

ランダムな速度のゆらぎを持つ2次元媒質 モデルにおけるP波の散乱について

松 波 孝 治

SCATTERING OF P WAVES IN A TWO-DIMENSIONAL MODEL OF A MEDIUM WITH RANDOM VELOCITY FLUCTUATIONS

By *Koji* MATSUNAMI

Synopsis

The effect of P-wave scattering on the wave fields is experimentally studied with a perforated thin plate model by means of an ultrasonic technique. As the ratio of the predominant wavelength to the average size of velocity inhomogeneity approaches unity, the average amplitude level of P waves is remarkably attenuated by P-wave scattering, while the attenuation of the root mean square amplitude fluctuations is not so. The predominant period of P-wave amplitude fluctuations along a wave front is 3 to 4 times as large as the predominant wavelength. The observed these properties show certain departure from the prediction of the Chernov theory.

1. はじめに

これまでに報告されている深さ 3km くらいまでの音波検層によれば、地震波速度の高い均質性によって特徴づけられる堆積岩、変成岩および結晶岩などは、深さ方向に卓越長が数m、速度の fluctuation の平均値が数%の不均質を示す¹⁾。これは地球内部のあらゆる所にも速度の fluctuation として表わされる種々の規模の不均質が存在することを示唆している。このような不均質は媒質の мутность と呼ばれ²⁾、波動場の特性の fluctuation の原因として、あるいは散乱波の source として研究されてきた^{3),4),5),6)}。

A. В. Николаев と A. Г. Аверьянов は超音波モデル実験によって、地震波速度の fluctuation と P 波の振幅の fluctuation の関係を調べた⁷⁾。彼らの実験に用いられた random な速度の fluctuation を持つ2次元媒質モデルは、板に穴をあけて板の porosity を変化させると板波の速度が変化する性質を利用して作られた⁸⁾。分布させられた速度の不均質の大きさは 2cm である。この媒質モデルでは、実験の目的とする速度の不均質による散乱のほか、ひとつひとつの穴による散乱も存在すると考えられるが、後者による影響が十分に取り除かれなかったため前者による P 波の振幅レベルの減衰と振幅の fluctuation の関係が明らかではない。さらに使用された周波数範囲がせまく、これらの周波数依存性の吟味が十分ではない。以上の点により明らかになるならば、random な速度の不均質による P 波の散乱が地震波動場に及ぼす影響をより詳細に検討できると考えられる。

ここでは、A. В. Николаев と A. Г. Аверьянов の方法を改良して、新たに random な速度のゆらぎを持つ2次元媒質モデルを作り、さらに使用する周波数範囲を広げて超音波モデル実験を行なう。

2. 実験装置

実験装置全体の block diagram を Fig. 1 に示す。emitter および receiver には同じ固有振動数を持った直径 4mm のチタン酸鉛・ジルコン酸鉛磁器振動子を用いる。刻時信号には 10MHz の水晶発振器からの

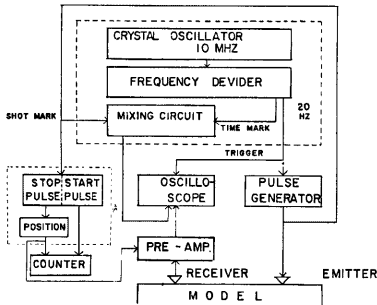


Fig. 1. Block diagram of apparatus.

振幅計測誤差は, emitter を固定した場合で 6%, 計測ごとに emitter を set しなおす場合には 9%である。

3. 板の中の波動

使用する媒質モデルは厚さ 2mm, 縦 73cm, 横 59cm のジュラルミン板である。Photo. 1 の上部に, vertical 成分と radial 成分を観測する場合の emitter と receiver の位置を示し, 同図下部に, receiver を固定し emitter を移動させて得られた波形を示す。emitter と receiver の固有振動数は共に 150KHz である。receiver は push には up, pull には down に対応する。両成分の trace 上の顕著な 3 つの phase

