

PUBLIKACE ČS. STÁTNÍHO GEOFYSIKÁLNÍHO ÚSTAVU

Publications de l'Institut Géophysique National Tchécoslovaque

Ředitel-Directeur: Prof. Dr B. ŠALAMON

SPECIÁLNÍ PRÁCE - TRAVAUX SPÉCIAUX Čís. 3
No. 3

ŠÍŘENÍ
VÝCHODOALPSKÝCH ZEMĚTŘESENÍ
ČESKÝM MASIVEM

The Propagation of East Alpine Earthquakes

in the Bohemian Mass

NAPSAL-PAR: A. ZÁTOPEK

PRAHA 1948

STÁTNÍ ÚSTAV GEOFYSIKÁLNÍ PRAHA II, DITTRICHOVA 13

Institut Géophysique National Praha II, Dittrichova 13 - Tchécoslovaquie

PUBL. SÚG PRAHA, SP 3



Přehled

	Str.
Summary	5
I. Úvod. Problém, starší práce, předmět vyšetřování.....	9
II. Materiál a metoda zpracování	12
§ 1. Všeobecná charakteristika materiálu	12
§ 2. Metoda Siebergova	12
§ 3. Zpracování statistické	19
1. Základní úvahy	19
2. Popis metody	25
§ 4. Výsledky metody statistické ve vztahu k mapě tektonické a mapám iseiseist	36
III. Výklad vedenými vlnami	43
§ 1. Základní rovnice	43
§ 2. Podmínky na rozhraní	45
§ 3. Zobecněná rovinná vlna Ullerova	46
§ 4. Vedené vlny. Vlnová indukce.....	48
1. Indukce přímá bez skluzu na vnitřním rovinném rozhraní.....	48
2. Přímá indukce vln povrchových	51
3. Indukce nepřímá bez skluzu na vnitřním rovinném rozhraní	52
4. Nepřímá indukce vln povrchových	55
5. Indukce při pružné deformaci se skluzem.....	56
6. Přehled theoretických výsledků. Vícenásobná indukce	61
§ 5. Výklad výsledků statistického zpracování.....	62
IV. Závěr	65
Literatura	67

THE PROPAGATION OF EAST ALPINE EARTHQUAKES IN THE BOHEMIAN MASS

(Summary.)

This paper is devoted to the working out of the macroseismic observations of the East Alpine earthquakes felt during the years 1927 to 1938 and 1939 in the territories of Bohemia and Moravia.

I. From a survey of earlier works dealing with East Alpine earthquakes reaching macroseismically into the Bohemian mass there results the transversal character of these earthquakes, whose macroseismic field asymmetrically elongated in pear-shape to the NNW reaches as far as Dresden. The old explanation by means of seismotectonic lines as well as the recent explanation by conducted waves in Uller's sense are quoted.

The earlier works mentioned are based on the observation of a relatively small number of localities, a circumstance which accounts for certain erroneous results. The present paper is based on 2966 reports from the territories of Bohemia and Moravia, relating to the following earthquakes:

Date	UT	Epicentre	Intensity in the Epicentre
	h m		
A) 1927 July 25	21 36	47,5° N 15,5° E	7 ° <i>M. S.</i>
B) 1927 October 8 . . .	19 49	48° 04' N 16° 24' E	7,9° <i>M. S.</i>
C) 1938 November 8 . .	3 12	47° 57' N 16° 24' E	7,0° <i>M. S.</i>
C') 1938 November 8 . .	3 24	47° 57' N 16° 24' E	4,5° <i>M. S.</i>
D) 1939 September 18.	0 15	47° 48' N 15° 53' E	7,0° <i>M. S.</i>

II. These earthquakes were observed in a total of 1029 localities, among them 742 different ones (fig. 7.). The reports were worked first after Sieberg's method, with the statistically determined reduction of — 0,3° *M. S.* for each increase of the observation place by one storey [21]. The isoseismals of the earthquakes *A, B, C, D* are shown in figs. 1—4. They emphasize the transversality of the East Alpine earthquakes and

their close relation to the Bohemian mass, as the earthquake phenomenon remains in the main limited to the rocks of the Bohemian mass and becomes very rapidly suppressed in the Carpathians.

A large part of the area investigated is the border region of the macroseismic field, as the intensities are mostly 4° or less. Thus it is not possible to determine the scale of earthquake intensities with the same certainty as in higher intensities. Thus the location of the isoseismals below 4° is uncertain and the results obtained by Sieberg's method are blurred at the border of the macroseismic field. In view of the fact that the foci of the earthquakes studied did not lie far from each other and that the manner of propagation of the earthquakes *A*, *B*, *C*, *D* shows a similarity of a statistical character, e. g. the similar distribution of the intensities of the earthquakes *C* and *D* (figs. 5 and 6), the unequal distribution of the observation localities of the earthquakes studied was investigated in the map shown in fig. 7 by the collective method as a basic statistical system of points in a plane. We looked for the correlation between the plane coordinates *x* and *y* of the points of the basic system. For the whole system we obtained as the correlation coefficient a small quantity, but we were able to isolate partial systems in the shape of straight zones, in which we found correlation coefficients approaching ± 1 and indicating a certain collective-functional relation between the coordinates. In isolating these systems I proceeded step by step. The starting point was the investigation of the grouping of the points of the basic system in two systems statistically suitably chosen of zones orientated in the directions NS and EW, into which the region under investigation was divided. The points occurring in each individual zone were projected into its axis and then I investigated the smooth summation curves idealising the increase in the numerousness of points of these straight lines of points on the axis of each zone in relation to the corresponding coefficients measured along the axis of the zone. From the idealised summation curves I constructed for each zone of the two systems the derivation curve. The maxima of each of the derivation curves determine on the axis of the corresponding zone the points of concentration typical for the grouping of the points of the basic system in this zone, and that in the zones parallel to the axis *x* in relation to *x*, and in the zones parallel to the axis *y* in relation to *y* (fig. 9.). The points of concentration in relation to *x* and *y* fall into the same areas. For each of the two systems *x* and *y* I calculated the straight lines of regression in fig. 9, marked with the letters *p* and *q*, which represent the regressive curves. In their neighbourhood are con-

centrated the points of the basic system. A considerable part of these points can be included in zones whose axes are the straight lines just mentioned. By repeating the procedure described in the territory divided into zones orientated in the mean directions p and q there appeared the statistical independence of the position of the points of concentration from the manner in which the territory was divided. In addition to the improved directions of the axes p and q were derived the further directions r shown in fig. 9. The calculation of the final directions of the axes, in which due attention was paid also to the numerousness of the points of the basic system in the focal field of the region divided according to Pl. I, (p. 28), was carried out from the two regressive straight lines in the zones shown in fig. 10 with a width equal to three times the value of a „standard deviation“ determined from the derivation curve. The width of the zones was then decreased to the double value of the „standard deviation“ (fig. 7). To the zones which practically limit the different part systems a greater seismic mobility was attributed than to their neighbourhood, for their position does not correspond sufficiently to the distribution of settlements or to the density of the population, but on the other hand most of the zones of concentration follow the tectonic dislocation zones of the Bohemian mass (fig. 11). It is thus possible to consider these mobile zones an integral phenomenon of the existence of seismic and also tectonic disconnections, which make possible the conduit of seismic energy in the sense of Uller's theory.

III. After the elucidation of the nature of the conducted waves follows a summary of the results of Uller's theory of the reflection, refraction and induction of elastic waves on a boundary in the case of a common plane wave. Induction happens when a certain determinant of the system becomes in the calculation of the amplitudes of the reflected and refracted waves equal to zero [equations (32), (37), (38), (42), (43), (44), (46), (54), (56), (57)]. It is direct when the origin of the waves lies in the boundary and inverse when the origin of the waves lies outside the boundary. An inducting wave becomes in part or entirely a part of an inducted wave directed along the boundary whose part waves are ruled by the conditions of coherence. Induction happens also in cases when it comes along the boundary to a slip in the middle. To the theory is added a qualitative explanation of the propagation observed of the earthquake energy by its conduct along one or several approximately horizontal planes of disconnection lying under the Alps at depths but little different from the depths of the foci of the earthquakes studied, but in the Bohemian

mass approaching the surface, from which the energy is transmitted to the surface by systems of steeply inclined dislocations.

IV. Brief survey of the contents of the paper. The statistical method used can be of assistance in determining the block structure of the area under investigation on the border of a macroseismic field.

I. ÚVOD

Velmi mnohá zemětřesení východoalpská se vyznačují anomálním tvarem makroseismického pole, o jehož vysvětlení se pokoušela řada badatelů.

Již E. SUESS [1], [2] upozornil, že většina východoalpských zemětřesení jsou proti očekávání zemětřesení *transversální* s makroseismickým polem protaženým směrem od JJV k SSZ, tedy napříč ke směrům dislokací východoalpským, jež probíhají přibližně směrem V — Z. Dosáhli-li tato zemětřesení makroseismicky českého masivu, ubývá tam jejich intenzity mnohem pomaleji než v Alpách samotných i v přílehlém systému karpatském, geneticky spřízněném. Šíří se tedy východoalpská zemětřesení v českém masivu makroseismicky do mnohem větších vzdáleností než v Alpách i Karpatech. Tím nabývá makroseismické pole těchto zemětřesení tvaru hruškovitého, protaženého nápadně směrem k SSZ. Epicentrum leží excentricky v jižní rozšířené části makroseismického pole. E. SUESS to dokládá zemětřeseními ze dne 1873 (epicentrum u Neulengbachu, $\varphi = 48^{\circ} 12' N$, $\lambda = 15^{\circ} 55' E$) a ze dne 17. července 1876 (epicentrum u Scheibbsu, $\varphi = 48^{\circ} 10' N$, $\lambda = 15^{\circ} 10' E$). Toto anomální šíření zemětřesné energie vysvětluje E. SUESS „*otřesovými čarami*“ (*Stoßlinien*), v jejichž okolí se účinky zemětřesení zesilují. O čarách těch předpokládá, že souvisí s geologickou stavbou otřeseného území, avšak nevysvětluje ani jejich geologicko-tektonickou podstatu, neboť v četných případech tyto čáry nejví viditelné souvislosti s tektonikou na povrchu patrnou, ani je nedefinuje fyzikálně. Východoalpská zemětřesení sledují dle něho čáry *kampskou a scheibbskou*. První probíhá podél řeky Kamp, druhá míří od Scheibbsu českým masivem přes Prahu směrem ssz. do Saska.

Zemětřesení scheibbské zasáhlo makroseismicky až k Dráždanům a zpracoval je později podrobně A. KOWATSCH [3], který zavedl kromě čáry scheibbské čáru *dyjskou*, probíhající od Scheibbsu k Přerovu na Moravě. F. HERITSCH [4], [5] došel k přesvědčení, že na otřesových čarách zemětřesení východoalpských se uplatňují rozhodujícím způsobem nikoli horizontální, nýbrž vertikální tektonické poruchy. Domnívá se,

že tyto poruchy, přenášející zemětřesnou energii do českého masivu, zasahují až do hlubokého krystalinického podkladu, společného s hlubším podkladem Alp. S otřesovými čarami se setkáváme i na zemětřesné mapě Československa F. KOLÁČKA [6]. KOLÁČEK kreslí opět čáry *chubskou* (je totožná s čarou *scheibbskou*) a *dyjskou*.

Vztahy zemětřesení ve východní části východních Alp k tektonice a k anomáliím tíže se zabýval F. KAUTSKÝ [7]. Z výsledků jeho práce jsou pro nás důležité tyto: Hypothese Suessových otřesových čar se nedá udržeti. *Vztah větších zemětřesení k povrchové tektonice není patrný. Zemětřesná ohniska leží v oblastech náhlých změn tíhových anomálií, pokud jsou tyto v orogenu. Transversalita východoalpských zemětřesení souvisí se spádem tíhových gradientů, jenž je kolmý na směr pohorí. V českém masivu se šíří východoalpská zemětřesení dále než v Alpách a český masiv při tom reaguje jako homogenní blok.* Tvar makroseismického pole i rozdělení intenzit jsou značně ovlivňovány relaisovitým uvolňováním napětí pleistoseistní oblasti.

R. SCHWINNER ([8], [9]) vysvětluje transversalitu východoalpských zemětřesení za předpokladu, že velká část *energie těchto zemětřesení se šíří jako „vedené vlny“*, jak je definoval K. ULLER ([10] — [14]) *podél rozhraní Sial-Sima*. Stupně a hrany této vodící plochy — podle Schwinnera zbytky variských a starších pásem horských, která svého času spojovala jádro centrálních Alp s českým masivem — způsobují, že v určitých místech intenzity zemětřesení vzrůstají. Průběh „seismických mostů“ pod severními vápencovými Alpami napříč do českého masivu odvozuje SCHWINNER z rozložení tíhových anomálií. Energie přivedená tak do českého masivu je předpokladem pro vznik transversálního makroseismického pole. Výklad transversality východoalpských zemětřesení vlnami vedenými podél rozhraní přijímá také A. SIEBERG [15]

V předložené práci se budu zabývatí šířením zemětřesné energie, která se přenesla do českého masivu z ohnisek v severovýchodní části východních Alp. Východiskem práce je makroseismický pozorovací materiál z území Čech a Moravy, shromážděný ve *Státním geofyzikálním ústavu v Praze*. Týká se východoalpských zemětřesení, jež budu v dalším označovati zkratkami *A, B, C, C', D*:

A) Zemětřesení 25. července 1927 ve 22 h 36 m SEČ s epicentrem v *údolí Muřice* (Mürz), $\varphi = 47,5^\circ \text{ N}$, $\lambda = 15,5^\circ \text{ E}$, intenzita v epicentru asi 7° M. S. (= Mercalli-Sieberg);

B) 8. října 1927 ve 20 h 49 m SEČ s epicentrem $\varphi = 48^\circ 04' \text{ N}$, $\lambda = 16^\circ 24' \text{ E}$ u *Schwadorfu*; intenzita v epicentru $7,9^\circ \text{ M. S.}$ ([16], [17]);

C) 8. listopadu 1938 ve 4 h 12 m SEČ s epicentrem $\varphi = 47^{\circ} 57' N$, $\lambda = 16^{\circ} 24' E$ u *Ebreichsdorfu* s intenzitou v epicentru $7^{\circ} M. S.$ a následujícího slabšího otřesu *C'* ve 4 h 24 m s tímž epicentrem a intenzitou v něm $4,5^{\circ} M. S.$ [18];

D) 18. září 1939 v 1 h 15 m SEČ s epicentrem $\varphi = 47^{\circ} 48' N$, $\lambda = 15^{\circ} 53' E$, v blízkosti *Puchbergu*, intenzita v epicentru $7^{\circ} M. S.$ ¹⁾

Kinetická reakce českého masivu se ukazuje jako heterogenní a váže se zřejmě na systémy tektonických poruch. Tím se stává výklad vedenými vlnami zcela přirozeným; apofysy simatického podkladu ve smyslu Schwinnerově nejsou při něm nezbytné.

¹⁾ Dle sdělení Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik ve Vídni (1944).



II. MATERIÁL A METHODA ZPRACOVÁNÍ

§ 1. Všeobecná charakteristika.

Materiál k této práci je *souhrn zpráv* pozorovatelů v Čechách a na Moravě, v mnohých případech též *hlášení* úředních orgánů. Značnou část jeho tvoří dotazníky o zemětřesení ústavem pozorovatelům zasílané. Využito bylo také zpráv jiných, na př. osobních informací autorových u pozorovatelů. Vývoj ústavního sběru zpráv byl popsán v [19]. Poněvadž zprávy pocházejí z delšího intervalu časového a byly shromážděny za spoluúčasti široké laické veřejnosti, aniž byli vybíráni zvláštní pozorovatelé, nese materiál *znaky náhodného výběru*. Tuto okolnost je třeba zdůrazniti, jakož i to, že sběr byl stále zlepšován. Proto také počet zpráv o pozdějších zemětřeseních *C* a *D* převyšuje daleko počet zpráv o zemětřeseních dřívějších.

Zpracováno bylo celkem 2966 zpráv, jež jsou mezi jednotlivá zemětřesení rozděleny takto: A) 308 zpráv z 205 otřesených obcí, B) 121 zpráv z 97 obcí, C) 1756 zpráv ze 418 obcí, D) 781 zpráv ze 309 obcí. Celkem je tedy *1029 pozorovacích míst*; vzhledem k tomu, že na řadě míst bylo pozorováno více než jedno z uvedených zemětřesení, je jich jen *742 od sebe různých*. U zemětřesení *C*, *C'* a *D* pocházejí zprávy až na nepatrné výjimky z území okleštěných mnichovským diktátem 1938, tedy z částí Čech a Moravy, uzavřených od 15. března 1939 hranicemi tak zvaného Protektorátu Čechy a Morava (na přísl. mapkách vnitřní hranice). Održení pohraničního území znemožnilo sebrati pozorovací materiál v původních hranicích Čech a Moravy, mnohem lépe vyhovujících účelu práce po stránce geologické. Byla tím ovšem porušena homogenita materiálu a výsledky ochuzeny o jasnější obraz pohyblivosti podhůří okrajových pohoří českých v blízkosti směrných zlomových systémů podél hranic českých, jak směru SZ-JV, tak také JZ-SV.

§ 2. Methoda Siebergova.

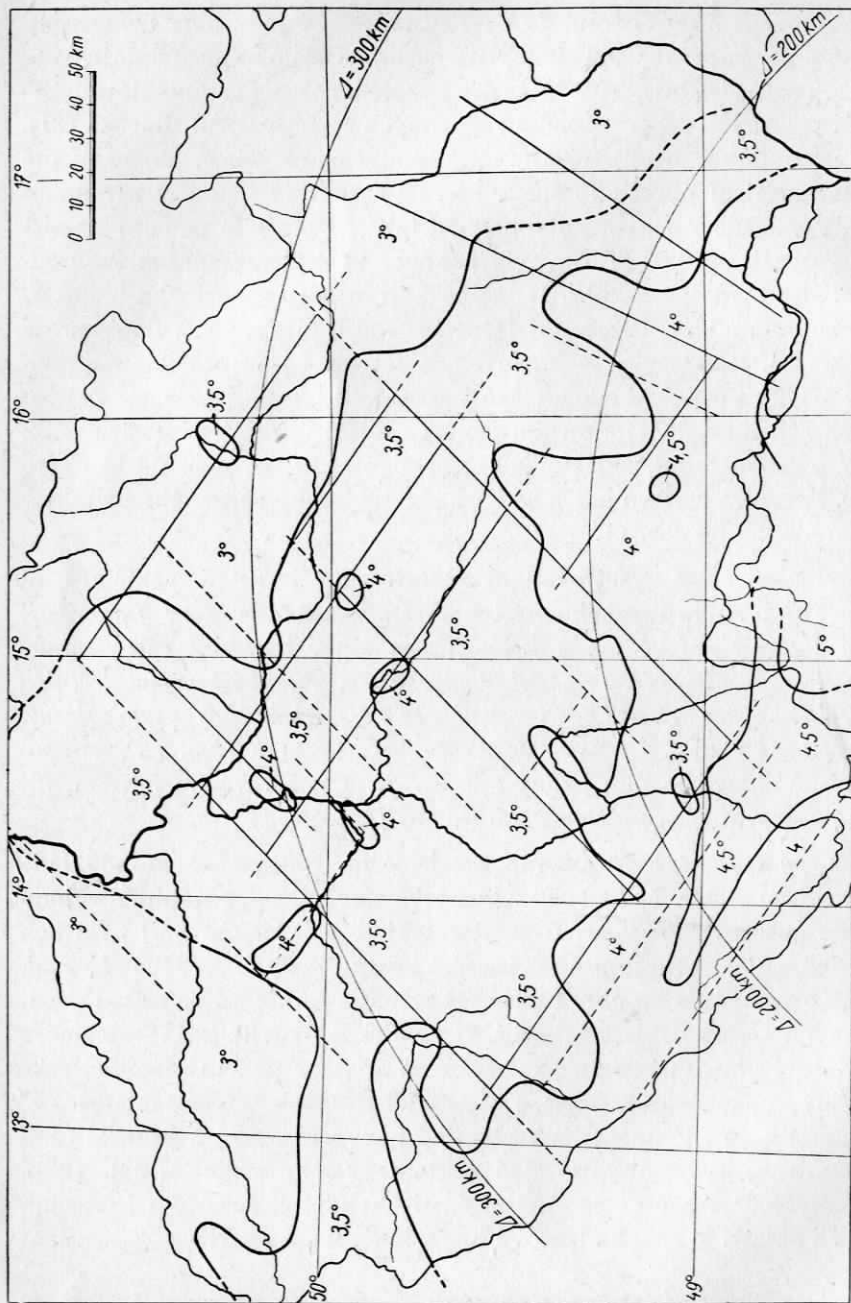
Podrobný popis metody nalezneme na mnoha místech, na př. v [20]. Zhodnocení pozorování v této práci se liší od normálního jen tím, že inten-

sity stanovené z pozorování ve vyšších patrech budov byly *redukovány* o $0,3^\circ M. S.$ při zvýšení stanoviště pozorovatele o každé jednotlivé poschodí. Tento střední vzrůst intenzity s počtem poschodí stanovil statisticky při pražských pozorováních uvažovaných zemětřesení J. BOUŠKA [21]. Ač tyto redukce neodpovídají vždy skutečnému stavu, zmenšují nesporně skreslení obrazu intenzit, které by skýtaly hodnoty neredukované. Poněvadž v mapovém zobrazení (obr. 1—4) bylo použito isoseist postupujících po $0,5^\circ M. S.$, byly nakonec výsledky příslušně zaokrouhleny. Mapy isoseist na obr. 1—4 obsahují intenzity mezi 5° a $3^\circ M. S.$ Tím jsou charakterisovány příslušné průvodní zjevy, jichž popis proto nepodávám. Isoseisty vyšetřovaných zemětřesení jsou obvyklé nepravidelné křivky s četnými lalokovitými výběžky a obsahují ostrovy vyšších neb nižších intenzit. Upozorním jen na základní rysy isoseistních map, neboť jejich detailní, zvláště pak geologická analýsa není účelem této práce. Zhruba vysvitne jejich souvislost s tektonikou srovnáním s tektonickou mapou na obr. 11.

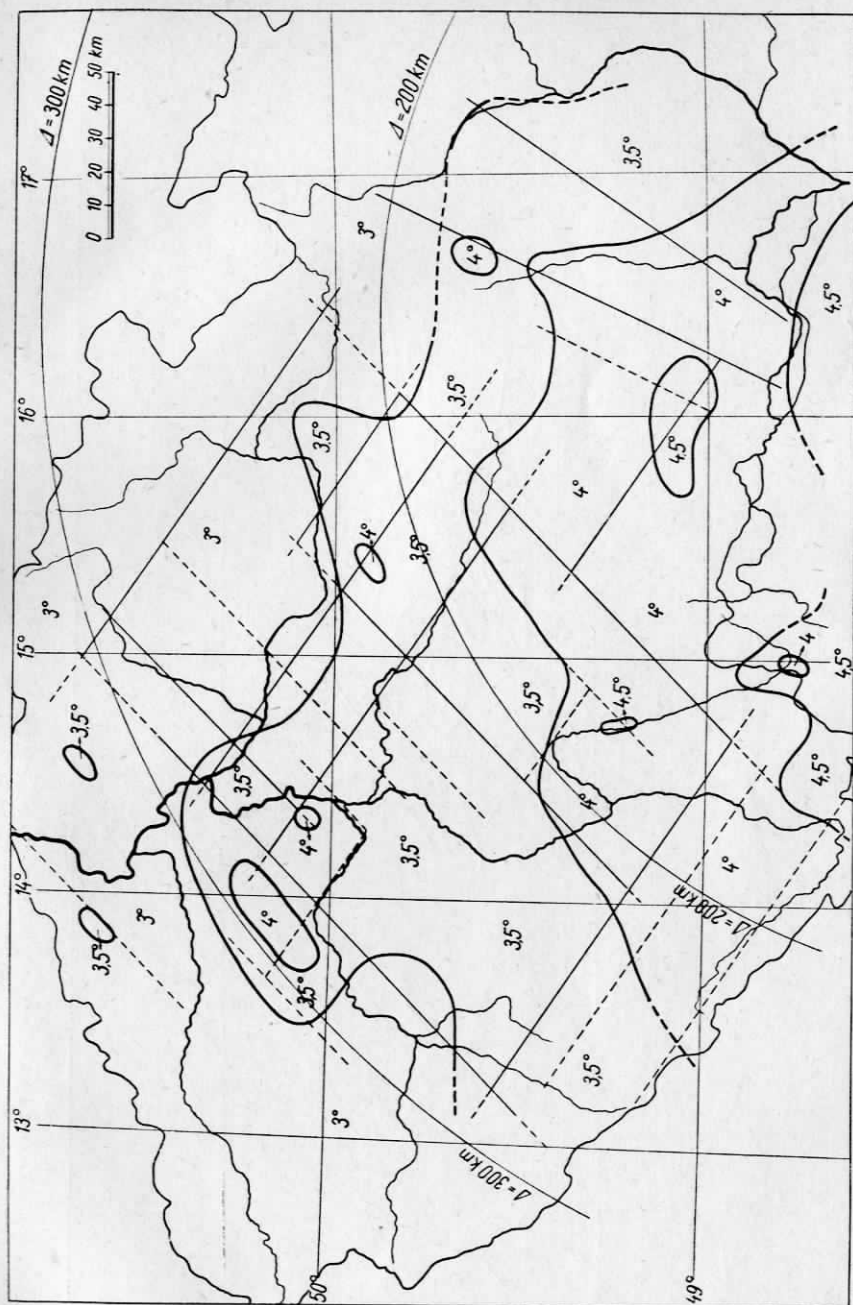
Společné všem vyšetřovaným zemětřesením je velmi rychlé klesání intenzit na jv. okraji českého masivu; *do karpatské části Moravy pronikají otřesy makroseismicky jen v jejím jižním cípu. Východní část Moravy nereaguje makroseismicky na východoalpiská zemětřesení již v epicentrálních vzdálenostech menších než 200 km, zatím co v českém masivu se tato objevují s intenzitami 4° až $4,5^\circ$ ještě v epicentrální vzdálenosti 300 km.* Ve východomoravské oblasti je Zlín jediným izolovaným pozorovacím místem, při čemž pozorovatelé zemětřesení C a D nebyli totožní.

