &= 0,8668 + 0,001538 t - 0,00000833 t^2 - 0,0000001428 t^3 \\ C &= -0,0790 + 0,001866 t + 0,00000956 t^2 - 0,0000001691 t^3 \end{aligned}$$

T

$$\begin{aligned} A &= 45082,7\gamma + 5,712 t + 0,20436 t^2 + 0,0002694 t^3 \\ B &= 5,2945 + 0,006040 t - 0,00031873 t^2 + 0,0000001363 t^3 \\ C &= 0,4721 + 0,017357 t + 0,00009034 t^2 - 0,0000024664 t^3 \end{aligned}$$

V. táblázat. A IV. táblázatban feltüntetett lineáris normálegyenletek együtthatóinak időbeli változását kifejező függvények; t = időpont - 1920; ha t értékét években helyettesítjük a kifejezésekbe, akkor A, B és C értéke az előző táblázatoknak megfelelő mértékegységben adódik

Table 5: Coefficients of the linear normal equations compiled in Table 4, as functions of time; t = actual time - 1920; t in years, dimensions of A, B, C as in previous tables

Таблица 5. Коэффициенты линейных нормальных уравнений, приведенных в табл. 4. в зависимости от времени t ; время - 1920; если величина времени t подставляется в формулы в годах, то величины A, B, C получаются в единицах, соответствующих предыдущим таблицам.

VI. táblázat

$$\begin{aligned} D_{1850,0} &= -13^\circ 31,4' - 0,0001\Delta\varphi + 0,4790\Delta\lambda \\ D_{1875,5} &= -11^\circ 07,6' + 0,0410\Delta\varphi + 0,4845\Delta\lambda \\ D_{1890,0} &= -9^\circ 22,1' + 0,0587\Delta\varphi + 0,4741\Delta\lambda \\ D_{1950,0} &= -1^\circ 47,8' + 0,0793\Delta\varphi + 0,3587\Delta\lambda \\ D_{1985,0} &= -0^\circ 26,7' + 0,0689\Delta\varphi + 0,3189\Delta\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{1850,0} &= 62^\circ 17,9' + 0,7869\Delta\varphi - 0,1272\Delta\lambda \\ I_{1875,5} &= 61^\circ 16,8' + 0,8262\Delta\varphi - 0,1165\Delta\lambda \\ I_{1890,0} &= 61^\circ 05,2' + 0,8507\Delta\varphi - 0,0965\Delta\lambda \\ I_{1950,0} &= 61^\circ 36,5' + 0,9051\Delta\varphi + 0,0170\Delta\lambda \\ I_{1985,0} &= 61^\circ 42,1' + 0,8924\Delta\varphi + 0,0362\Delta\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{1850,0} &= 21\ 047,2\gamma - 7,4208\Delta\varphi + 1,5643\Delta\lambda \\ H_{1875,5} &= 21\ 653,0\gamma - 7,3505\Delta\varphi + 1,4262\Delta\lambda \\ H_{1890,0} &= 21\ 782,5\gamma - 7,5231\Delta\varphi + 1,2710\Delta\lambda \\ H_{1950,0} &= 21\ 844,1\gamma - 8,7425\Delta\varphi + 0,3644\Delta\lambda \\ H_{1985,0} &= 22\ 006,7\gamma - 8,9191\Delta\varphi + 0,1446\Delta\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{1950,0} &= 40\,082,3\gamma + 8,4670\Delta\varphi - 0,6428\Delta\lambda \\ Z_{1975,5} &= 39\,515,1\gamma + 9,4987\Delta\varphi - 0,5989\Delta\lambda \\ Z_{1990,0} &= 39\,429,1\gamma + 9,8848\Delta\varphi - 0,3272\Delta\lambda \\ Z_{1950,0} &= 40\,390,7\gamma + 9,8573\Delta\varphi + 1,2245\Delta\lambda \\ Z_{1985,0} &= 40\,848,6\gamma + 9,4234\Delta\varphi + 1,3881\Delta\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{1950,0} &= 45\,274,3\gamma + 4,1787\Delta\varphi + 0,1384\Delta\lambda \\ T_{1975,5} &= 45\,061,4\gamma + 4,9532\Delta\varphi + 0,1374\Delta\lambda \\ T_{1990,0} &= 45\,045,7\gamma + 5,2021\Delta\varphi + 0,3101\Delta\lambda \\ T_{1950,0} &= 45\,912,9\gamma + 4,8168\Delta\varphi + 1,2575\Delta\lambda \\ T_{1985,0} &= 46\,391,4\gamma + 4,3779\Delta\varphi + 1,3046\Delta\lambda \end{aligned}$$

VI. táblázat. A földmágneses elemek normálértékeit kifejező lineáris polinomok, a Magyarország területén végzett öt országos mérés időpontjára vonatkozólag; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük ezekben a formulákba, akkor a térerősségeket gammában, a szögeket percben kapjuk meg

Table 6: Linear polynomials expressing normal values of earth-magnetic elements with respect to time datums of five country-wide surveys. ($\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, the resulting field strength in gammas and angles in minutes)

Таблица 6. Линейные полиномы, выражающие нормальные величины элементов геомагнитного поля для времен, в которые проведены 5 региональных съемок. $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ и $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$ (если величины $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ подставляются в минутах, то величины напряженности поля получаются в гаммах, а углы — в минутах)

VII. táblázat

$$\begin{aligned} D_{1920,0} &= -5^\circ 23,9' + 0,0805\Delta\varphi + 0,4280\Delta\lambda \\ I_{1920,0} &= 61^\circ 13,7' + 0,8931\Delta\varphi - 0,0392\Delta\lambda \\ Z_{1920,0} &= 39\,690,0\gamma + 10,2054\Delta\varphi + 0,4961\Delta\lambda \\ H_{1920,0} &= 21\,802,8\gamma - 8,1327\Delta\varphi + 0,8417\Delta\lambda \\ T_{1920,0} &= 45\,280,8\gamma + 5,2889\Delta\varphi + 0,8357\Delta\lambda \end{aligned}$$

VII. táblázat. A földmágneses elemek normálértékeit kifejező lineáris polinomok, a hiányzó 1920,0 epochára vonatkozólag; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ és $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$, ha $\Delta\varphi$ -t és $\Delta\lambda$ -t percben helyettesítjük ezekben a formulákba, akkor a térerősségeket gammában, a szögeket percben kapjuk meg

Table 7: Linear polynomials expressing normal values of earth-magnetic elements, with respect to the missing epoch 1920,0. ($\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$; $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$; $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$ in minutes, the resulting field strength in gammas and angles in minutes)

Таблица 7. Линейные полиномы, выражающие нормальные величины элементов геомагнитного поля для эпохи 1920,0; $\Delta\varphi = \varphi - 45^\circ 30'$ и $\Delta\lambda = \lambda - 16^\circ 00'$ (если величины $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ выражаются в минутах, то величины напряженности поля получаются в гаммах, а углы — в минутах)

A KÁRPÁT-RENDSZER ÉS A GLOBÁLIS TEKTONIKÁK* SZÉNÁS GYÖRGY**

Bevezetés

A nemzetközi földkéregkutató szeizmikus szelvények közül a III., IV., V. és VI. harántolja a Kárpát-rendszert vagy végződik benne (1. ábra).

Az 1971-ig elért eredményekről a résztvevők egy közös monográfiát jelentettek meg (SOLLOGUB *et al.*, 1971; 1972). Ennek a tanulmánynak a kéregszerkezeti részét elsősorban erre a monográfiára, valamint egy korábban befejezett magyar nemzeti szelvény adataira (MITUCH, 1968) alapoztuk. A köpenyszerkezeti adatokat magneto-tellurikus mérések eredményei (ÁDÁM, 1963, 1968a, b, 1969; PRAUS, 1967; RITTER, 1968) szolgáltatták.

A tektonikai alapadatokat Európa 1964-ben megjelent tektonikai térképéből, ill. ennek *Magyarországából* (SCHATSKY *et al.*, 1964) merítettük, de csak hivatkozás végett, mert a Kárpát-rendszerre vonatkozó rész téves szemléletű. Modernebb és jobb térkép azonban a kézirat szerkesztésekor nem volt.

Az idézett monográfia — többek között — a Kárpát-rendszer kialakulására és kéregszerkezetére vonatkozólag következtetéseket tartalmaz. Szeretnénk rámutatni, hogy a kérdést más módon is meg lehet közelíteni. Ez azonban csak egyik indoka ennek a tanulmánynak.

A másik indok, hogy mivel a globális tektonikák korát éljük, célszerű ezek helyi alkalmazását elemezni. A nagymennyiségű új ismeretanyag erre jó alkalmat nyújt.

Nemrég még a konvekciós áramok elmélete volt a legvonzóbb *globális* tektonika. Most az ocean-floor spreading hipotézise hódította meg a világot. Mindkét hipotézist egybevetjük a geofizikai kutatásokból most már meglehetősen jól ismert Kárpát-rendszerrel.

Szeretnénk hangsúlyozni, hogy a globális tektonikákat globálisan kell megközelíteni, és az az idő, amikor kisméretű helyi alkalmazásukra vállalkozni lehet, még igen messze van.

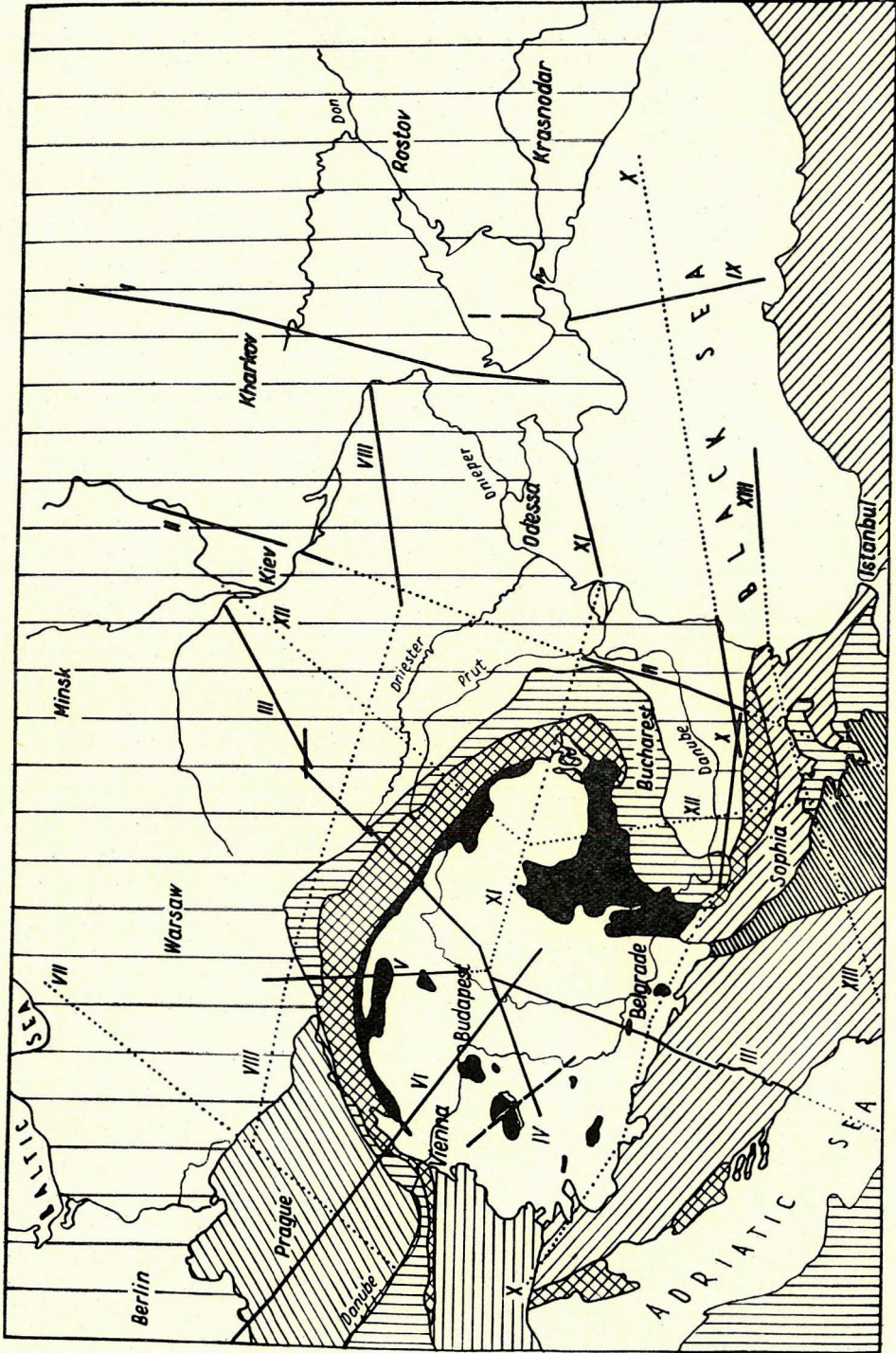
Kárpát-rendszeren a Kárpát-medencét és az ezt övező hegységkoszorút értjük. Idetartoznak tehát a Kárpátok, az Alpoknak a medencével határos részei és a Dinaridák.