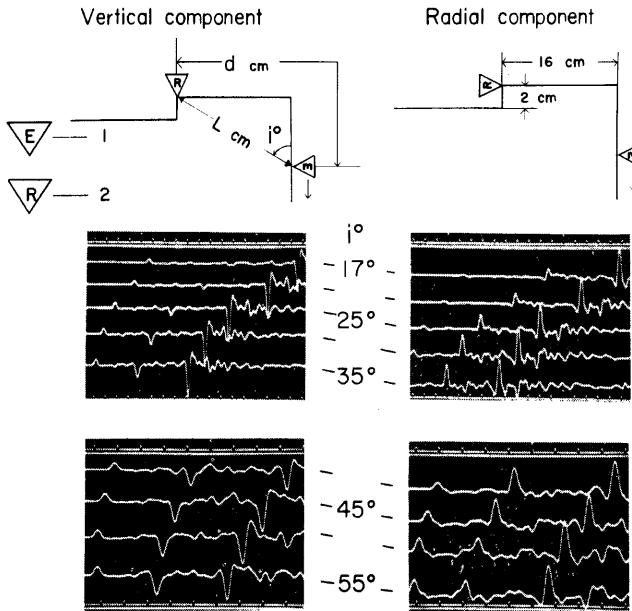


Photo. 1. Records obtained in the model HA. 1: EMITTER, 2: RECEIVER.

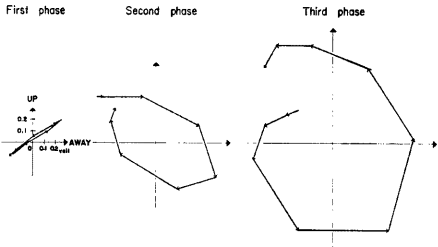
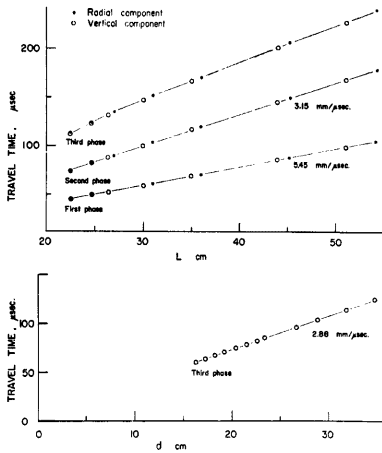


Fig. 3. Particle motion diagrams of first, second and third phase on the vertical plane.

Fig. 2. Travel time curves of first, second and third phases observed on the model HA.

の走時曲線を Fig. 2 に示す。同図上部で示された first および second phase の走時は emitter と receiver 間の距離 L に比例しており、同図下部に示された third phase の走時はモデルの edge に沿う距離 d に比例し、グラフの原点を通る。Photo. 1 に示された trace のうち入射角 i が 45° の場合の trace を用いて、これら3つの phase の wave type を吟味する。Fig. 3 に、これら3つの phase の vertical 面内の particle motion を示す。first phase の particle motion は linear であり、second phase は first phase に直交するような particle motion を示している。third phase は波の進行方向に対して retrograde な particle motion を示している。以上のことより、first phase は P 波、second phase は S 波、third phase は Rayleigh 波と考えることができる。それぞれの波の速度を Table. 1 (model HA) に示す。

Table 1. Measured elastic wave velocities.

Model	Diameter of holes, D in mm	Extent of perforation, Qc in %	Plate dilatation velocity, V_p in mm/microsec.	Shear velocity, β in mm/microsec.	Rayleigh velocity, V_R in mm/microsec.	Pseudo-Poisson's ratio: $\frac{1/2 - (\beta/V_p)^2}{1 - (\beta/V_p)^2}$
HA	0	0	5.45	3.15	2.88	0.251
HB	1.3	1.8	5.33	3.11	2.80	0.243
HC	1.7	3.0	5.21	3.03	2.77	0.245
HD	2.1	4.6	5.12	3.00	2.72	0.240
HE	2.4	6.0	5.08	2.97	2.70	0.241

4. 多くの小さい穴を持つ板の中を伝播する波の性質

板波の速度を変える方法のひとつとして板に穴をあける方法⁹⁾がある。この場合 P 波速度の dispersion は無く、速度の異方性も穴の直径が波長にくらべて十分小さい場合にはほとんど存在しない。ここでは、Fig. 4 に示すように1辺の長さが 1cm の六角形の中心と各頂点に直径 D(mm) の穴をあけ、このような六角形を媒質の element として $73 \times 59 \times 0.2$ (cm) のジュラルミン板の表面に分布させる。板の表面積を element の総数 880 個で割った値を element の平均面積とし、形を円と仮定するとその平均直径は 2.4cm