Mapy isoseist byly vesměs kresleny na topografickém podkladě mapy ČSR¹⁾ v měř. 1 : 750 000 v kuželovém zobrazení, obsahující valnou většinu pozorovacích míst. U zemětřesení A a B (obr. 1 a 2) bylo jich poměrně málo, proto je průběh isoseist místy schematický. Přes to však nápadně vystupuje na obr. 1 výběžek intenzit $4,5^\circ$ k SZ ve směru pošumavských zlomů. Oblast intenzit 4° vybíhá lalokovitě k SSV ve směru boskovické brázd; podobné výběžky na SV jsou podél Českomoravské vysočiny a podél dolní Lužnice. V západních Čechách vybíhají intenzity 4° od Šumavy na SV do permokarbonské pánve plzeňské a přilehlé části Barrandienu, tedy oblastí silně tektonicky porušených ([22], [23]). Intenzity $3,5^\circ$ zasahují ze střední části Čech až k severním hranicím. V jejich oblasti je několik ostrovů intenzit 4° . Kusé zprávy z Podkrušno-

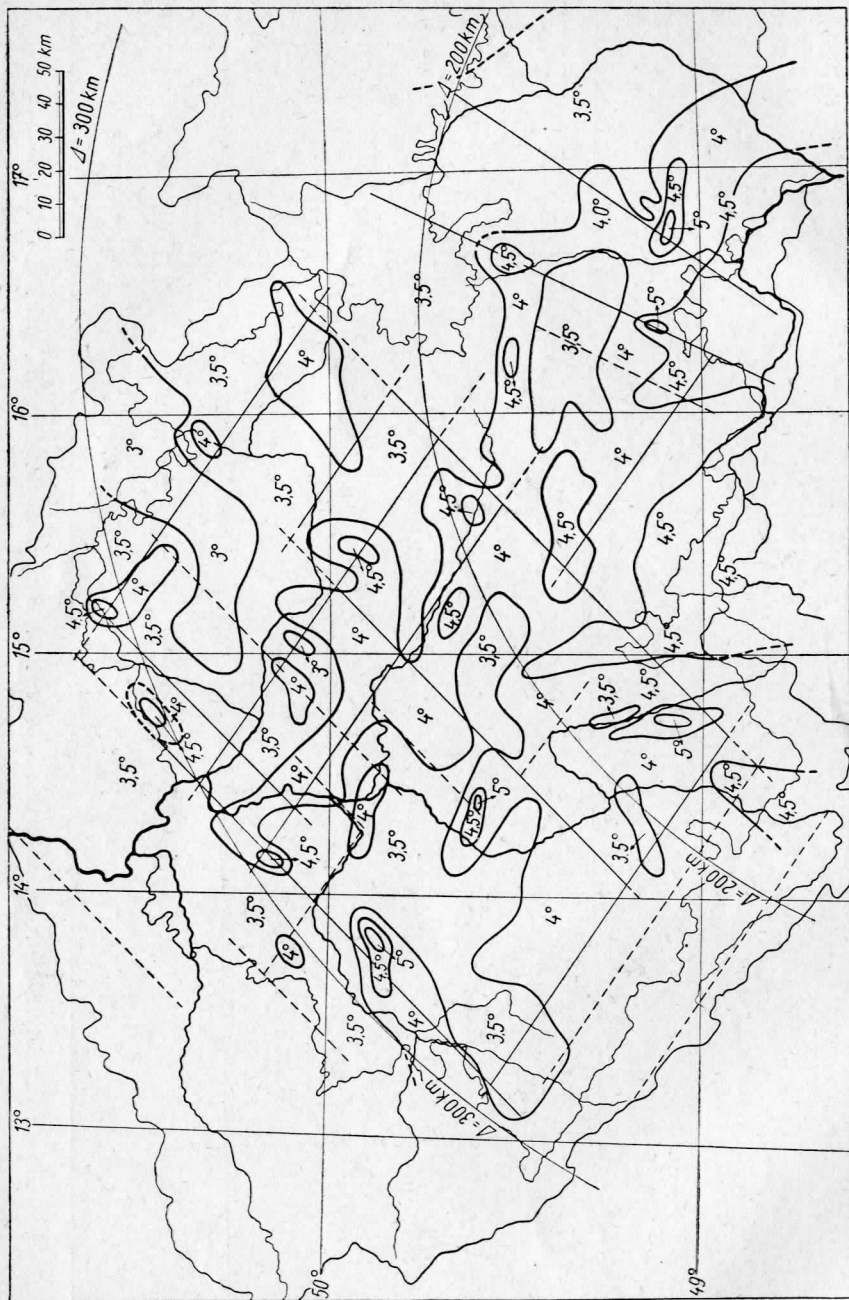
1) M. SEMÍK, Československá republika, Politické rozdělení měř. 1 : 750 000; vyd. V. Neubert a synové, Praha 1937.



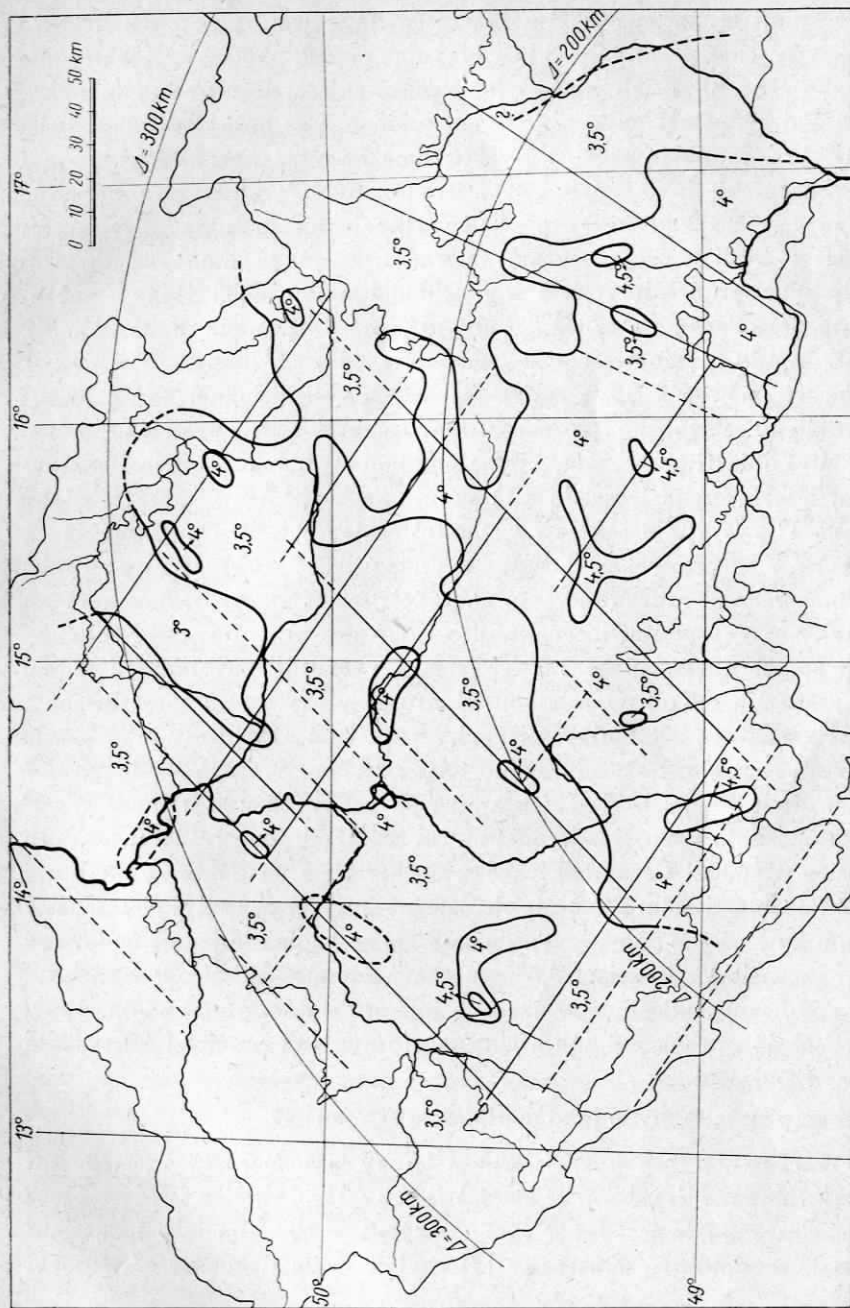
Obr. 1. Isoleisty (stupnice M. S.) z měřičení Δ ze dne 25. července 1938, 22 h 36 m SEČ, se statisticky zjištěnými osami pohyblivějších pátů. Kruhové oblouky vyznačují epicentrální vzdálenost Δ .



Obr. 2. Isoseisty zemětresení B ze dne 8. října 1927, 20 h 49 m SEČ, s osami polyblivějších pásů,



Obr. 3. Isoseisty zeměřesení C ze dne 8. listopadu 1938, 4 h 12 m SEČ, s osmi pohyblivějších pásů.



Obr. 4. Isoseisty zeměměřené D ze dne 18. září 1939, 1 h 15 m SEČ, s osami polyblvívějších pásů.

hoří ukazují na intensity 3° a táž intenzita náleží velké části křídové tabule v sv. části Čech. Obr. 2 je v hlavních rysech podobný. Nenalézáme tu však výběžek vyšších intenzit do plzeňské pánve; nelze ovšem dokázat, že to není nedostatkem zpráv. Zemětřesení *C* a *D* poskytují makroseismický obraz mnohem jasnější, zvláště zemětřesení *C* (obr. 3), které se jeví makroseismicky jako nejsilnější z uvažovaných.²⁾ Opět jsou nápadně vysunuty k SSV intenzity 4° nad boskovickou brázdou. Vysunutím intenzit 4° k SZ se projevují také směrné dislokace pošumavské. Pozoruhodný je též průběh intenzit 4° v protáhlém laloku podél Sázavy, pokračujícím přes Prahu na SZ až k Velvarům a odtud se zahýbajícím k JZ. Podobně jako u zemětřesení *A* nacházíme výběžek oblasti intenzity 4° vybíhající směrem k SV z pánve plzeňské podél dislokací na sz. okraji Barrandienu. Pozoruhodné je rozšíření intenzit 4° v geologicky pestré přechodní oblasti (žula, rula, křída) po obou stranách spojnice Benešov-Kolín, kde hraniční isoseista zdůrazňuje směr JZ-SV. Protáhlý ostrov intenzit 4° vystupuje také ve východní části Čech od Chrudimě až za Žamberk. V severovýchodní části Čech ukazují zvýšené intenzity na blízkost lužického zlomu. Mimo tyto charakteristické znaky nacházíme opět ostrůvky se zvýšenými intenzitami a izolovaná místní zvýšení intenzit. Obojí se dá z geologické mapy vesměs vysvětliti přítomností zlomů nebo zesílenou reakcí povrchovou. Makroseismický dosah zemětřesení *D* se jeví menší než u *C*. Mikroiseismicky však jsou amplitudy jeho hlavní fáze ve všech složkách pražského záznamu asi dvakrát větší, patrně vlivem intenzivnějších vlastních kmitů povrchových vrstev. Isoseista 4° opět zdůrazňuje boskovickou brázdou. Na rozdíl od zemětřesení *C* zasahují intenzity 4° podél Českomoravské vysočiny dále na SV a vybíhají též na SZ do oblasti zlomů lemujících Železné hory. Výběžek podél Sázavy směrem ku Praze je daleko menší a směrem sz. se pak objevuje izolovaný ostrov intenzit 4° . Isoseista $3,5^\circ$ probíhá u zemětřesení *C* i *D* v západní části vně hranic okleštěného území a její průběh tam není znám. V sv. části Čech je průběh její zakreslen, na Moravě pak prochází místy, kde přestávají hlášení.

Z map isoseist plyne jako nejdůležitější výsledek:

V karpatském flyši makroseismické účinky východoalpských zemětřesení zanikají již ve vzdálenostech, ve kterých jsou v českém masivu ještě všeobecně patrné. Český masiv nechová se vůči alpským zemětřesením jako homogenní blok, jak se domnívá Kautsky [7], nýbrž reaguje na tato zemětřesení

²⁾ Celková rozloha makroseismického pole je patrná z obr. 1 v [18].

charakteristickým rozložením intenzit, které neodpovídá přirozenému koncentrickému jejich klesání se vzdáleností od epicentra. Spíše máme před sebou soustavu ker, v níž zesílené dynamické účinky se projevují téměř výhradně v tektonicky porušených zónách. Tato soustava je s hypocentrální oblastí uvažovaných zemětřesení v užší souvislosti než systém karpatský.

§ 3. Zpracování statistické.

I. Základní úvahy.

Prevažná část vyšetřované oblasti byla otřesena intenzitami menšími než 4° M. S.: lze o ní mluvit jako o *okrajové oblasti makroseismického pole*. Určení intenzit stává se nedostatkem rozlišovacích znaků na okraji makroseismického pole méně určitým a tím také průběh intenzit nejistým.

Jsou zde však příznivé podmínky pro *kolektivní (statistické) zpracování* uvažovaných zemětřesení. Myšlenka hromadného zpracování několika zemětřesení není nová. Již CHRISTENSEN [24] doporučoval statisticky zpracovávat větší počet zemětřesení a kombinovat tuto metodu s vyšetřováním zemětřesení jednotlivých. Upozornil také, že za vhodných okolností může se státi plošné rozložení pozorovacích míst důležitou makroseismickou charakteristikou.

V předložené práci je použito kombinace metody grafické s metodou početní. *Základním statistickým souborem je tu souhrn v mapě zakreslených pozorovacích míst zemětřesení A, B, C, C' a D* — tedy jisté bodové množství v rovině — *při čemž statistickou jednotkou je jedno v určitém místě pozorované zemětřesení*. Metoda sama vyplývá z těchto úvah:

a) Siebergova metoda vede k mapě isoseist neb obdobných isočar. Ty pak jsou východiskem dalšího zkoumání. Čím lépe odpovídají tyto isoseisty neb isočáry *skutečnému průběhu* zemětřesení, tím větší váha přísluší výsledkům z nich vyvozovaným. To ovšem vyžaduje především získati pozorovací materiál v takovém množství a tak hodnotný, *aby intenity neb jiné charakteristiky byly jednoznačné a objektivní*. Další podmínka se týká *stanovišť* pozorovatelů. Jen tehdy se dají sestrojiti dobré isoseisty (isočáry), jestliže stanoviště pozorovatelů jsou dostatečně husté a dostatečně stejnoměrně rozložena. Nejsou-li splněny obě tyto podmínky, je obraz isoseist (isočar) umělou grafickou konstrukcí pochybné ceny.

Průvodní zemětřesné zjevy se dají však jako takové rozpoznat jen tehdy, když se dostatečně odlišují od zjevů ostatních. *Nejnižší intenzita, kdy pozorovatelé jsou si všeobecně vědomi, že jde o zemětřesení, je asi 4° M. S.*

To je také dolní mez, kdy lze podle průměrných popisů zjevu dobře odhadovati ještě polovinu stupně $M. S.$

Pozorovací podmínky jsou nejlepší zrána neb navečer. V ruchu dne, právě tak jako za nočního spánku jsou nepříznivější. V těchto dobách zemětřesné průvodní zjevy intenzity menší než 4° snadno unikají pozornosti. Ti pak, kteří slabé pohyby půdy pozorují, nemívají jistoty, zda šlo o zemětřesení či otřes jiného původu neb o subjektivní smyslový klam. Pozorovatelé, hlavně za tmy, si často všimnou podružného doprovodného zjevu, zatím co otřes a jeho charakteristický doprovod zůstanou nepozorovány. *Úbytek ostroty* pozorování je tím patrnější, čím více se blížíme hranicím makroseismického pole, t. j. $2^\circ M. S.$ Současně ubývá hustoty pozorovacích míst. Objevují se kladná hlášení, jež obsahují příliš málo údajů, aby se z nich dala určití intenzita. Každé z nich však znamená, že pozorovací místo patří ještě do makroseismického pole. Naproti tomu *jednotlivá* hlášení záporná nemusí být ještě důkazem, že v místě pohyby země skutečně zůstaly pod prahem vnímání. Na to lze souditi teprve tehdy, vyplňují-li záporná hlášení rozsáhlejší oblast.

Stává se také, že při okraji makroseismického pole se někdy objeví izolovaně nápadně velké intenzity, při čemž pozorování je nepochybně reálné. V tomto případě není zpravidla možné zachytiti mezistupně intenzit, tvořící přechod k širšímu okolí.

Neostrost Siebergovy metody při malých intenzitách se však musí objeviti i při myslitelně nejlepším materiálu jako *nutný důsledek ztížených pozorovacích podmínek* na okraji makroseismického pole. Jestliže pak má také materiál sám mezery, jest poloha okrajových isoseist tím nejistější a proto nemůžeme výsledkům Siebergovy metody v okrajové části makroseismického pole přikládati stejný význam, jaký mají v oblasti intenzit vyšších než 4° .

b) Jak již řečeno, je pozorovací materiál obou prvních zemětřesení poměrně skrovný. Podle zákona o *podobnosti zemětřesných účinků*, jak jej formuloval A. SIEBERG [25], dá se však takový materiál plně zhodnotiti při zpracování těch zemětřesení z téže oblasti, o kterých máme zpráv dostatek. V našem případě můžeme si tak zpracováním zemětřesení C a D doplniti obraz o zemětřeseních A a B .

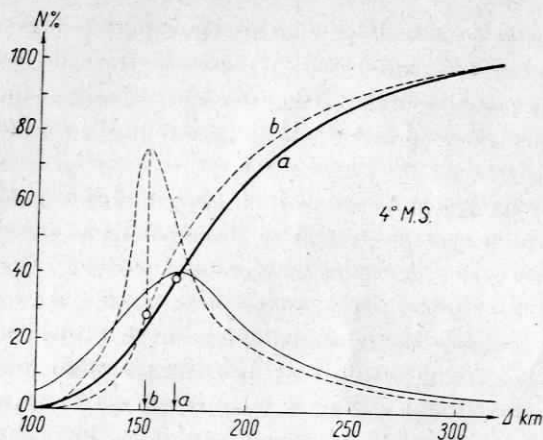
Epicentra všech uvažovaných zemětřesení leží v obdélníku, jehož rozměry jsou asi 75 km ve směru VZ a 70 km ve směru SJ. Vzhledem k velké rozloze makroseismického pole můžeme již a priori předpokládati platnost Siebergova zákona o podobnosti, tím spíše, že s výjimkou C

intensity v epicentru ani hranice makroseismického pole jednotlivých našich zemětřesení se podstatně neliší. A posteriori se dá tato podobnost konstatovati již u map isoseist. Jde však ještě mnohem dále. Především překvapuje u zemětřesení *C* a *D* až do podrobností *analogické rozložení pozorovacích míst*. Jsou rozložena *nestejnoměrně, zhušťují se však v oblastech vzájemně si odpovídajících, zatím co jiné, opět si odpovídající oblasti zůstávají nepokryty nebo jsou pokryty řídce*. Poněvadž pak má materiál znaky náhodného výběru, je *nepravděpodobné, aby se objevilo tak nápadně stejné a charakteristické rozložení pozorovacích míst několikrát za sebou, které by bylo výsledkem metody sběru*. Pravděpodobnost tato je velmi malá již proto, že nebylo stálých pozorovatelů. Proto jsou také pozorovací místa jednotlivých zemětřesení většinou od sebe různá a zprávy o různých zemětřeseních z téhož místa pocházejí málokdy od týchž osob. *Jestliže tedy při čtyřech časově odlehklých zemětřeseních sledujeme v seřazení míst opakující se zákonitosti, je nutno tyto vykládati příčinami, které jsou stále a pro vyšetřované makroseismické pole charakteristické*. Tyto příčiny mohou se ovšem projevit pouze při zpracování, které není citlivé na individuální různosti; je tedy nutno použití zpracování *kolektivního, t. j. metody statistické*.

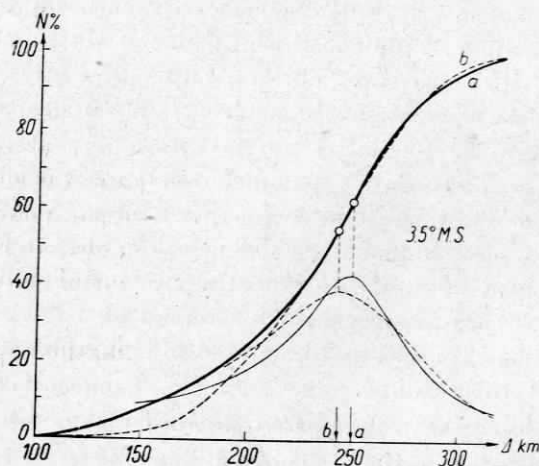
Její oprávnění vyplývá v našem případě také ze *statistické závislosti intensit zemětřesení C a D na epicentrální vzdálenosti*. Součtové křivky nejčastěji se vyskytujících intensit, t. j. 4° a $3,5^{\circ}$ *M. S.*, probíhají (viz obr. 5 a 6) u obou zemětřesení analogicky a typické vzdálenosti, odpovídající maximum příslušných křivek derivačních, zastupujících křivky četnosti, jsou jen málo rozdílné. Vzdálenosti jsou poněkud větší u zemětřesení *C*, což ostatně vysvítá i srovnáním obr. 3 a 4. Součtové křivky zemětřesení *A* a *B* pro intensity 4° v závislosti na epicentrální vzdálenosti jsou rovněž analogické a podobně to platí i pro intensity $3,5^{\circ}$. Pozorovací místa zemětřesení *A* a *B* zapadají v pomnichovských hranicích očividně do shora zmíněných oblastí zhuštění pozorovacích míst *C* a *D*.

Pro *hloubku ohniška zemětřesení B* našel V. CONRAD [16, 17] mikro-seismicky hodnotu 28 km; pro zemětřesení *C* stanovili V. MIFKA a E. TRAPP [18] rovněž mikro-seismicky hloubku 25—28 km. Podle shora zmíněných analogií lze míti za to, že také hloubky ohnisek zemětřesení *A* a *D* nebudou příliš rozdílné.

c) Nabízí se tedy myšlenka *vnésti pozorovací místa všech uvažovaných zemětřesení společně do mapy a vyšetřovati výsledné jejich rozložení*. Je to nejvyšší možná abstrakce plynoucí ze zákona podobnosti. Oprostíme se jí od všech průvodních zjevů zemětřesných a zachováme jako *jediný*



Obr. 5. Součtové křivky rozložení intenzit 4° M. S. zemětřesení C a D v závislosti na epicentrální vzdálenosti Δ a jejich křivky derivační k určení příslušných typických vzdáleností.