*

A Kárpátokat Külső- vagy Flis-Kárpátokra és Belső-Kárpátokra osztjuk, mert — amint majd látjuk — a szeizmikus mélyszonduzások ezt a két vonulatot kéregszerkezetiileg élesen megkülönböztetik. Ugyanez a felosztás a Dinaridákra is

* A cikk angol nyelven a *Tectonophysics* 1972. 15. kötet 4. számában jelent meg. Elsevier Publ. Co., Amsterdam. For the original text see *Tectonophysics* 1972, 15(4): 267-286, ELSEVIER, Amsterdam

** ELGI, Budapest
Kézirat beérkezése: 1972. V. 22.



10 ————
 11 ······
 12 - - - -

1. ábra. A földkéregkutató nemzetközi szeizmikus szelvények, a SCHATSKY-féle (*et al.*, 1964) tektonikai térkép egyszerűsített vázlatán
- 1 A Kárpát-medence felső kréta – neogénnel fedett része
- 2 Az Alpok (részletezés nélkül)
- 3 Az Alpok DK-i folytatásai (a Dinaridák KÉK-i pereme a Kárpát-medence aljzatának tekintendő; vö. 7)
- 4 Flis
- 5 Előszüllyedék
- 6 Köztes masszívum
- 7 A Kárpát-medence preausztriai aljzata a felszínen
- 8 A Cseh-masszívum
- 9 A Keleteurópai-tábla (az Ukrán-pajzssal) és peremi részei (a Lengyel Középhegység, a hegyes Dobrudzsa, a Krím-Kaukázus)
- 10 Befejezett nemzetközi szeizmikus földkéregkutató vonal
- 11 Tervezett nemzetközi szeizmikus földkéregkutató vonal
- 12 A dunántúli magyar nemzeti vonal

Рис. 1. Международные профили ГСЗ на упрощенной схеме тектонической карты Шатского (и др., 1964)

- 1 – Часть Карпатской впадины, перекрытая верхнемеловыми-неогеновыми отложениями
- 2 – Альпы (без детализации)
- 3 – Юговосточные продолжения Альп (северный-северовосточный край Динарид должен рассматриваться как основание Карпатской впадины; см. 7)
- 4 – Флиш
- 5 – Передовой прогиб
- 6 – Срединный массив
- 7 – Доавстрийское основание Карпатской впадины на поверхности
- 8 – Богемский массив
- 9 – Восточно-европейская плита (с украинским щитом) и ее краевые части (Польское Среднегорье, Горная Добруджа, Крым-Кавказ)
- 10 – Пройденные международные профили ГСЗ
- 11 – Предусмотренные международные профили ГСЗ
- 12 – Задунайский венгерский национальный профиль ГСЗ

Fig. 1. The international crustal DSS profiles (IP) on a generalized sketch of the tectonic map of SCHATSKY *et al.* (1964)

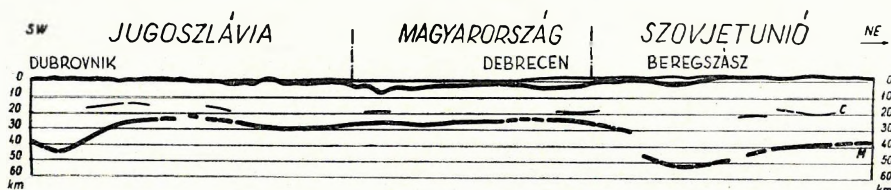
- 1 Cr₂-N fill of the Carpathian basin
- 2 The Alps (undivided)
- 3 The SE continuations of the Alpine range (the ESE margin of the Dinarides belongs to the outcropping basin-floor; see legend 7)
- 4 Flysch
- 5 Foredeep
- 6 Median massif
- 7 The outcropping pre-Austrian floor of the Carpathian basin
- 8 The Bohemian massif
- 9 The East-European platform (with the Ukrainian shield) and its marginal elements (The Polish Central Range, Dobruja, Crimea-Caucasus)
- 10 IP-s finished
- 11 IP-s planned
- 12 Hungarian national profile No. 2 (Transdanubia)

értvényes, de ott ezt felesleges hangsúlyozni, mert a jugoszláv geológusok régen megtették. A Belső-Dinaridáknak a Belső-Kárpátokra emlékeztető szerkezetét (vékony, ill. normális kéreg) azonban csak mostanában ismerhettük meg, tehát ennek következményei még nem kelthettek kellő figyelmet.

A geofizikai információ

A III. és IV. szelvényt (2. ábra) együtt, összevonva ismertetjük, mert a teljes Kárpát-rendszert csak összekapcsolva harántolják.

A szelvény az Orosz-táblán, kb. 40 km vastag kérgen indul. A Moho a Kárpátok neogén elöszülledéke alatt fokozatosan süllyedni kezd. Legnagyobb mélységét — 52 km-t — a kréta-paleogén Külső-Kárpátok alatt éri el. Belső típusú — alsó krétánál idősebb és nem flis fáciesű — kárpáti vonulat e szelvény mentén a felszínen csak igen keskeny sávban található. Ahol a szelvény ezt harántolja, a kéreg vastagsága hirtelen 30 km-re csökken.



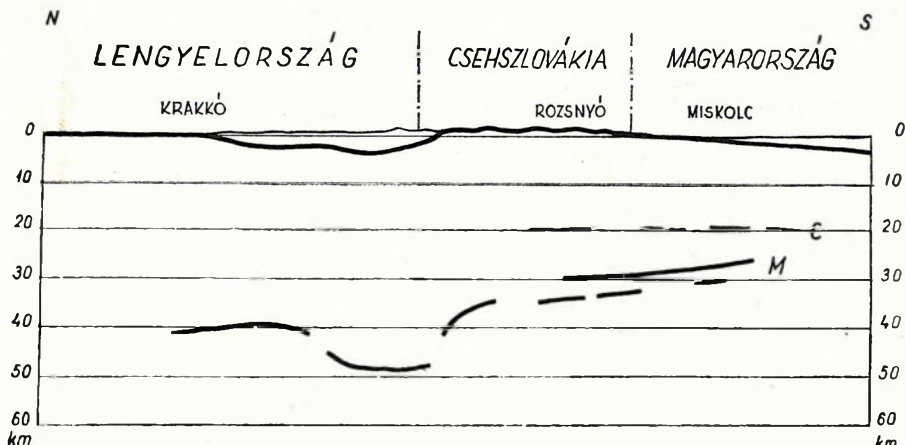
2. ábra. A III. és IV. összevont szeizmikus szelvénynek a Kárpát-rendszert harántoló szakasza SOLLOGUB *et al.* (1971; 1972) nyomán, egyszerűsítve (kétszeres túlmagasítás) *Рис. 2.* Отрезок сводного разреза сейсмических профилей №№ III и IV, пересекающий систему Карпат по Соллогубу и др. (1971; 1972), в упрощенном виде (вертикальный масштаб увеличен в два раза)

Fig. 2. Section of joint IP-s III and IV traversing the Carpathian system after SOLLOGUB *et al.* (1971, 1972), generalized (twofold exaggeration)

A szelvény, még szovjet területen, takart, fiatal medenceterületre ér. A Moho itt egyenletesen emelkedni kezd, majd a magyar Alföld alatt a kéreg eléri 24 km-es minimális vastagságát. A mélyebb felső kréta—neogén süllyedékek alatt a Moho általában magasabban van. A medence aljzatának emelkedésével a Moho lassan mélyül és ismét eléri a 30 km mélységet. Jugoszláv területen, a Belső-Dinaridákban a kéreg nem vastagszik, sőt egy rövid szakaszon — a Fruška Gora aljzat kibúvása után — egy kis vékonyodás észlelhető. Végül, a Külső Dinaridák alatt, előbb fokozatosan, majd viszonylag hirtelen, a kéreg 45 km-re vastagszik, hogy az Adriai-tenger irányában ismét normálissá vékonyodjék (DRAGAŠEVIĆ—ANDRIĆ, 1968).

A Conrad-felületet a szeizmikus mélyszondázás a Moho-nál bizonytalanabban határozta meg. A szórványos adatok szerint a Conrad mélysége az Orosz-táblán 16—19 km, a Kárpát-medencében 18—19 km, a Dinaridák alatt 14—18 km között változik.

Az V. szelvény (3. ábra) Lengyelországban, a Podóliai-táblán indul, ahol a kéreg átlagosan 40 km vastag. Ezt a vastagságot még az előszülledék egy része alatt is tartja, majd a Külső-Kárpátok alatt 48 km-re vastagszik. Ahol a szelvény — cseh-szlovák területen — az itt már széles sávban felszínen és magasán levő Belső-Kárpá-



3. ábra. Az V. szeizmikus szelvény SOLLOGUB *et al.* (1971; 1972) nyomán, egyszerűsítve (kétszeres túlmagyasítás)

Рис. 3. Участок разреза по сейсмическому профилю № V в Карпатах и в Карпатской впадине по Соллогубу и др. (1971; 1972), в упрощенном виде (вертикальный масштаб увеличен в два раза)

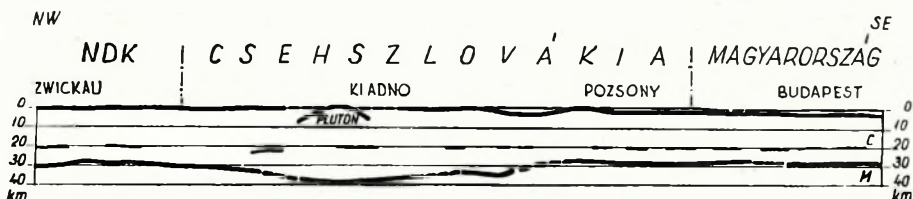
Fig. 3. IP IV after SOLLOGUB *et al.* (1971, 1972), generalized (twofold exaggeration)

tokat eléri, a kéreg egy hirtelen (13 km-es) Moho emelkedéssel 35 km-re vékonyodik. Az emelkedés egyenletesen folytatódik, és magyar területen — a medencealjzat mélyülésével antikorreálva — a kéreg vastagsága 26–27 km-re csökken.

A Moho a Kárpátokon belüli, vagyis medencejellegű területen kettős. A két Moho egymástól többnyire 1–2 km-re van; hol az alsó, hol pedig a felső jelentkezik intenzívebb beérkezésekkel.

A Conrad-felület csak a Belső-Kárpátoktól és szórványosan követhető. Mélysége — a Moho és a medencealjzat mélységére való tekintet nélkül — 19–20 km.

A VI. szelvény (4. ábra) az NDK-ban, a 29–30 km vastag kérgű, harmadidőszaknál idősebb, intraplatform Thüringiai-medencében indul. Zwickaunál variszkuszi maradványokra fut, ahol a kéreg vastagodni kezd, majd miután átlépte a cseh határt, a 35–40 km vastag kérgű Cseh-masszívumot harántolja. A kárpáti elő-



4. ábra. A VI. szeizmikus szelvény SOLLOGUB *et al.* (1971; 1972) nyomán, egyszerűsítve (kétszeres túlmagyasítás)

Рис. 4. Разрез сейсмического профиля № VI по Соллогубу и др. (1971; 1972), в упрощенном виде (вертикальный масштаб увеличен в два раза)

Fig. 4. IP VI after SOLLOGUB *et al.* (1971, 1972), generalized (twofold exaggeration).

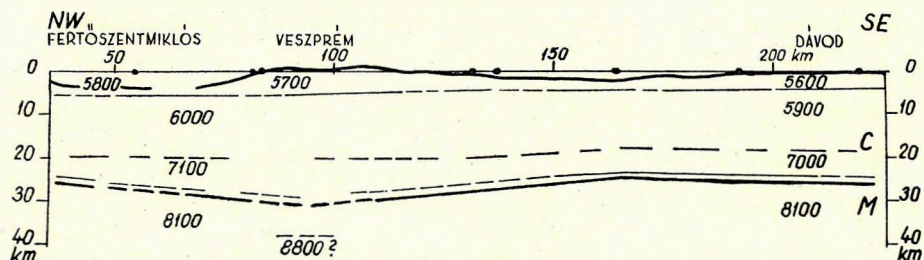
süllyedékben és a Külső-Kárpátok flis-övében, amelyek itt rendkívül keskenyek, a kéreg a 35 km-es vastagságot tartja. A szelvény ezután a Bécsi-medencét harántolja. A kéreg itt vékonyodni kezd, eléri a 28 km-t és ezt a *belső* típusú Kis-Kárpátok alatt sem haladja meg.

A Kis-Kárpátok után a kéreg vastagsága a 30 km-t többé már nem éri el. Letkésnél a szelvény átlépi a magyar határt és csaknem a román határig 26–27 km vastagságú kérgen halad.

A Moho a VI. szelvény medencebeli részén néhol szintén kettős. A Conrad ebben a szelvényben is szórványos. Ahol kimutatható, mélysége 20 km körül van; a kárpáti flis-öv alatt kissé mélyebben, a medence alatt kissé magasabban.

A VI. szelvény egyik érdekes eredménye, hogy a gránitból és különféle más metamorfitekől álló ún. Cseh-pluton a felszínen 6,1 km/sec szeizmikus sebességű. Ez önmagában is, de hullámanalízissel együtt különösen arra utal, hogy a kéreg ún. gránit-öve a Cseh-plutonban a felszínre emelkedik.

Az ÉNy—DK orientációjú magyar *nemzeti szelvény* (5. ábra) a Dunántúlt átlósan harántolja. A Bécsi-medencével összefüggő Kisalföld vastag neogénnel feltöltött medencéjében (Fertőszentmiklósnál) 25–26 km vastagságú kérgen indul. Amikor a szelvény a tömegében felső krétánál idősebb Dunántúli Középhegységhez közeledik,



5. ábra. A dunántúli nemzeti szeizmikus szelvény MITUCH (1968) nyomán, egyszerűsítve (a vízszintes és függőleges lépték azonos)

Рис. 5. Разрез Задунайского национального сейсмического профиля по МИТУХ (1968), в упрощенном виде (горизонтальный и вертикальный масштабы одинаковы)

Fig. 5. National profile No. 2 (Transdanubia) after MITUCH (1968), generalized

a kéreg vastagsága is növekszik: a Bakony hg. alatt eléri a 29–30 km-t. Magyarországon ez a legnagyobb ismert kéregvastagság. A Bakonytól DK-re, ahol a felső krétánál idősebb képződmények ismét egyre vastagodó harmadidőszaki összlet alá süllyednek, a kéreg megint vékonyodik. A legmélyebb medencerészben a kéreg a legvékonyabb: 24–25 km. A tömegében felső krétánál szintén idősebb Mecsek—Villányi-hg.-hez közeledve, a kéreg vastagsága valamelyest ismét növekszik. A szelvény végén — Dávodnál — a kéreg vastagsága 26–27 km.

A Moho ebben a szelvényben is kettős, sőt a Bakony-hg. alatt az alsó Moho-tól kb. 5 km-ig a köpenyben még rövid határfelületek jelentkeztek. A két Moho folytonossága és beérkezéseik intenzitása váltakozik.

A Conrad itt valamivel határozottabb, mint a nemzetközi szelvényekben; 19–20 km-es mélységét meglehetősen egyenletesen tartja. (Nem állíthatjuk egyértelműen, hogy a Conrad sokat emlegetett szórványossága objektív tény. Lehetőség, hogy ez a szórványosság csak a mérési rendszer következménye.)

A másik lényeges geofizikai adatszolgáltató a magnetotellurikus módszer.

A felső köpeny jól vezető csatornája, amely az inverziós sebességű csatornával (LVL; GUTENBERG, 1959), ill. a lemeztektónica *asztenoszférijával* (ÁDÁM, 1963; PRESS, 1968; ISACKS *et al.*, 1968; KANAMORI, 1970) azonosítható, a Kárpát-medencében átlagosan 60–80 km mélységben van.

Ezt a csatornát magyar és csehszlovák obszervatóriumi, valamint terepi magnetotellurikus mélyszondázások egyaránt kimutatták (ÁDÁM, 1963, 1968a, b; PRAUS, 1967).

Igen lényeges a jól vezető csatorna 60–80 km-es átlagos mélysége, egyrészt mert litoszféránk anomális voltára mutat, másrészt pedig eleve kizárja, hogy itt jelenleg litoszférikus szubdukció legyen, vagy a közelmúltban (legalábbis a mezozoikum óta) lett légyen.

Ezt az adatot azonban (valamint bármilyen geofizikai információt) csak akkor értékelhetjük, ha a Kárpát-rendszert más egységekkel összehasonlítjuk.

A föld tektonikai egységeinek geofizikai-földtani paraméterei

A lemeztektónica szemléletével a Föld elsőrendű tektonikai egységei a *lemezek*. A másodrendű tektonikai egységek nyilvánvalóan az *óceánok* és a *kontinensek*. A kontinenseken belül — mint harmadrendű tektonikai egységeket — *ősi, kristályos pajzsokat, táblásvidékeket, idős (kaledóniai, variszkuszi) lánchegységeket* és *fiatal (alpi, circum-pacifikus) lánchegységeket* különböztethetünk meg.