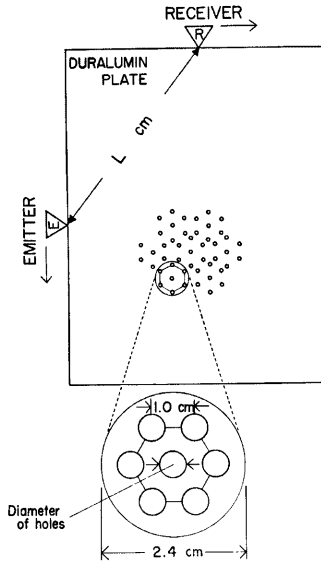


Fig. 4. Position of the emitter and receiver on the plate model used for measuring travel times and amplitudes of P and S waves. The element of the medium is shown at the bottom

No.	Extent of perforation, %	Diameter of holes, mm
1	1.6	1.3
2	3.0	1.7
3	4.6	2.1
4	6.0	2.4

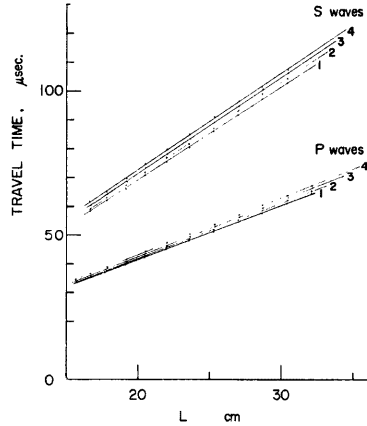


Fig. 5. Travel time curves of P and S waves observed on the perforated models. 1: model HB, 2: model HC, 3: model HD, 4: model HE.

となる。穴の直径 D を変えると、穴の占める面積と板の表面積の比 (extent of perforation, $Q_e\%$) は変化する。穴の直径 D の異なる各モデルで得られた走時曲線を Fig. 5 に示す。Fig. 6 に P 波および S 波速度と Q_e の関係を示す。この図から、P 波および S 波速度と Q_e のほぼ linear な関係が認められる。Table 1 に各モデルの P 波および S 波速度と Pseudo-Poisson's ratio を示す。速度決定誤差は 1% である。

次に P 波および S 波の減衰を調べる。計測は、diagonal sounding 法⁹⁾で行なわれる。P 波および S 波の phase の第一番目と第二番目の極値間の振幅 A を測定する。波面の geometrical な拡散は 2次元 的であるとし、振幅の減衰係数を α , path の長さを L とすると振幅 A は次のようになる：

$$A \propto L^{-1} \exp(-\alpha L)$$

emitter と receiver の固有振動数 f_0 が 86KHz, 110KHz, 150KHz および 250KHz の各場合の P 波 および S 波の減衰の様子を Fig. 7 に、最小二乗法に

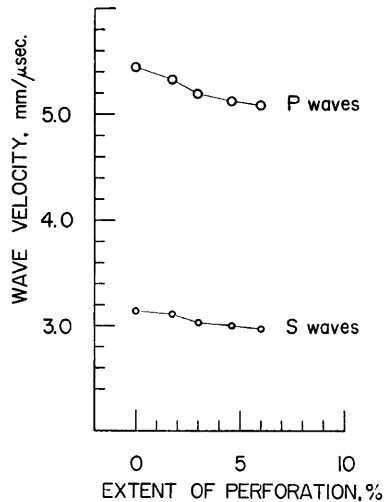


Fig. 6. Dependence of the wave velocity on the extent of perforation Q_e .

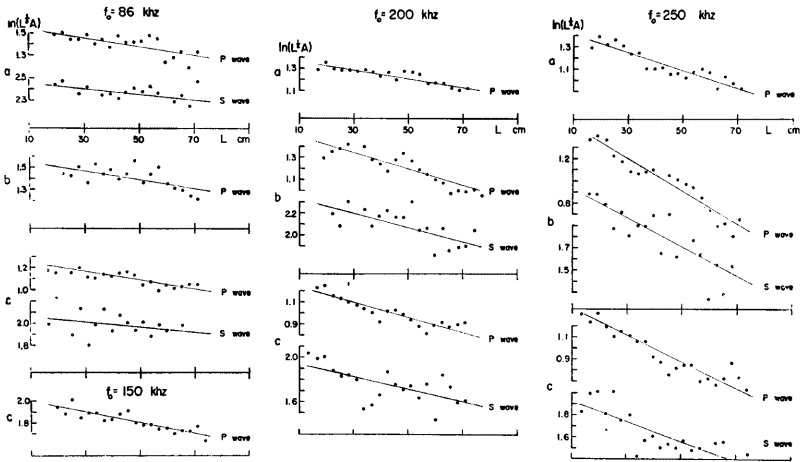


Fig. 7. Dependence of natural logarithmic P- and S-wave amplitudes corrected for geometrical divergence on the distance L . a: model HA, b: model HC, c: model HE.