Obr. 6. Součtové křivky zemětřesení C a D a jejich křivky derivační pro rozložení intenzit 3.5° M. S. v závislosti na Δ . Analogon obr. 5.

znak společný všem bodům našeho statistického souboru fakt, že zemětřesení bylo na každém z nich pozorováno. Uplatní se tím ona místa, na nichž nemohla býti intenzita určena, jako rovnocenná s těmi, na nichž intenzita určena byla, a neztrácejí proto význam, jako je tomu při metodě Siebergově.

Je nyní třeba ujasniti si vztah mezi rozložením pozorovacích míst a dynamickým projevem zemětřesení se zvláštním zřetelem k okrajové části makroseismického pole a dokázati, že statistické oblastní zhušťování pozorovacích míst znamená v naší oblasti skutečně zesílení zemětřesného projevu. Kdyby sídliště lidská byla rozložena stejnoměrně a hustota obyvatelstva byla všude stejná, znamenalo by zajisté takové zhušťování pozorovacích míst v části území slabě otřeseného, že v oblasti zhuštění jsou zemětřesné pohyby pocíťovány silněji než v okolí, kde je pozorovacích míst méně. Z toho by dále plynulo, že existují určité příčiny, které činí onu oblast pohyblivější než její okolí. Na této myšlence založil svou již citovanou práci J. BOUŠKA [21], v níž odvodil na území Velké Prahy určité pásy zvýšené pohyblivosti. Nejsou-li však sídliště rozložena dosti rovnoměrně, může se objeviti zhušťování pozorovacích míst jako důsledek větší hustoty sídlišť, aniž je nutně potřebí, aby území samo jevílo zvýšenou pohyblivost. V místech hustě zalidněných (města) můžeme očekávati za týchž pozorovacích podmínek větší počet pozorovatelů než v místech s obyvatelstvem nečetným a řídké usazeným. V oblastech neobydlených budou zamožřejmē pozorování chyběti i při silných otřesech země. Chceme-li tedy posouditi, zda zhušťování pozorovacích míst je projevem skutečné vyšší pohyblivosti oblasti, je nutno vyšetřiti souvislost mezi hustotou pozorovacích míst a rozložením sídlišť i vztah mezi hustotou pozorovacích míst a hustotou obyvatelstva. Na skutečnou vyšší pohyblivost lze soudit oprávněně jen tam, kde při stejné hustotě obyvatelstva a stejnoměrném rozložení sídlišť statistické zhušťování pozorovacích míst se objevuje systematicky. Za důkaz vyšší pohyblivosti lze pak pokládati, jestliže několikrát a to vždy stejně oblasti s menší hustotou obyvatelstva a řídkými sídlišti jsou hustě pokryty pozorovacími místy, zatím co oblasti hustěji osídlené vykazují pozorovacích míst poměrně méně.

Je nutné také respektovati vliv, jež má v okrajové oblasti makroseismického pole na hustotu pozorovacích míst vzdálenost od epicentra. Je patrné, že s rostoucí epicentrální vzdáleností hustota pozorovacích míst klesá.

d) Soubor pozorovacích míst, jež chceme vyšetřovati, je znázorněn na obr. 7. Shledáváme, že jednotlivé body našeho statistického souboru se zřejmē hromadí v oblastech podobných jakýmsi pásům. Již při mapách

isoseist jsme zjistili, že pozorovací místa leží skoro vesměs v českém masivu; v karpatské části vyšetřovaného území je jich mizivě málo, ač epicentrální vzdálenosti jsou v převážné části českého masivu mnohem větší. Tento fakt je tím významnější, že moravská brána a její okolí jsou hustě osídleny ([26], list č. 16) a měly by tudíž býti pozorovacími místy hustě pokryty. To je důkazem, že karpatské příkrovy přenášejí na povrch velmi málo energie, jak bylo konstatováno již v [19] pro území Slovenska. *Poněvadž pozorovací místa se ihned objevují, jakmile překročíme hranice mezi Karpatami a českým masivem, lze mítí silnější kinetickou reakci v českém masivu pro východoalpiská zemětřesení za prokázanu tím spíše, že tento zjev se vyskytl souhlasně u všech uvažovaných zemětřesení.* Podle generálních a speciálních map je v českém masivu rozdělení sídlišť stejnoměrnější než rozdělení pozorovacích míst na obr. 7. Souhlasné rozložení obojího nacházíme poměrně zřídka. Nejnapadnější je v Polabí a v území sz. od Prahy. Pohlova mapa na citovaném listě atlasu [26], zobrazující rozložení obcí v ČSR od 2000 obyvatel výše, neukazuje rovněž přesvědčující paralelitu s naší mapou rozložení pozorovacích míst. Větší je ovšem podobnost obr. 7 s mapou hustoty obyvatelstva, vypracovanou Pohlem na témže listě atlasu. Tak vidíme na příklad zřetelnou souběžnost v Polabí, v pruhu Čáslav-Nymburk, v okolí Prahy, Kladna a Rakovníka, v pruhu Brno-Svitavy a částečně také v pruhu Praha-Plzeň. Nacházíme však také rozdíly. Zhuštění pozorovacích míst v oblastech od Českých Budějovic ke Klatovům a od Jindřichova Hradce k Jihlavě nesouhlasí zcela s rozdíly v hustotě osídlení, i když oceníme vliv epicentrální vzdálenosti. Z řídky osídleného území kolem Mor. Budějovic došlo velmi málo hlášení. Po obou stranách čáry Jihlava-Ivančice je v celku stejná hustota osídlení, přes to však na jih od této čáry jsou pozorovací místa velmi hustá, kdežto severně od ní se objevuje náhlé zředění. Jihozápadně od Písku se objevuje v řídky osídlené oblasti zhuštění pozorovacích míst. V pohraničí Šumavském se při zemětřesení *A* a *B* projevila zhuštění pozorovacích míst rozdílně od rozložení hustoty obyvatelstva. Ojedinelé zprávy o zemětřeseních *C* a *D* z této oblasti zdají se to potvrzovati. Z hustě obydleného pruhu mezi Prahou a Berounem je hlášení poměrně málo, právě tak jako z hustě osídleného pásu od Kolína k Vrehlabí, kdežto v pruhu Nymburk-Jičín, obydleném řídkěji, je pozorovacích míst nápadně více. Někdy vystupují oblasti zhuštění jako pruhy ve stejnoměrně osídleném území. Příklady nacházíme ve středním a dolním Posázaví. Zákonitě klesání hustoty pozorovacích míst s epicentrální vzdáleností není v celku patrné.

Docházíme tedy k závěrům: *Karpaty vedou východoalpská zemětřesení mnohem slaběji než český masiv. V českém masivu nejsou analogie mezi rozložením pozorovacích míst a hustotou obyvatelstva resp. rozložením sídlišť přesvědčující. Rovněž ubývání počtu pozorovacích míst s epicentrální vzdáleností se neprojevuje tak, jak by se dalo očekávat. Je tedy opakující se zhušťování pozorovacích míst v týchž oblastech s největší pravděpodobností projevem jejich zvýšené seismické pohyblivosti.* Tato tkví v příčinách, jež určují povrchový makroseismický projev. Jsou to v prvé řadě *množství energie přivedené k povrchu, geologicko-tektonická stavba a fyzikální podmínky na pozorovacím místě a jeho okolí.*

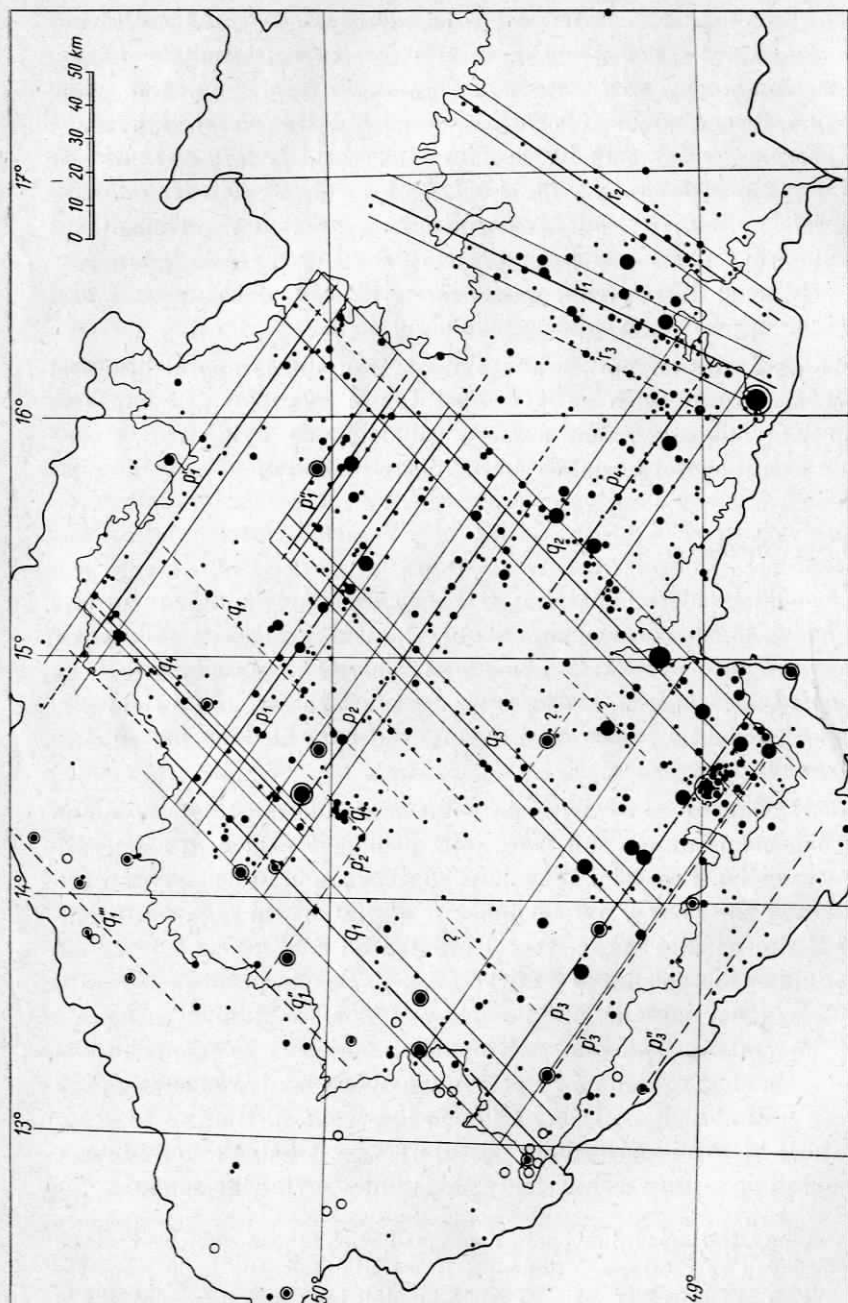
Třeba ještě poznamenati, že ani tam, kde jsme shledali paralelitu mezi zhušťováním pozorovacích míst a hustotou obyvatelstva, nemůžeme zvýšenou pohyblivost vlivem poměrů geologických vylučovati, neboť tyto samy určují hustotu osídlení měrou často rozhodující.

2. Popis metody.

Chceme odpověděti na otázku: *Jeví body našeho základního rovinného souboru bodového, znázorněného na obr. 7, nějaké zákonité seskupení?* Statisticky zní tato otázka: *Existuje mezi rovinnými souřadnicemi bodů našeho základního souboru korelace (viz na př. [27], str. 159 a dal., [28] 2. díl, str. 83 a dal.) a jakého druhu?* Odpověď byla hledána jistým druhem *sukcesivní aproximace.*

Výsledky musí býti *nezávislé* na volbě souřadné soustavy. V dalším postupu nalezneme ovšem soustavu, jejíž poloha je vzhledem k našemu souboru význačná. Prozatím si zvolíme soustavu souřadnic pravoúhlých (x, y) tak, aby směr osy y byl rovnoběžný s přímkovým obrazem poledníku $15^\circ E$ sítě použité mapy. Osa y probíhá od S k J. Osa x je kolmá na obraz zmíněného poledníku a míří od Z k V. Poloha počátku souřadné soustavy vyplyne, jakmile určíme délky a polohu třídnicích intervalů v základním souboru bodovém, uvažovaných odděleně ve směrech obou, os souřadných, čímž rozdělíme vyšetřovanou oblast na dvě soustavy pásů ve směrech souřadných os. Délky třídnicích intervalů zjistíme ze vzestupných grafů,¹⁾ kterými znázorníme postupný vzrůst jednak souřadnic x , jednak souřadnic y pro všechny body základního rovinného souboru.

¹⁾ Vzestupný graf znázorňuje pomocí bodů nad nějakou pomocnou osou vzrůst hodnot seřazených ve vzestupnou posloupnost. Pořadnicemi jeho bodů jsou tyto hodnoty, kdežto jejich úsečky jdou za sebou po stejných, jinak libovolných rozdílech.



Obr. 7. Základní statistický bodový soubor 1029 (742 od sebe různých) pozorovacích míst zemětřesení *A, B, C, C', D*. Velikostní kroužků vyznačeny postupně četnosti 1—5. Duté kroužky nebo body s opsanou kružnicí jsou pozorovací místa zemětřesení ze dne 27. června 1935. Zakresleny osy výsledných statistických pástí a jejich šířka definovaná jako dvojnásobná vzdálenost inflexního bodu idealizované křivky četností od osy pástí.

Každý z našich vzestupných grafů se rozpadá v řadu přibližně lineárně stoupajících částí a obsahuje po dvou částech, které mají nejmenší stoupání a zahrnují značný počet bodů. Tyto části nám svou polohou vzhledem k ose, nad níž leží v grafu, definují polohu nejvýznamnějších pásů hlavních tříd ve zvolené souřadnicové soustavě. Diference pořadnic krajních bodů oněch skupin určují šířku hlavních třídních intervalů. Bylo výhodné, že nám tyto vyšly oba v obou vzestupných grafech velmi přibližně stejné a rovné v měřítku 1 : 750 000 asi 2 cm, t. j. 15 km. Vzdálenosti mezi pásy obou hlavních tříd jak ve směru x , tak y jsou přibližně násobkem hlavních třídních intervalů, takže bylo možno vyšetřovanou oblast rozdělit rovnoměrně ve směru obou souřadnicových os v pásy o šířce 2 cm. Při tom jeden „mřížový bod“ splýnul s bodem o zeměpisných souřadnicích $\varphi = 50^\circ \text{ N}$, $\lambda = 15^\circ \text{ E}$. Tím je určena poloha všech ostatních mřížových bodů a můžeme jim nyní přiřaditi celočíselné hodnoty souřadnic, zvolíme-li jeden z těchto bodů za počátek a šířku pásů za jednotku. Paralelní posuvy souřadných os, výhodné z početních důvodů, budou konány tak, aby souřadnice mřížových bodů se měnily jen o čísla celá. Vyloučíme-li nejvýchodnější dvojnásobný bod Zlín, je náš soubor uzavřen v rovnoběžníku, rozděleném na 17 pásů ve směru osy x a 24 pásů směru osy y . Takové rozdělení odpovídá obvyklému počtu intervalů při statistických šetřeních (viz na př. [27], str. 80). Znamého pravidla „šesti sigma“ nemůžeme v našem případě použítí, neboť variační rozpětí neznáme.

Číselným obrazem našeho souboru je tabulka o dvojnásobném vstupu (tab. I). Sloupcové a řádkové průměry vedou v první hrubé aproximaci k regresním přímkám a ty v našem případě svírají úhel 73° . Jestliže počet bodů souboru v tab. I označíme $N = 1027$, bude koeficient korelace mezi x a y bodů tabulky ([28], 2. díl, str. 102) dán vzorcem

$$r = \frac{N \Sigma xy - \Sigma x \Sigma y}{\sqrt{[N \Sigma x^2 - (\Sigma x)^2] [N \Sigma y^2 - (\Sigma y)^2]}} \quad (1)$$

a jeho číselná hodnota vychází 0,104. Z toho plyne: *Vztah mezi x a y v našem souboru jako celku se jeví velmi volný.*

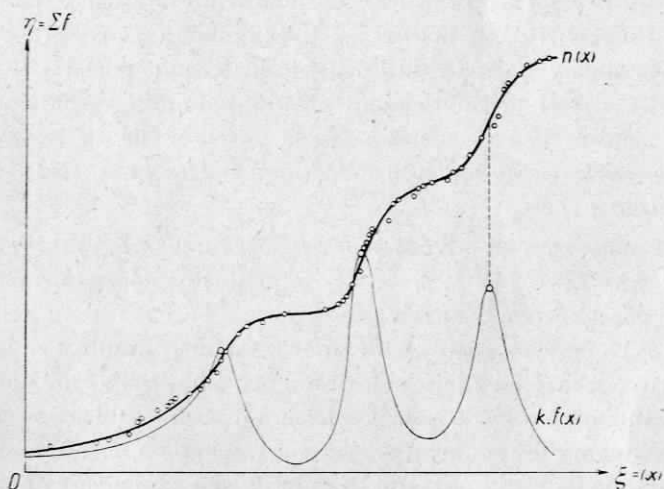
Soubor však zřejmě obsahuje *soubory dílčí*, u nichž vztah mezi x a y bude *těsnější*, než vyznačuje malá hodnota koeficientu korelace pro celý soubor. *Tyto dílčí soubory se pokusíme vyhledati ze základního souboru tak, aby v postupu bylo co nejméně libovůle.*

Uvažujme proto nejdříve jen pásy našeho rozdělení, orientované ve směru osy x , a myslíme si body každého z nich kolmo promítnuty

TABULKA I.

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	Součet
0—																									5
1—								3	4	1	1	1	1	11	6	2									26
2—							1			1	1	1	7		4	4	5	2	3						32
3—							4			7	2	1	6		4	1	3	4							32
4—			3				2	1	7	5	6	4	4	9	4	1		3		1					46
5—	3					3		3	2	3	6	9	7	10	7	5	6	4	5	6	6	3		1	82
6—					1	1	3		3	10	8	6	4	4	12	8	9	8	3	3	6				78
7—					1	7	6	4		3	1	8	4	6		2	8	3	1						55
8—					1	5	5	2	1	1	3	5	5	5	6	7	6	6	1	3	3	2	2	3	63
9—				1	2	1	5	1			8	4	3	3	6	8	7	7	6	3	3	3	1	1	77
10—				1	6	2	4	3	3		7	6	5	2	6	9	9	3	2	10	10		3		90
11—					6	2	1	6	6	10	7	12	5	5	20	10	9	6	4	6	10	4	2	2	131
12—					2		1	5	5	6	7	5	7	8	3	7	8	13	17	16	9	6	6	1	132
13—							2	2	6	6	33	5	9	1	3	2	3	5	8	4	4	4	2	2	101
14—									6	5	12	16	5					4	7	1		1		1	57
15—									1		3	3	2												7
16—										1		3													4
Součet	3	3	7	1	23	19	31	32	43	58	105	86	71	65	77	66	73	62	57	56	47	21	15	6	1027

do přímky s osou x rovnoběžné (na př. do osy příslušného pásu). Tím obdržíme v i -tém pásu ($i = 1, 2, \dots, 17$) jednorozměrný soubor n_i bodů, při čemž počet bodů všech pásů po vyloučení dvojnásobného bodu Zlín (str. 13) je $N = \sum n_i = 1027$. Zmíněné průměty bodové mají souřadnice $x_{i,k}$, kde i je pořadovým číslem pásu a k pořadovým číslem ve vzestupně a pro každý pás samostatně uvažované posloupnosti souřadnic x , takže $k = 1, 2, 3, \dots, n_i$. Rozložení bodových průmětů v kterémkoli pásu, na př. i -tém, se řídí způsobem postupného vzrůstu souřadnic $x_{i,k}$. Tento způsob vyšetřujeme pomocí t. zv. součtového grafu. Body tohoto grafu sestrojíme v pomocné pravoúhlé soustavě souřadnicové (ξ_i, η_i) tak, že kla-



Obr. 8. Část idealisované součtové křivky v závislosti na x , proložené pozorovanými body (kroužky), se zakreslenou křivkou derivační ke stanovení polohy os a šířky pásů.

deme $\xi_{i,k} = x_{i,k}$ a $\eta_{i,k}$ je rovno počtu všech bodů v pásu v souřadnicích od $x_{i,1}$ až včetně po $x_{i,k}$. Užití součtového grafu je tehdy statisticky kladné, pakliže lze jeho body proložit dosti hladce křivku, jež má *aspoň jeden inflexní bod*, k němuž její tečna směrem rostoucí proměnné *stoupá*. V našem případě dostaneme tím pro i -tý pás *idealisovanou spojitou křivku součtovou* $n_i = n_i(x)$, z níž budeme vycházeti (obr. 8, kde index je vynechán). V této křivce je zachycen ve spojitém průběhu způsob postupného vzrůstu souřadnic x_i a tím i rozložení bodových průmětů v i -tém pásu.

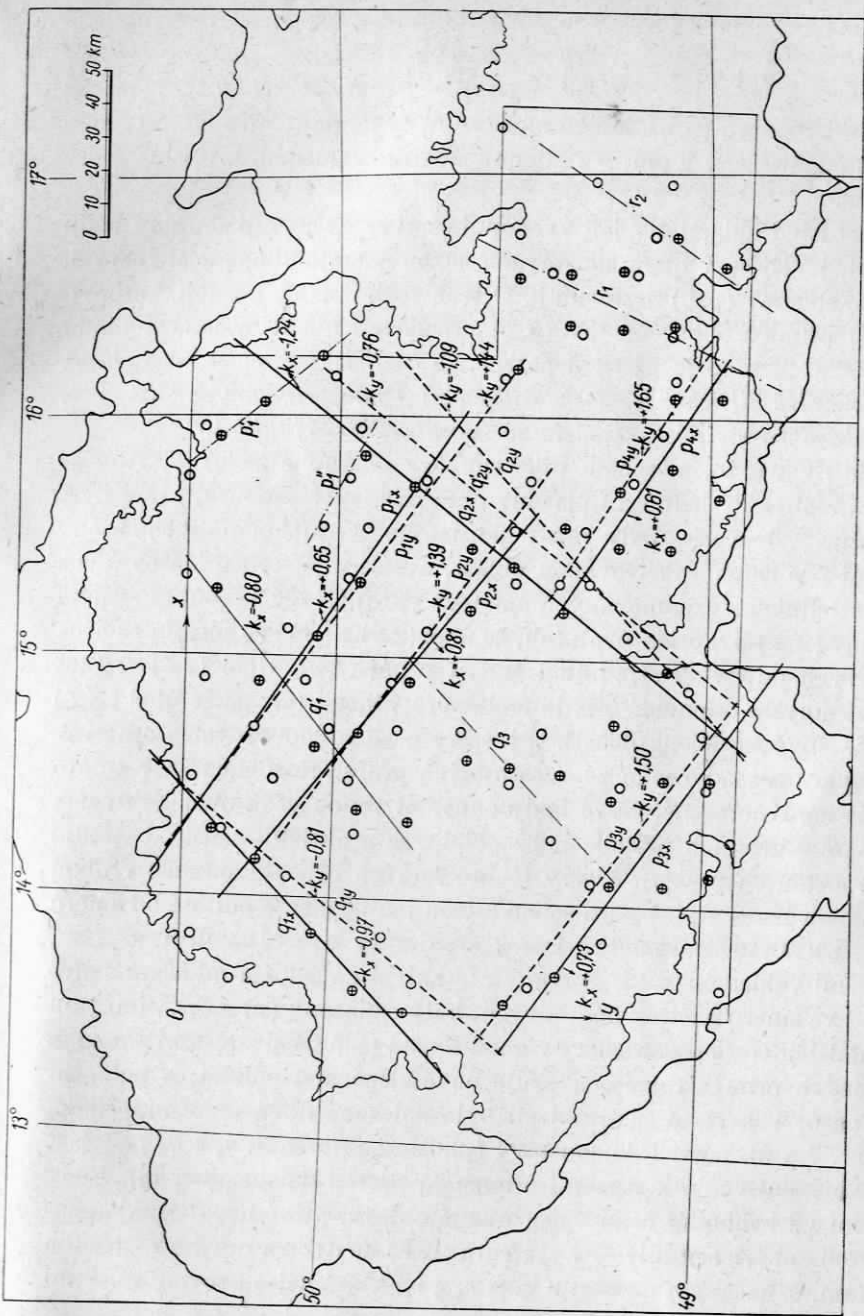
Křivky *derivované* z této součtové křivky budou rovněž *spojité*. První derivovaná křivka reprezentuje *idealizovanou spojitou křivku četností* $f_i = f_i(x)$. Úsečkami inflexních bodů křivky součtové jsou derivovány úsečky extrémů idealizované křivky četností, střídavě maxima a minima, při čemž úsečky maxim jsou rovny úsečkám inflexních bodů na strměji stoupajících částech součtové křivky. Úsečkami těchto maxim na křivce četností jsou určena místa *zhuštění bodů* dílčího souboru, takže si celý bodový soubor v i -tém páse můžeme mysleti nahrazen tolika *body zhuštění*, kolik je takových bodů inflexních na součtové křivce téhož pásu, jimž přísluší maxima křivky četností. Opakováním postupu ve všech pásech rovnoběžných s osou x obdržíme místo původního souboru *náhradní soubor tvořený body zhuštění*, projevujícího se v uspořádání hodnot x v jednotlivých třídách hodnot y . Úsečky bodů zhuštění jsou rovny úsečkám příslušných bodů inflexních; společnou pořadnici položíme definitoricky rovnu aritmetickému středu pořadnic všech bodů pásu. *Náhradní soubor je sice mnohem méně početný, ale za to koncentruje ty charakteristické znaky souboru základního, ve kterých se uplatňuje hlavně vliv souřadnic x .*

Týmž způsobem se odvodí *součtové křivky* $n_l = n_l(y)$, jakož i *křivky frekvence* $f_l = f_l(y)$, $l = 1, 2, \dots, 24$, a příslušný *náhradní soubor bodů zhuštění* v pásech rovnoběžných s osou y .