A kaledóniainál idősebb hegységképződések termékei ma — nagyobb részüikben — vagy az ősi pajzsokhoz tartoznak, vagy táblás vidékek kristályos alaphegységét alkotják. Ez sok tekintetben a kaledóniai ciklus termékeire is érvényes. A variszkuszi maradványok nagy része (pl. az Altaidák) ellenben csaknem olyan magas és tektonikailag csaknem olyan eleven, mint a fiatal lánchegységeknek a glóbuszt körülölelő ívsora.

A Kárpát-rendszer főleg harmadrendű tektonikai egységekből, az Alpokból, a Dinaridákból és a Kárpátokból áll. A Kárpát-medence negyedrendű tektonikai egység.

Az I. táblázat ezeknek az egységeknek összehasonlító geofizikai elemzése. A táblázatban foglalt paraméterek statisztikusak. A merev elkülönítések a jobb megértést szolgálják, de tudatában vagyunk, hogy a természet *ilyen* élesen valószínűleg nem osztályoz.

A Kárpát-rendszer kialakulása és szerkezete

Geofizikai adatok szerint (ČIČARDEL-ESCA, 1966; SOLLOGUB *et al.*, 1971; 1972) a Külső-Dinaridák, az Alpok, a Külső-Kárpátok és a Déli-Kárpátok elősüllyedéke a közbezárt medencét vastag, de legalábbis viszonylag vastag kérgű kerettel veszi körül. A szoros értelemben vett, vagyis felső kréta—neogén összlettel feltöltött medence kérgének átlagos vastagsága 25 km. A keret kérgének legkisebb vastagsága 35 km. A medence kérgének alja tehát zárt *kupolát* alkot, amelynek legkisebb domborulati magassága 10 km.

A kéreg elvékonyodásának oka és módja nem ismeretes. Néhány tényből azonban arra következtethetünk, hogy a kéreg — valamilyen módon — *alulról* vékonyo-

dott el. Ezek a tények: a Conrad a felszíntől éppen annyival van távolabb a normálnál, amennyi a medenceüledék-összlet vastagsága, tehát a Conrad a mai medencealjzattal együtt süllyedt*: a Moho ezáltal nemcsak a felszínhez, hanem a Conradhoz is közelebb van, vagyis a gabbro réteg különösen vékony; úgy látszik, hogy a Moho feljebb kerülése valamilyen módon ennek rovására történt.

A Moho feljebb kerülése izosztatikus egyensúlytalanságot teremtett, amelyet a kéreg csak felső részének besüllyedésével, a medenceképződéssel tudott kompenzálni.

Ezzel a medenceképződés módja és az elvékonyodás ideje is rögzíthető.

A medence kialakulását a kéreg elvékonyodásával kapcsolatba kell hoznunk, mert vékonyodó kérgen medence csakis passzív süllyedéssel, a kéregvékonyodás teremtette új helyzetnek (tömegeloszlásnak) megfelelő izosztatikus egyensúlyt keresve jöhet létre.

Az elvékonyodás kezdete a medenceképződést tehát nem sokkal előzhette meg. Ha a medence (mélyfúrások szerint) a felső krétában kezdett besüllyedni, akkor az elvékonyodás kezdetét jó közelítéssel az alsó kréta második felére tehetjük.

Ez éppen egybeesik a külsőkárpáti kéreg aktív (geoszinklinális jellegű, vastagodó; SZÉNÁS, 1969) behajlásával, amely amellett, hogy az addig ott nyitott kéregalj-kupolát bezárta, a medence kérgére húzást gyakorolt. A húzás következménye lehet, hogy a kéreglemez széttöredezett (széttöredezhetett) és az egyes kéregtömbök — amint az aljzat/Moho antikorreláció mutatja — egyénileg találtak lokális jellegű izosztatikus kompenzációt.

A folyamat az alsó kréta végétől lényegében a pliocén végéig tartott (6. ábra), de szakaszos, fokozatos volt. A fellazult kéreg hatalmas töréseit egy alsókrétavégi bázisos vulkanizmus ideiglenesen nyilván eltömté és a kéregtömböket „összehesztette”. Ezt a medence közismert mágneses anomáliaképe világosan mutatja. Az eocén, oligocén, miocén vulkanizmus, valamint a medence oszcilláló, ill. a pliocénban meggyorsuló és folyamatosabbá váló süllyedése viszont arról tanúskodik, hogy bármi volt is a folyamatot üzemben tartó feszültség, időnként olyan mértékben felhalmozódott, hogy a töréseket rejuvenálta, a vulkáni mechanizmust újra és újra működésbe hozta;** végeredményben megteremtette a mai Kárpát-medencét.

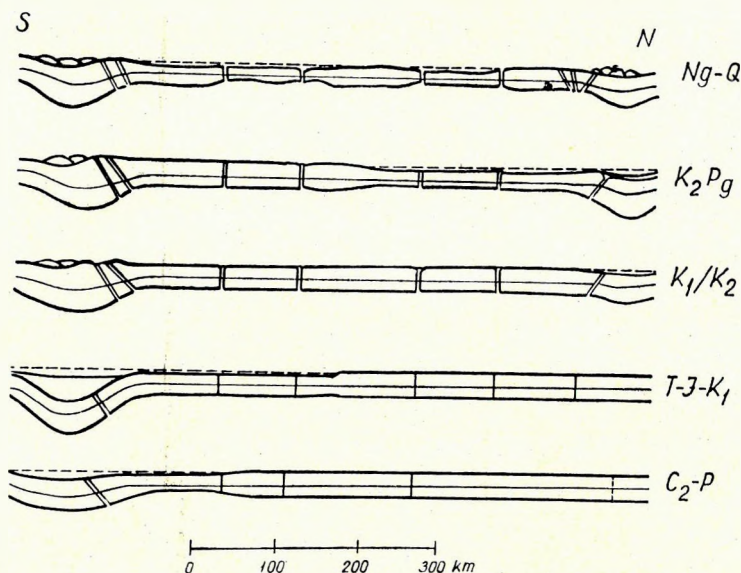
Az aljzat/Moho antikorreláció felveti a kérdést, hogy a kéreg alja miért nem mindenütt egyenlő mértékben csúszott feljebb?

Erre a kérdésre válaszolni nem tudunk, de a különös az lenne, ha a Moho teljesen sima volna.

A medence süllyedése és üledékképződése — amint említettük — a felső krétában indult meg. A külső-kárpáti süllyedés és üledékképződés nem sokkal előbb — az alsó kréta végén — kezdődött. A medence felső kréta—paleogén összletének jelentős része fáciesben a külső-kárpáti flisre emlékeztet. Az irodalomban így is szerepel, holott a két összlet között tektonikailag óriási különbség van: a medencebeli felső kréta süllyedék az üledéket *vékonyodó* kérgen, a külső-kárpáti süllyedék pedig *vastagodó* kérgen gyűjtötte. Tektonikailag különböző életüket az is mutatja, hogy a paleogén—neogén határon — a szávai fázisban — a külső-kárpáti flis-öv üledékképződése megszűnt. A hegység felemelkedett és kérge ma is *vastag* (2. ábra). A me-

* A Conrad-felületnek a medencealjzattal elvileg párhuzamosnak kellene lennie. Az adatok szórványossága miatt ez nem látszik elég világosan; tény azonban, hogy a mai felszíntől abnormisan távol van.

** Az említett mágneses anomáliakép azt is mutatja, hogy a vulkanizmus újabb és újabb generációi lényegében a régiek helyén törtek fel.



6. ábra. A Kárpát-rendszer fejlődéstörténete az alpi orogén ciklusban (általánosított, de léptékhelyes vázlat)

Рис. 6. История развития системы Карпат в альпийском цикле горообразования (обобщенная, но правильная по масштабу схема)

Fig. 6. The tectonic evolution of the Carpathian system in the Alpine orogeny (a generalized sketch)

dencében pedig a süllyedés és üledékképződés a neogénben folytatódott, sőt egyre intenzívebbé vált. Emellett a medence kérge *vékony* (2., 3., 4., 5. ábra).

A kárpáti geosinklinálisképződést és a medenceképződést megnyitó tektonikai mozgás az albai emeletbe, az ausztriai fázis idejére tehető. Ezért azt a heterogén (a prekambriumtól az alsó krétáig terjedő) összletet, amely az alsó kréta után le-süllyedt, hogy a medenceüledék-összletnek helyet adjon, *preausztriai medencealjzatnak* nevezzük. Ennek magmás, átalakult és üledékes tagjai vannak. A *preausztriai* üledékes kőzetek azonban a *posztausztriai medenceüledék-összlettől* mind fáciesben, mind pedig diszlokációs fokban lényegesen különböznek.

Ahol a Moho nem került feljebb, ott a preausztriai medencealjzat — az izosztatikusan antikorreláció következtében — magasabban van. Néhány helyen a felszínen, sőt magasra emelkedve található. A felszínen levő aljzattömböket helyenként borító harmadidőszaki képződmények mutatják, hogy ez az izosztatikusan állapot többszörös oszcillációval állott be.

Középhegységünknek minden felső krétánál idősebb tagja felszíni medencealjzat.* A szeizmikus mélyszondázások szerint (2., 3., 4. ábra) a Belső-Kárpátokat, a tektonikai analógia miatt pedig a Déli-Kárpátokat és a Bihar-hegység komplexust is ilyennek kell minősítenünk. A Belső-Dinaridák vékony kérge mutatja, hogy ez a terület rész is ide sorolható.

* Ezt — érdekes módon — az ásványi nyersanyagkutató geofizikai mérések is megerősítik. Középhegységünk bárhol kerül a felszín alá, a peremlein, öbleiben végzett szeizmikus és geoelektromos mérések *vezérszintje* sohasem emelkedett az apti vagy (ha vannak) az albai képződmények fölé.

Az I. táblázat szerint a Kárpát-medence aljzata és a Belső-Kárpátok (vagy Belső-Dinaridák) geofizikai paraméterei között csak annyi különbség van, amennyit a térszíni magasságkülönbség indokol.

A Belső-Kárpátok és rokon szerkezeti elemeik valamilyen ismeretlen kéreg-, ill. köpenyszerkezeti okból vastagabb kérgűnek, tehát magasabbnak maradtak (vagy magasabbra kerültek), mint medencebeli ekvivalensük: a lesüllyedt pre-ausztriai medencealjzat. Viszonylag vastagabb kérgük azonban nem lánchegységi, és lánchegységre semmiféle geofizikai paraméterük nem utal.

A Kárpát-medence nem fiatal harmadidőszaki, amint általában vélik, hanem posztausztriai, vagyis *felső kréta*—harmadidőszaki. A Kárpát-medencét (nem szokták hangsúlyozni, de nyilvánvalóan csak az aljzatát) az irodalomban sokféle-képpen említik: Pannóniai-masszívum, Pannóniai-blokk, köztes tömeg, Zwischengebirge, Tisia. Az elmondottak értelmében minden ilyen elnevezésben van valamilyen félrevezető elem. Ezért használjuk mindig az egyszerű *Kárpát-medence* megjelölést.

A Kárpát-medence, ha tektonikai helyzetét felületesen nézzük, intermontán medencének látszik. Valójában nem az, mert két egymástól független és korban sem teljesen korreláló hegységet — a Külső-Dinaridákat és a Külső-Kárpátokat — választ el egymástól. A Kárpát-medence egy különleges, vékony kérgű, zárt, fiatal süllyedék, amelyet a tektonikai egységek kialakult fogalomrendszerébe besorolni egyelőre nem tudunk.

A Fekete-tenger süllyedékével sem hasonlítható össze (SOLLOGUB *et al.*, 1971, 1972), mert ott a gránitréteg vékonyodott el, néha szinte hiányzik, vagyis ott „óceánizálódással”, „bázisosodással” (BELOUSSOV, 1961) állunk szemben, itt pedig nem.

Az eddig leírtak szerint a Kárpátok vonulata az Alpokkal tulajdonképpen csak a flis-övben és az északi elősüllyedékben tart kapcsolatot. Ha a III–IV., V. és VI. szeizmikus szelvényt (2., 3., 4. ábra) rendre megszemléljük, még ez a kapcsolat is vitássá válik, mert a Kárpátok tektonikai életjelenségei (kéregvastagság, diszlokálttság, magasság) az Alpok felé közeledve *csökkennek*, holott az „anyalánchegységhez” közeledve *növekedniük* kellene.

A Kárpát-rendszer — akár hegységkeretét, akár a belső medencét tekintjük — rendhagyó szerkezeti elem. Ez önmagában is megérdemli a figyelmet. Itt azonban most az a lényeges, hogy e tulajdonsága miatt minden globális koncepció lokális *test*-modelljéül rendkívül alkalmas.

A konvekciós áramok és a lemeztektika elméletének a Kárpát-rendszerre való „alkalmazása”

Nem a lemeztektika az első globális tektonika. Minden tektonika globális, amely magának globális érvényt vindikál. A konvekciós áramok elmélete is ilyen.

A *konvekciós áramok elméletét* neves kutatók (pl. PEKERIS, 1935; HALES, 1936; GRIGGS, 1939a, b; VENING MEINESZ, 1952; stb.) dolgozták ki, és ugyancsak neves kutatók (pl. DE SITTER, 1956, 1967; PRESS, 1968; stb.) vonták kétségbe.

Az elmélet ellenzői — még a lemeztektika uralomra jutása előtt — kimutatták, hogy az involvált fizikai paraméterekről — konkrétan, mérésekből — semmit sem tudunk; hogy kisméretű áramkörök endogén energiaforrásként elégtelenek; hogy köpenyszerte működő nagy áramköröket a köpeny szeizmológiai törésfelületei és feltételezett fizikokémiai paraméterei nem engednek meg; hogy a lánchegységek

időbeli és térbeli eloszlása (ciklusossága) sem a Griggs-féle modellel (1939a), sem pedig az óceánok és kontinensek között levő hőmérsékleti gradienssel — az elmélet alapfeltételével — nem egyeztethető.

Ha ezt az elméletet a Kárpát-rendszerre mégis alkalmazni kívánjuk, ezeket az ellenvetéseket — első közelítésben — el kell felejtenünk.

A medencét körülvevő hegységkoszorú genetikailag, tektonikailag és rétegtanilag heterogén. Az *egészet* egyetlen konvekciósáram-mechanizmustól származtatni lehetetlen. Ezért az egyes vonulatokat külön-külön elemezzük. A Griggs-féle modell-kísérletnek (1939a) megfelelően, a problémát úgy közelítjük meg, hogy minden vonulat minden tektonikailag összefüggő övezete alá két szemben forgó áramkört helyezünk, amelyik a kérget beszívja, majd elengedi. A *beszívás* nem más, mint a geoszinklinális-stádium, amikor a kéreg alul a köpenybe mintegy gyökeret ereszt (ill. valami „beszívja”), felül pedig üledékgyűjtő medencévé horpad. Az *elengedés* után a beszívott kéreg visszamelkedik és a felszíni vályúba időközben ülepedett anyagot (amely közben számos fizikokémiai hatást szenvedett el) hegységgé emeli. Ha a beszívást elfogadjuk, a visszamelkedés már nem probléma, mert a beszívott gyökér izosztatikusan nyilvánvalóan túlsüllyedt, és mihelyt felszabadul, egyensúlyának visszaszerzésére törekszik. A régi állapotot — éppen a közben lerakódott üledékek miatt — természetesen nem érheti el. Noha a geoszinklinális töltelékét magasan a térszín fölé emeli, a köpenyben a hegység tömegével arányos gyökere még marad. A konvekciós áramok elmélete éppen ezért szuggesztív. A gondolatsor második része ugyanígy logikailag helyes és geofizikailag is igazolható.