より求められた P 波および S 波の減衰係数 α , および α_s を Fig. 8 に示す。S 波の phase には、P-coda が混入しているため、P 波の場合にくらべて α の決定精度が悪い。Fig. 8 から次のことがわかる。(1)各モデルにおいて、固有振動数 f_0 が 200KHz までは減衰係数の大きな変化はないが、200KHz~250KHz にかけての増加は顕著である。(2)固有振動数 f_0 が 200 KHz まではモデルの違いによる減衰係数の有意な差は見られないが、200KHz~250KHz にかけて model HA ($D=0$) と、model HC ($D=1.7\text{mm}$) および model HE ($D=2.4\text{mm}$) との有意な差が見られる。(3)各モデルにおいて、同じ固有振動数 f_0 に対する α_p と α_s はほぼ同じである。

次に、振幅が測定された P 波の phase の卓越周波数 f を Table 2 に示す。固有振動数 f_0 が 86KHz と 110KHz の場合には、どのモデルにおいても卓越周波数 f は変わらない。Table 2 より次のことがわかる。(1)固有振動数 f_0 が 200KHz から、model HC ($D=1.7\text{mm}$) および model HE ($D=2.4\text{mm}$) の卓越周波数 f の低下が、model HA ($D=0$) の場合にくらべてより大きくなる。(2)卓越周波数 f は、モデルにあげられた穴の直径が大きいほど、および固有振動数 f_0 が高いほどより低くなる。

固有振動数 f_0 が 200KHz~250KHz にかけて、穴

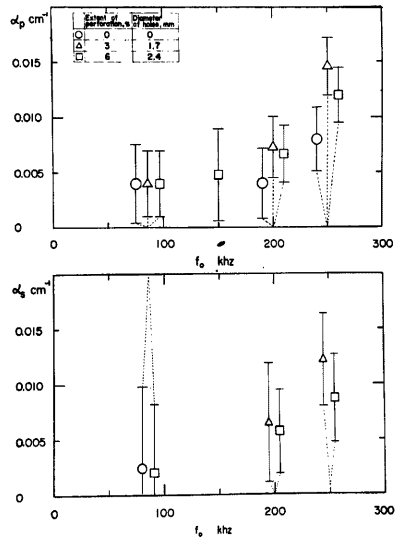


Fig. 8. Dependence of the attenuation coefficients of P and S waves on the natural frequency f_0 , for the model HA (\circ), HC (\triangle) and HE (\square). The error bars denote the 95% confidence limits.

Table 2. Predominant frequencies of P waves observed on the profile II ($L=60$ cm) and I ($L=74$ cm) for the natural frequency $f_0=150$ khz, 200 khz and 250 khz.

Model	$f_0=150$ khz		$f_0=200$ khz		$f_0=250$ khz	
	f (khz) ($L=60$ cm) ($L=74$ cm)		f (khz) ($L=60$ cm) ($L=74$ cm)		f (khz) ($L=60$ cm) ($L=74$ cm)	
HA	150	150	200	200	238	238
HC	150	150	166	153	200	170
HE	150	120	151	111	150	115
RA	150	139	155	139	169	152

のあけられたモデル (model HC と model HE) と穴のあけられていないモデル (model HA) の卓越周波数の低下の度合いおよび減衰係数に有意な差が生じた理由として考えられることは、ジュラルミンのような多結晶金属における超音波の減衰の原因には内部摩擦や結晶粒子による散乱があるが、穴があけられたモデルでは、さらにひとつひとつの穴による散乱が生じ、これによる減衰がこの周波数領域で顕著にあらわれてきたのではないかということである。B. M. Меркулова によれば¹⁰⁾、波長 λ と結晶粒子の直径の比 (λ/D) が 10~20 くらいから散乱による減衰が卓越しはじめ、波長と粒径が同程度での減衰はほとんど散乱によるものである。model HC ($D=1.7$ mm) の場合、固有振動数 f_0 が 86KHz の時の卓越波長 λ と穴の直径 D の比 (λ/D) は約35であり、 f_0 が 200KHz では約19、 f_0 が 250 KHz では約15である。このように多結晶体の結晶粒子による散乱減衰の類推から、穴があけられたモデルでの波の減衰には、固有振動数 f_0 が 200KHz ~250 KHz くらいからひとつひとつの穴による散乱減衰が卓越してくるものと考えられる。