Aby byl vymýcen rušivý vliv změny státních hranic z r. 1938 a nehomogenity pocházející z jejich složitého průběhu, byly prováděny právě popsané základní kroky k izolaci dílčích souborů v oblasti redukované, ohraničené dvěma pravoúhelníky, jak znázorněno na obr. 9. Další postup se ovšem dál již v oblasti původní. Na obr. 9 jsou vyznačeny oba náhradní soubory bodů zhuštění; uspořádání bodů v nich obou je obdobné k uspořádání v základním souboru a potvrzuje tak skutečný těsný vztah mezi x a y v určitých souborech dílčích. *Značná část bodů zhuštění obou soustav se totiž očividně řadí k shodujícím se přímkovým soustavám dvou směrů, jež označíme (p) a (q). Směry ty byly zachyceny v obou náhradních souborech novými, lépe již aproximujícími regresními přímkami (viz [28], 2. díl, str. 96 a dal.), vypočtenými jako *přímky odhadu* z normálních rovnic.*

V závislosti na x zní rovnice přímky odhadu, v níž nyní znamená N počet bodů zhuštění použitých k výpočtu a součty se vztahují na jejich pravoúhlé souřadnice,

$$y = ax + b; a = \frac{N \sum xy - \sum x \sum y}{N \sum x^2 - (\sum x)^2}, b = \frac{\sum y \sum x^2 - \sum x \sum xy}{N \sum x^2 - (\sum x)^2}. \quad (\text{II})$$



Obr. 9. Náhradní soubory bodů zhuštění v pásích redukované oblasti. Křížky označené body se vztahují na pásy rovnoběžné s x , prázdné kroužky na pásy rovnoběžné s y . Regresní přímky s hodnotami směrnic jsou vypočtené přímo odhadu (plně kreslené v závislosti na x , čárkovane v závislosti na y). Přímky bez přípsaných směrnic byly zjištěny analogickým postupem v souřadnicích kosodílných (X, Y).

Pro pásy rovnoběžné s osou y je pak:

$$x = \alpha y + \beta; \alpha = \frac{N \sum xy - \sum x \sum y}{N \sum y^2 - (\sum y)^2}, \beta = \frac{\sum x \sum y^2 - \sum y \sum xy}{N \sum y^2 - (\sum y)^2}. \quad (\text{III})$$

Přímky směrů (p , q), kolem nichž se body základního souboru zhušťují, jsou zakresleny v obr. 9 s udáním směrnic vzhledem k příslušné ose souřadné.

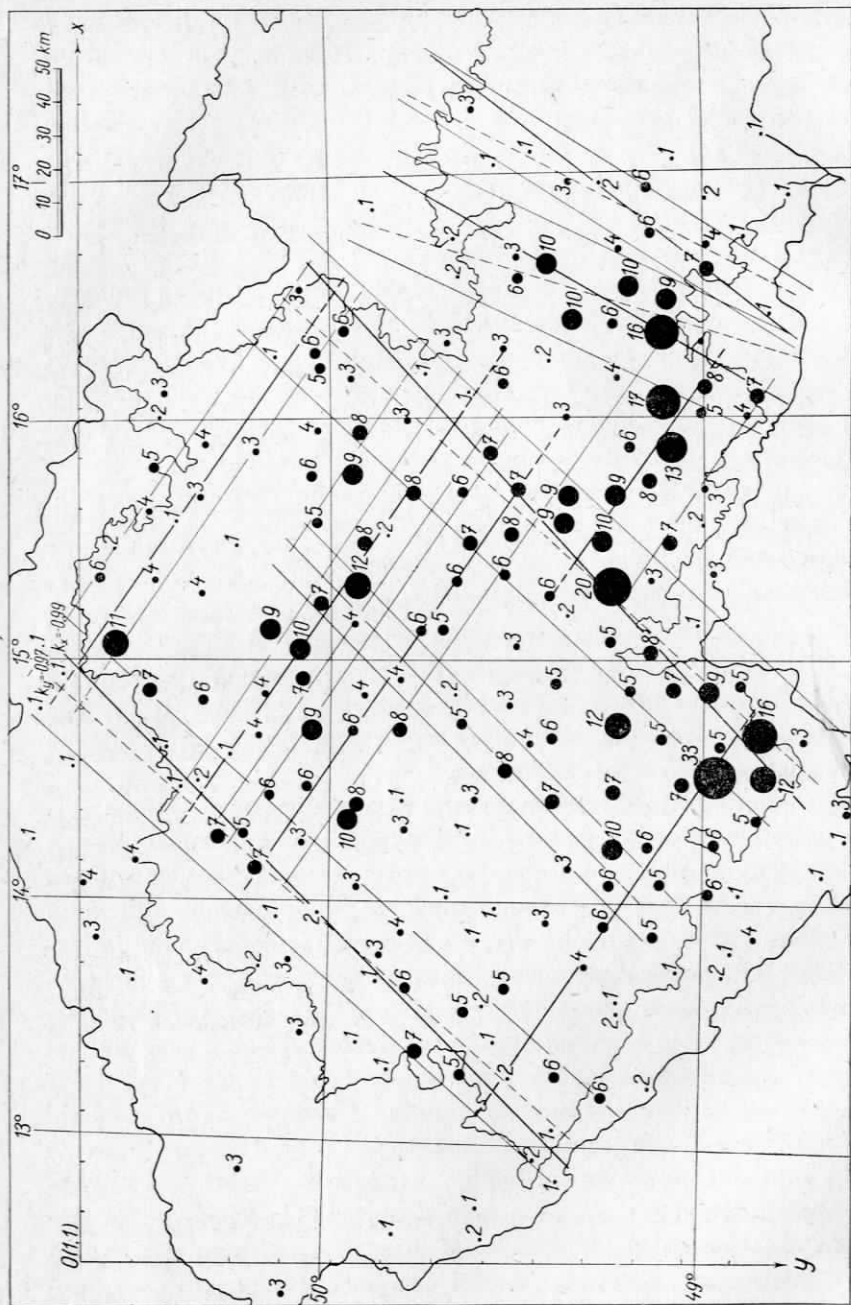
Uprostřed oblasti a v její východní části se vyskytují skupiny bodů zhuštění, jevící se v obou soustavách různě a mající značnější rozptýl, které do soustav (p , q) nezapadají. O těch rozhodneme později. Odpovídající si přímky obou soustav (p , q) procházejí blízko u sebe a téměř rovnoběžně. Z toho je již nyní patrné, že *koefficient korelace mezi oběma proměnnými v dílčích souborech patřících k těmto přímkám se blíží ± 1 , kdy stochastická závislost přechází v závislost kolektivně funkční.*

Jde nyní o to, abychom díleč soubory postupně isolovali. Aby se zajistila realita výsledků a uplatnily okrajové body souboru, které byly předběžně vyloučeny, byly právě popsáním postupem nalezeny body zhuštění pro celou vyšetřovanou oblast, avšak v pásech orientovaných již ve středních vyznamenaných směrech (p , q). Nový kosoúhlý systém souřadný (X Y) byl orientován tak, že úhel (xX) = 35° ve smyslu ručiček hodinových odpovídá střednímu směru přímek (p). Úhel (xY) = 136° v témže smyslu odpovídá střednímu směru přímek (q), takže úhel (XY) je 101° . Nové rozdělení oblasti, t. j. šířky pásů rovnoběžných s osami X a Y , bylo opět odvozeno ze vzestupných grafů. Rozdělení je v tomto případě nerovnoměrné. Nové body zhuštění vedou však opět ke dvěma skupinám regresních přímek, jichž poloha se prakticky neliší od střední polohy přímek (p) a (q). Směry těchto nových přímek souhlasí v obou soustavách téměř úplně mezi sebou a jsou jen nepatrně odlišné od směrů os (X , Y). Tyto *zdokonalené směry* s azimuty $a_p = 125^\circ$ a $a_q = 222^\circ$, měřenými vzhledem k 15° E mapy obvyklým způsobem od severu přes východ ve směru ručiček hodinových, byly označeny (\bar{p}) a (\bar{q}). Jimi jsou dány další nově zlepšené směry v obou soustavách pásů zhuštění a poloha příslušných přímek regrese ukazuje nově zlepšenou polohu os jednotlivých pásů. V severní části oblasti byla nalezena nová regresní přímka p'_1 (obr. 7 a 9), patřící do soustavy (p). Mezi přímkami q_1 a q_2 pak část bodů zhuštění vedla k regresní přímce q_3 , patřící do soustavy (q). Body zhuštění ve východní části vyšetřované oblasti, které nepatřily do soustavy (p) ani (q), seřadily se v systému (X Y) ke dvěma novým regresním přímkám, označeným na obr. 9 jako r_1 a r_2 , které nejsou rovnoběžné ani navzájem, ani se směrem (p) nebo (q).

Konstrukcí os pásů se stala izolace dílčích souborů v jistém okolí přímek regrese problémem *jednorozměrným*. Nejdříve byla provedena přibližná izolace pásů s osami p_1, p'_1, p_2, p_3 (obr. 7). Body v oblasti mezi krajními regresními přímkami q_1 a q_2 byly promítnuty do osy kolmé na směr přímek (p). Tím se objevil na této ose jednorozměrný soubor bodů, zřejmě se rozpadající na několik souborů dílčích. Markantní body zhuštění tohoto souboru leží přirozeně v blízkosti průsečíků regresních přímek (p) s osou, na niž bylo promítáno. Z polohy inflexních bodů idealisované křivky součtové, sestrojené z bodů právě získaného souboru, byly odvozeny osy pásů zhuštění dílčích souborů příslušných směru (p). Vzdálenostmi inflexních bodů příslušné idealisované křivky četností od os pásů je pak charakterisován *rozptyl* bodů po stranách os pásů zhuštění. Hranice pásů s dílčími soubory bodů byla předběžně definitoricky stanovena *trojnásobnou* hodnotou rozptylu zjištěného graficky na příslušné straně osy pásu. Při normálním rozdělení bodů, charakterisovaném gaussovskou křivkou četností, odpovídalo by to šířce pásů rovné 6σ (σ = směrodatná odchylka) a pás by obsahoval 99,73% bodů dílčího souboru, pokud tento leží mezi přímkami q_1 a q_2 .

Tím však známe přibližnou polohu celých dílčích souborů, neboť mezi q_1 a q_2 leží daleko více bodů než vně. Při tom někdy nastaly, jako na př. v okolí regresní přímky p_3 , poměry složitější. Součtová křivka vede tam ke třem rovnoběžným pásům, jež se částečně překrývají. Podobně byly pak zhruba izolovány pásy ostatní.

Dílčí soubory takto zhruba zachycené v pásech znázorněných na obr. 10 byly dále vyšetřovány početně. Při výpočtu a konstrukci přímek regresních jsme nepřihlíželi k tomu, jaký počet bodů základního souboru přispívá ke vzniku každého z bodů zhuštění, definovaného inflexním bodem idealisované součtové křivky, a přisuzovali jsme každému inflexnímu bodu při výpočtu regresních přímek stejnou váhu, bez ohledu na to, z kolika bodů základního souboru vznikl. K této okolnosti přihlédneme nyní. Vrátime se proto k původnímu pravoúhlému systému souřadnému (x, y) a k původním intervalům, jimž odpovídají četnosti v tabulce I (viz str. 14). Body jednotlivých polí tabulky I si myslíme soustředěny v jejich *težističích* a k těm přiřadíme četnosti polí (obr. 10), což odpovídá také lépe skutečnému seskupení bodů v uvažované oblasti, než kdybychom přiřadili danou četnost ke středu příslušného pole, jak je ve statistice obvyklé. Souřadnice těchto těžišť, uvažovány jednou v závislosti na x a po druhé v závislosti na y , dávají v jednotlivých pásech vždy dvojici přímek odhadu, z níž byl v pásech s osami q_1, q_2, r_1, r_2 počítán jako



Obr. 10. Četnosti v těžších poli základního dělení. Šířka zakreslených pohyblivějších pásů předběžně definována jako trojnásobná vzdálenost inflexního bodu idealisované křivky četností od osy pásu, zjištěné v kosohých souřadnicích (X, Y). V páscech směru JZ-SV zakresleny dvojice vypočtených regresních přímk pro další zlepšení směru os těchto pásů.

střední hodnota *konečný směr osy* pásu. V pásech p_1 , p_2 a p_3 již směry zjištěné dřívějším postupem ukázaly tak dobrý souhlas, že byly přijaty bez další korekce jako definitivní statistické směry os. Koeficienty korelace byly tu blízko + 1.

Pro koeficienty korelace regresních přímek pásu s osou q_1 dostáváme hodnotu $r = -0,98$, v pásu s osou q_2 pak $r = -0,90$; ve směru r_1 plyne $r = -0,74$ a ve směru r_2 je $r = -0,82$. *Definitivní orientace* směrů os vzhledem k obrazu poledníku $15^\circ E$ je dána azimuty $a_p = 124^\circ$, $a_q = 45^\circ$, $a_{r_1} = 24^\circ$, $a_{r_2} = 33^\circ$. Směry tyto se ukázaly již jako *stabilní* hlavně tím, že body příslušných dílčích souborů v nich vytvářejí *hladké* křivky součtové, což nenastalo při změně těchto směrů byt jen o několik málo stupňů. Inflexní body součtových křivek vystupují nyní velmi určitě. Tím se nám některé pásy rozpadají ve dva nebo více pásů rovnoběžných (na př. vedle pásu q_1 se objeví pás q_4).

Uvažujme nyní samostatně každou část součtové křivky, která definuje jedno maximum křivky četnosti. Inflexní body křivek četnosti určují opět rozptyl v jednotlivých pásech. Při tom pokládáme průběh křivky součtové a příslušné křivky četností v blízkém okolí inflexního bodu resp. maxima za nerušený soubory sousedními. Neznajíce omezení jednotlivých pásů, počítali jsme předběžně do pásu všechny body, ležící po stranách jeho osy bez ohledu na to, zda jsou, či nejsou součástí pásů jiných. Tak se stalo, že body v oněch oblastech, kde se dva pásy protínají, nebyly mezi pásy rozděleny, nýbrž byly pojaty v plném počtu do obou pásů. Tím jsme zvětšili základní soubor o počet prvků rovný součtu bodů ve všech oblastech dvakrát pokrytých. Nyní můžeme rozdělit body v těchto oblastech mezi příslušné pásy pomocí křivek četností pásů. Budiž A n -násobný bod, který leží ve dvou pásech I a II (na př. p_1 a q_1 na obr. 7). Vzdálenosti jeho od os pásů buďtež d_1 a d_2 . Bod A přispívá zřejmě oběma dílčím souborům podíly, které jsou v poměru $f_1 : f_2$ pořadnic příslušných křivek četností pro úsečky rovné d_1 a d_2 . Příspěvek bodu A k souboru pásu I je tedy

$$n_1 = f_1(d_1) \cdot n : [f_1(d_1) + f_2(d_2)], \quad (\text{IV})$$

k souboru pásu II

$$n_2 = f_2(d) \cdot n : [f_1(d_1) + f_2(d_2)]. \quad (\text{V})$$

To ovšem předpokládá znalost těchto redukovaných křivek četností. My však známe jen křivky četností souboru s plným počtem bodů, které odpovídají redukovaným jen přibližně. Můžeme však, vycházejíce z těchto křivek, provést redukci postupně, totiž pomocí popsané redukce četností

v oblastech dvojnásob pokrytých sestrojiti zlepšené křivky součtové, z nich odvoditi zlepšené křivky četností a opakováním celého postupu výsledky zpřesňovati. Ukázalo se však, že těmito redukcemi již v prvním kroku se nezměnila zřetelně poloha osy pásu, ani velikost rozptylu, t. j. šířka pásu. Stačilo dokonce prakticky úplně dílčí křivku četností pokládati za křivku Gaussovu o příslušné hodnotě rozptylu a stejném bodu maxima. Body definující součtové křivky takto redukovaných souborů jsou položeny tak, že křivka jimi probíhá velmi hladce. Z redukovaných křivek byly sestrojeny konečné křivky četností. Šířka pásů byla nyní zmenšena, aby bylo lze oddělit pásy, jichž osy leží blízko u sebe. Hranice pásů byly položeny do vzdálenosti rovné dvojnásobné hodnotě rozptylové odchylky na příslušné straně osy. Takto volené pásy by obsahovaly při gaussovském rozdělení bodů 95,45% bodů příslušného souboru.

Nakonec byly výsledky grafické statistiky dílčích souborů srovnány s výsledkem obvyklého početního postupu. Poloha os pásů vychází téměř totožná. Rozptyl a tudíž také šířka pásu vycházejí však při početním zpracování větší. Je to přirozeným důsledkem naší idealisace při konstrukci součtových a frekvenčních křivek. Tato idealisace je však zcela odůvodněna fyzikální podstatou zemětřesení i druhem metody zpracování. Naproti tomu šířka pásu, vypočtená pomocí směrodatné odchylky gaussovským způsobem, je zcela formální.

§ 4. Výsledky metody statistické ve vztahu k mapě tektonické a mapám isoseist.

Ukázali jsme (str. 11 a násl.), že rozdělení pozorovacích míst neodpovídá rozložení sídlišť ani rozložení hustoty obyvatelstva do té míry, aby se dalo prohlásiti za jejich důsledek. Cestou rze formální, v níž jedinou idealisací byla konstrukce základních součtových křivek, jsme potom dospěli k *pásům zhuštění* pozorovacích míst. *Stálost polohy os těchto pásů* při rozmanitě volených soustavách souřadných a pracovních postupech, *poukazuje nepochybně na jejich realitu*. Jsme tedy oprávněni považovat přímé pásy zhuštění, k nimž jsme statisticky dospěli, za *schema-tický obraz oblastí, jejichž podklad jeví větší makroseismickou pohyblivost než okolí*.

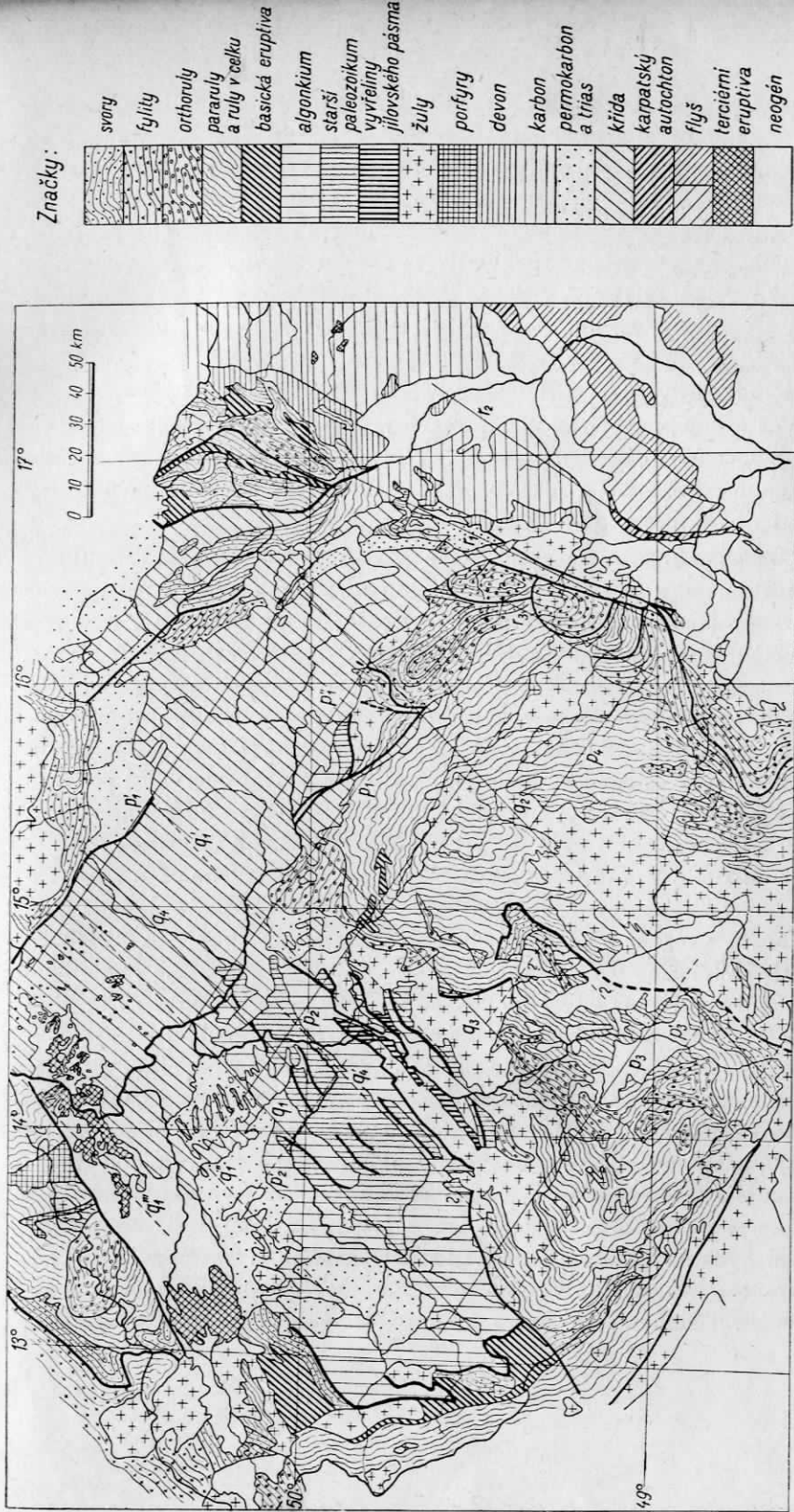
Je tato vyšší zonární povrchová seismická pohyblivost pouze zesílením účinků povrchových vln zemětřesných v hlavní fázi zemětřesné, nebo jest hledati její příčinu v energii přivedené jinou cestou než při povrchu zemském?

Na tuto otázku můžeme odpovědět jen konfrontací dosavadních výsledků s geologickou resp. tektonickou mapou. I na okraji makroseismického pole platí zajisté, že je povrchový projev zemětřesný závislý na složení a uspořádání nejpovrchovějších partií podkladu. Rovněž záleží na jejich fyzikálním stavu, avšak především na tom, do jaké míry může nastat rezonanční zesílení zemětřesného pohybu sekundárními rezonancemi v obytných budovách, neboť v okrajové části makroseismického pole jsou uzavřené místnosti až na výjimky výhradními místy pozorování. Účinky právě uvedených činitelů ovšem již nebudou tak patrné jako v blízkosti epicentra. Na obvodě makroseismického pole, kam dospěje jen málo zemětřesné energie, nemůže se ani sekundární zesílení kmitů projevit oblastně, neboť by to odporovalo zákonu o zachování energie, hledíme-li k jejímu relaisovitému uvolňování. Relaisovité uvolňování značnějších kvant potenciální energie nahromaděných napětí ve vyšetřovaném území, seismicky vyrovnaném a tudíž téměř aseismickém, je však málo pravděpodobné. Z toho plyne, že značnější oblastní povrchové zesílení bez přivedení energie z hloubky můžeme připustit jenom tam, kde v celé oblasti jsou při dostatečně velké energii povrchové (t. j. ještě nepříliš daleko od epicentra) přibližně stejné povrchové podmínky. S takovými poměry bychom mohli počítati v pánvích třeboňské a budějovické, méně však již na př. v Polabí, kde epicentrální vzdálenosti se blíží 300 km.