A Kárpát-medencét keretező lánchegységi ív egyik tagja az Alpok vonulata. Ennek övezetei, ill. ciklusai földtörténetileg a prekambriuntól a neogénig terjedő időtartományt fogják át.

Egy másik tag a Külső-Dinaridák vonulata,* amely a triász—neogén tartományt fedi.

A harmadik tag a Kárpátok (Külső-Kárpátok) vonulata, amelynek időtartománya már csak az alsó kréta végétől a paleogénig (az elősüllyedéssel: a neogénig) terjed.

Az Alpokban, nagy vonalakban, egy ősi — prealpi — kristályos „magot”, két (variszkuszi) geoszinklinális övet, két alpi miogeoszinklinális övet, egy flis-övet, egy elősüllyedéket és egy molassz-medencét különböztethetünk meg. Az Alpok vonulata — a flis-övet kivéve — kétoldalúan részarányos. Az északi elősüllyedéket délen a Pó-síkság molassz-medencéje „ellensúlyozza”.

A Külső-Dinaridáknak flis-öve, valamint molassz-medencéje van (a Belső-Dinaridák bázisos magmatitjainak viszonylag nagy mennyisége — noha ilyenek a Kárpát-medence aljzatában is vannak — tárgyunk szempontjából jelenleg lényegtelen). A Dinaridák vonulata lényegében egyoldalú.

Az ugyancsak egyoldalú Külső-Kárpátokban szintén csak flis-övet, továbbá elősüllyedéket találunk. A Kárpátoknak molassz-medencéje nincs. Az eddig leírtakból következik, hogy a Kárpát-medencét — minden felületes hasonlóság mellett — molassz-medencének nem tekinthetjük.

Az Alpokban, a mai „maghegység” alatt, még a varisztikum előtt, sőt valószínűleg a prekambriumban, egy konvekciós leszálló ág párnak kellett léteznie. Amikor ez megállott, az Ős-Alpok gyökerét elengedte és a jelenlegi „kristályos maghegység” kiemelkedett. Ha elfogadjuk a passzív, vertikális, izosztatikusan kiemelkedés koncepcióját, akkor a kép csak ennyire bonyolult. Ha azonban a lánchegység ki-

* Vastag kerge miatt csak a Külső-Dinaridákat tekintjük lánchegységnek.

emelkedéséhez horizontális kompressziót követelünk meg, minden bonyolultabbá válik, mert a konvekciós áramokat nemcsak meg kell állítani, hanem újra meg is kell indítani.

A prekambriumi orogeneziseket a posztkambriumiaknál kevésbé ismerjük. Tény viszont, hogy a prekambrium egymaga hosszabb időtartamot fog át, mint a jobban datált teljes fanerozoikum. A leírt folyamat tehát — még a kaledóniai mozgások előtt — elvben többször is megismétlődhetett, a varisztikumban pedig biztosan megismétlődött.

A lefelé áramlás mechanizmusa a felső permben mindenesetre ismét üzembe lépett. Az Alpoknál, a kétoldalas szimmetria miatt, a varisztikum óta két párhuzamos tengely körül forgó ágpart kell feltételeznünk, amelyek a gyökeret vagy gyökereket leszívták, majd megálltak.

A legutolsó megállás és a gyökerek szabaddá tétele az alsó kréta végén történt. A lánchegység ekkor ismét kiemelkedett és a „maghegységet” ekkor már mindkét oldalán variszkuszi-alpi vonulat szegélyezte.

A szemben forgó kettős áramköröknek hosszan elnyúlt rendszere ezután egyesült, az északi flis-öv alá csúszott és a leírt műveletet ott is elvégezte. A leszívás az alsó krétában, az elengedés a paleogén végén történt.

A mechanizmus ekkor vagy teljesen megállt, vagy pedig a Pó-síkság alá került. A Pó-síkság kérge többnyire vastag. Feltételezhető, hogy a Pó-síkság üledékgyűjtő medencéje — a Kárpát-medencétől eltérően — nem passzív, nem izosztatikus súlylyedéssel jött létre.

A Külső-Dinaridák flis-övében az alpi mechanizmus nem működhetett, vagy pedig ha működött, az áramkörök egészen megtört tengely mentén forogtak.

Amikor a Külső-Dinaridákban az áramkörök még javában dolgoztak, egy másik ágpart — 400 km-rel északabbra — a Külső-Kárpátok gyökerének leszívásán fáradozott.

A neogénben a dinári ág-pár ismeretlen sorsra jutott. A Dinaridák molassz-medencéjének kérge nem mutatja leszívás hatását; lényegében normális vastagságú (DRAGAŠEVIĆ—ANDRIĆ, 1968).

A kárpáti ágpart ellenben a neogénben északabbra vándorolt és a Kárpátok északi elősülyvedékének kergét szívta le. Ennek az elősülyvedéknek a kérge még ma is vastag (2. ábra).

A leírtak természetesen csak korlátozott részletezést jelentenek. Valamennyi vizsgált egységben ugyanis számos diszkordancia tanúskodik, hogy a kéreg valóban sokkal többet oszcillált.

A konvekciós áramok elméletének a Kárpát-rendszerre való alkalmazása íme fizikai és földtani abszurdításokra vezetett. Ez, ebben az esetben — véleményünk szerint — nemcsak az elmélet helyi alkalmazása, hanem a konvekciós áramok ellen is szól, hiszen a leírt hegységek kétségtelenül léteznek, holott ilyen áramrendszerek természetesen nem létezhetek.

Ha a konvekciós áramok elmélete — a maga globális dimenzióiban — tartathatatlannak bizonyult, akkor az elmélet itteni, helyi alkalmazására — medencénk kis méreteit is tekintve — gondolni sem szabad.

*

A nemrég megalapozott *lemeztektonika*, vagy *ocean floor spreading elmélet* (BULLARD, 1964, 1969; LE PICHON, 1968; ISACKS *et al.*, 1968; MENARD, 1969; stb). rövid idő alatt futótűzként terjedt el. A tektonikusok világszerte elfogadták, mert

több jelenséget magyaráz, mint bármelyik elődje. Ez nem is csoda, hiszen koncepcióit modern geofizikai (főleg paleomágneses, szeizmológiai, magnetotellurikus és geotermikus) adatokra alapozta. BELOUSSOV (1970) azonban az elmélettel kapcsolatban komoly kételyeknek adott kifejezést. Az elmélet alapjául felhasznált geofizikai adatokat kevésnek, globális extrapolációjukat elsietettnek tartja és a tények légiját sorakoztatja fel, amelyek az elméletnek ellentmondanak.

Bizonyos, hogy a 600–700 km mélységű földrengéseknek a Földet teljesen körülölelő övét tagadni nem lehet. A paleomágneses „sávzottság” mellett, a lemeztektonika legfontosabb érve ez. A részletek ismeretére a továbbiakban fel kell tételeznünk, de ez a mondat a dimenziók érzékeltetésére szükséges volt.

Tény, hogy következtetéseikben jelenleg még maguk az elmélet megalapozói is meglehetősen tartózkodók. Helyi alkalmazásra nem vállalkoznak. Nehéz is lenne, mert pl. lemeztektonikai szemlélettel még az orogenezist is csak nagyon vázlatosan, sőt néha ellentmondóan lehet magyarázni (pl. BULLARD, 1969 és MENARD, 1969).

Ennek ellenére a lemeztektonika hiányosságait éppen úgy elfelejtjük, mint a konvekciós hipotézis hiányosságait, és az elméletet kísérletképpen alkalmazzuk a Kárpát-rendszerre. Itt természetesen nem a lemeztektonika bírálata a lényeg, hanem helyi, kisszerű, elsietett alkalmazási lehetőségét vonjuk kétségbe.

A Kárpát-rendszer a Föld litoszféráját alkotó hat-nyolc nagy lemez (LE PICHON, 1968; BULLARD, 1969) egyikén, az eurázsiai lemezen belül fekszik (7. ábra). Ennek a lemeznek a *spreading központja*, ill. *vége* az Atlanti-hátság. *Vezető éle* valahol a Csendes-óceánban van. Északi határa a sarkvidékig nyúlik, déli határa Afrika északi széle*. Bármelyik határa a Kárpát-rendszerrel több ezer kilométer távolságra van. Ha ezt a lemezt léptékhelyesen kicsinyítjük, egy 300 cm² területű, egy-két milliméter vastag paraffin lemezt kell elképzelnünk, amelyen a Kárpát-rendszer alig 1 cm²-t foglal el.

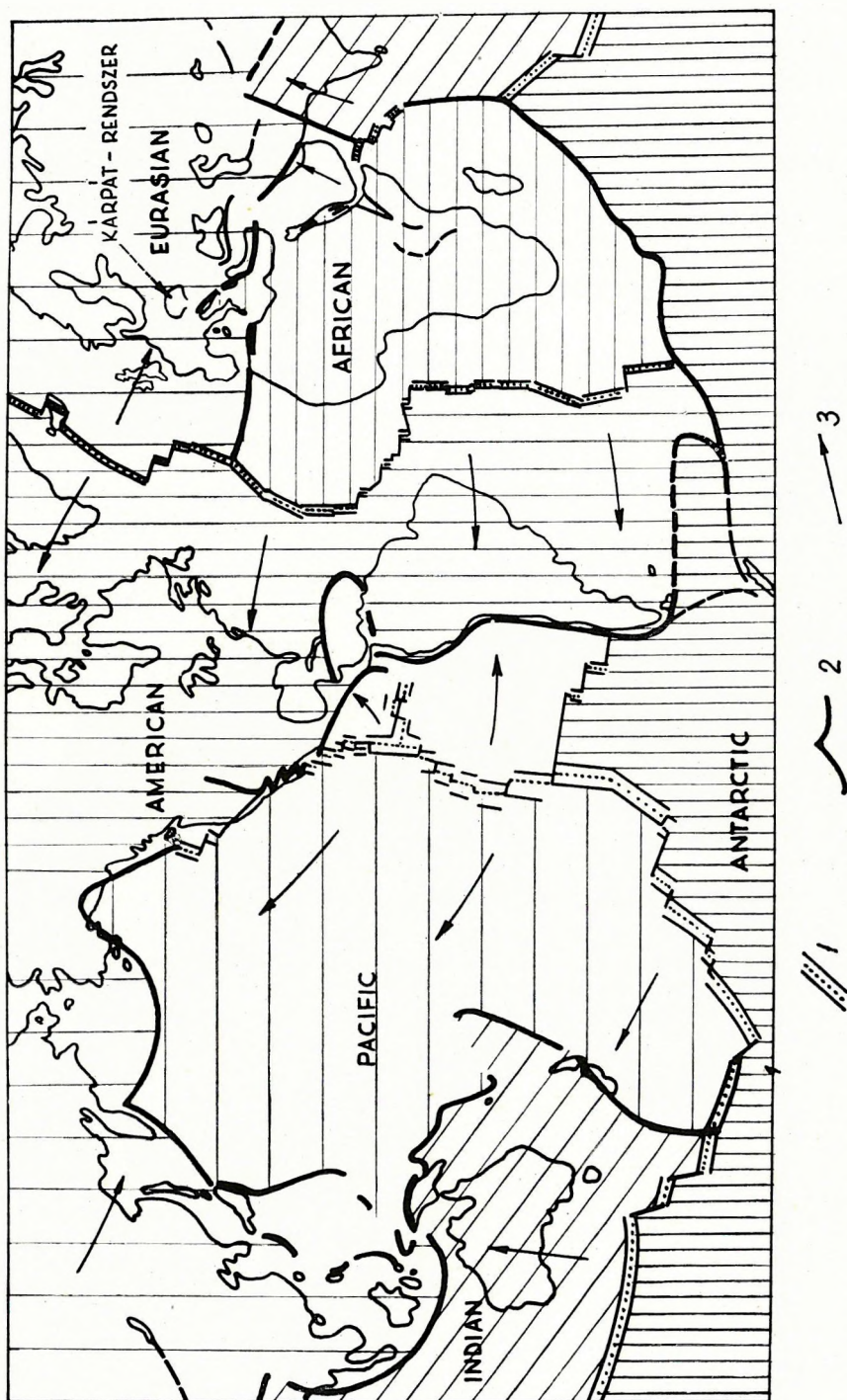
LE PICHON és BULLARD (*op. cit.*) azt állítja, hogy ez a lemez az észak-amerikai lemeztől csak a felső krétában kezdett elszakadni és a kontinensek, valamint óceánok jelenlegi konfigurációja a harmadidőszakban alakult ki.

A lemezen belül jelenleg — talán a Bajkál-árokrendszert kivéve — új *spreading* központ kialakulásának nincs nyoma. A kréta előtti *spreading*ről semmit sem tudunk.

Az Alpokat tehát máris kizárhatjuk a *spreading* legutolsó — az Atlanti-óceánt létrehozó — szakaszából, mert az Atlanti-óceán még nem is létezett, vagyis az eurázsiai lemez még el sem kezdte mozgását, amikor az Alpok nagyjából mai alakjukat és szerkezetüket megkapták. (Mindez természetesen a Belső-Kárpátokra és a Belső-Dinaridákra is vonatkoznék, de ezek nem lánchegységek, akkor sem, ha a tektonikusok többsége Stillétől kezdve mind a mai napig másképpen vélekedik.)

A Külső-Dinaridák, Külső-Kárpátok és a Kárpát-medence kialakulása is valamivel előbb kezdődött, mint az eurázsiai és amerikai lemez szétszakadása. Ha a *spreading* előbb indult volna meg, mint a valódi Kárpátok geosinklinálisának besüllyedése, akkor a két jelenség között valamilyen kettős-hármas áttételű közvetett okozati kapcsolatot kereshetnénk. Minthogy azonban az atlanti *spreading* kezdetét még a Kárpátok üledékgyűjtőjének besüllyedése is megelőzte (alsó kréta vége), a kapcsolat végtelenül valószínűtlen: a Kárpátoknak nem kellett *spreading*, hogy létrejöjjenek. Ezt megerősíti a terület felső kréta ősföldrajzi képezék rekonstrukciója: nyílttengeri, mélytengeri, óceáni környezet a Kárpátok közelében nem volt.

* Bullard ugyan — valószínűleg a szeizmicitás miatt — a Dinaridák DNy-i peremére is helyez egy bizonytalan (befejezetlen) ütközési sávot. A lemez mozgási iránya azonban a Dinaridákkal majdnem párhuzamos; ütközésről tehát itt nem lehet szó, legfeljebb sűrűdásről.