5. random な速度の fluctuation を持つ 2次元媒質モデル

穴のあけられたモデルでは、板波の速度は穴の直径 D によって決まる。板全体の Q_c (extent of perforation, %) と element の Q_c は等しいことにより、板および element を伝播する波の速度は等しいと考えられる。ここでは model HC ($D=1.7$ mm, $Q_c=3\%$) の P 波速度 V_p (5.21 mm/microsec.) が平均速度となるように、random な速度の fluctuation を持つ 2次元媒質モデル (random model RA) を作る。穴の直

Table 3. List of the elements distributed in the random model RA.

D (mm)	Q_c (%)	V_p (mm/microsec.)	Number of elements, N
0	0	5.45*	63
1.0	1.0	5.39	82
1.1	1.3	5.36	84
1.3	1.8	5.33*	87
1.5	2.3	5.28	85
1.7	3.0	5.21*	82
1.8	3.4	5.18	85
2.0	4.2	5.14	84
2.1	4.6	5.12*	73
2.3	5.5	5.09	85
2.4	6.0	5.08*	70
1.7 (Mean)	3.0 (Mean)	5.21 (Mean)	880 (ΣN)

*: Observed values.

径 D は、1.7mm を中央値として 0~2.4mm の範囲内で11通り選ばれる。それぞれの穴の直径 D を持った element を板面に random に分布させる。分布方法は 1~11までの数字からなる random 順列に従って行なう。P 波速度が求められていない穴の直径 D を持つ element については、Fig. 6 のように計測点を結んだ直線により P 波速度を推定する。このようにして分布させた element のリストを Table 3 に示す。random model RA の D 、 Q_p および V_p の平均値は model HC の値に等しい。random な速度の fluctuation を特徴づける P 波速度の変動係数は2.4%である。速度の不均質の平均の大きさは、element の平均直径 (2.4cm) に等しい。Fig. 9 に random model RA と homogeneous model HC で得られた走時曲線を示す。これより両モデルの P 波および S 波速度はほとんど一致していることがわかる。

6. random model における P 波の散乱

random model RA には、平均直径が 2.4cm の速度の不均質が random に分布している。このため random model RA を伝播する波はこの不均質によって散乱される。ここでは P 波の第一番目と第二番目の極値間の振幅の、ほぼ波面に沿った空間的 fluctuation の様子と波の伝播による減衰について、homogeneous model の場合と比較しながら検討する。

計測の際の emitter と receiver の位置を Fig. 10 に示す。profile II での計測は次のように行なわれる。emitter と receiver をそれぞれ長さ 73cm の edge の中央に set し、receiver を 1cm きざみに移動させながら、emitter からの波の射出角が 30° になる点 (+12cm と -12cm の点) まで振幅を計測する。profile I での計測は長さ 59cm の edge において profile II と全く同じ方法で行なわれる。この場合 receiver は ± 20 cm の点まで移動させられる。emitter と receiver 間の平均距離 L (path の平均長) は profile II で 60cm, profile I で 74cm である。このことと波の射出角 30° を考慮すると、両 profile はほぼ波面に沿っていると見なせる。receiver が受振する波の振幅成分は、profile の中央付近では波面に直交しており、両端付近でも波面に直交する成分を十分保持していると考えられる。用いられた emitter と receiver の固有振動数 f_0 は、86 KHz, 110 KHz, 150 KHz および 250 KHz である。計測は 2 回行なわれ、計測値は平均される。

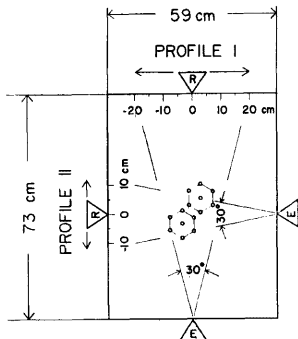


Fig. 10. Diagram of the measurement of P-wave amplitudes on the profile I and II.