Území pokryté pohyblivými pásy, k nimž jsme dospěli, jeví geologickou stavbu a povrchové poměry velmi pestré. Tomu také odpovídá makroseismický obraz, jež poskytují mapy isoseist obr. 1—4. Ten nepřipomíná ani zdaleka exponenciální ubývání amplitud povrchových vln s epicentrální vzdáleností, jež se považuje za normální a vyplývá ze studia seismografických záznamů.

Jsme tudíž vedeni k předpokladu, že energie do našich pohyblivých oblastí bude přiváděna převážně z hloubky a to v podobě vedoucích vln. Poněvadž vedené vlny (viz odst. násl.) postupují podél rozhraní, t. j. ploch nespojitosti v prostředí, jeví se naše pohyblivé pásy jako integrální zonární projev existence seismických ploch nespojitosti, přivádějících energii z hloubky k povrchu. Tyto seismické diskontinuity jsou zajisté také diskontinuitami tektonickými; jako takové je musíme považovati, zvláště ve větších epicentrálních vzdálenostech, za integrální indikace do hloubky sahajících tektonických poruch, především strmě zapadajících zlomů resp. jejich systémů. Tím není řečeno, že by tyto poruchy musily sahati až k povrchu a býti tu patrné. Celkový směr poruchových pásem musí odpovídati směru seismicky zjištěných pásů.

Přeneseme tedy nalezené osy pásu do tektonické mapy (obr. 11). Shledáváme, že *směry statisticky nalezené se v celku shodují s hlavními směry tektonickými*, neboť směry (p) odpovídají dislokačním systémům směru SJ-JV, směry (q) dislokačním systémům SV-JZ, směr r_1 je generálním směrem boskovické brázd, směr r_2 probíhá v blízkosti hranice mezi českým masivem a systémem karpatským. Osa r_3 (šířka pásu neurčena) sleduje povrchovou hranici moldanubika s moravikem. Osa p_1 sleduje ve své sz. části t. zv. labský zlom a prochází v jeho pokračování podél hranice mezi rulami a středočeskou křídou do blízkosti poruchové čáry, oddělující Železné hory na JZ. Na straně sv. jsou Železné hory lemovány pásem p''_1 . V této oblasti však jsou (viz obr. 7) pozorovací místa rozptýlena v křídě, že se zdají připomínati pás, jenž by probíhal směrem V-Z. Směr osy p'_1 v sv. části vyšetřované oblasti nevystoupil při prvním určení v redukované oblasti (obr. 9) tak výrazně jako směr p_1 , analogií byl pak přijat jako s tímto rovnoběžný. Osa p'_1 sleduje nejdříve zlom lužický a dále k JV se přibližuje zlomu hronovskému. Osa p_2 postupuje od SZ. permokarbonem kladenské pánve rovnoběžně s pruhem křídou vybíhajícím ku Praze, sv. sleduje pak příčné poruchy v Barrandienu, algonkiu (viz mapu v [23]) a nejsevernějším výběžku středočeského masivu žulového, načež probíhá rulami Posázaví, několikrát protínajíc žulu, a dá se v náznacích sledovati ještě na Moravě podél severní hranice trojúhelníkovitého žulového masivu třebíčsko-meziríčského. V pruhu s osou p_3 v jz. části Čech se objevil velký rozptyl (obr. 7), který můžeme přičísti vlivu hlubinných poruch jen z části. Na jv. konci pásu jsou totiž epicentrální vzdálenosti (obr. 1—4) pouze okolo 200 km. Musíme proto u našich zemětřesení, vyjímajíc C' , počítati zde ještě s energií vedenou podél povrchu, tedy s dynamickými účinky skutečných vln povrchových, ba snad i s deformacemi překračujícími meze zákona Hookeova. Ježto intensity tu dosahují a překračují $4^\circ M. S.$, stává se zemětřesení zjevem všeobecně a na každém podkladě pozorovatelným a zhodnotitelným. Poměry se tedy již různí od poměrů na okraji makroseismického pole, pro jichž zachycení byla vypracována popsaná metoda. Protože nyní účinky hlubinné tektoniky jsou ve zvýšené míře překrývány účinky povrchové stavby, stává se obraz okrajů našeho pásu neurčitým; šířka pásu p_3 se zvětšuje a pás se formálně rozpadá na dva pásy rovnoběžné p_3, p'_3 ; charakteristiky druhého jsou však nevýrazné. Zde spatřujeme názorně, jak použitá metoda statistická přestává býti vhodnou a zůstává v ostrosti svých charakteristik za methodou Siebergovou tam, kde se stává zemětřesení obecně pozorovatelným. Přes toto „zamlžení“



Obr. 11. Poloha os polyblivých pásů v geologicko-tektonické mapě.

je hromadění pozorovacích míst v blízkosti osy p_3 zřejmé. Tato probíhá od SZ nejdříve algonkiem, protíná příčně jz. výběžky středočeského žulového masivu, v dalším svém průběhu je několikrát doprovázena partii žuly, načež prochází osou pleistocenní pánve budějovické do jižní části pánve třeboňské. Jižně od p_3 se jeví osa p'_3 jež patrně představuje celý pohyblivější pás, odpovídající pestrým geologickým poměrům. Sleduje v celku ve své sz. části sv. hranici mezi simfibolity a algonkiem, načež při průchodu rulou k JV naráží několikrát na pně žulové a prochází pak v blízkosti granulitových ostrovů prachatického a Blanského lesa. Osa p''_3 lemuje severní hranici jihočeského masivu žulového.

Pás s osou p_4 prochází v jz. části Moravy rulou od severního výběžku žulového masivu Českomoravské vysočiny k jižnímu okraji masivu třebičskomeziříčského a platí o něm, ač se nerozpadá, do značné míry totéž, co bylo řečeno o p_3 .

Osa pásu q_1 protíná jz. od Plzně skupinu žulových pňů, postupujíc směrem soustavy zlomů na jv. okraji pánve plzeňské, sleduje pak směrné zlomy na sz. okraji Barrandienu, na to jv. okraj karbonu v pánvích rakovnické a kladenské a konečně křídovým útvarem vstupuje do oblasti severočeských vyvřelin. V její těsné blízkosti probíhá křídou přibližně od Prahy k Turnovu osa q_4 velmi jasné se rýsující. Východně od ní se objevuje osa q'_1 , jež se zdá sledovati na pravém břehu Vltavy při sz. okraji křídla žulového masivu středočeského, sleduje pak hranici mezi permem a křídou u Čes. Brodu a prochází křídou až k lužickému zlomu. Na z. straně od q_1 je, pokud bylo lze při okupaci zaviněném nedostatku materiálu z této oblasti, zakreslen přibližně průběh pohyblivého pásu v permokarbonu mezi žulovými masivy žihelským, čisteckým a jesenickým. Podobným způsobem se jeví nedostatek materiálu také v Krušnohoří. Osa q''_1 zakreslená v mapě, probíhající přibližně rovnoběžně se zlomem krušnohorským osou pánve duchovské-teplické k Děčínu, je patrně jenom sv. částí osy pohyblivého pásu podkrušnohorského. Osa q_2 patří Českomoravské vysočině. Postupuje již od jižního cípu Čech podél sz. hranice žulového masivu, vnikajícího do Českomoravské vysočiny z Rakouska, prochází při tom napříč pánví třeboňskou, dále na SV mívá se strany jv. žulový masiv posázavský, dotýká se jv. okraje Železných hor, načež pokračuje v křídě až k ose p'_1 , s níž se setkává v sz. výběžku permského oblouku ve východních Čechách. Osa q_3 je schematicí složitých poměrů tektonických na klikatém jv. okraji středočeské žuly. Osami p_2 , p_3 a q_2 , q_3 je ohraničena kra nebo systém ker, která jeví jako celek značnou pohyblivost. Účinky zemětřesené se jeví totiž nejen na jejich okrajích,

jež jsme vymezili pohyblivými pásy, nýbrž také uvnitř kry (srovn. obr. 7).

Mimo uvedené pásy tvoří zbývající body několik skupin. Taková skupina lineárně uspořádaná (v obr. 7 a 11 bez označení) sleduje na př. jv. okraj jílovského pásma mezi q'_1 a q_3 . Prudký ohyb Berounky k JV podél příčné poruchy v Barrandienu, uvedené v práci Kettnerově [23], a směrné dislokace paralelní s dolním tokem téže řeky se jeví lineárním zhuštěním pozorovacích míst ve směrech p'_2 a p'_4 . Lokální pásová zhušťování pozorovacích míst na území Velké Prahy hlavně ve směru JZ-SV popsal J. BOUŠKA v práci již citované [21]. Na sz. hranici jz. výběžku středočeské žuly se objevuje na zlomu skupina bodů interpretovaná čarou vyznačenou otazníkem. Severozápadní okraj středočeského masivu žulového se v celku nejeví proti očekávání nijak výrazně. Jižně a jv. od Tábora je v oblasti tektonicky silně rozrušené patrně nahuštění pozorovacích míst, jež bylo interpretováno dvěma křížícími se osami ve směrech (p) a (q), označenými rovněž otazníky. Bylo by však se stejným oprávněním možno interpretovati tuto skupinu pozorovacích míst jako oblast protaženou směrem S-J, kterážto interpretace by dávala také severojižní tektonice účast na vedení zemětřesné energie. Která z obou interpretací je správná, musí rozhodnouti další pozorování.

Poněvadž jde o metodu statistickou, musíme ovšem v obrazu, jež jsme obdrželi, spatřovati stále jen *obraz generalisovaný*. Průběhem doby, jak bude přibývati pozorovacího materiálu, se bude patrně obraz ten *v podrobnostech* doplňovati, případně měniti. Je však velmi málo pravděpodobné, že se změní jeho *obrysy základní*; naopak lze s určitostí očekávati že charakteristickým znakům jeho přibude jasnosti. *V tom lze spatřovati přednost metody statistické, poněvadž dává jasné charakteristiky v území, kde již metoda isoseist nemá rozlišovací schopnosti.*

Výsledky získané statisticky mají přirozeně jistý vztah k *mapám isoseist* uvažovaných zemětřesení. Proto byly v obr. 1—4 do těchto map zakresleny také osy pohyblivých pásů. Výsledek je téměř překvapující: Ačkoliv mapy isoseist respektují až do jednotlivostí individuální znaky každého zemětřesení a naopak metoda statistická zpracováním řady zemětřesení a abstrakcí od všech jejich průvodních zjevů individuální znaky potlačuje, projevuje se v mapách isoseist, hlavně na obr. 3 a 4, poloha pásů zhuštění patrnými *výběžky isoseist k větším epicentrálním vzdálenostem*. Na rozdíl od map isoseist, jichž vzhled se od zemětřesení k zemětřesení mění, přísluší ovšem obrazu pohyblivých pásů jistá in-

variance. *Tím se stává vztah mezi mapou isoseist a obrazem pohyblivých pásů jakousi obdobou vztahu isoseistní mapy k mapě geologicko-tektonické.*

Povšimněme si, jak se projeví odvozené pásy v okrajové oblasti makroseismických polí jiných zemětřesení, pozorovaných ve vyšetřovaném území. Zemětřesení v severní části Moravy 24. července 1935 s epicentrem $50^{\circ} 04' N$, $17^{\circ} 01' E$ [29] zasáhlo okrajovými částmi svého makroseismického pole jenom nepatrně východní cíp Čech. Jediná tři pozorovací místa v této oblasti leží skutečně v blízkosti jv. konce osy p'_1 . Více nám prozrazuje zemětřesení ve Württembergu ze dne 27. června 1935, jehož epicentrum má souřadnice $\varphi = 48^{\circ} 03' N$, $\lambda = 9^{\circ} 28' E$ [30]. Toto zemětřesení bylo pozorováno na 41 místech vyšetřované oblasti, která jsou vyznačena v obr. 7. Zapadají vesměs do blízkosti os pohyblivých pásů, nehledíme-li k západnímu cípu Čech, odkud pro alpská zemětřesení není srovnávacího materiálu. Svým rozšířením v Čechách připomíná toto zemětřesení známé „středoevropské zemětřesení“ ze dne 16. listopadu 1911 [20], které se jevílo zvýšenými intenzitami v pásu podél osy q_1 až k jejím průsečkům s osami p_2 a p_1 , zasáhlo slaběji až po východní okraj třeboňské pánve. Českomoravská vysočina v žádném z obou právě zmíněných případů již makroseismicky otřesena nebyla. Poněvadž epicentrum posledního zemětřesení má souřadnice $\varphi = 48^{\circ} 17' N$, $\lambda = 8^{\circ} 85' E$, je podobnost reakce v českém masivu u obou zemětřesení pochopitelná. Stojí za zmínku, že W. HILLER našel pro hloubku ohniska württemberského zemětřesení 1935 hodnotu 28 km a hloubka ohniska zemětřesení 1911 byla podle výsledků Siebergových, Gutenbergových a Mohorovičových patrně mezi 25—45 km, tedy téhož řádu jako u vyšetřovaných zemětřesení východoalpských. To by nasvědčovalo tomu, že nejen východoalpská, ale také jiná zemětřesení, která zasáhnou makroseismicky do českého masivu, budou v naší soustavě pohyblivých pásů silněji patrná než mimo ni, ovšem různou měrou podle směru svého příchodu. Hloubka ohniska kolem 30 km má pravděpodobně pro způsob šíření zemětřesení z Alp a jejich okolí do českého masivu značný význam, jak bude ke konci práce ještě zmíněno.

III. VÝKLAD VEDENÝMI VLNAMI

Je známo, že kromě elastických vln volných, u nichž kmitová energie se rozšiřuje do celého přístupného prostoru, mohou za určitých podmínek vzniknouti na rozhraních, kde se elastické konstanty nespojitě mění, t. zv. *vlny vázané* nebo *vedené*, u nichž podstatná část kmitové energie je vázána k rozhraní, takže vlna nabývá charakteru plošného. Z theorie a částečně i z pozorování jsou známy příklady takových vln. Jsou to známé povrchové vlny Rayleighovy (viz na př. [31])¹⁾, povrchové vlny Loveovy ([32], str. 160 a násl.), generalisované vlny Rayleighovy na rozhraní dvou pružných prostředí pevných [33], [34], povrchové vlny blízkých zemětřesení, jež nalezl H. NAKANO [35] a řada jiných, o nichž nás zejména poučují četné, matematicky velmi elegantní práce japonské školy s K. Sezawou v čele. Předpoklady stavby vln, jež jsou řešeními příslušných diferenciálních rovnic, jsou však jen speciálním případem předpokladů, z nichž vychází K. ULLER v řadě prací, z nichž některé byly citovány již v úvodu. Vzhledem k této obecnosti echi jeho výsledků pro zobecněnou „vlnu rovinnou“ (viz níže § 3) zde použití alespoň ke kvalitativnímu objasnění obrazu, k němuž jsme dospěli. Poněvadž prací Ullerových, věnovaných elastickým vlnám, je značný počet a jejich studium je obtížné, pokládám za účelné odvoditi zde znova výsledky, jichž budeme potřebovati.

§ 1. Základní rovnice.

Omezíme se na pružné prostředí isotropní, s hustotou ve stavu nedeformovaném rovnou ϱ_0 , s konstantními Laméovými parametry pružnosti λ a μ . Pro šíření vektoru deformace \mathfrak{E} tímto prostředím platí ve vnějším silovém potenciálovém poli representovaném gravitační složkou tíže, rovnice (srovn. [32], str. 149, [36], [37])

$$\varrho \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad div } \mathfrak{E} - \mu \text{rot rot } \mathfrak{E} + \varrho_0 \text{grad} (\mathfrak{E}, \text{grad } V) - \\ - \varrho_0 \text{div } \mathfrak{E} \text{grad } V + \varrho_0 \text{grad } V, \quad (1)$$

¹⁾ Původní Rayleighovo pojednání vyšlo v Proc. Roy. Soc. London, 17, 4, 1887.

kde $\varrho = \varrho_0 (1 - \operatorname{div} \mathfrak{E})$ znamená hustotu po deformaci, t čas, U gravitační potenciál hmotné jednotky před deformací, V gravitační potenciál hmotné jednotky vzniklý přemístěním hmoty při deformaci. E. A. H. Love (l. c., str. 151) dovolil, že vliv tíhového pole je malý. Totéž dokázal Uller [38] z řešení (1) zobecněnou vlnou rovinnou pro zemětřesení řtitivá a sopečná. Avšak dosavadní pozorování neukázala znatelný vliv tíže ani při velkých zemětřeseních tektonických. Proto se můžeme v rovnici (1) omezit na pravé straně bez velké chyby na první dva členy a psáti, považující také ϱ za konstantu,

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{E} - \frac{\mu}{\varrho} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{E}, \quad (2)$$

což je známá rovnice pro šíření elastických deformací v pružných prostředích pevných, isotropních a nekonečně rozlehklých. Řešením (2) je vektor deformace \mathfrak{E} , složený ze dvou vektorů deformací dílčích \mathfrak{E}_d a \mathfrak{E}_s :

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_d + \mathfrak{E}_s. \quad (3)$$

Vektor \mathfrak{E}_d vyhovuje podmínce

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E}_d = 0 \quad (4)$$

a splňuje rovnici

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} \Delta \Theta, \quad (5)$$

v níž $\Theta = \operatorname{div} \mathfrak{E}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Vektor \mathfrak{E}_s , pro nějž platí

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}_s = 0, \quad (6)$$

je řešením rovnice

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{W}}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\varrho} \Delta \mathfrak{W}, \quad (7)$$

kde $\mathfrak{W} = \operatorname{rot} \mathfrak{E}$. Vektor \mathfrak{E}_d představuje čisté deformace *objemové* (vlna *dilatačně-kontrakční*, *podélná*, *longitudinální*). Budu ji zkráceně nazývati „vlnou dilatační“ (index d). Vektor \mathfrak{E}_s je vektorem čisté deformace *tvárové* (vlna *střížná*, *příčná*, *transversální*). Budu používatí termínu „vlna střížná“ (index s). Postupná rychlost vlny dilatační je

$$v_d = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho}}, \quad (8)$$

postupná rychlost vlny střížné pak

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}. \quad (9)$$

§ 2. Podmínky na rozhraní.

Při dopadu na rozhraní musí vlna vyhověti kromě rovnice (2) také podmínkám na rozhraní. Mysleme si rozhraní rovinné, kde se stýkají dvě prostředí s konstantami $(\varrho_1, \lambda_1, \mu_1)$ a $(\varrho_2, \lambda_2, \mu_2)$, jimž přísluší rychlosti ${}_1v_d \neq {}_2v_d, {}_1v_s \neq {}_2v_s$. Jsou možné dva případy: buď jsou obě prostředí pevně spojena a při deformaci nemůže nastati žádný vzájemný jejich *posuv (skluz)* podél rozhraní, nebo se současně s deformací objevuje také skluz podél rozhraní. Pro náš účel je první případ významnější, avšak ani druhý není zcela vyloučen.

1. *Nenastává-li skluz*, jsou hraniční podmínky vyjádřeny takto: Přejich vektoru pružného napětí \mathfrak{P} i vektoru příslušné deformace \mathfrak{E} rozhraním je *spojitý*. To platí samozřejmě i tehdy, stýká-li se na rozhraní několik vln. Označíme-li napětí a deformace po obou stranách rozhraní indexy příslušných prostředí, psanými dole po levé straně znaku, platí

$$\Sigma_1 \mathfrak{P} = \Sigma_2 \mathfrak{P} \quad (10)$$

pro úhrnné napětí na rozhraní a

$$\Sigma_1 \mathfrak{E} = \Sigma_2 \mathfrak{E} \quad (11)$$

pro příslušnou úhrnnou deformaci.

Značí-li \mathbf{n} jednotkový vektor ve směru normály k libovolně zvolené elementární plošce v pružném prostředí, je pružné napětí \mathfrak{P} vázáno s vektorem deformace \mathfrak{E} známými vztahy, jichž vyjádřením je vzorec

$$\mathfrak{P} = \lambda \operatorname{div} \mathfrak{E} \cdot \mathbf{n} + 2\mu(\mathbf{n}, \operatorname{grad} \mathfrak{E}) \mathfrak{E} + \mu[\mathbf{n}, \operatorname{rot} \mathfrak{E}]. \quad (12)$$

Povrch zemský je plochou nespojitosti, jež s jedné strany hraničí s ovzduším. Vliv tohoto je však tak nepatrný, že v seismice považujeme Zemi za obklopenou *vakuum*, v němž žádné napětí nemůže vzniknouti. Proto je splněno, jestliže tělesu zemskému přisoudíme index 1, ovzduší index 2, podle (10) $\Sigma_2 \mathfrak{P} = 0$ a tudíž také

$$\Sigma_1 \mathfrak{P} = 0. \quad (10')$$

Jiný vztah na povrchu zemském neplatí.

2. Je-li *deformace provázána skluzem* podél rozhraní, mění se při přechodu rozhraním spojitě pouze *normální složka* napětí a deformace, kdežto složka tečná se mění obecně nespojitě. Značí-li \mathbf{f} jednotkový vektor normály k rozhraní, platí tedy vztahy

$$\Sigma_{(1)} \mathfrak{P}, \mathbf{f} = \Sigma_{(2)} \mathfrak{P}, \mathbf{f} \quad (13)$$

a

$$\Sigma_{(1)} \mathfrak{E}, \mathbf{f} = \Sigma_{(2)} \mathfrak{E}, \mathbf{f}. \quad (14)$$

Skluz je myslitelný s třením neb bez něho. Třením při skluzu vznikne podél plochy nespojitosti jisté napětí \mathfrak{S} , které se předpokládá úměrné rychlosti [36] při smyku, složené z rychlosti translační u a rychlosti $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$, tedy $\mathfrak{S} = \tau \left(u + \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \right)$, kde τ je koeficient úměrnosti.

§ 3. Zobecněná rovinná vlna Ullerova.

Na šíření elastické vlny v prostředí s plochami nespojitosti mají kromě vlastností prostřední vliv také vlastnosti vlny, t. j. *tvář funkce*, kterou vyhovíme rovnici (2). Ve zvláštních případech se podaří nalézt řešení funkcí jednoduchou, cílem je však nalézt řešení rovnice (2) funkcí tak obecnou, aby zahrnovalo co nejvíce případů speciálních. Velmi obecný tvar vlnové funkce vektorové zavedl K. ULLER (srovn. na př. [39]). Je to „*vektor elementární kmitové formy*“, t. j. vektorová vlna harmonická

$$\mathfrak{Q} = \frac{1}{2} \left\{ \mathfrak{a} \cdot e^{i(p_1 t - \Phi)} + \mathfrak{a}^* \cdot e^{-i(p_1^* t - \Phi^*)} \right\} = e^{-(p_1 t - \Phi)} \left\{ \mathfrak{a}_1 \cos(p_1 t - \Phi_1) - \mathfrak{a}_2 \sin(p_1 t - \Phi_1) \right\}, \quad (15)$$

kde $\mathfrak{a} = \mathfrak{a}_1 + i\mathfrak{a}_2$ je komplexní vektor amplitudy, $p = p_1 + ip_2$ komplexní frekvence a $\Phi = \Phi_1 + i\Phi_2$ komplexní fázová funkce. Hvězdičky značí hodnoty komplexně sdružené, takže vlna je reálná. Veličiny (\mathfrak{a} , p , Φ) jsou funkcí pouze místa, nikoli času, při čemž jsou \mathfrak{a} a Φ pokládány za vzájemně nezávislé. Veličina p zahrnuje, jak je patrné z rozepsaného tvaru v rovnici (15), také kladný nebo záporný útlum p_2 . Fázová funkce definuje dvě plochy, totiž $\Phi_1 = \text{konst.}$ (plocha postupu fáze) a $\Phi_2 = \text{konst.}$ (plocha spádu amplitud), které se pohybují ve směru svých normál rychlostmi

$$c_1 = \frac{p_1}{|w_1|^2} w_1; c_2 = \frac{p_2}{|w_2|^2} w_2, \quad (16)$$

kde $w_1 + iw_2 = \text{grad } \Phi_1 + i \text{grad } \Phi_2 = \text{grad } \Phi \Rightarrow w$. (17)

Vektor w nazývá ULLER vektorem *dvojice vlnových normál* nebo zkrátka dvojicí vlnových normál.