7. ábra. A litoszférai lemezek (és a Kárpát-rendszer) Bullard (1969) nyomán. 1 spreading központ; 2 lemezütközési sáv; 3 mozgási irány

Рис. 7. Плиты литосферы и система Карпат по Bullard (1969) 1 — центр раздвига 2 — полоса столкновения плит; 3 — направление перемещения

Fig. 7. The lithospheric plates and the Carpathian system after Bullard (1969) 1 spreading centre; 2 collision zone; 3 direction of drift

A jelenlegi helyzetet illetően elég annyi, hogy a spreading — ahol van — ma is működik. A spreading geofizikai paramétereit (pl. a szeizmicitás) közismertek. A Kárpát-medencében egyetlen sincs nyoma sem.

A lemeztektonika éppen „hegységképzésre” nem nagyon alkalmas. Amíg a mélytengeri árkok és a geoszinklinálisok egy részének létrejöttét úgy ahogy magyarázza, az orogenezist csak igen elnagyoltan vagy ellentmondásosan vagy sehogyan sem képes magyarázni. Ezenkívül a lánchegységek ciklikus voltát (térben és időben), kialakulásuknak a kőzetekből kiolvasható fázisait, a flisképződést, a táblás tektonikát, és a geotektonika számos helyi, ill. részjelenségét a spreading elmélet éppen úgy nem tudja megmagyarázni, mint a konvekciós áramok elmélete.

Ha a Kárpátok származtatásában a spreading szerepét elvetjük, egyúttal azt is kimondtuk, hogy lánchegységek (vagy bizonyos fajta lánchegységek) spreadingtől függetlenül (is) létrejöhetnek.

A felső krétában és a harmadidőszakban már javában mozgó eurázsiai lemez (ha van) a Kárpát-rendszer fejlődését valamilyen módon — többszörös áttétellel — befolyásolhatta. Minthogy azonban a Kárpátok és a Kárpát-medence *keletkezésénél* szerepet nem játszott, a lemeztektonikát erre az egységre akkor sem alkalmazhatjuk, ha egy *globális* tektonikát egyébként egyáltalában szabad volna apró, helyi jelenségekre alkalmazni.

*

Befejezésül viszont a lemeztektonikát és a Kárpát-rendszert egyaránt érintő néhány eddig elhanyagolt gondolatot szeretnénk felvetni.

A kéreglemezek a felső köpenyben úsznak; a litoszféra pedig azon a felső köpenyrészen úszik, amelyiknek felső része az asztenoszféra.

A kontinentális litoszféra — legalábbis statisztikusan — szemmel láthatólag (I. táblázat) szisztematikusan vastagabb, mint az óceáni. A kontinensek a litoszférából kiemelkednek, a kontinentális litoszféra az asztenoszférába mélyebben merül, mint az óceáni litoszféra. Ismeretes, hogy a kéreg izosztatikusan a köpenyben kompenzálódik. A litoszféra konfigurációja erre rendkívül emlékeztet. Úgy látszik, hogy a litoszféra — kéregkomponensével együtt — az asztenoszférában kompenzálódik. A litoszféra és asztenoszféra határán uralkodó fizikai paramétereikről, a szeizmikus sebességet és a fajlagos ellenállást kivéve — konkrétan, mérésekből — semmit sem tudunk. Nem járna haszonnal ezt az állítást, ismeretlen mennyiségekre alapozott számításokkal „alátámasztani”. Érdemes azonban a tényen elgondolkozni, erre vonatkozó kutatásokat végezni és a lánchegységek, valamint a Kárpát-medence köpenyének, ill. LVL-jének „nem kontinentális” viselkedését megvizsgálni. Semmilyen fizikai törvény nem követeli meg, hogy a Föld felső öveiben csak *egyetlen izosztatikus rendszer* létezzék.

Egy másik gondolatot maga a Kárpát-medence sugall. A medenceképződést a kéregalj feljebb emelkedésével és az ebből következő izosztatikus kompenzációval: a felszín lesüllyedésével magyaráztuk. Az izosztázia nem aktív tektonikai energiaforrás. Ha azonban valamilyen kéregtömb izosztatikus egyensúlyát elvesztette, a visszatörékvés tektonikai energiaforrássá válik és az izosztatikus emelkedést semmiféle más emelkedéstől (ha van ilyen) megkülönböztetni nem lehet. Ha valóban létezik két izosztatikus rendszer, és a litoszféra alja valamilyen (egyelőre teljesen ismeretlen) okból feljebb kerül (elpusztul, fizikai paramétereit megváltoztatja, a fázisátmenet-határ feljebb csúszik, mielőtt a szubdukciót elkezdi felfelé hajlik, stb.), a kéreg tetejének szintén be kell süllyednie. Ilyenkor azonban a süllyedő földfelszínnel nemcsak a Conrad, hanem a Moho is együtt süllyed.

✱ Más szavakkal: a kéregalj feljebb csúszása medenceképződéshez, a litoszféralj feljebb csúszása geoszinklinális-képződéshez vezet. A lejjebb került Moho pedig a köpeny-kéreg izosztatikus rendszerben okoz kompenzálatlanságot, amelynek előbb-utóbb visszaemelkedésben és hegységképződéssel kell kompenzálódnia.

A lemeztektonika — noha a pontos mechanizmus leírásában még bizonytalanok — a lánchegységek „felgyűrődését” kompresszióra vezeti vissza. Amióta tektonika létezik, a lánchegységek gyűrt formaelemei a tektonikusokat mindig ily módon tévesztették meg. Arról nem is beszélve, hogy mennyi gyűrt, főleg túlgyűrt, áttolt formaelem létezését kell kétellyel szemlélni, ha a szubdukció a leírt izosztatikus zavargásokat létre tudja hozni (és miért ne tudná?), akkor a hegység kiemelkedése a szubdukció megszűntével, a gyűrt formaelemek létrejövetele pedig gravitációs *folyással* megmagyarázható.

Hangsúlyozzuk, ezek csak gondolatok, amelyeknek igazolásához vagy elvetéséhez, és egyáltalában a geotektonikában való továbblépéshez újabb mérési adathalmazra van szükség.

IRODALOM

- ÁDÁM A., 1963: A földkéreg és a felső köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. Kandidátusi értekezés.
- ÁDÁM A., 1968a: A magyarországi elektromágneses mérések információiról. Geofizikai Közlemények, XVII. 1–2. Budapest.
- ÁDÁM A., 1968b: A felső köpeny elektromos jól vezető rétegének összefüggése a nagytektonikával. Geofizikai Közlemények, XVII. 1–2. Budapest.
- BELOUSSOV, V. V., 1970: Against the hypothesis of ocean-floor spreading. *Tectonophysics*, 9, 6 pp. 489–511.
- BULLARD, E. C., 1964: Continental drift. *Quart. J. Geol. Soc. London*, 120, 1.
- BULLARD, E. C., 1969: The origin of the oceans. *Scientific American*, 221, 3, New York.
- ČIOCARDEL, R.–ESCA, A., 1966: Essai de synthèse des données actuelles concernant les mouvements verticaux récents de l'écorce terrestre en Roumanie, *Revue Roum. de Geol. Geoph. et Geogr.*, 10, 1. Bucarest.
- DE SITTER, W., 1956: *Structural Geology*, McGraw Hill, New York.
- DE SITTER, W., 1967: *Structural Geology*, Institute of Technology, Cambridge, Mass.
- DRAGAŠEVIĆ, T.–ANDRIĆ, B., 1968: Deep seismic sounding of the Earth's crust in the area of the Dinarides and the Adriatic Sea. *Geoph. Prosp.* XVI. 9.
- GRIGGS, D., 1939a: Creep of rocks. *Journ. of Geol.* 47, 225.
- GRIGGS, D., 1939b: A theory of mountain building. *Am. Journ. Sci.*, 237, 611–50.
- GUTENBERG, B., 1959: *Physics of the Earth's interior*. International Geophysics Series I., Academic Press, New York–London.
- HALES, A. L., 1936: Convection-currents in the earth. *Geoph. suppl. Monthly Not. R. Astr. Soc.* 3, 372–79.
- ISACKS, B.–OLIVER, J.–SYKES, L. R., 1968: Seismology and the new global tectonics, *J. Geophys. Res.* 73, 5855.
- JESSOP, A. M., 1964: Geothermal research in Canada, *Canadian Min. Metall. Bull.*, Ottawa.
- JESSOP, A. M., 1969: Szóbeli közlés, Ottawa.
- LE PICHON, X., 1968: Sea floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.*, 73, 3661.
- KANAMORI, H., 1970: Seismological evidence for heterogeneity of the mantle. *Journ. Geomagn. Geoelect.* 22. 1–2, pp. 53–70 Japan.
- KÁRNIK, V.–RUPRECHTOVÁ, L., 1963: Seismicity of the Carpathian region; *Geofysikální Sborník (Geophysical Bulletin) XII.*, Praha (Prague).
- MENARD, H. W., 1969: The deep ocean-floor. *Scientific American*, 221, 3. New York.
- MITUCH, E., 1968: The DSS results in Hungary. *ELGI Évi Jelentés (Annual Report) 1967*, Budapest.
- PEKERIS, C. L., 1935: Thermal convection in the interior of the Earth. *Geoph. suppl. Monthly Not. R. Astr. Soc.* 3, 343–67.

- PEKERIS, C. L., 1966: The internal constitution of the Earth. *Geophys. J.*, 11, 85.
- POPELAŘ, J., 1968: Gravitáció és izosztázia a Csehszlovák Kárpátokban. *Geofizikai Közlemények*, XVII. 1–2. Budapest.
- PRAUS, O., 1967: Study of the electric conductivity of the Earth on the territory of Czechoslovakia. *Studia Geoph. Geod.* 11, Prague.
- PRESS, F., 1968: Earth models obtained by Monte-Carlo inversion. *Journ. of Geoph. Res.* 73, 16, 5223.
- RITTER, E., 1968: Ergebnisse geomagnetischer Variationsregistrierungen auf dem internationalen tiefen-seismischen Profil VI. in Ungarn. *Acta Geodaet., Geophys. et Montanist., Acad. Sci. Hung.* 3.
- SCHATSKY, N. S.–BOGDANOFF, N. A.–MOURATOV, M. V., 1964: *Tectonique de l'Europe. Maisons d'édition Nauka et Nedra, Moscou.*
- SOLLOGUB, V. B.–PROSEN, D.–MILITZER, H., 1971: Stroenie zemnoi kory tsentralnoi i yugovostochnoi Evropy (po dannym vzyryvnoi seismologii), *Naukova Dumka, Kiev.*
- SOLLOGUB, V. B.–PROSEN, D.–MILITZER, H., 1972: The crustal structure of Central and Southeastern Europe based on explosion seismology. *Geophysical Transactions special edition ELGI*, Budapest. (Reference list)
- SZÉNÁS, G., 1969: The evolution and structure of the Carpathian basin. *Külön kiadvány (KBA), ELGI*, Budapest.
- TELFORD, W. M., 1967: Graphical representation of mantle convection, *Nature* 216, London.
- VENING MEINESZ, F. H., 1952: Convection-currents in the Earth and the origin of the continents. 1. *Proc. Kon. Ak. v. Wetensch. (B)* 55 (5) 527–54, Amsterdam.

СИСТЕМА КАРПАТ И ГИПОТЕЗЫ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕКТониКИ*

Дь. Сенаш**

Введение

Из международных профилей ГСЗ профили №№ Ш, IV, V и VI пересекают систему Карпат или кончаются в ней. (Рис. 1.)

О результатах, полученных до 1971 г. участники проведенных исследований издали общую монографию (Соллогуб и др., 1971, 1972). Раздел настоящей работы, посвященный вопросам о строении земной коры, опирается прежде всего на эту монографию, а также на данные ранее проведенного венгерского национального профиля ГСЗ (MITSCH, 1968). В основе сведений о строении мантии лежат результаты магнитотеллурических исследований (ÁDÁM, 1963, 1968a, б, 1969; PRAUS, 1967; Ritter, 1968).

Исходные тектонические данные заимствованы из тектонической карты Европы, опубликованной в 1964 г., а также из *Объяснительной записки* к ней (Schatsky и др., 1964), но только для ссылки на них, так как часть этой работы, касающаяся системы Карпат, отражает ошибочный аспект. Однако при составлении рукописи настоящей работы не имелись более современные карты.

В упомянутой монографии содержатся — между прочим — выводы об образовании системы Карпат и о строении ее земной коры. Автор желает указать на то, что к этому вопросу можно подойти и иным образом. Однако, это является только одной из причин, по которым была написана настоящая работа.

Вторая причина заключается в том, что в настоящее время, в эпоху распространения гипотез глобальной тектоники, целесообразно анализировать их местное применение. Этому способствует большой объем нового запаса знаний.

Еще не давно наиболее привлекательной гипотезой *глобальной* тектоники была теория конвекционных течений. В наши дни гипотеза распространения дна океана покорила весь мир. Обе гипотезы будут согласоваться с системой Карпат, довольно хорошо изученной по данным геофизических исследований.

Следует подчеркнуть, что к глобальной тектонике следует подойти глобально и пока еще далеко то время, когда можно будет взяться за маломасштабное локальное применение этой теории.

*

Под системой Карпат подразумевается Карпатская впадина и окаймляющая ее дуга горных сооружений. Следовательно, сюда входят Карпаты, сопредельная со впадиной часть Альп и Динариды.

Карпаты подразделяются на Внешние или Флишевые, и на Внутренние Карпаты, так как по данным ГСЗ, как это будет видно из нижеследующего, указанные горные массивы резко различаются между собой по строению земной коры. Такое же подразделение действительно для Динарид, но об

* ЭЛГИ (Геофизический институт им. Этвеша), г. Будапешт. Рукопись поступила 22. V. 1972. г.

** Статья была опубликована на английском языке в вып. 15 журнала *Tectonophysics*, 1972. Elsevier Publ. Co., Amsterdam.

этом излишне говорить, так как югославские геологи уже давно сделали это подразделение. Однако, строение Внутренних Динарид, напоминающее на строение Внутренних Карпат (тонкая или нормальная кора), было выяснено только за последнее время, следовательно, следствия этого обстоятельства еще не могли привлечь должного внимания.

Геофизическая информация

Профили № № III и IV (рис. 2) будут описаться совместно, поскольку они пересекают всю систему Карпат только в своей совокупности.

Профиль начинается на Русской платформе, где кора имеет мощность ок. 40 км. Поверхность М постепенно погружается под неогеновым прогибом Карпат. Наиболее значительной глубины — 52 км — эта поверхность достигает под мелово-палеогеновыми Внешними Карпатами. По этому профилю на поверхности Карпатские массивы *внутреннего* типа — более древние мела и не флишевой фации — имеются лишь в весьма узкой полосе. Там, где профиль пересекает эту полосу, мощность коры внезапно уменьшается до 30 км.