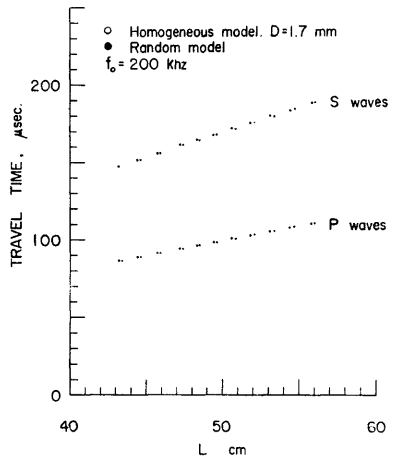


Fig. 9. Travel time curves of P and S waves observed on the homogeneous model HC (○) and the random model RA (●) for $f_0=200$ khz.

まず homogeneous model の場合を検討する。model HE ($D=2.4$ mm) で得られた記録例を Photo. 2 に示す。profile の各点での波形は互いによく一致している。Fig. 11 の a 図に振幅 A の分布を示す。この図より振幅 A は、profile II では中央から正および負方向になだらかに減少し、profile I ではほ

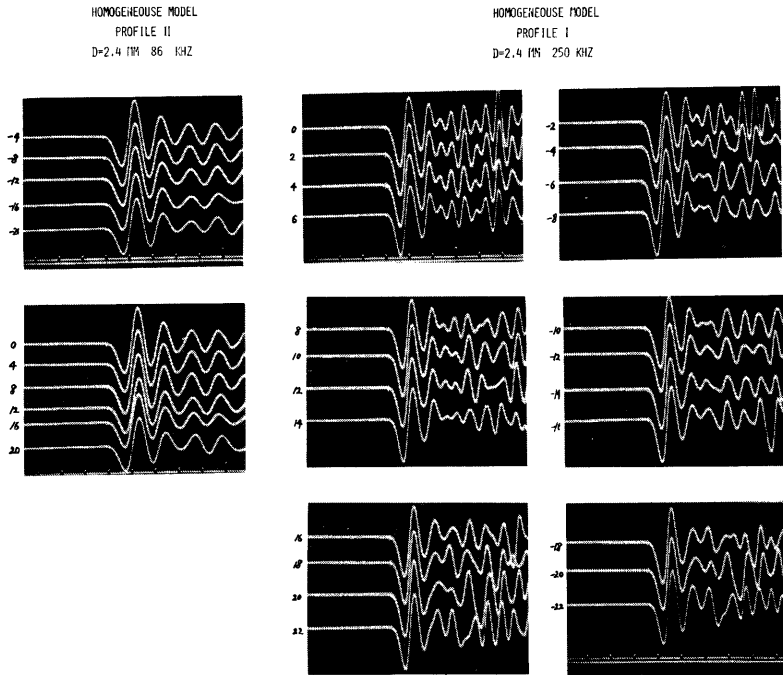


Photo. 2. Examples of the records obtained in the homogeneous model HE. Ones obtained on the profile II for $f_0=86$ khz and on the profile I for $f_0=250$ khz are shown in the left side and the right side, respectively.

ほぼ平坦である。このため平均振幅レベル \bar{A} として、profile の各点での振幅 A を平均した値を採用し、それを細線で示す。平均振幅レベル \bar{A} をこのように平坦な直線で近似することによる誤差は profile II で 5%、profile I で 3% である。Fig. 11 の a 図に示されている profile II から I への移行に伴う平均振幅レベル \bar{A} の減衰量 (約 0.6 volt.) は、波面の 2 次元的拡散を補正し、model HE ($D=2.4$ mm) の減衰係数 α 、(約 0.012cm^{-1}) を用いて計算される減衰量と誤差の範囲内で合っている。このように homogeneous model では、P 波の減衰から、ひとつひとつの穴による散乱が認められるが、この散乱は P 波の波形を歪めるほど強くはないと考えられる。