Obdobně je definována vlna *skalární*

$$\Omega = \frac{1}{2} \left\{ \omega \cdot e^{i(p_1 t - \Phi)} + \omega^* \cdot e^{-i(p_1^* t - \Phi^*)} \right\} = e^{-(p_1 t - \Phi)} \left\{ \omega_1 \cos(p_1 t - \Phi_1) - \omega_2 \sin(p_1 t - \Phi_1) \right\}, \quad (15')$$

kde komplexní vlnový skalár ω je rovněž funkcí pouze místa. Veličiny ω a Φ jsou také pokládány za vzájemně nezávislé.

V dostatečné vzdálenosti od zdroje a na dostatečně malé ploše dá se vlnová funkce nahradití *zobecněnou „rovinnou vlnou“*, kde vektor \mathfrak{a} resp.

skalár ω a frekvence p jsou pokládány za konstanty a funkce Φ za funkci lineární. Pak je grad $\Phi = \mathbf{w} = \mathbf{w}_1 + i\mathbf{w}_2 = \text{konst.}$ a $\Phi = (\mathbf{w}, \mathbf{r})$. Tím máme pro rovinnou vlnu vektorovou a skalární vyjádření

$$\mathfrak{Q} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\mathbf{a}}{\omega} e^{i\{pt - (\mathbf{w}, \mathbf{r})\}} + \frac{\mathbf{a}^*}{\omega^*} e^{-i\{p^*t - (\mathbf{w}^*, \mathbf{r})\}} \right\}. \quad (18)$$

Plocha postupu fází $\Phi_1 = (\mathbf{w}_1, \mathbf{r})$ a plocha spádu amplitud $\Phi_2 = (\mathbf{w}_2, \mathbf{r})$ jsou rovinami, jejichž normály směru \mathbf{w}_1 a \mathbf{w}_2 svírají jistý úhel α . Je-li $\alpha = 0$ nebo π , nazývá se vlna „jednoduchá“, jinak je „nikoli jednoduchá“. Snadno nahlédneme, že předpoklady pro tvary periodických řešení rovnice (2) v pracích, týkajících se speciálních problémů seismických vln, jsou, pokud operují s harmonickými funkcemi, vesměs vhodně voleným zjednodušením (18), což ospravedlňuje název „zobecněná rovinná vlna“, který jsme zavedli.

Zobecněnou rovinnou vlnou vektorovou \mathfrak{E} rozřešíme rovnicí (2), když zvolíme $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_d + \mathfrak{E}_s$ tak, aby

$$\mathfrak{E}_d = \frac{1}{2} \{ \tilde{\mathfrak{s}}_d \cdot e^{i\{pt - (\mathbf{w}_d, \mathbf{r})\}} + \tilde{\mathfrak{s}}_d^* \cdot e^{-i\{p^*t - (\mathbf{w}_d^*, \mathbf{r})\}} \} \quad (19)$$

splňovalo rovnici (4), což znamená, je-li $\tilde{\mathfrak{s}}_d$ konstantní amplituda,

$$[\tilde{\mathfrak{s}}_d, \mathbf{w}_d] = 0, \quad (20)$$

a aby bylo dále ($\tilde{\mathfrak{s}}_s$ je rovněž konstantní)

$$\mathfrak{E}_s = \frac{1}{2} \{ \tilde{\mathfrak{s}}_s \cdot e^{i\{pt - (\mathbf{w}_s, \mathbf{r})\}} + \tilde{\mathfrak{s}}_s^* \cdot e^{-i\{p^*t - (\mathbf{w}_s^*, \mathbf{r})\}} \}, \quad (21)$$

jež hová rovnici (6), což značí

$$(\tilde{\mathfrak{s}}_s, \mathbf{w}_s) = 0. \quad (22)$$

Dosazením (19) a (21) do (5) a (7) obdržíme rovnici

$$\mathbf{w}_d^2 = \frac{p^2 \rho}{\lambda + 2\mu} = \frac{p^2}{v_d^2} = a_d \quad (23)$$

a rovnici

$$\mathbf{w}_s^2 = \frac{p^2 \rho}{\mu} = \frac{p^2}{v_s^2} = a_s, \quad (24)$$

kde jsme zavedli zkratky a_d a a_s .

Pro napětí \mathfrak{P}_d , jež vyvolá zobecněná rovinná vlna dilatační, obdržíme ze vzorce (12) dosazením (19) se zřetelem ke (20)

$$2 \mathfrak{P}_d = \frac{\mu \partial_d}{a_d} \{ (a_s - 2a_d) \mathbf{n} + 2(\mathbf{w}_d, \mathbf{n}) \mathbf{w}_d \} \cdot e^{i\{pt - (\mathbf{w}_d, \mathbf{r})\}} + \dots^* \quad (25)$$

kde zavádíme skalár zředění

$$\partial_d = -i(\tilde{\mathfrak{s}}_d, \mathbf{w}_d), \text{ čili } \tilde{\mathfrak{s}}_d = \frac{i\partial_d}{a_d} \mathbf{w}_d. \quad (26)$$

Vlna střížná způsobuje napětí \mathfrak{P}_s [viz rovnice (12), (21) a (22)], které jest

$$2 \mathfrak{P}_s = -i\mu \{ (w_s, n) \bar{s}_s + (\bar{s}_s, n) w_s \} e^{i\{pt - (w_s, r)\}} + \dots^* \quad (27)$$

§ 4. Vedené vlny. Vlnová indukce.

Vedené vlny jsou vázány k rozhraní pevněji než vlny volné, což se jeví ve vzorcích *zvláštními podmínkami*, které musí býti splněny kromě podmínek hraničních a t. zv. podmínek *koherence*, které musí na rozhraní splňovati každá vlna vůbec. Podmínky koherence zastupují u Ullera Fermatův princip. Vyjadřují souvislost vlnění po obou stranách rozhraní, jež je možná jen tehdy, jestliže v rozhraní tečné složky vektorů w všech zúčastněných vln jsou si navzájem rovny. Podle toho platí pro každou vlnu na rozhraní, míří-li jednotkový vektor f normály k rozhraní z prostředí s indexem 1 do prostředí s indexem 2,

$${}_1w - ({}_1w f) f = {}_2w - ({}_2w, f) f = w_t, \quad (28)$$

kde w_t znamená vektor dvojice normál vedené vlny v rozhraní.

Předpokládáme stále *rozhraní rovinné*, což lze, omezíme-li vyšetřování na nepříliš velkou plochu. Vektor f je tedy konstantní a rozhraní vyjádřeno rovnicí $(r, f) = \text{konst.}$

Vznik vedených vln nazývá ULLER *vlnovou indukcí* ([12], [13], [14]). Tato je *přímá*, je-li zdroj vlnění přímo v rozhraní. Leží-li zdroj vlnění mimo rozhraní a vedená vlna vzniká druhotně dopadem jiných vln na rozhraní, jde o indukci *nepřímou*.

1. Indukce přímá na vnitřním rozhraní bez skluzu.

Předpokládejme nejdříve, že skluz podél rozhraní nenastává, a vyšetřme, jaké vedené vlny mohou vzniknouti. Myslitelné jsou buď čisté vlny dilatační nebo čisté vlny střížné nebo konečně kombinované vlnění dilatačně-střížné, při čemž jsou obě vlny rozhraním k sobě vázány a postupují podél něho společnou rychlostí w_t .

a) *Vedená vlna dilatační*. Platí rovnice (19) a (20) a hraniční podmínky (10) a (11), kamž dosadíme z (19), (25) a (26). Je tedy s příslušnými indexy

$$\left. \begin{aligned} \frac{{}_1\partial_d}{{}_1a_d} {}_1w_d \cdot e^{-i({}_1w_d, r)} &= \frac{{}_2\partial_d}{{}_2a_d} {}_2w_d e^{-i({}_2w_d, r)} \\ \frac{\mu_1}{{}_1a_d} \{ ({}_1a_d - 2{}_1a_s) f + 2({}_1w_d, f) {}_1w_d \} e^{-i({}_1w_d, r)} &= \\ = \frac{\mu_2}{{}_2a_d} \{ ({}_2a_d - 2{}_2a_s) f + 2({}_2w_d, f) {}_2w_d \} \cdot e^{-i({}_2w_d, r)}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Podmínka koherence zní

$${}_1w_d - ({}_1w_d, \mathbf{f}) \mathbf{f} = {}_2w_d - ({}_2w_d, \mathbf{f}) \mathbf{f} = w_t. \quad (30)$$

Násobíme-li první rovnici (29) skalárně vektorem \mathbf{f} při $r = 0$, obdržíme

$$\frac{{}_1\partial_d}{{}_1a_d} ({}_1w_d, \mathbf{f}) = \frac{{}_2\partial_d}{{}_2a_d} ({}_2w_d, \mathbf{f}). \quad (29')$$

Skalárním násobením téže rovnice vektorem $\{\mathbf{w} - (\mathbf{w}, \mathbf{f})\mathbf{f}\}$ vychází se zřetel k (30) $\frac{{}_1\partial_d}{{}_1a_d} = \frac{{}_2\partial_d}{{}_2a_d}$. Vložením do (29') dostáváme $({}_1w_d, \mathbf{f}) = ({}_2w_d, \mathbf{f})$.

To však není možné, neboť by podle (30) bylo proti předpokladu [viz str. 45 a vzorec (23)] ${}_1w_d = {}_2w_d$. To znamená: *Nenastává-li skluz, není vznik dilatační vlny vedené přímou indukcí možný.*

b) *Vedená vlna střížná.* Hraniční podmínky (10) a (11) vyjádříme dosazením z (21) a (27). Vychází

$$\left. \begin{aligned} {}_1\mathfrak{s}_s e^{-i({}_1w_s, \mathbf{r})} &= {}_2\mathfrak{s}_s \cdot e^{-i({}_2w_s, \mathbf{r})} \\ \mu_1 \{({}_1w_s, \mathbf{f}) {}_1\mathfrak{s}_s + ({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) {}_1w_s\} \cdot e^{-i({}_1w_s, \mathbf{r})} &= \\ = \mu_2 \{({}_2w_s, \mathbf{f}) {}_2\mathfrak{s}_s + ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) {}_2w_s\} \cdot e^{-i({}_2w_s, \mathbf{r})}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Skalárním násobením první rovnice vektorem \mathbf{f} dostáváme $({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f})$, což vloženo do druhé rovnice násobené skalárně \mathbf{f} dává podle (22) $\mu_1({}_1w_s, \mathbf{f}) = \mu_2({}_2w_s, \mathbf{f})$. Násobením první rovnice skalárně vektorem $\{\mathbf{w} - (\mathbf{w}, \mathbf{f})\mathbf{f}\}$ obdržíme $({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) ({}_1w_s, \mathbf{f}) = ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) ({}_2w_s, \mathbf{f})$, z čehož vzhledem k předchozím rovnicím vyplývá $({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = 0$. To značí, že vektory ${}_1\mathfrak{s}_s$ a ${}_2\mathfrak{s}_s$ musí býti rovnoběžné s rozhraním. *Vedená střížná vlna je tedy možná, je-li splněna podmínka*

$$\mu_1({}_1w_s, \mathbf{f}) - \mu_2({}_2w_s, \mathbf{f}) = \left| \begin{array}{cc} 1 & -1 \\ \mu_1({}_1w_s, \mathbf{f}) & -\mu_2({}_2w_s, \mathbf{f}) \end{array} \right| = 0. \quad (32)$$

Samozřejmě

$$({}_1\mathfrak{s}_s [{}_1w_s, \mathbf{f}]) = ({}_2\mathfrak{s}_s [{}_2w_s, \mathbf{f}]) \neq 0.$$

c) *Vedená vlna dilatačně-střížná.* Tato vlna je definována rovnicí (3), v níž dosadíme z rovnic (19) a (21), při čemž zůstávají v platnosti rovnice (20) i (22). Hraniční podmínky jsou nyní vyjádřeny vztahy

$$\left. \begin{aligned} \frac{i \cdot {}_1\partial_d}{{}_1a_d} {}_1w_d \cdot e^{-i({}_1w_d, \mathbf{r})} + {}_1\mathfrak{s}_d e^{-i({}_1w_d, \mathbf{r})} - \\ - \frac{i \cdot {}_2\partial_d}{{}_2a_d} \cdot {}_2w_d \cdot e^{-i({}_2w_d, \mathbf{r})} - {}_2\mathfrak{s}_d \cdot e^{-i({}_2w_d, \mathbf{r})} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\mu_1 \cdot 1\partial_d}{1a_d} \{ (1a_s - 2_1a_d) \mathfrak{f} + 2 (1w_d, \mathfrak{f}) {}_1w_d \} \cdot e^{-i(1w_d, \mathfrak{r})} - \\
& - i\mu_1 \{ (1w_s, \mathfrak{f}) {}_1\bar{s}_s + (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) {}_1w_s \} \cdot e^{-i(1w_s, \mathfrak{r})} - \\
& - \frac{\mu_2 \cdot 2\partial_d}{2a_d} \{ (2a_s - 2_2a_d) \mathfrak{f} + 2 (2w_d, \mathfrak{f}) {}_2w_d \} \cdot e^{-i(2w_d, \mathfrak{r})} - \\
& - i\mu_2 \{ (2w_s, \mathfrak{f}) {}_2\bar{s}_s + (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) {}_2w_s \} \cdot e^{-i(2w_s, \mathfrak{r})} = 0.
\end{aligned} \tag{33}$$

Podmínky koherence jsou

$$\begin{aligned}
{}_1w_d - (1w_d, \mathfrak{f}) \mathfrak{f} &= {}_1w_s - (1w_s, \mathfrak{f}) \mathfrak{f} = \\
&= {}_2w_d - (2w_d, \mathfrak{f}) \mathfrak{f} = {}_2w_s - (2w_s, \mathfrak{f}) \mathfrak{f} = w_t.
\end{aligned} \tag{34}$$

Kvadraturou (34) plyne vzhledem k rovnicím (23) a (24) a známé identitě

$$\begin{aligned}
\mathfrak{A}^2 \cdot \mathfrak{B}^2 - (\mathfrak{A}, \mathfrak{B})^2 &= [\mathfrak{A}, \mathfrak{B}]^2 \\
{}_1a_d - (1w_d, \mathfrak{f})^2 &= {}_1a_s - (1w_s, \mathfrak{f})^2 = \\
&= {}_2a_d - (2w_d, \mathfrak{f})^2 = {}_2a_s - (2w_s, \mathfrak{f})^2 = [w, \mathfrak{f}]^2 = w_t^2.
\end{aligned} \tag{35}$$

Rozložíme-li vektory v rovnicích (33) do směru normály \mathfrak{f} , do směru složky vektorů w tečné k rozhraní a do směru k těmto dvěma kolmého (pojem „kolmý“ nutno chápati symbolicky) tím, že násobíme rovnice (33) postupně vektory \mathfrak{f} , $\{w - (w, \mathfrak{f}) \mathfrak{f}\}$ a $[w, \mathfrak{f}]$, obdržíme snadnou úpravou

$$\begin{aligned}
& \text{system rovnic pro skaláry } \frac{i \cdot 1\partial_d}{1a_d}, (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}), \frac{i \cdot 2\partial_d}{2a_d}, (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}): \\
& \frac{i \cdot 1\partial_d}{1a_d} (1w_d, \mathfrak{f}) + (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) - \frac{i \cdot 2\partial_d}{2a_d} (2w_d, \mathfrak{f}) - (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) = 0 \\
& \frac{\mu_1 \cdot 1\partial_d}{1a_d} \{w_t^2 - (1w_s, \mathfrak{f})^2\} - 2i\mu_1 (1w_s, \mathfrak{f}) (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) - \\
& - \frac{\mu_2 \cdot 2\partial_d}{2a_d} \{w_t^2 - (2w_s, \mathfrak{f})^2\} + 2i\mu_2 (2w_s, \mathfrak{f}) (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) = 0 \\
& \frac{i \cdot 1\partial_d}{1a_d} \{w_t^2 - (1w_s, \mathfrak{f})\} (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) - \frac{i \cdot 2\partial_d}{2a_d} w_t^2 + (2w_s, \mathfrak{f}) (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) = 0 \\
& \frac{2\mu_1 \cdot 1\partial_d}{1a_d} w_t^2 (1w_d, \mathfrak{f}) - i\mu_1 \{w_t^2 - (1w_s, \mathfrak{f})^2\} (1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) - \\
& - \frac{2\mu_2 \cdot 2\partial_d}{2a_d} w_t^2 (2w_d, \mathfrak{f}) + i\mu_2 \{w_t^2 - (2w_s, \mathfrak{f})^2\} (2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) = 0
\end{aligned} \tag{36}$$

a rovnicí

$$(1\bar{s}_s [1w_s, \mathfrak{f}]) = (2\bar{s}_s [2w_s, \mathfrak{f}]) = 0. \tag{36'}$$

Aby lineární homogenní rovnice (36) měly řešení nenulové, je nutné a postačí, jestliže determinant

$$\begin{vmatrix} ({}_1w_d, \mathbf{f}) & 1 \\ -i\mu_1 \{w_t^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\} & -2i\mu_1({}_1w_s, \mathbf{f}), \\ w_t^2 & -({}_1w_s, \mathbf{f}) \\ -2i\mu_1 \cdot ({}_1w_d, \mathbf{f}) w_t^2 & -i\mu_1 \cdot \{w_t^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\}, \\ -({}_2w_d, \mathbf{f}) & -1 \\ i\mu_2 \{w_t^2 - ({}_2w_s, \mathbf{f})^2\} & 2i\mu_2({}_2w_s, \mathbf{f}) \\ -w_t^2 & ({}_2w_s, \mathbf{f}) \\ 2i\mu_2 \cdot ({}_2w_d, \mathbf{f}) w_t^2 & i\mu_2 \cdot \{w_t^2 - ({}_2w_s, \mathbf{f})^2\} \end{vmatrix} = 0 \quad (37)$$

Tento determinant je rovnicí, v níž je možno z rovnic (35) vyjádřit všechny výrazy veličinami ${}_1a_d$, ${}_2a_d$, ${}_1a_s$, ${}_2a_s$ a neznámou w_t^2 . Je tedy (37) rovnicí pro w_t^2 , t. j. *čtverec tečné složky vektoru dvojice normál* vedené vlny objemově-střížné. Řešení této rovnice je ovšem mnohoznačné. Známe-li w_t^2 , dovedeme z (35) vypočítati (dvojnásobně) velikost normálních složek všech ostatních vektorů w a pak určití poměr neznámých skalárů z rovnic (36). Zvolením jednoho z nich plynou pak vektory ${}_1\mathbf{s}_d$ a ${}_2\mathbf{s}_d$ pomocí vztahu (26) a vektory ${}_1\mathbf{s}_s$ a ${}_2\mathbf{s}_s$ pomocí rovnice (36').

Docházíme tedy k výsledku, že *vedená vlna dilatačně-střížná je možná* pro všechna řešení rovnice (37), při čemž lze libovolně zvoliti jeden ze skalárů, jež jsou neznámými v rovnici (36).

2. Příčná indukce vln povrchových.

Hraniční podmínka je nyní pouze (10'). Žádané výsledky však můžeme obdržeti okamžitě také z předchozího, jestliže položíme konstanty (ϱ_2 , λ_2 , μ_2) rovny nule.

Máme tedy: *Povrchové vlny čistě dilatační nejsou možné*, leda v bezprostřední blízkosti ohniska, které dle definice přímé indukce musíme nyní předpokládati na povrehu.

Pro povrchovou vlnu *střížnou* dostáváme nyní, jelikož $\mu_2 = 0$, mimo rovnici (22) ještě vztah $(\mathbf{s}_s, \mathbf{f}) = 0$ a $(w_s, \mathbf{f}) = 0$ (indexy značící prostředí vynecháme). To znamená, že *vektor amplitudy \mathbf{s}_s i vektor dvojice normál w_s povrchové vlny střížné jsou s povrchem rovnoběžné*.

Čtverec tečné složky dvojice vlnových normál w_t^2 vyplývá z (37) *pro povrchovou vlnu dilatačně-střížnou* jako kořen rovnice

$$\left| \begin{array}{l} w_t^2 - (w_s, \mathbf{f})^2, \quad -2(w_s, \mathbf{f}) \\ 2(w_d, \mathbf{f}) w_t^2, \quad w_t^2 - (w_s, \mathbf{f})^2 \end{array} \right| = \{w_t^2 - (w_s, \mathbf{f})^2\}^2 + 4(w_d, \mathbf{f})(w_s, \mathbf{f}) w_t^2 = 0, \quad (38)$$

kde vyjádření nahoře naznačené pomocí a_d a a_s můžeme snadno provést. Po kvadratuře (38) a dosazení za $(w_d, \mathbf{f})^2$ a $(w_s, \mathbf{f})^2$ z (35) dostaneme známou kubickou rovnici pro w_t^2 , jež v Rayleighově odvození vzhledem k jinému významu neznámé přichází s koeficienty číselnými v obráceném pořádku:

$$16(a_s - a_d) w_t^6 - 8a_s(3a_s - 2a_d) w_t^4 + 8a_s^3 w_t^2 - a_s^4 = 0. \quad (39)$$

Diskusí této rovnice, jež nemůže mít žádný kořen nulový, odvodil ULLER [11] tři druhy povrchových vln dilatačně-střižných, jež označil jako vlny α , β , γ . Rayleighovy vlny jsou speciálním případem vln α pro $p_2 = 0$. Povrchové vlny typu β ani γ , jež mají být rychlejší než vlny dilatační, nebyly na záznamech jak známo nalezeny, za to povrchové vlny střižné i Rayleighovy jsou podstatou t. zv. hlavní fáze záznamu.

3. Indukce nepřímá bez skluzu na vnitřním rovinném rozhraní.

V tomto případě může nastati indukce pouze dopadem vln *nikoli jednoduchých* (viz str. 47). Dopadající vlnu si myslíme vždy v prostředí $(\rho_1, \lambda_1, \mu_1)$. Hraniční podmínky (10) a (11) jsou podmínkami pro odraz a lom dopadající vlny na uvažovaném rozhraní a dosadíme-li jako dopadající vlnu zobecněnou vlnu rovinnou, liší se vzniklé rovnice od podmínek (33) jen tím, že v prostředí $(\rho_1, \lambda_1, \mu_1)$ přibude dopadající vlna [40]. Dopadající vlna, ať již dilatační nebo střižná, dává obecně dilatační a střižnou vlnu odraženou a dilatační a střižnou vlnu lomenou.

Podmínky koherence jsou, značíme-li krátce vektor dvojice normál dopadající vlny bez ohledu na charakter znakem w ,

$$w - (w, \mathbf{f}) \mathbf{f} = {}_n w_d - ({}_n w_d, \mathbf{f}) \mathbf{f} = {}_n w_s - ({}_n w_s, \mathbf{f}) \mathbf{f} = w_t; \quad n = 1, 2. \quad (40)$$

Index značící prostředí u dopadající vlny je vzhledem k výše řečenému zbytečný a jeho vynecháním ušetříme pro ni zvláštní označení. Uvážíme odděleně dopad vlny dilatační a vlny střižné.

a) Dopadající vlna dilatační.