Еще на территории СССР профиль доходит до покрытой молодой депрессии. Здесь поверхность М начинает равномерно подниматься и под Венгерской впадиной кора достигает своей минимальной мощности, равной 24 км. Под более глубокими верхнемеловыми-неогеновыми прогибами поверхность М, как правило, характеризуется приподнятым положением. С подъемом основания прогиба поверхность М постепенно погружается и снова достигает глубины залегания равной 30 км. На территории Югославии, во Внутренних Динаридах мощность коры не увеличивается, и на определенном участке — за обнажениями основания Гор Фрушка — наблюдается даже небольшое утонение коры. Наконец, под Внешними Динаридами мощность коры постепенно, а затем сравнительно резко увеличивается до 45 км, чтобы в направлении к Адриатическому морю снова иметь нормальные величины (Dragašević—Andrić, 1968).

По данным ГСЗ поверхность Конрада определяется менее уверенно, чем поверхность М. По спорадическим данным глубина залегания поверхности Конрада характеризуется величинами 16—19 км под Русской платформой, 18—19 под Карпатской впадиной и 14—18 км под Динаридами.

Профиль № V (рис. 3) начинается на территории Польши на Подольской платформе, где мощность коры характеризуется средней величиной 40 км. Эта мощность сохраняется под определенной частью передового прогиба, затем, под Внешними Карпатами она увеличивается до 48 км. Там, где профиль, уже на территории Чехословакии, доходит до Внешних Карпат, обнажающихся на поверхности здесь уже в широкой полосе, и возвышающихся на значительные высоты с резким подъемом поверхности М (13 км), мощность коры уменьшается до 35 км. Подъем равномерно продолжается и, на территории Венгрии, в антикорреляции с погружением основания впадины, мощность коры уменьшается до 26—27 км.

В пределах Карпат, т. е. в районах характера впадины, поверхность М представлена двойным горизонтом. Расстояние между этими горизонтами составляет, в большинстве случаев, 1—2 км. Более интенсивные сейсмические волны получаются то от нижнего, то от верхнего горизонта.

Поверхность Конрада прослеживается только начиная от Внутренних Карпат и то только спорадически. Глубина ее залегания, независимо от глубины залегания поверхности М и основания впадины, составляет 19—20 км.

Профиль VI (рис. 4) берет свое начало на территории ГДР, на интраплатформенной Тюрингской впадине, более древней третичного возраста и характеризующейся мощностью земной коры равной 29—30 км. В г. Цвикау профиль пересекает варисцийские остатки, где кора начинает утолщаться, а затем, пересекая государственную границу с Чехословакией, он проходит через Чешский массив с мощностью коры 35—40 км. В Предкарпатском прогибе и в флишевой зоне Внешних Карпат, отличающихся значительной узостью, кора сохраняет свою мощность равную 35 км. Затем профиль пересекает Венскую впадину. Здесь кора начинает утоньшаться, достигает величины 28 км и ее мощность не превышает эту величину даже под Малыми Карпатами *внутреннего* типа.

За Малыми Карпатами мощность коры уже не доходит до 30 км. В районе с. Леткеш профиль пересекает государственную границу с Венгерией и почти вплоть до государственной границы Румынии он проходит через территорию характеризующуюся мощностью коры равной 26—27 км.

По участку профиля VI в пределах депрессии поверхность М представлена местами также двойным горизонтом. Поверхность Конрада выделяется и здесь только спорадически. Там где она выделяется, глубина ее залегания составляет около 20 км; под флишевой зоной Карпат она залегает несколько глубже, а под впадиной — несколько выше.

Одной из интересных особенностей профиля № VI является то, что так называемый Чешский плутон, слагающийся границами и различными иными метаморфитами, характеризуется скоростью распространения сейсмических волн 6,1 км/сек. на поверхности. Это само собой, но особенно в совокупности с анализом волновой картины, свидетельствует о том, что так назыв. гранитный слой коры поднимается на поверхность в чешском плутоне.

Венгерский *национальный профиль* субмеридиональной ориентации (рис. 5) пересекает Задунайскую область диагонально. Он начинается в заполненной мощной неогеновой толщей впадине Малой венгерской низменности, связанной с Венским бассейном (у г. Фертёсентмиклош), в районе, где кора имеет мощность 25—26 км. Приближаясь к Задунайскому Среднегорью, имеющему в своей общей массе возраст более древний верхнего мела, мощность коры начинает увеличиваться: под горами Баконь она достигает величин 29—30 км. В Венгрии эта величина соответствует максимальной известной мощности коры. Юго-восточнее гор Баконь, где горные породы, более древние верхнего мела снова погружаются под третичную толщу, имеющую все увеличивающуюся мощность, кора опять утоньшается. В наиболее глубокой части депрессии кора имеет наиболее малую мощность: 24—25 км. Приближаясь к горам Мечек-Виллань, основная масса которых представлена также горными породами, более древними чем верхний мел, мощность снова увеличивается. В конце профиля, около с. Давод, мощность коры составляет 26—27 км.

По описываемому профилю поверхность М имеет также двойной характер, а под горами Баконь даже в интервале до 5 км от нижнего горизонта М из мантии получают короткие границы раздела. Сплошность двух горизонтов М, а также интенсивность получаемых от них волн изменяются.

Поверхность Конрада выделяется здесь более уверенно по сравнению с международными профилями; она характеризуется сравнительной выдержанностью глубины залегания, равной 19—20 км. (С полной уверенностью нельзя утверждать, что часто упомянутая спорадичность поверхности Конрада является объективным фактом. Возможно, что это связано только с системой наблюдений.)

Другой метод, дающий существенную геофизическую информацию, — это магнитотеллурический метод.

Хорошо проводящий слой верхней мантии, соответствующий слою пониженных скоростей (*LVL*; Гутенберг, 1959) и *астеносфере* в теории плиточной тектоники (ÁDÁM, 1963; PRESS, 1968; ISACKS и др., 1968; KANAMORI, 1970) залегает под Паннонской впадиной в среднем на глубине 60—80 км.

Указанная зона была выделена как по данным венгерских и чехословацких обзорных исследований, так и в результате полевых магнитотеллурических зондирований (ÁDÁM, 1963, 1968a, б; PRAUS, 1967).

Средняя глубина залегания хорошо проводящей зоны, равная 60—80 км, имеет большое значение, поскольку это указывает на аномальность литосферы на этой территории с одной стороны, и заведомо исключает возможность литосферической субдукции теперь и в прошлом (по крайней мере с мезозоя), — с другой.

Однако, эти сведения (и любые другие геофизические информации) могут оцениваться только при сопоставлении системы Карпат с другими регионами.

Геолого-геофизические параметры тектонических элементов земного шара

По аспекту плиточной тектоники тектоническими элементами первого порядка являются *плиты*. Тектонические элементы второго порядка представлены *океанами* и *континентами*. В пределах континентов различаются — как тектонические элементы третьего порядка — древние *кристаллические щиты*, *платформенные области*, *древние (каледонские, варисийские) горные цепи* и *молодые (альпийские, циркумпафичские) горные цепи*.

Продукты горообразования возрастом более древним каледонского, в настоящее время либо входят в древние щиты, либо представляют собой кристаллический фундамент платформенных областей. Во многих отношениях это касается и продуктов каледонского цикла. Однако, основная часть варисийских остатков (напр. Алтайды) выступает так высоко и тектонически является почти такой же живой, как дуги молодых горных цепей, окаймляющие весь земной шар.

Система Карпат складывается, в основном, тектоническими элементами третьего порядка: Альпами, Динаридами и Карпатами. Карпатская впадина представляет собой тектонический элемент четвертого порядка.

В таблице I представлен сравнительный геофизический анализ вышеуказанных элементов. Содержащиеся в таблице параметры являются статистическими. Жесткие подразделения служат более правильному пониманию, но в то же время даем себе отчет в том, что природа, по всей вероятности, не классифицирует *так* жестко.

Образование и строение системы Карпат

По геофизическим данным (SICARDEL-ESCA, 1966; Соллогуб, и др. 1971, 1972) Внешние Динариды, Альпы, Внешние Карпаты и передовой прогиб Южных Карпат окаймляют окруженную впадину каркасом с сравнительно мощной корой. Средняя мощность коры самой впадины, т. е. впадины, заполненной верхнемеловыми-неогеновыми толщами, составляет 25 км. Минимальная мощность коры в каркасе равна 35 км. Следовательно, низы коры впадины образуют замкнутый купол, минимальная высота выпуклости которого равна 10 км.

Причины и способ утонения коры не известны нам. Однако, по некоторым фактам можно делать вывод о том, что кора — каким то образом — утоньшилась *снизу*. Такие факты следующие: Поверхность Конрада находится на расстоянии от земной поверхности, отклоняющемся от нормального в такой мере, которая соответствует мощности осадочной толщи, следовательно, эта поверхность погружалась вместе с теперешним основанием впадины*; в связи с этим поверхность М находится ближе не только к земной поверхности, но и к разделу Конрада, следовательно слой габро имеет особо малую мощность. Повидимому поверхность М достигла своего приподнятого положения каким то образом именно за счет этого слоя.

Поднятие поверхности М привело к изостатическому неравновесию, что могло компенсироваться корой только путем погружения ее верхней части, т. е. путем образования впадины.

Тем самым можно определить *способ* образования впадины и *время* утонения коры.

Образование впадины должно связываться с утонением коры, так как на тонкой коре впадина может формироваться только пассивным погружением, стремясь к изостатическому равновесию, соответствующему новому положению (распределению масс), вызванному утонением коры.

Следовательно, начало утонения коры предшествовало образованию впадины в незначительной мере. Если впадина (согласно данным глубоких скважин) начала погружаться в верхнемеловом периоде, то начало утонения коры можно приурочить с хорошим приближением ко второй половине нижнего мела.

Это как раз совпадает с активным прогибанием коры внешних Карпат (носившим геосинклинальный характер, утолщение; SZÉNÁS, 1969), что привело, кроме замыкания открытого до тех пор купола низов коры, к растягивающему усилию действовавшему на кору впадины. В результате этих усилий коровая плита претерпела (могла претерпеть) разрывные нарушения, причем отдельные блоки коры — как об этом свидетельствует антикорреляция основания и поверхности М — самостоятельно достигли изостатической компенсации локального характера.

Этот процесс продолжался с конца нижнего мела до конца плиоцена (рис. 6), но периодически, постепенно. Крупные разрывы ослабленной коры были временно закупорены базальным вулканизмом конца нижнего мела, в связи с чем блоки коры «сваривались». Об этом явно свидетельствует общеизвестная

* В принципе поверхность Конрада должна быть параллельной основанию впадины. В связи с спорадичностью данных это видно недостаточно ясно; однако, факт, что она залегает на ненормально большом расстоянии от современной земной поверхности.

картина магнитных аномалий впадины. В то же время эоценовый, олигоценый, миоценовый вулканизмы, а также колебательное погружение впадины ускорившееся и становившееся более равномерным в плиоцене, указывают на то, что независимо от вида напряжений, поддержавших данный процесс, временами эти напряжения накопились в такой мере, что они привели к реэвэнации разрывов и ко все новой и новой активизации вулканического механизма*, в конечном счете к формированию теперешней Карпатской впадины.

В связи с антикорреляцией между основанием и поверхностью М возникает вопрос, почему низы коры не везде в одинаковой степени сместились вверх?

Ответа на этот вопрос не имеем, но было бы странно, если бы поверхность М была совершенно ровной.

Погружение впадины и осадконакопление начались, как уже было сказано, в верхнем мелу. Во Внешних Карпатах погружение и накопление осадков начались немного раньше — в конце нижнего мела. Значительная часть верхнемеловой-палеогеновой толщи впадины напоминает по своей фации на флиш Внешних Карпат. В литературе так и об этом говорится, несмотря на то, что между этими двумя толщами имеется большая разница по тектонике: верхнемеловой прогиб впадины накопил свои осадки на *утопшающейся*, а прогиб Внешних Карпат — на *утолщающейся* коре. О различной тектонической жизни свидетельствует и то, что на границе палеогена с неогеном — в саванской фазе — осадкообразование флишевой зоны Внешних Карпат прекратилось. Горный массив поднялся и его кора осталась *мощной* и до наших дней (рис. 2). В то же время в впадине погружение и осадкообразование продолжались и даже всемерно интенсифицировались в неогене. Кроме того кора впадины осталась *тонкой* (рис. 2, 3, 4, 5).

Тектонические движения, вызвавшие образование Карпатской геосинклинали и формирование впадины, могут быть приурочены к альбскому ярусу, ко времени австрийской фазы складчатости. В связи с этим неоднородная толща (от докембрийских до нижнемеловых отложений), погружившаяся после нижнего мела, допустив тем самым накопление осадочных отложений впадины, называется *доавстрийским основанием*. Последнее имеет магматические, метаморфические и осадочные составляющие. Однако, *доавстрийские* осадочные отложения значительно различаются от *послеавстрийской осадочной толщи впадины*, как по своим фациям, так и по степени нарушенности.

Там, где поверхность М не поднялась, доавстрийское основание находится в приподнятом положении в связи с изостатической антикорреляцией. Местами оно обнажается на дневной поверхности и даже возвышается на значительные высоты. Третичные отложения, перекрывающие местами блоки основания, обнажающиеся на поверхность Земли, показывают, что это изостатическое состояние было достигнуто за счет многократных колебательных движений.

Все составляющие нашего среднегорья с возрастом более древним верхнего мела, представляют собой наземное основание.** По данным ГСЗ Внутренние Карпаты, а по тектонической аналогии также Южные Карпаты и комплекс горных массивов Бихор, должны также рассматриваться как таковые. Тонкая кора Внутренних Динарид подтверждает, что данный район входит сюда же.

* Упомянутая картина магнитных аномалий указывает и на то, что все новые и новые генерации вулканизма проявлялись в основном на месте старых.

** Интересно, что это подтверждается и результатами разведочной геофизики. Везде, где межгорье погружается под поверхность, *отарный горизонт* сейсмо- и электроразведочных наблюдений, проведенных по его краям или бухтам, нигде не поднимается выше аптских или альбских образований.

Между геофизическими параметрами основания Карпатской впадины и Внутренних Карпат (или Внутренних Динарид) имеются лишь разности, обуславливающиеся разностью их высотных отметок.

По каким то неизвестным причинам, связанным с строением коры или мантии, Внутренние Карпаты и смежные с ними структурные элементы, имеют более мощную кору, следовательно, они остались в более приподнятом положении (или поднялись более высоко), по сравнению с их эквивалентом в впадине: с погруженным доавстрийским основанием. Однако, сравнительно более значительная мощность их коры не имеет характер горных цепей и никакие геофизические параметры не указывают на такой характер.

Карпатская впадина является не молодой, третичной, как это общепринято думать, а послеавстрийской, т. е. *верхнемеловой* — третичной. В литературе Карпатская впадина (обычно не подчеркивается, но вероятно подразумевается только ее основание) именуется по различному: Паннонским массивом, Паннонским блоком, срединным массивом, *Zwischeng birge*, Тисия. В свете вышеизложенного во всех этих названиях существует какой-то элемент, вводящий в заблуждение. Именно поэтому мы всегда употребляем простое название «*Карпатская впадина*».

Карпатская впадина, если поверхностно смотреть на ее тектоническое положение, кажется межгорной впадиной. Но фактически она не является таковой, так как она разделяет два независимых друг от друга и по возрасту также полностью не коррелирующихся горных сооружений: Внешние Динариды и Внешние Карпаты. Карпатская впадина представляет собой особую, замкнутую, молодую депрессию с тонкой корой, которая пока не поддается зачислению в установленную систему тектонических элементов.

С прогибом Черного моря она не может сопоставляться (SOLLOGUB и др., 1971, 1972), поскольку там произошло утонение, местами даже почти исчезновение гранитного слоя, следовательно там имеет место «океанизация», «базификация», а здесь нет (BELLOUSOV, 1961).

В соответствии с вышеизложенным, массивы Карпат связаны с Альпами, собственно говоря, только в флишевой зоне и в северном передовом прогибе. Если проанализировать вподряд сейсмические разрезы III—IV, V и VI, даже эта связь становится спорной, так как тектонические жизнепроявления Карпат (мощность коры, нарушенность, высота) становятся *менее интенсивными* при приближении к Альпам, в то время, как фактически с приближением к «материнской горной цепи» они должны бы *интенсифицироваться*.

Система Карпат — как горный каркас, так и внутренняя впадина, — представляет собой необыкновенный тектонический элемент. Это само собой достойно внимания. Но здесь важнее то, что благодаря этой особенности, она очень хорошо может использоваться как локальная *модель* для проверки всякой глобальной концепции.

„Применение” теории конвекционных течений и плиточной тектоники к системе Карпат

Теория конвекционных течений была разработана выдающимися исследователями (напр. REKERIS, 1935; HALES, 1936; GRIGGS, 1939a, б; VENING MEINESZ, 1952; и т. д.) и подвергнута сомнению также выдающимися исследователями (напр. DE SITTER, 1956, 1967; PRESS, 1968 и т. д.).

Противники теории — еще до распространения теории плиточной тектоники — показали, что о вовлеченных параметрах конкретно, по данным измерения, ничего не известно; что мелкомасштабные цепи не могут быть источниками эндогенной энергии; что существование по всей мантии крупных цепей токов невозможно за счет сейсмогеологических разрывных поверхностей мантии и предполагаемых физико-химических параметров мантии; что временное и пространственное распределение горных цепей (их цикличность) не согласуется ни с моделью Григгса (1939а), ни с температурным градиентом между океанами и континентами, представляющим собой предпосылку теории.

Если все же использовать эту теорию применительно к Карпатам, то в первом приближении необходимо забыть об этих возражениях.

Окружающие впадину горные массивы являются неоднородными как генетически, так и тектонически и стратиграфически. Невозможно связывать происхождение *всех* этих гор с единственным механизмом конвекционных течений. Поэтому отдельные массивы будут анализироваться раздельно. В соответствии с моделью Григгса (1939а) проблема будет аппроксимироваться с таким расчетом, чтобы под каждой тектонически связанной зоной каждого массива было два противоположно вращающихся конвекционных течения, сначала всасывающих, затем отпускающих кору. *Всасывание* это ничто иное, как геосинклинальная стадия, когда кора внизу как-бы пускает корни в мантию (т. е. что-то «всасывает» ее), а наверху она прогибается в виде впадины осадконакопления. После *отпуска* всесенная кора снова поднимается и приподнимает отложившиеся между тем на поверхность прогиба вещества (по-страдавшие между тем ряд физико-химических эффектов) в виде гор. Если мы допускаем всасывание, то восстановительное поднятие уже не проблематично, так как всосанный корень по всей вероятности изостатически переопустился и как только он освободился, стремился к восстановлению своего равновесия. Само собой разумеется, что первоначальное положение, именно в связи с отложившимися между тем осадками, уже не может быть достигнуто. Несмотря на то, что заполнение геосинклинали возвышается высоко над поверхностью Земли, в мантии сохраняется корень, пропорциональный массе гор. Как раз поэтому теория конвекционных течений имеет суггестивную силу, так как вторая часть рассуждения логически правильна и кроме того геофизически подтверждается.

Одним из элементов дуги горных цепей, окружающих Карпатскую впадину, является массив Альп. Их зоны и циклы в истории развития Земли охватывают периоды от докембрия до неогена.

Другим элементом являются массивы Внешних Динарид,* охватывающих интервал от триаса до неогена.

Третий член — это Карпаты (Внешние Карпаты), с длительностью от конца нижнего мела до палеогена (вместе с передовым прогибом — до неогена).

В общих чертах в пределах Альп различаются древнее, доальпийское кристаллическое «ядро», две (варисийских) евгеосинклинальных зоны, две альпийских миогеосинклинальных зоны, одна флишевая зона, один передовой прогиб и одна молассовая депрессия. Массив Альп, за исключением флишевой зоны, оказывается двусторонне симметричным. Северный передовой прогиб «компенсируется» на юге молассовой депрессией равнины По.

* Из-за мощной коры только Внешние Динариды могут рассматриваться как горные цепи.

Внешние Динариды имеют флишевую зону, а также молассовую депрессию (сравнительно большое количество базальных магматитов Внутренних Динарид, хотя такие имеются и в основании Карпатской впадины, не имеет значение с точки зрения рассматриваемой темы). Динариды представляют собой по сути дела, односторонний массив.

В также односторонних Внешних Карпатах имеются тоже только флишевая зона и передовой прогиб. Карпаты не имеют молассовой впадины. Из вышеизложенного следует, что несмотря на поверхностное сходство, Карпатская впадина не может рассматриваться как молассовая впадина.

В Альпах, под теперешним «ядром», еще до варисцийской складчатости, и даже, по всей вероятности, в докембрии, должна была существовать пара нисходящих конвекционных течений. Когда это остановилось, корень древних Альп освободился и приподнялась теперешняя кристаллическая «ядерная гора». Если принять концепцию пассивного, вертикального, изостатического поднятия, то получается такая не слишком сложная картина. Однако, если для возвышения горных цепей требуется допустить и горизонтальное сжатие, то все становится более сложным, поскольку конвекционные течения следует не только приостановить, но и снова запустить.

Датировать и подразделить докембрийскую складчатость вовсе или почти невозможно. Однако, факт, что один докембрий охватывает более длительное время, чем весь лучше определенный фанерозой. Следовательно, описанный процесс мог, в принципе, несколько раз повторяться еще до каледонских движений, а в рамках варисцийской складчатости он обязательно повторился.

Во всяком случае в верхней перми механизм нисходящего течения снова заработал. Для Альп, в связи с двусторонней симметрией, с варисцийского времени необходимо предполагать существование двух ветвей, вращавшихся вокруг двух параллельных осей, которые всосали корень или корни, а затем остановились.

Последнее приостановление и освобождение корней происходили в конце нижнего мела. Тогда горная цепь снова поднялась и «ядерная гора» окаймлялась теперь уже с обеих сторон варисцийско-альпийским массивом.

После этого система сильно вытянутых двойных цепей, вращавшихся в противоположном направлении, объединилась, скользнула под флишевую зону и там тоже выполнила описанную операцию. Всасывание произошло в нижнем мелу, а освобождение — в конце палеогена.

Тогда механизм или полностью приостановился, или же переместился под равнину По. Последняя имеет, в основном, мощную кору. Можно допустить, что впадина осадконакопления равнины По, — в отличие от Карпатской впадины, — образовалась не за счет пассивного, изостатического погружения.

В флишевой зоне Внешних Динарид альпийский механизм не мог действовать, или если он действовал, цепи течений должны были вращаться около совершенно преломленной оси.

Когда во Внешних Динаридах цепи течений еще работали, другая пара ветвей, на 400 км севернее, стремилась всасывать корень Внешних Карпат.

Судьба пары динарских ветвей в неогене неизвестна. Кора молассовой впадины Динарид не свидетельствуют об эффекте всасывания; в основном она имеет нормальную мощность (DRAGAŠEVIĆ ANDRIĆ, 1968).

В то же время в неогене пара Карпатских ветвей переместилась к северу и всосала кору северного Предкарпатского прогиба. Кора этого прогиба имеет большую мощность и в настоящее время (рис. 2).

Все вышеизложенное представляет собой лишь ограниченную детализацию. Во всех рассмотренных элементах ряд несогласий свидетельствует о том, что на самом деле кора выполняла гораздо больше колебательных движений.

И так, применение теории конвекционных течений к системе Карпат приводит к физическим и геологическим абсурдностям. Это в данном случае, на наш взгляд, говорит не только против локального применения теории, но и против конвекционных течений, ведь рассмотренные горные массивы несомненно существуют, в то время, как подобные системы токов, конечно, не могли существовать.

Если теория конвекционных течений, в своей глобальной размерности, оказалась несостоятельной, то даже нельзя думать о ее местном применении к Карпатской впадине, тем более, что последняя характеризуется малыми размерами.

*

Недавно разработанная теория плиточной тектоники или раздвига дна океана (BULLARD, 1964, 1969; LE PICHON, 1968; ISACKS и др., 1968; MENARD, 1969 и т. д.) распространялась с быстротой молнии. Тектонисты, в основном, приняли ее во всем мире, так как эта теория дает объяснение на больше явлений, по сравнению с любыми предыдущими теориями. Это и не удивительно, ведь в основе ее концепции лежат современные геофизические (в основном палеомагнитные, сейсмологические, магнитотеллурические и геотермические) данные. Однако VELOUSSOV (1970) выразил серьезные сомнения в связи с этой теорией. Он считает недостаточным объем геофизических данных, входящих в основу теории, считает поспешной их глобальную экстраполяцию и перечисляет множество фактов, противоречащих теории.

Факт, что нельзя отрицать существование пояса землетрясений фокусом 600—700 км, полностью окружающего весь земной шар. А кроме палеомагнитной «полосатости» именно этот факт является основным аргументом теории плиточной тектоники. В дальнейшем будет предполагаться, что детали известны читателям, но эти слова были написаны для того, чтобы сделать ощутимыми размерности.

Пока сами основатели теории проявляют определенную сдержанность в своих выводах. Они не принимают на себя локальное применение теории. И это было бы трудно, так как по аспекту плиточной тектоники само горообразование может объясняться только очень схематично, иногда даже противоречиво (напр. BULLARD, 1969 и MENARD, 1969).

Тем не менее мы теперь забудем о недостатках теории плиточной тектоники точно также, как о недостатках гипотезы конвекционных потоков и в порядке опыта теория будет применяться к системе Карпат. Сущность заключается здесь, конечно, не в критике плиточной тектоники, и мы подвергаем сомнению возможность локального, мелкомасштабного поспешного применения теории (напр. субдукционная зона реки Марош, или «семиактивная зона надвигания», влияющая на строение метро в г. Будапеште!) и мы хотим предотвратить подобные подходы.

Система Карпат располагается на одной из шести-восьми крупных плит, слагающих литосферу Земли (LE PICHON, 1968; BULLARD, 1969), а именно, в пре-

делах евразийской плиты (рис. 7). *Центром* или *концом раздвига* этой плиты является Атлантический гребень. *Основная грань* находится где-то в Тихом океане. Ее северная граница доходит до Арктики, а южная граница представлена северным краем Африки*. Любая из ее границ находится на тысячи километров от системы Карпат. Если уменьшить эту плиту в правильном масштабе, то можно себе представить парафиновую пластинку толщиной в 1—2 мм, площадью 300 см², на которой система Карпат занимает площадь не более 1 см².

LE PICHON и BULLARD (упомянутые работы) утверждают, что эта плита начала разорваться от северо-американской плиты только в верхнем мелу и существующая конфигурация континентов и океанов сформировалась в третичном периоде.

В настоящее время в пределах плиты — за исключением системы Байкальских грабенов — нет никаких следов формирования нового центра раздвига. О домеловом раздвиге ничего не известно.

Следовательно, Альпы уже могут быть исключены из последнего этапа раздвига, вызвавшего образование Атлантического океана, поскольку Атлантический океан еще не существовал, т. е. евразийская плита еще не начала двигаться, когда Альпы уже имели в основном теперешнюю конфигурацию и строение. (Все это, конечно, касалось бы также и Внутренних Карпат и Внутренних Динарид, но они не являются горными цепями, несмотря на то, что большинство тектонистов, начиная от Штилле до сего дня, думает иначе.)

Образование Внешних Динарид, Внешних Карпат и Карпатской впадины началось несколько раньше, чем разрывание евразийской и американской плит. Если бы раздвиг начался раньше, чем погружение самой геосинклинали Карпат, то можно было бы искать косвенную каузальную связь между этими явлениями. Однако, поскольку началу атлантического раздвига предшествовало даже погружение впадины осадконакопления Карпат (конец нижнего мела), такая связь весьма невероятна: Карпаты не нуждались в раздвиге для того, чтобы формироваться. Это подтверждается и реконструкцией палеогеографической картины района для верхнего мела: вблизи Карпат не существовала обстановка, характерная для открытого моря, глубокого моря, океана.

Что касается существующего положения, хватит сказать, что механизм раздвига, там где он существует, работает и в настоящее время. Геофизические параметры раздвига (напр. сейсмичность) общеизвестны. В Карпатской впадине нет никаких следов этого.

Теория плиточной тектоники не особенно пригодна применительно к горообразованию. В то время, как для образования глубоководных грабенов и части геосинклиналей она кое-как дает объяснение, горообразование она объясняет только схематично или противоречиво, или вовсе не дает объяснения. Кроме того цикличность (в пространстве и времени) горных цепей, фазы их образования, отражающиеся на горных породах, образование флиша, платформенная тактоника, а также ряд локальных или частных явлений геотектоники точно также не находят объяснения в теории раздвига, как и в теории конвекционных течений.

* Буллар — по всей вероятности из-за сейсмичности — помещает неуверенную (незаконченную) полосу столкновения также на юго-западном краю Динарид. Однако, направление смещения плиты почти параллельно Динаридам; следовательно, тут не может идти речь о столкновении, в крайнем случае только о трении.

Если отказаться от роли раздвига в происхождении Карпат, то одновременно мы утверждаем, что горные цепи (или определенные их типы) могут образоваться (и) независимо от раздвига.

Евразийская плита (если она существует), уже давно двигавшаяся в верхнем мелу и в третичном периоде, могла каким-то образом, косвенно, влиять на развитие системы Карпат. Однако, поскольку она не играла роли в *происхождении* Карпат и Карпатской впадины, теорию плиточной тектоники нельзя было бы применять к этому региону даже в том случае, если бы впрочем можно было применять *глобальную* тектонику к мелким местным явлениям.

*

В заключение хотелось бы поднять некоторые пренебреженные до сих пор мысли, касающиеся как теории плиточной тектоники, так и системы Карпат.

Плиты коры плавают на верхней мантии, а литосфера плавает на той части верхней мантии, верхняя часть которой представляет собой астеносферу.