Podmínky při odrazu a lomu na rozhraní po dosazení do (10) a (11) z rovnice (19) za vlnu dopadající a připsání ostatních vln podle (33) jsou

$$\begin{aligned}
& \frac{i \cdot \partial_d}{1a_d} w_d e^{-i(w_d, r)} + \frac{i \cdot {}_1\partial_d}{1a_d} w_d e^{-i({}_1w_d, r)} + {}_1\bar{s}_s \cdot e^{-i({}_1w_s, r)} - \\
& - \frac{i \cdot {}_2\partial_d}{2a_d} {}_2w_d \cdot e^{-i({}_2w_d, r)} - {}_2\bar{s}_s \cdot e^{-i({}_2w_s, r)} = 0, \\
& \frac{\mu_1 \cdot \partial_d}{1a_d} \{({}_1a_s - 2{}_1a_d)\mathfrak{f} + 2(w_d, \mathfrak{f}) w_d\} e^{-i(w_d, r)} + \\
& + \frac{\mu_1 \cdot {}_1\partial_d}{1a_d} \{({}_1a_s - 2{}_1a_d)\mathfrak{f} + 2({}_1w_d, \mathfrak{f}) {}_1w_d\} \cdot e^{-i({}_1w_d, r)} \\
& - i\mu_1 \{({}_1w_s, \mathfrak{f}) {}_1\bar{s}_s + ({}_1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) {}_1w_s\} \cdot e^{-i({}_1w_s, r)} - \\
& - \frac{\mu_2 \cdot {}_2\partial_d}{2a_d} \{({}_2a_s - 2{}_2a_d)\mathfrak{f} + 2({}_2w_d, \mathfrak{f}) {}_2w_d\} \cdot e^{-i({}_2w_d, r)} + \\
& + i\mu_2 \{({}_2w_s, \mathfrak{f}) \cdot {}_2\bar{s}_s + ({}_2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) {}_2w_s\} \cdot e^{-i({}_2w_s, r)} = 0.
\end{aligned} \tag{41}$$

Týmž postupem, jakým jsme dospěli k rovnici (37), dospějeme k rovnici

$$\left[\begin{array}{ccc}
\frac{i \cdot {}_1\partial_d}{1a_d} & : & ({}_1\bar{s}_s, \mathfrak{f}) & : & \frac{i \cdot {}_2\partial_d}{2a_d} & : \\
({}_1w_d, \mathfrak{f}) & & 1 & & - ({}_2w_d, \mathfrak{f}) & \\
-i\mu_1 \cdot & & 2i\mu_1 & & i\mu_2 \cdot & \\
\{[w_d, \mathfrak{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathfrak{f})^2\} & & ({}_1w_s, \mathfrak{f}) & & \{[w_d, \mathfrak{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathfrak{f})^2\} & \\
[w_d, \mathfrak{f}]^2 & & - ({}_1w_s, \mathfrak{f}) & & - [w_d, \mathfrak{f}]^2 & \\
-2i\mu_1 \cdot & & -i\mu_1 \cdot & & 2i\mu_2 \cdot & \\
({}_1w_d, \mathfrak{f}) [w_d, \mathfrak{f}]^2 & : & \{[w_d, \mathfrak{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathfrak{f})^2\} & : & ({}_2w_d, \mathfrak{f}) [w_d, \mathfrak{f}]^2 & \\
({}_2\bar{s}_s, \mathfrak{f}) & : & 1 & = & & \\
-1 & & \frac{i \cdot \partial_d}{1a_d} (w_d, \mathfrak{f}) & & & \\
-2i\mu_2 \cdot & & \frac{\mu_1 \cdot \partial_d}{1a_d} & & & \\
({}_2w_s, \mathfrak{f}) & & \{[w_d, \mathfrak{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathfrak{f})^2\} & & & \\
({}_2w_s, \mathfrak{f}) & & \frac{i \cdot \partial_d}{1a_d} [w_d, \mathfrak{f}]^2 & & & \\
i\mu_2 \cdot & & \frac{\mu_1 \cdot \partial_d}{1a_d} & & & \\
\{[w_d, \mathfrak{f}]^2 - ({}_2w_s, \mathfrak{f})^2\} & & (w_d, \mathfrak{f}) [w_d, \mathfrak{f}]^2 & & &
\end{array} \right] \tag{42}$$

Neznámé skaláry $\frac{i_1 \partial_d}{1 \alpha_d} \cdot ({}_1 \vec{s}_s, \mathbf{f})$, $\frac{i_2 \partial_d}{2 \alpha_d} \cdot ({}_2 \vec{s}_s, \mathbf{f})$ obdržíme rozepsáním z matice na pravé straně jako zlomky, jichž čítec je determinant vzniklý vynecháním sloupce odpovídajícího v matici svou polohou neznámé, společným jmenovatelem je pak determinant soustavy, vytvořený ze čtyř prvních sloupců matice. Jeho forma je táž jako determinantu (37); na místo neznámé w_e^2 , vstoupil však výraz $[w_d, \mathbf{f}]^2$.

Pokud je determinant soustavy od nuly různý, obdržíme řešením (42) neznámé $\frac{i_1 \partial_d}{1 \alpha_d} \cdot ({}_1 \vec{s}_s, \mathbf{f})$, $\frac{i_2 \partial_d}{2 \alpha_d} \cdot ({}_2 \vec{s}_s, \mathbf{f})$, vyjádřeny parametry dopadající vlny. Kvadraturou (40) plynou vztahy analogické ke (35), takže známe (předběžně dvojnásobně) veličiny (w, \mathbf{f}) a $[w, \mathbf{f}]$ všech vln. Násobením rovnic (41) skalárně $[w, \mathbf{f}]$ vychází

$$({}_1 \vec{s}_s, [{}_1 w_s, \mathbf{f}]) = ({}_2 \vec{s}_s, [{}_2 w_s, \mathbf{f}]) = 0. \quad (42')$$

Můžeme tedy z rovnic (26) a (42) pomocí řešení (42) vypočítati ${}_1 \vec{s}_d$, ${}_2 \vec{s}_d$, ${}_1 \vec{s}_s$, ${}_2 \vec{s}_s$ a tedy určit příslušné vlny, když ještě rozhodneme o znameních u (w, \mathbf{f}) . To je případ *odrazu a lomu* na rovinném rozhraní, kde obecně vystupuje dilatační odražená a lomená vlna a odražená a lomená vlna střížná. Všechny vektory \vec{s} leží v komplexní „rovině dopadu“, určené vektorem w_d a vektorem \mathbf{f} .

Jestliže však je w_d takové, že *anuluje determinant soustavy* (42), což se může státi, není-li dopadající vlna jednoduchá, ztrácejí rovnice (41) smysl. Pak se místo odrazu a lomu objeví úkaz nepřímé indukce, jehož podmínka, t. j. anulování determinantu soustavy (42), připomíná rovnici (37); místo ${}_1 w_d$ stojí nyní w_d . Soustava rovnic (41) nabude smyslu, jestliže *odražená dilatační vlna nevznikne. Dopadající dilatační vlna se stane součástí soustavy indukovaných vedených vln, jež obsahuje ještě doplňující vlnu odraženou střížnou v prostředí $(\rho_1, \lambda_1, \mu_1)$ a vedené vlny dilatační a střížnou v prostředí $(\rho_2, \lambda_2, \mu_2)$* . Všechny čtyři vlny tvoří celek, postupující společnou rychlostí podél rozhraní. Je to tedy jistá obdoba s přímo indukovanou vlnou dilatačně-střížnou. Nyní však zjev nenastane pro všechny kořeny anulovaného determinantu soustavy (42), nýbrž jenom pro ty, které vyhovují rovnicím (40). V těchto je totiž na rozdíl od (34) obsažena daná dopadající vlna a tím jsou již určena všechna (w, \mathbf{f}) i co do znamení.

b) Dopadající vlna střížná.

Podmínky odrazu a lomu zde dostaneme, nahradíme-li první člen první rovnice (41) výrazem $\vec{s}_s \cdot e^{-i(w_s, \mathbf{r})}$ a první člen druhé rovnice (41)

výrazem $-i\mu_1\{(\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) \bar{s}_s + (\bar{s}_s, \mathbf{f}) \mathbf{w}_s\} e^{-i(\mathbf{w}_s, \mathbf{v})}$. Podmínky koherence jsou opět (40). Je tedy

$$\left[\begin{array}{ccc} \frac{i \cdot {}_1\partial_d}{{}_1a_d} & : & ({}_1\bar{s}_s, \mathbf{f}) & : & \frac{i \cdot {}_2\partial_d}{{}_2a_d} & : \\ ({}_1\mathbf{w}_d, \mathbf{f}) & & 1 & & -({}_2\mathbf{w}_d, \mathbf{f}) & \\ -i\mu_1 \cdot & & 2i\mu_1 & & i\mu_2 \cdot & \\ \{[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f})^2\} & & ({}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) & & \{[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_2\mathbf{w}_s, \mathbf{f})^2\} & \\ [\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 & & -({}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) & & -[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 & \\ -2i\mu_1 \cdot & & i\mu_2 \cdot & & 2i\mu_2 \cdot & \\ ({}_1\mathbf{w}_d, \mathbf{f}) [\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2, & & \{[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f})^2\}, & & ({}_2\mathbf{w}_d, \mathbf{f}) [{}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2, & \end{array} \right] \quad (43)$$

$$\left[\begin{array}{ccc} ({}_2\bar{s}_s, \mathbf{f}) & : & 1 & = \\ -1 & & (\bar{s}_s, \mathbf{f}) & \\ -2i\mu_2 \cdot & & 2i\mu_1 \cdot & \\ ({}_2\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) & & (\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) (\bar{s}_s, \mathbf{f}) & \\ ({}_2\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) & & -(\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) (\bar{s}_s, \mathbf{f}) & \\ -2i\mu_2 \cdot & & -i\mu_1 (\bar{s}_s, \mathbf{f}) \cdot & \\ \{[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_2\mathbf{w}_s, \mathbf{f})^2\}, & & \{[\mathbf{w}_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1\mathbf{w}_s, \mathbf{f})^2\} & \end{array} \right]$$

Determinant soustavy opět připomíná (37), platí tedy s příslušnými změnami to, co bylo řečeno v případě předcházejícím. Jestliže je dopadající vlna střížná taková, že anuluje determinant soustavy (43), je výpočet neznámých skalárů nemožný. Máme případ nepřímé indukce, kdy dopadem vlny *střížné* vzniká v prostředí $(\varrho_1, \lambda_1, \mu_1)$ doplňková vedená vlna *dilatační* a v prostředí $(\varrho_2, \lambda_2, \mu_2)$ vedené vlny *dilatační a střížná*. Tyto indukované vlny kmitají v komplexní rovině dopadu. Jelikož se totiž ve (43) vyskytuje z dopadající vlny střížné pouze složka (\bar{s}_s, \mathbf{f}) , může vznik indukovaných vln způsobiti pouze ona složka dopadající vlny střížné, jež kmitá v komplexní rovině dopadu, určené vektory \mathbf{w}_s a \mathbf{f} . Složka „kolmá“ k této rovině má skalární součin s normálou roven nule; láme a odráží se normálně, vyjímajíc případ, kdy současně $(\bar{s}_s, \mathbf{f}) = (\mathbf{w}_s, \mathbf{f}) = 0$. V tomto zvláštním případě se objevuje vedená vlna střížná, analogická vlně při indukci přímé.

4. Nepřímá indukce vln povrchových.

Hraniční podmínka je (10'). Výsledky však plynou opět z předchozích, klademe-li $(\varrho_2, \lambda_2, \mu_2)$ rovny nule, čímž odpadnou lomené vlny. Za tohoto předpokladu dostaneme místo (42) pro dopadající vlnu *dilatační* rovnici

$$\left. \begin{array}{l} \frac{i \cdot {}_1\partial_d}{{}_1a_d} : ({}_1\bar{s}_s, \mathbf{f}) : 1 = \\ \left(\begin{array}{l} \{[w_d, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\} \quad - 2 (w_s, \mathbf{f}) \quad \frac{i\partial_d}{{}_1a_d} \{[w_d, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\} \\ - 2 ({}_1w_d, \mathbf{f}) [w_d, \mathbf{f}]^2, \quad - \{[w_d, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\}, \quad - \frac{2i\partial_d}{{}_1a_d} (w_d, \mathbf{f}) [w_d, \mathbf{f}]^2 \end{array} \right) \end{array} \right\} (44)$$

kteřá spolu s $({}_1\bar{s}_s, [{}_1w_s, \mathbf{f}]) = 0$ určuje odražené vlny dilatační i střižnou, není-li determinant soustavy, analogický determinantu (38), roven nule.

Stane-li se však determinant soustavy (38) nulou, nastane nepřímá indukce. Vzniká povrchová indukovaná *střižná*, kmitající v rovině dopadu, kde

$$({}_1\bar{s}_s, \mathbf{f}) = \frac{2 (w_d, \mathbf{f}) [w_d, \mathbf{f}]^2 i\partial_d}{{}_1a_s - 2 [w_d, \mathbf{f}]^2 {}_1a_d}. \quad (45)$$

Indukce však nenastane jako u (38) pro všechny kořeny, nýbrž jen pro ty, které hoví podmínkám koherence (40), kde ovšem nutno vynechat vlny s indexem $n = 2$.

Zcela analogicky je pro dopadající vlnu *střižnou*

$$\left. \begin{array}{l} \frac{i \cdot {}_1\partial_d}{{}_1a_d} : ({}_1\bar{s}_s, \mathbf{f}) : 1 = \\ \left(\begin{array}{l} \{[w_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\} \quad - 2 ({}_1w_s, \mathbf{f}) \quad - 2 ({}_1w_s, \mathbf{f}) (\bar{s}_s, \mathbf{f}) \\ - 2 ({}_1w_d, \mathbf{f}) [w_s, \mathbf{f}]^2, \quad - \{[w_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\}, \quad - \{[w_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2\} \end{array} \right) \end{array} \right\} (46)$$

Stane-li se determinant soustavy rovným nule, vzniká dopadem střižné vlny jako doplňující složka vedené vlny *povrchová vlna dilatační*. Jest pak

$$\frac{i \cdot {}_1\partial_d}{{}_1a_d} = \frac{{}_1a_s - 2 [w_s, \mathbf{f}]^2}{2 ({}_1w_d, \mathbf{f}) [w_s, \mathbf{f}]^2} (\bar{s}_s, \mathbf{f}). \quad (47)$$

Na vzniku vedené vlny má opět podíl jenom ona složka dopadající vlny, která leží v rovině dopadu; složka kolmá k rovině dopadu se normálně odráží, až na případ $(\bar{s}_s, \mathbf{f}) = (w_s, \mathbf{f}) = 0$, kdy rovněž přechází ve vedenou vlnu střižnou.

5. Indukce při pružné deformaci se skluzem.

a) Indukce přímá.

Uvažujeme jen prostředí *klidná*, tedy $u = 0$ (viz III, § 2, 2, str. 30). Je tudíž napětí při skluzu

$$\mathfrak{S} = \tau \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t} = \frac{i}{2} \left\{ (\tau p \bar{s}) e^{i\{pt - (w, r)\}} + (\tau p \bar{s})^* e^{-i\{p^*t - (w^*, r)\}} \right\},$$

kde doplníme index příslušné vlny. Platí podmínky na rozhraní, vyjádřené rovnicemi (13) a (14), kamž dosadíme z (19) nebo (21). Podmínky pro koherenci zůstávají tytéž jako v obdobných případech předešlých.

Má-li být vlna *dilatační* vlnou vedenou, jsou podmínky (13) a (14) vyjádřeny rovnicemi

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{1a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} ({}_1w_d, \mathbf{f}) &= \frac{2}{2a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} ({}_2w_d, \mathbf{f}) \\ \frac{\mu_1}{1a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} \{ {}_1a_s - 2 [{}_1w_d, \mathbf{f}]^2 \} &= \frac{\mu_2}{2a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} \{ {}_2a_s - 2 [{}_2w_d, \mathbf{f}]^2 \}, \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

kteří plynou násobením rovnic (29) skalárně vektorem \mathbf{f} . Podmínky koherence jsou dány rovnicemi (30). Tečné složky deformace jsou sice nespojité, ale tečnou složku výsledného napětí deformačního a smykového předpokládá ULLER [36], [13] spojitou, t. j.

$$\begin{aligned} ({}_1\mathfrak{D}, {}_1w - ({}_1w, \mathbf{f})\mathbf{f}) + ({}_1\mathfrak{T}, {}_1w - ({}_1w, \mathbf{f})\mathbf{f}) &= \quad (49) \\ &= ({}_2\mathfrak{D}, {}_2w - ({}_2w, \mathbf{f})\mathbf{f}) + ({}_2\mathfrak{T}, {}_2w - ({}_2w, \mathbf{f})\mathbf{f}). \end{aligned}$$

Pro dosazení ${}_1\mathfrak{D}_d$ z (25) a za \mathfrak{T} z hořejšího vzorce následuje ze (49)

$$\frac{i \cdot 1}{1a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} \{ 2\mu_1 ({}_1w_d, \mathbf{f}) + p\tau \} = \frac{i \cdot 2}{2a_d} \frac{\partial_d}{\partial t} \{ 2\mu_2 ({}_2w_d, \mathbf{f}) + p\tau \}. \quad (50)$$

Snadno nahlédneme, že obě rovnice (48) a ještě rovnice (50), homogenní v neznámých $\frac{i \cdot 1}{1a_d} \frac{\partial_d}{\partial t}$ a $\frac{i \cdot 2}{2a_d} \frac{\partial_d}{\partial t}$, mohou býti současně splněny jen tehdy, když $\tau = 0$ a $\mu_1 = \mu_2$. Tedy: Jestliže je deformace provázena *skluzem*, může se státi vlna objemová přímo indukovanou vlnou vedenou pouze tehdy, když skluz se děje *bez tření* a když *parametry* μ mají v obou prostředích *tutéž hodnotu*.

U vlny *střížné* jsou podmínky (13) a (14) vyjádřeny rovnicemi (srovn. III, § 4, 1b)

$$({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) \text{ a } \mu_1 ({}_1w_s, \mathbf{f}) ({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = \mu_2 ({}_2w_s, \mathbf{f}) ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}). \quad (51)$$

Ve směru tečné složky ${}_1w_s - ({}_1w_s, \mathbf{f})\mathbf{f} = {}_2w_s - ({}_2w_s, \mathbf{f})\mathbf{f}$ dostaneme dosazením z (21) do (49) po úpravě vzhledem k (22)

$$\begin{aligned} \{ \mu_1 \{ [{}_1w_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_1w_s, \mathbf{f})^2 \} + p\tau ({}_1w_s, \mathbf{f}) \} ({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) &= \\ = \{ \mu_2 \{ [{}_2w_s, \mathbf{f}]^2 - ({}_2w_s, \mathbf{f})^2 \} + p\tau ({}_2w_s, \mathbf{f}) \} ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}). \end{aligned} \quad (52)$$

Tuto rovnici můžeme splniti současně s rovnicemi (51) jenom tehdy, jestliže $({}_1\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = ({}_2\mathfrak{s}_s, \mathbf{f}) = 0$. Tím dospíváme k téže vedené vlně jako v obdobném případě beze skluzu (III, § 4, 1b).

Možnost vzniku přímo indukované vlny *dilatačně-střižné* vyšetříme obdobně jako v III, § 4, 1c. Podmínky koherence jsou vyjádřeny rovnicemi (34) nebo (35), podmínky na rozhraní (13) a (14) prvními dvěma rovnicemi (36). K těmto rovnicím přistupuje další pro tečnou složku, když dosadíme do (49) z (19) i (21):

$$-\frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} \{2\mu_1 ({}_1 w_d, f) + p\tau\} w_t^2 - \{\mu_1 \{w_t^2 - ({}_1 w_s, f)^2\} + p\tau ({}_1 w_s, f)\} ({}_1 \bar{s}_s, f) + \quad (53)$$

$$+\frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} \{2\mu_2 ({}_2 w_d, f) + p\tau\} w_t^2 + \{\mu_2 \{w_t^2 - ({}_2 w_s, f)^2\} + p\tau ({}_2 w_s, f)\} ({}_2 \bar{s}_s, f) = 0.$$

Z prvních dvou rovnic (36) a rovnice (53) plyne schema

$$\left(\begin{array}{cc} \frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} & : & ({}_1 \bar{s}_s, f) & : \\ ({}_1 w_d, f) & & 1 & \\ -i\mu_1 \cdot \{w_t^2 - ({}_1 w_s, f)^2\} & & 2i\mu_1 \cdot ({}_1 w_s, f) & \\ -i \{2\mu_1 ({}_1 w_d, f) + p\tau\} \cdot w_t^2 & -2 \{ \mu_1 \{w_t^2 - ({}_1 w_s, f)^2\} + p\tau ({}_1 w_s, f) \} & & \\ \frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} & : & ({}_2 \bar{s}_s, f) & \\ - ({}_2 w_d, f) & & -1 & \\ i\mu_2 \cdot \{w_t^2 - ({}_2 w_s, f)^2\} & & -2i\mu_2 \cdot ({}_2 w_s, f) & \\ i \{2\mu_2 ({}_2 w_d, f) + p\tau\} \cdot w_t^2 & i \{ \mu_2 \{w_t^2 - ({}_2 w_s, f)^2\} + p\tau ({}_2 w_s, f) \} & & \end{array} \right) \dots (54)$$

Poměry skalárů vypočteme z (53) pro každé libovolné w_t ; zvolíme-li hodnotu jednoho ze skalárů, vypočteme ostatní tři, jestliže ovšem determinant soustavy třetího stupně, vytvořený z oněch sloupců matice, které zbývají po vynechání sloupce příslušného ke zvolené neznámé, je od nuly různý. Je tedy především vidno, že v tomto případě může vzniknouti indukci vlna charakteru vlny dilatačně-střižné, šířící se se skluzem po obou stranách rozhraní, a to pro každé w_t , které nečiní nule rovným determinant třetího stupně, který je vzhledem ke zvolené neznámé determinantem soustavy. Jestliže však determinant ten se stane rovným nule, pak musí nutně vymizeti ona neznámá, ke které tento determinant patří jako determinant soustavy.

b) Indukce nepřímá.

Dopadá-li na rozhraní vlna *dilatační*, dostaneme obě podmínky na rozhraní skalárním znásobením rovnic (41) vektorem f . Podmínky

koherence jsou vyjádřeny rovnicemi (40). Normální složky (w, f) budou co do znaménka souhlasiti s případem III, § 4, 3a. Další rovnice pro tečnou složku napětí je

$$\left. \begin{aligned} & \frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} \{2\mu_1 (w_d, f) + p\tau\} [w_d, f]^2 + \frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} \{2\mu_1 ({}_1 w_d, f) + p\tau\} [w_d, f]^2 - \\ & - \{ \mu_1 \{ [w_d, f]^2 - ({}_1 w_s, f)^2 \} + p\tau ({}_1 w_s, f) \} ({}_1 \bar{s}_s, f) - \\ & - \frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} \{2\mu_2 ({}_2 w_d, f) + p\tau\} [w_d, f]^2 + \{ \mu_2 \{ [w_d, f]^2 - ({}_2 w_s, f)^2 \} + \\ & + p\tau ({}_2 w_s, f) \} ({}_2 \bar{s}_s, f) = 0, \end{aligned} \right\} (55)$$

obdobná rovnici (53). Zmíněné rovnice (41) po násobení f a rovnice (53) dávají pro výpočet neznámých $\frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} ({}_1 \bar{s}_s, f)$, $\frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} ({}_2 \bar{s}_s, f)$ formálně schema

$$\begin{array}{ccccccc} \frac{i \cdot 1 \partial_d}{1 a_d} & : & ({}_1 \bar{s}_s, f) & : & \frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} & : & \\ \left(\begin{array}{ccc} ({}_1 w_d, f) & 1 & - ({}_1 w_d, f) \\ - i \mu_1 \cdot \{ [w_d, f]^2 - ({}_1 w_s, f)^2 \} & 2i \mu_1 \cdot ({}_1 w_s, f) & + i \mu_2 \cdot \{ [w_d, f]^2 - ({}_2 w_d, f)^2 \} \\ - i 2\mu_1 ({}_1 w_d, f) + p\tau \cdot & - i \{ \mu_1 \{ [w_d, f]^2 - [w_d, f]^2 \} + & i \{ 2\mu_2 ({}_2 w_d, f) + p\tau \} \cdot \\ [w_d, f]^2 & ; - [{}_1 w_s, f]^2 \} + & ; [w_s, f]^2 & ; \\ & + p\tau ({}_1 w_s, f) \} & & & & & \\ ({}_2 \bar{s}_s, f) & : & 1 & & & & \end{array} \right) \\ - 1 & & \frac{i \cdot \partial_d}{1 a_d} (w_d, f) & & & & \\ - 2i \mu_2 ({}_2 w_s, f) & & \frac{\mu_1 \cdot \partial_d}{1 a_d} \cdot \{ [w_d, f]^2 - ({}_1 w_s, f)^2 \} & & & & \\ 2 \{ \mu_2 \{ [w_d, f]^2 - & & \frac{\partial_d}{1 a_d} 2\mu_1 (w_d, f) + & & & & \\ - ({}_2 w_s, f)^2 \} & & + p\tau [w_d, f]^2 & & & & \\ + p\tau ({}_2 w_s, f) \} & ; & & & & & \dots (56) \end{array}$$

V této matici je obsaženo o jednu vlnu *vice*, než připouští počet podmínek. Chceme-li podmínkám vyhověti, musíme předpokládati analogicky jako v obdobném případě beze skluzu, že dilatační vlna odražená nevznikne. Tím vypadne první sloupec matice a ze zbývajících se dají vypočísti neznámé skaláry $({}_1 \bar{s}_s, f)$, $\frac{i \cdot 2 \partial_d}{2 a_d} ({}_2 \bar{s}_s, f)$, jestliže determinant soustavy, utvořený z druhého, třetího a čtvrtého sloupce v (56)

je od nuly různý. Jestliže však dopadající vlna učiní tento determinant rovným nule, nastává nepřímá vlnová indukce s výsledkem podobným jako v případě III, § 4, 3a. Všechny indukované dílčí vlny kmitají v rovině dopadu. Rozdíl proti případu beze skluzu je však ten, že indukce může nastati i tehdy, jestliže dopadající vlna je jednoduchá.