Континентальная литосфера имеет наглядно, систематически бóльшую мощность (табл. 1), по крайней мере статистически, чем океаническая. Континенты приподнимаются из литосферы, континентальная литосфера погружается в астеносферу более глубоко, чем океаническая. Известно, что кора изостатически компенсируется в мантии. Конфигурация литосферы сильно напоминает на это. Кажется, что литосфера, вместе со своей коровой составляющей, компенсируется в астеносфере. О физических параметрах, господствующих на границе литосферы с астеносферой, кроме скорости сейсмических волн и удельного электрического сопротивления, конкретно, по данным измерения, ничего не известно. Следовательно, не было бы полезным «подтвердить» это утверждение на вычислениях, основывающихся на неизвестных величинах. Однако, стоит задуматься над этим фактом, проводить соответствующие исследования и изучать «неконтинентальное» поведение мантии под горными цепями и под Карпатской впадиной а также ее зоны пониженных скоростей. Никакой физической закон не требует существования в верхних поясах Земли только *единственной изостатической системы*.

Другую мысль подсказывает сама Карпатская впадина. Образование впадины объясняется нами приподнятием низов коры и следующей из этого изостатической компенсацией: погружением поверхности. Изостазия не представляет собой источник активной тектонической энергии. Однако, если любой из блоков коры теряет свое изостатическое равновесие, то стремление к восстановлению равновесия становится источником энергии и изостатическое поднятие нельзя различить от любого другого вида поднятия (если существует таковое). Если действительно существуют две изостатические системы и низы литосферы по какой-то (пока совершенно неизвестной) причине поднимаются выше (разрушаются, изменяются их физические параметры, граница фазового перехода смещается выше, перед началом субдукции, перегибаются, и т. п.), то верхи коры тоже должны опуститься. Однако, в таком случае вместе с земной поверхностью погружается не только поверхность Конрада, но и поверхность М.

С другими словами: смещение низов коры вверх приводит к образованию впадины, а смещение низов литосферы вверх — к образованию геосинклинали. В то же время погружение поверхности М вызывает некомпенсированность в изостатической системе мантия-кора, которая, в свою очередь, должна,

ранее или позднее, компенсироваться в повторном поднятии и горообразовании.

Теория плиточной тектоники — хотя и пока колеблется в отношении описания точного механизма — возводит «смятие в складки» горных цепей к сжатию. С тех пор, как тектоника существует, складчатые элементы горных цепей всегда ввели тектонистов в такое заблуждение. Не говоря уже о том, существование какого множества складчатых, главным образом перемятых, передвинутых форм-элементов должно рассматриваться с сомнением, если субдукция может вызвать описанные изостатические нарушения (и почему она не могла бы?); то возвышение гор может объясняться прекращением субдукции, а формирование складчатых элементов — гравитационной *текучестью*.

Следует подчеркнуть, что вышеизложенное представляет собой только мысли, для подтверждения или отклонения которых и, вообще, для продвижения в геотектонике, требуется иметь дополнительный объем данных.

G. SZÉNÁS

THE CARPATHIAN SYSTEM AND GLOBAL TECTONICS

Recent geophysical achievements, especially international (and national) seismic crustal profiles traversing the Carpathian system, have thrown a new light upon the evolution and lithospheric structure of this peculiar, closed tectonic unit. One of the aims of this paper is the demonstration of the new ideas based on the new results.

The other aim is an analysis of global tectonic hypotheses in a special manner: is it possible and is one entitled, in the possession of our present meagre knowledge, to apply *global* concepts to local tectonic elements? Convection current hypothesis and modern plate-tectonics are tentatively applied to the Carpathian system. The failure of these "applications" shows the hasty nature of such sporadic endeavours. In the meantime, however, certain defects of tectonic hypotheses come inevitably to light as well.

ERRATA

The Figures of pp. 37—46 and pp. 79—89 in Vol. XX. 3—4. are, sorrily, interchanged without, however, the captions.

HELYRE

A XX. köt. 3—4. számának 37—46. 1. ábrái, illetve a 79—89. lapokon levő ábrákkal sajnálatosképpen felcserélődtek, de a 79—89. lapokon levő ábrafeliratok eredeti helyükön maradtak.

ПОПРАВКА

В №№ 3—4 вып. XX. допущена перемена рисунков стр. 37—46 на рисунки стр. 79—89, но подписи находятся на правильных местах.

Tektonikai egység	Óceán	Kontinens				Külső-Kárpátok (flis-öv)	Belső-Kárpátok (a Déli-Kárpátokkal)	Kárpát-medence (a Belső-Kárpátok nélkül)
		Ósi pajzs	Táblás vidék	Régi (pl. variszkuszi) lánc hegység	Fiatál (pl. Alpi) lánc hegység			
Geofizikai- földtani paraméter								
Bouguer anomália szint és jelleg; izosztatikus ál- lapot	pozitív, szabálytalan; kompenzált; kivéve a rift valley-ket	semleges, szabálytalan; kompenzált	semleges; szabálytalan; kompenzált, kivéve a kontinentális rift valley- ket	negatív, vonalas, nem fel- tétlenül kompenzált (ha igen: regionálisan)	erősen negatív, vonalas; nem kompenzált (ha igen: regionálisan)	erősen negatív, vonalas; aszeizmitásából ítélve kompenzált (regionálisan)	semleges, szabálytalan; lokálisan kompenzált (Popelař, 1968)	semleges, szabálytalan; kompenzált; az aljzat- tömbök lokálisan kom- penzáltak
Mágnesség és mágn. ano- mália eredete és jellege	bázisos, ultrabázisos kö- penyanyag (rift valley- ből); poz., neg., szab., remanens	kristályos összet.; indu- kált; regionális; szabály- talan	kristályos alaphg. elszí- getelt vulkáni testekkel; főleg indukált, regionális, szabályt.	bázisos vulkánitok; né- hol szabályos, vonalas; főleg remanens	bázisos vulkánitok; néhol szabályos, vonalas; re- manens	vulkanikus lényegében nincs; kristályos alap- hegység: indukált; gyen- ge; szabálytalan	szórványos, mezozóos bá- zisos, de főleg harmad- időszaki, erős, többnyire neutr. vulkánizm.; né- hol szab., vonalas; re- manens	az aljzatban mezozóos bázisos, a medenceösszl- ben harmadidősz., főleg neutr. vulkánit. erős; szab., von. reman.
Hőáram ($\mu\text{cal}/\text{cm}^2$)	> 1,5 (a mérések 90%-a ide, főleg a hátságokra esik; Telford, 1967)	~ 1,0 (Jessop, 1964, 1969)	elvileg a világátlag: 1,5; intraplatform rift valley-k körül > 1,5	> 1,5	> 1,6	nincs megbízható adat; valószínűleg > 1,5	nincs megbízható adat; valószínűleg > 1,5	nincs megbízható adat; a hőmérséklet – cirkulá- ló meleg vizek miatt – anomális (konvektív hő- száll. uralkodik)
Szeizmitás	a hátságokon erős, $M > 7$; mélytengeri árkokban erős, $M > 7$; rift valley-k $M < 7$	aszeizmikus	aszeizmikus, kivéve a rift valley-k környékét	elvileg lecsengő; kom- penzáltág fokától függ; néhol (pl. Altaidák): erős	erős: M néha > 7	lényegében aszeizmikus (Kárnik-Ruprechtová, 1963)	aszeizmikus	aszeizmikus
Kéregvastagság (Moho mélys.)	0–10 km	35–45 km	35–40 km	50–70 km	50–80 km	45–55 km	30–35 km	24–30 km
Litoszféra vastagság, ill. asztenoszféra mélység (Kanamori, 1970)	70–100 km	asztenoszféra (LVL) hiányzik (nagyon mély?)	~ 200 km	> 100 km	~ 100 km	ismeretlen; valószínűleg < 100 km	ismeretlen; valószínűleg 60–80 km	60–80 km (ÁDÁM, 1968a)
Kor	atlanti: felső kréta (Bul- lard, 1969)	prekambrium	a kristályos alaphegység fölött elvileg a teljes fanerozoikum	kambrium – szilur (Kal.), devon – alsó perm (Var.)	felső perm – neogén	alsó kréta – paleogén; elősülly.: neogén	prekambrium – alsó kréta	medencealjzat: prekambrium – alsó kréta; medenceösszlet: felső kréta – neogén
A felszín morfológiája	hátságok, árkok, platók, guyot-k	sima vagy penneplain; erodált	erodált; mesa-k, cuesta-k, escarpment völgyek, butte-k	általában magas, tagolt (a kaledóniai többnyire lepusztult)	magas, tagolt	középmagas; főleg tagolt	főleg magas, tagolt	többségében alacsony, sík vidék (l. a köv. tételt)
A felszín szerkezete	rift valley-k, transform faultok, vulkáni kúpok	töréses, ősi gyűrődés nyo- maival	közel vízszintes; főleg tö- réses, enyhe hajlott for- mákkal	gyúrt, ill. folyásos, kissé lepusztulva	gyúrt, ill. folyásos	gyúrt, ill. folyásos	töréses, pikkelyes	medencealjzat kibúvások: töréses, pikkelyes; me- denceösszlet: közel víz- szintes algyűrődésekkel
Általános közettani, fa- ciológiai jelleg	bázisos, ultrabázisos ef- fúziumok, kevés üledék	kristályos, gránitos (át- alakult)	a kristályos alaphegység fölött heterogén üledékes összlet	heterogén geoszinklinális fáciesek	heterogén geoszinklinális fáciesek	üledékes, klasztikus (flis- fácies); elősüllyedék: molassz	heterogén (magmás, üle- dékes, átalakult), válto- zatos fáciesekkel	medencealjzat: heterogén (magmás, üledékes, át- alak.), változatos fácie- sekkel; medenceösszlet; törm. üledékes

I. táblázat. A Föld tektonikai egységeinek összehasonlítása

A comparison of the tectonic units of the Earth

Тектонические элементы Геолого-геофизич. параметры	Океаны	Континенты				Внешние Карпаты (Флишевая зона)	Внутренние Карпаты (с Южными Карпатами)	Карпатская впадина (без внутренних Карпат)
		Древние плиты	Платформенные области	Старые (напр. варисийские) горные цепи	Молодые (напр. альпийские) горные цепи			
Уровень и характер аномалий Буге; изостатич. состоян.	Положит., неравномерн., компенсированное, за исключ. рифтовых долин	Нейтральн., неравномерн.; компенсированное	Нейтральн., неравномерн.; компенсированное, за исключ. континентальных рифтовых долин	Отрицательн., линейный; не обязательно компенсированное (если комп., то регионально) Основные вулканы;	Сильно отриц., линейный; некомпенсиров. (если комп., то регионально)	Сильно отрицательн., линейный; судя по асейсмичности: компенсированное (регионально)	Нейтральн., неравномерн.; локально компенсированное (Porelař 1968)	Нейтральн., неравномерн.; компенсированное; блоки основания локально компенсированы
Природа и характер намагниченности и магнитных аномалий	Базальн., ультраосновн. вещество мантии (из рифтовых долин); положит., отриц., равномерн., остаточн.	Кристаллич. комплекс; индуцирован.; региональн., неравномерн.	Кристаллич. фундамент с изолированными вулканич. телами; в основном индуцирован., региональн., неравномерн.	Основные вулканы: местами равномерн., линейн.; в основном остаточн.	Основные вулканы; местами равномерн., линейн.; остаточное	В сущности вулканизма нет; кристаллич. фундамент: индуцирован., слабое; неравномерное	Спорадич. мезозойск. основн., но в основном третичн., сильный, в большинстве случаев нейтральн. вулканизм; местами равномерн., линейн., остаточн.	В основании мезозойск., основн., в осадочн. толще третичн., в основном нейтральн. вулканы, сильное; равномерн. линейн., остаточн.
Тепловой поток [в мккал/см ²]	>1,5 (90% от всего объема измер. приходится сюда, главным образом на выступы: Telford, 1967)	~1,0 (Jessop, 1964, 1969)	В принципе, мировая средняя: 1,5; около интраплатформ. рифтовых долин — >1,5	>1,5	>1,6	Нет достоверных данных; вероятно >1,5	Нет достоверных данных; вероятно >1,5	Нет достоверных данных; температура, из-за циркулирующ. теплых вод аномальна (господствует конвективн. передача тепла)
Сейсмичность	На выступах интенсивн., $M > 7$; в глубоководных грабенах $M > 7$; в рифтовых долинах $M < 7$	Асейсмичн.	Асейсмич., за исключением рифтовых долин	В принципе затухающ.; зависит от степени компенсированности; местами (напр. Алтайды): интенсивн.	Интенсивная; иногда $M > 7$	В сущности асейсмич. (Kárník — Ruprechtová, 1963)	Асейсмичн.	Асейсмичн.
Мощность коры (глубина залег. поверхн. М)	0—10 км	35—45 км	35—40 км	50—70 км	50—80 км	45—55 км	30—35 км	24—30 км
Мощность литосферы, глубина астеносферы (Капаноги, 1970)	70—100 км	Астеносфера (зона пониж. скоростей) отсутствует (залегает очень глубоко?)	~200 км	>100 км	~100 км	Неизвестна; вероятно >100 км	Неизвестна; вероятно 60—80 км	60—80 км (Ádám, 1968a)
Возраст	Атлант. верхнемеловой (Bullard, 1969)	Докембрийск.	Над кристаллич. фундаментом, в принципе весь фанерозой	Кембрий-силур (Кал.), девон—нижн. пермь (Вар.)	Верхн. пермь—неоген	Нижний мел — палеоген. Передовой прогиб — неоген	Докембрий — нижний мел	Основание впадины: докембрий — нижн. мел. осадочн. толща: верхн. мел — неоген
Топография поверхности	Выступы, грабены, плато, гноио	Ровная или пенепл.; эродированная	Эродированная; мезы, куэсты, долины-эскарп., останцы	В основном высокая, расчлененная (каледонск. в основном разм.)	Высокая, расчлененная	Средние высоты; в основном расчлененная	В основном высокая, расчлененная	В основном низкая равнина (см. следующ. позицию)
Строение поверхности	Рифтовые долины, трансформ. сбросы, вулканич. конусы	Нарушенное разрывами, с следами древн. смятия	Почти горизонтальн. в основном разрывн. с полого наклонными формами	Складчат. или флюидальн., несколько размыто	Складчат., или флюидальн.	Складчат., или флюидальное	Нарушенное сбросами, чешуйчатое	Выступы основания впадины: разрывн., чешуйчат.; осадочн. толща: почти горизонтальн. со псевдоскладками
Общий, петрографич., Фашиологич. характер	Основные, ультраосновные эффузивы небольшой объем отложений	Кристаллич., гранитн. (метаморфич.)	Кристаллич. фундамент перекрывается неоднородной осадочн. толщей	Неоднородные геосинклинальные фации	Неоднородные геосинклинальные фации	Осадочн., кластичн. (флишевая фация); передовой прогиб — молассы	Неоднородный (магматич., осадочн., метаморфич.) с переменными фациями	Основание бассейна: неоднородн. (магматич., осадочн., метаморфн.) с разнообразн. фациями; осадочная толща: обломочн., осадочн.

Таблица 1. Сопоставление тектонических элементов Земли