Obdobné poměry nastávají, dopadá-li na rozhraní vlna *střížná*. Podmínky na rozhraní a rovnice odpovídající rovnici (55) se liší od rovnic předchozího případu pouze tím, že jejich prvními členy jsou po řadě výrazy (\bar{s}_s, \bar{f}) , $2i\mu_1(w_s, f)(\bar{s}_s, \bar{f})$ a $-i\mu\{w_s, \bar{f}\}^2 - ({}_1w_s, \bar{f})^2\} + p\tau(w_s, f)$. Tím se ve výsledné matici změní jenom poslední sloupec. Je tudíž

$$\left[\begin{array}{ccc} \frac{i \cdot \partial_d}{1\alpha_d} & : & ({}_1\bar{s}_s, \bar{f}) & : & \frac{i \cdot \partial_d}{2\alpha_d} & : \\ \begin{array}{c} ({}_1w_d, \bar{f}) \\ -i\mu_1\{[w_s, \bar{f}]^2 - ({}_1w_s, \bar{f})^2\} \\ -i\{2\mu_1({}_1w_d, \bar{f}) + p\tau\} \\ [w_s, \bar{f}]^2 \end{array} & & 1 & & -({}_2w_d, \bar{f}) & \\ \begin{array}{c} ({}_2\bar{s}_s, \bar{f}) \\ -1 \\ -2i\mu_2 \cdot ({}_2w_s, \bar{f}) \\ i\{\mu_2\{[w_s, \bar{f}]^2 - \\ - ({}_2w_s, \bar{f})^2\} + \\ + p\tau({}_2w_s, \bar{f})\} \end{array} & : & 1 & = & \begin{array}{c} ({}_2\bar{s}_s, \bar{f}) \\ (w_s, f) \\ 2i\mu_1(w_s, f)(\bar{s}_s, \bar{f}) \\ -i\{\mu_1\{[w_1, \bar{f}]^2 - \\ - (w_s, \bar{f})^2\} + \\ + p\tau(w_s, \bar{f})\}(\bar{s}_s, \bar{f}) \end{array} & \end{array} \right] \dots (57)$$

Další úvahy jsou stejné jako v případě předcházejícím. Vypustíme-li druhý sloupec matice, obdržíme obecně vlnu dilatační odraženou a dilatační i střížnou vlnu lomenou, při čemž se současně šíří skluz podél rozhraní. Je-li však roven nule determinant soustavy, skládající se nyní z prvků prvního, třetího a čtvrtého sloupce, nastává nepřímá indukce a výsledné vlny jsou podobné vlnám v případě III, § 4, 3b. I zde účastní se indukce a součástí vedené vlny se stává jen složka ležící v komplexní rovině dopadu, v níž také všechny indukované vlny kmitají. Složka „kolmá“ k této rovině není skluzem dotčena a platí o ní totéž, co bylo řečeno již dříve.

6. Přehled theoretických výsledků. Vícenásobná indukce.

Ježto podmínky pro vznik vedených vln dilatačních budou málokdy splněny, budou vlny vedené, vznikající na rozhraní dvou prostředí *přímou* indukcí (zdroj vlnění v rozhraní) nebo indukcí *nepřímou* (zdroj vlnění mimo rozhraní), buď vlnami *střížnými* nebo *vlnami dilatačně-střížnými*. Tyto poslední jsou složeny při indukci *přímé* z dvou dílčích *dilatačně-střížných vedených vln*, z nichž každá postupuje po jedné straně rozhraní. Celý tento soubor vln je vázán podmínkami koherence. Při indukci *nepřímé* *splyne vlna dopadající v komplexní rovině dopadu s výslednou vlnou vedenou, která kromě toho obecně obsahuje vedenou vlnu, jež doplňuje vlnu dopadající na vlnu dilatačně-střížnou na té straně rozhraní, kde dopad nastává*, t. j. v prostředí $(\varrho_1, \lambda_1, \mu_1)$, a *vlnu dilatačně-střížnou na druhé straně rozhraní* v prostředí $(\varrho_2, \lambda_2, \mu_2)$. *Všechny čtyři vlny postupují jako jeden celek, vázaný podmínkami koherence a kmitající v rovině dopadu.*

Podmínkou, aby indukce nastala, je *anulování jistého determinantu*, který u indukovaných vln dilatačně-střížných je vlastně determinantem soustavy pro výpočet skalárů, z nichž se určují amplitudy vln odražených a lomených. Vlny povrchové obdržíme, když položíme konstanty prostředí $(\varrho_2, \lambda_2, \mu_2)$ rovny nule.

Poněvadž energie vln vedených zůstává koncentrována při rozhraní, musí amplitud vlny vedené se vzdáleností od rozhraní exponenciálně ubývat. Rychlost úbytku amplitud závisí na vektoru \mathbf{w}_2 příslušné vlny, tedy na vlastnostech prostředí i na příslušném řešení rovnice vyjadřující podmínku indukce. *Se vzdáleností r od zdroje ubývá energie vedené vlny plošně za stejných okolností pomaleji než energie volné vlny prostorové.* V isotropních prostředích bez absorpce klesá energie vlny vedené jako $\frac{1}{r}$, kdežto u vlny prostorové jako $\frac{1}{r^2}$. To znamená, že vlna vedená má za jinak stejných okolností daleko *větší dosah než* vlna volná.

Dopadá-li indukovaná vlna na další rozhraní, mohou nastati nové indukce. ULLER [12] pak mluví o indukci *vícenásobné*. *Jelikož v daném případě jde o větší počet rozhraní vedoucích energii, budou pravděpodobně mezi vlnami se vyskytovat také vlny vícenásobně indukované.* Vícenásobnou indukci se však může podstatně změnit struktura vlny. Mimo to nastávají mnohonásobné interference, takže se může objevit na určitých místech koncentrace kmitové energie, na jiných, třeba i bližších ke zdroji, naopak může vlnění zeslábnouti nebo zdánlivě vymizeti.

§ 5. Výklad výsledků statistického zpracování

Existence povrchových zemětřesných vln typu vln Rayleighových a Loveových, které jsou speciálními vlnami nikoli jednoduchými, vede k předpokladu, že na vnitřních rozhraních by se mohly vyskytnouti také nikoli jednoduché vlny, jejichž stavba by byla *obecnější*, než u vln právě zmíněných. Pripustíme-li tento předpoklad, můžeme zjištěné pohyblivé pásy a s nimi souvisící kolísání intenzit, které se nedá dobře vysvětliti pouhým místním zesílením dopadajících vln vlastními kmity povrchových vrstev a místními resonancemi, vyložiti v podstatných rysech tím, co bylo v předchozím uvedeno z theorie vedených vln, aniž je třeba přijímati předpoklad Schwinerův o výstupcích a apofysách rozhraní Sial-Sima, přivádějících energii k povrchu. Vysvětlení ovšem může býti jenom *kvalitativní a schematické*. K detailním úvahám neopravňuje ani dosavadní materiál pozorovací, ani použitá metoda. Také neseismických geofyzikálních fakt potřebných k detailnější interpretaci je dosud velmi málo. Gravitační měření, která by mohla indikovati posuvy ker podél hlubokých diskontinuit, jsou dosud příliš řídká a je nutno čekat na výsledky nového gravitačního zmapování našich zemí. Rovněž by bylo odvážné odvozovati před skončením nového magnetického mapování našich zemí nějaké důsledky ze souvislosti, které se zdají existovati mezi průběhem isogon a průběhem pohyblivých pásů. K úvahám nepodloženým geofyzikálně nebo aspoň fyzikálně se necítí autor kompetentní, neboť některé z nich se dotýkají řady různorodých problémů dosud neřešených.

Nás zajímá především otázka, *jakou cestou se dostává seismická energie na místo*, kde se dynamicky projeví. Jedinou mikroseismickou informací poskytují pražské seismografické záznamy. Ukazují souhlasně v hlavní fázi všech čtyř zemětřesení *A—D* převahu kmitů příčných, tedy vln typu Loveova, jež můžeme, jak bývá zvykem, považovati za vlastní kmity jisté povrchové vrstvy. *Nejsou však povrchovými vlnami v pravém slova smyslu ony vlny, které se jeví s rostoucí epicentrální vzdáleností nepravidelně kolísajícími intenzitami*. Amplitudy skutečných povrchových vln by totiž musily se vzdáleností od epicentra neustále klesati.

Cesta *povrchových* vln směrem od epicentra do českého masivu severními vápencovými Alpami a alpským předpolím je spojena se značnou ztrátou energie způsobenou odrazy, lomy a absorpcí v sedimentárních horninách s převládajícími diskontinuitami vodorovnými neb málo skloněnými. Tyto vlny dospějí tedy do českého masivu *podstatně zeslabeny*. Nebylo by možné, aby se u nich objevilo střídavé náhlé oblastní zesilování a zeslabování, které v českém masivu pozorujeme. V jižní

části vyšetřovaného území snad mohou mít znatelný podíl na makroseismickém projevu takové kmity, jichž energie se transportuje *při povrchu souvislého krystalinika*. Rozhodně však tomu již tak nebude v Posázaví, Polabí, v pohyblivém pásu od Plzně ku Praze a tím méně v pohyblivých pásech v severních Čechách.

Hlavní část pozorovaných zesílených zemětřesných účinků v pohyblivých pásech musíme tudíž v celém českém masivu přisuzovati energii, která je přiváděna z větších hloubek.

S fyzikálního hlediska to předpokládá:

1. Existenci rozsáhlé plochy nespojitosti neb několika takových ploch zhruba vodorovných, jež jsou rozhraními seismicky různých prostředí s malou absorpcí seismických vln. Tato plocha, resp. plochy se v českém masivu *podstatně přibližují* k povrchu a tím přivádějí energii téměř bez ztrát do menších hloubek, odkud již může býti za vhodných okolností přivedena na povrch. Poměrně malá hloubka této plochy resp. ploch by byla pro český masiv význačná.

2. Existenci poruchových zon s plochami nespojitosti většinou o příkrém spádu, sahajícími až k ploše resp. plochám právě zmíněným. Tyto poruchové zony by musily i při ztrátách přenést na povrch krátkou cestou množství energie, potřebné ke vzbuzení sekundárních povrchových resonancí. Tyto jsou bezprostřední příčinou pozorovaných účinků zemětřesení, jež se vzdáleností od poruchové zony rychle slábnou.

Pod povrchem eurasijského kontinentu určil K. SEZAWA [41] z rychlostí a period Rayleighových a Loveových vln nad hutným ultrabazickým magmatickým podkladem, jehož hloubku vypočetl na 40 km, dvě vrstvy. Tloušťka horější vrstvy „žulové“ vyšla 12 km, spodnější vrstvy „gabbrové“ pak 28 km. Podle toho by ležela v Evropě hlavní diskontinuita v kůře zemské, za níž se pokládá plocha Mohorovičícova, v hloubce 40 km, místo asi 57 km. Tento obraz je ovšem generalisován. Individuální studium počátečních fází blízkých zemětřesení v Evropě ukazuje, že ploch nespojitosti je několik ([16], [17], [42], [43]). Leží v různých částech Evropy v různých hloubkách (přehledně viz B. GUTENBERG [44]). Mohorovičícova plocha odpovídající rozhraní Sial-Sima je pod Alpami kladena do hloubky téměř 60 km, plocha Conradova asi 40 km. GUTENBERG předpokládá, že ohniska alpských zemětřesení v hloubce kolem 30 km leží v jakési ploše nespojitosti, která směrem severním vystupuje do hloubek menších než 10 km. Je-li tato plocha existentní, dala by se předpokládati i pod českým masivem, v kterémžto

případě bychom mohli očekávat, že vlny vedené podél této plochy do českého masivu jsou vlnami přímo indukovanými. L. KOBER znázornil [45] hloubkové poměry ve stavbě východních Alp a jejich souvislost s hlubinnou stavbou širšího alpského předpolí tektonogramem, v němž rovněž předpokládá sialické a simatické rozhraní, přibližující se pod českým masivem k povrchu. Pod Alpami klade KOBER povrch sialické vrstvy právě do hloubky kolem 30 km. Tato plocha se noří pak pod alpinsko-variskou kru v severním předpolí Alp a vystupuje pod českým masivem dosti prudce blíže k povrchu a souhlasně s ní také hlouběji položený povrch basického magmatického podkladu. Vzhledem k tektonice českého masivu lze mít také předpoklad 2. v dalekosáhlé míře za splněný. Dá se souditi, že intruse žulové mají pro vedení seismické energie k povrchu pro svůj malý útlum rozhodující význam. Koberův tektonogram osvětluje také význačné postavení českého masivu ve vztahu k východním Alpám a transversalita východoalpských zemětřesení s ohnisky ležícími v hloubkách kolem 30 km z něho vyplývá zcela přirozeně.

IV. ZÁVĚR

Zpracováním téměř 3000 zpráv z území Čech a Moravy o makroseismicky tam pozorovaných zemětřeseních východoalpských ze dne 25. července 1927 (*A*), 8. října 1927 (*B*), 8. listopadu 1938 (*C* a *C'*) a 18. září 1938 (*D*) se ukázalo, že tato zemětřesení se projevila v Čechách a na Moravě ve shodě se Siebergovým zákonem podobnosti způsobem analogickým v rozšíření i účincích. Mapy isoseist zemětřesení *A*, *B*, *C*, *D* (obr. 1 až 4) zdůrazňují transversalitu těchto zemětřesení, jichž makroseismické pole se rozšířilo směrem ssz. českým masivem až ze severní hranice Čech, kdežto v karpatském systému (jv. a v. Morava) se velmi rychle utlumilo.

Ve značné části vyšetřovaného území se objevila neostrost Siebergovy metody, typická pro okrajovou část makroseismického pole (intensity menší než 4° *M. S.*). Proto byla metoda isoseistní doplněna kolektivním vyšetřením rozložení pozorovacích míst. Tato se v mapě objevují jako nestejně rozložené bodové množství, tvořící oblasti nápadně hustě nebo zase nápadně řídké pokryté. Jelikož význačnější z těchto oblastí měly pro všechna zemětřesení touž polohu, byla pozorovací místa všech zemětřesení uvažovaných zakreslena do mapy společně a tak získán základní bodový soubor o 1029 jednotkách (obr. 7), který byl pak vyšetřován graficko-numerickou statistickou methodou, jež je jistým druhem sukcesivní aproximace.

Koeficient korelace mezi rovinnými souřadnicemi bodů základního souboru uvažovaného jako celek ukazuje sice na vztah velmi volný, avšak podařilo se izolovati pásové soubory *dílčí*, v nichž nalezeny koeficienty korelace ukazující mezi souřadnicemi vztah *kolektivně funkční*. Osamocení dílčích souborů se dalo v několika krocích. Východiskem bylo jednorozměrné vyšetřování seskupení bodů základního souboru, promítnutých do os pásů ve dvou soustavách pásových, rovnoběžných s osami pravoúhlých souřadnic orientovaných ve směrech SJ a VZ. *Pomocí inflexních bodů idealisovaných křivek součtových* (obr. 8) byly v každém z pásů obou soustav nalezeny *body zhuštění*, kol nichž se kupí body základního souboru. Tyto body zhuštění vedou v obou soustavách *k rovnoběžným a téměř stejně ležícím přímkám* odhadu (obr. 9), jež zastupují

křivky regresní. Zlepšení polohy a směru těchto přímek a určení dalších bylo výsledkem opakovaného postupu v souřadnicích kosoúhlých, orientovaných ve středních vyznamenaných směrech (obr. 10). Dalším zlepšením respektujícím četnosti v základním souboru byly stanoveny konečné směry přímek zhuštění, jež jsou osami pásů zhuštění, jichž šířka je definována jako násobek hodnoty rozptylu určeného idealisované křivky četností první derivovaná idealisované křivky součtové. *Pásy prakticky vymezují jednotlivé dílčí soubory.* Pásům takto formálně vymezeným byl přisouzen dynamický význam jako pásům *zvýšené pohyblivosti* a jejich vznik kvalitativně vysvětlen z výsledků Ullerovy theorie vedených vln. Poněvadž většina těchto pásů sleduje poruchová pásma tektonická (obr. 11), je možno prohlásiti, že *pásy takto statisticky zjištěné na podkladě dostatečného množství materiálu lze považovati za integrální projev existence seismických a tedy také tektonických ploch nespojitosti přivádějících seismickou energii z hloubky k povrchu.*

Tím se stává tato metoda za vhodných okolností cennou pomůckou ke stanovení *kerné struktury vyšetřovaného území a to právě na okraji makroseismického pole*, kde již běžná metoda přestává býti citlivou. Pásy mají fyzikální a geologický význam. V daném případě z jejich existence vyplývá, že *český masiv se nechová jako homogenní blok, jak se domnívá KAUTSKÝ, nýbrž reaguje způsobem, jenž naznačuje základní obrysy jeho kerné stavby.*

L I T E R A T U R A

- [1] SUESS E., Das Antlitz der Erde, I, 106, 228, Wien 1885.
- [2] SUESS E., Die Erdbeben Niederösterreichs, Denkschr. d. Akad. d. Wiss. Wien, **33**, 1873.
- [3] KOWATSCH A., Das Scheibbs'er Erdbeben vom 17. Juli 1876, Mitt. d. Erdb. Kom. d. Akad. d. Wiss. Wien, N. F., Nr. 40, 1911.
- [4] HERITSCH F., Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen, Mitteilungen d. Erbebenkommission d. Ak. d. Wiss., Wien. N. F., Nr 53, 1918.
- [5] HERITSCH F., F., Analogien im seismischen Verhalten der nordöstlichen Alpen u. der Westkarpaten, Geol. Rundschau, **10**, 118. 1920.
- [6] KOLÁČEK F., Zemětřesná mapa Československa. Sborník zeměp. prací věnovaný prof. V. Švamberovi, Praha 1926, str. 145.
- [7] KAUTSKY F., Die Erdbeben des östlichen Teiles der Ostalpen, ihre Beziehungen zur Tektonik und zu den Schwereanomalien, Mitt. d. Erdb. Kom. d. Ak. d. Wiss., Wien N. F. 58, 1924.
- [8] SCHWINNER R., Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und böhmischer Masse, Gerl. Beitr. Geophys., **23**, 35, 1929.
- [9] SCHWINNER R., Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen, Zeitschr. f. Geophys., **5**, 16, 1926.
- [10] ULLER K., Grundlegung d. Kinematik einer phys. Welle von elementarer Schwingungsform I, Phys. Zeitschr. *17*, 168, II, Phys. Zeitschr. *17*, 610, 191, III, Phys. Zeitschr. *18*, 548, 1917.
- [11] ULLER K., Elastische Oberflächen-Planwellen, Ann. d. Phys. **56**, 463, 1918.
- [12] ULLER K., Welleninduktion, Gerl. Beitr. z. Geophys., **19**, 134, 1928.
- [13] ULLER K., Die geführten elastischen Zweimittel-Planwellen in ruhenden, festen, isotropen und schwerelosen Mitteln, Gerl. Beitr. z. Geophys., **20**, 410, 1928.
- [14] ULLER K., Indirekte Induktion elastischer Planwellen an der Grenze zweier fester, isotroper, schwereloser und ruhender Mittel, Gerl. Beitr. z. Geophys., **21**, 313, 1929.
- [15] SIEBERG A., Hdb. d. Geophys., IV, 565, Berlin 1932.
- [16] CONRAD V., Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927, Gerl. Beitr. z. Geophys. **20**, 240, 1928.
- [17] CONRAD V., Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927, Zeitschr. f. Geophys., **4**, 286, 1928.

- [18] MIFKA V. — TRAPP E., Das Ebreichsdorfer Beben vom 8. November 1938, Sitzungsber. d. Ak. d. Wiss., Wien, math.-nat. Kl., Abt. IIa, 150, H. 1—4, 1941.
- [19] ZÁTOPEK A., Zemětřesná pozorování na Slovensku a Podkarpatské Rusi 1923—1938, Publikace Geofys. ústavu v Praze, Spec. práce č. 2, Praha 1940.
- [20] SIEBERG A. — LAIS R., Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911, Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena, H. 4, 1, 1925.
- [21] BOUŠKA J., O dynamických účincích východoalpských zemětřesení na území Velké Prahy, Publikace Geofys. úst. v Praze, Spec. práce č. 1, Praha 1940.
- [22] ČEPEK L., Tektonická stavba a omezení plzeňské permokarbonské pánve, Alm. Sjezdu Spol. inž. a arch., Plzeň 1937.
- [23] KETTNER R., Tektonický vývoj Barrandienu, Čas. Nár. Musea, 111, Praha 1937.
- [24] CHRISTENSEN A., Seismologische Studien im Gebiete der Ostalpen, Gerl. Beitr. z. Geophys., 11, 1, 1912.
- [25] SIEBERG A., Untersuchungen über Erdbeben und Bruchschollenbau im östlichen Mittelmeergebiet, str. 163 (3), Jena 1932.
- [26] Atlas republiky Československé, vyd. Čes Akademie věd a umění, Praha 1935.
- [27] YULE G. U., Úvod do theorie statistiky, z angl. překl. V. Novák a J. Mráz, Praha 1926.
- [28] JANKO J., Jak vytváří statistiky obrazy světa a života, 1. díl Praha 1942, 2. díl Praha 1944.
- [29] ZÁTOPEK A., Zemětřesení v severní části Země Moravskoslezské 24. července 1935, III. Ročenka Stát. ústavu geofys., 1939; vytištěno Praha 1937.
- [30] HILLER W., Das Oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935, Württ. Jahrb. f. Statistik u. Landeskunde, 1934-1935, Stuttgart 1936.
- [31] GALITZIN (GOLICYN) B., Vorlesungen über Seismometrie, něm. překl. z ruštiny (O. Hecker), Lipsko 1914.
- [32] LOVE A. E. H., Some Problems of Geodynamics, Cambridge 1911.
- [33] STONELEY R., Elastic Waves at the Surface of Separation of Two Solids, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 106, 416, 1924.
- [34] SEZAWA K. — NISHIMURA G., Rayleigh-type Waves propagated along an Inner Stratum of the Body, Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo Imp. Univ., 5, 85, 1928.
- [35] NAKANO H., On Rayleigh Wave, Jap. Journ. of Astr. and Geophys., 2, 233, 1925.
- [36] ULLER K., Die elastischen Wellen von elementarer Schwankungsform in schweren, festen und isotropen Mitteln, Gerl. Beitr. z. Geophys., 20, 397, 1928.
- [37] JEANS J. H., The propagation of Earthquake Waves, Proc. Roy. Soc. London Ser. A., 102, 554, 1923.
- [38] ULLER K., Die Front- und Rückengeschwindigkeit von Verzerrungswellen in festen, schweren Körpern; I., Gerl. Beitr. z. Geophys. 15, 219, 1926.
- [39] ULLER K., Die Entwicklung des Wellen-Begriffes, I., Gerl. Beitr. z. Geophys., 18, 398, 1927.

- [40] ULLER K., Zurückwerfung und Brechung elastischer Wellen, Ber. d. Deutsch. Phys. Ges., **16**, 835, 1914.
- [41] SEZAWA K., Rayleigh and Love-waves transmitted through the Pacific Ocean and the Continents, Bull. Earthq. Inst. Tokyo, **13**, 245, 1935.
- [42] JEFFREYS H., On near Earthquakes, Month. Not. R. Astron. Soc., Geophys. Suppl., **1**, 835, 1926.
- [43] MOHOROVIČIĆ S., Ueber Nahbeben und über die Konstitution des Erd- und Mondinnern, Gerl. Beitr. z. Geophys., **17**, 180, 1927.
- [44] GUTENBERG B., Handb. d. Geophys., **2**, 456, Berlin 1933.
- [45] KOBER L., Der geologische Aufbau Oesterreichs, 200 a dal. a příl., Wien 1938.

Spisovatel *Dr. A. Zátpek*
Název díla *Šíření východoalpjských zemětřesení českým masivem*
Vydal *Státní ústav geofyzikální v Praze*
Roku *1948*
V edici *Speciální práce č. 3*
Stran *72*
Obrazeů *11*
Vytiskla *Kníhtiskárna Prometheus, Praha VIII*
Vydání *první (1—350 výtisků)*