次に random model RA の場合を検討する。Photo. 3 と Photo. 4 に random model RA で得られた記録例を示す。profile の各点での波形はそれぞれ異なっている。とくに Photo. 4 の場合には profile の各点を通じて識別できるのは第一番目の極値を与える phase だけである。Fig. 11 の b~e 図に、固有振動数 f_0 の各場合に得られた振幅の分布を示す。明らかに振幅の fluctuation が見られ、その特徴は次のようになる。(1)同じ profile では、 f_0 が異なっているが、profile に沿った振幅分布の type はほぼ同じである。profile II, I の振幅分布の type は異なるが、これは波の radiation 方向の違いによる。両 profile ともに、振幅の fluctuation の卓越周期は 13~18cm である。(2)両 profile ともに f_0 が高くなるほど fluctuation が大きくなる。(3)どの f_0 の場合でも profile II から I への移行による fluctuation の顕著な増減は見られない。(4) profile II から I への移行による平均振幅レベルの減衰は f_0 が高いほど顕著である。

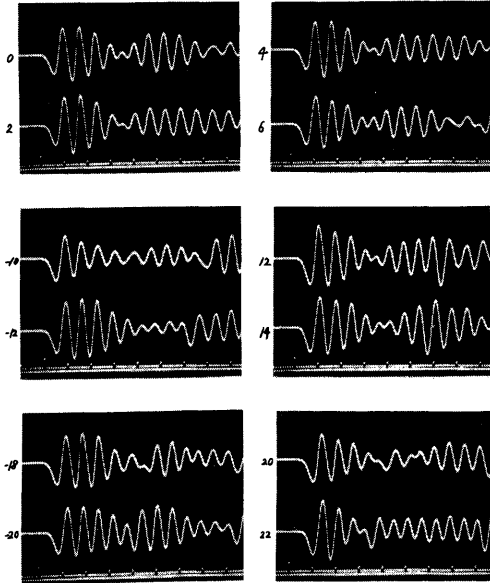
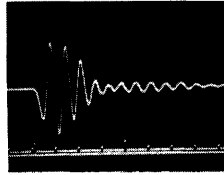


Photo. 3. Examples of the records obtained on the profile I in the random model RA for $f_0=150$ khz. The wave form transmitted by the emitter is shown at the top.

ここで profile の任意の点の P 波の振幅 A を、平均振幅レベル \bar{A} を持った deterministic 成分と fluctuation δA を持った random 成分の和と考える：

$$A = \bar{A} + \delta A \dots\dots\dots (1)$$

deterministic 成分 \bar{A} と、random 成分 δA の二乗平均平方根 $(\overline{\delta A^2})^{1/2}$ の、profile II から I への移行による減衰の様子を Fig. 12 に示す。図中の error bar は振幅計測誤差と fluctuation δA の不偏分散の平方根から求められた95%信頼限界である。random model RA での減衰は model HC ($D=1.7$ mm) の場合と同じだとすると、profile II から I への移行によって期待される減衰の95%信頼限界は矢印で示された細線になり、平均値は破線になる。振幅が計測された phase の卓越周波数を、Table 2 (model RA) に示す。deterministic 成分 \bar{A} の減衰は λ/a が 2.5 の場合には95%信頼区間内にあるが、 λ/a が 1.9 から区間外に出

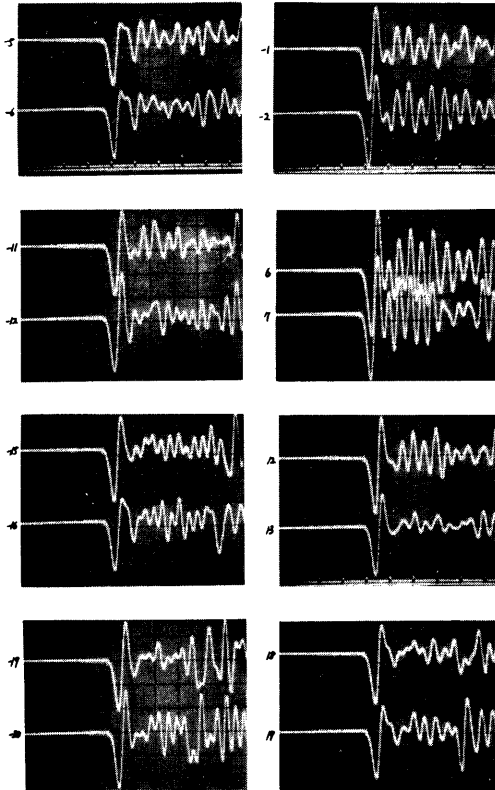
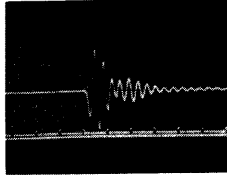


Photo. 4. Examples of the records obtained on the profile I in the random model RA for $f_0=250$ khz.

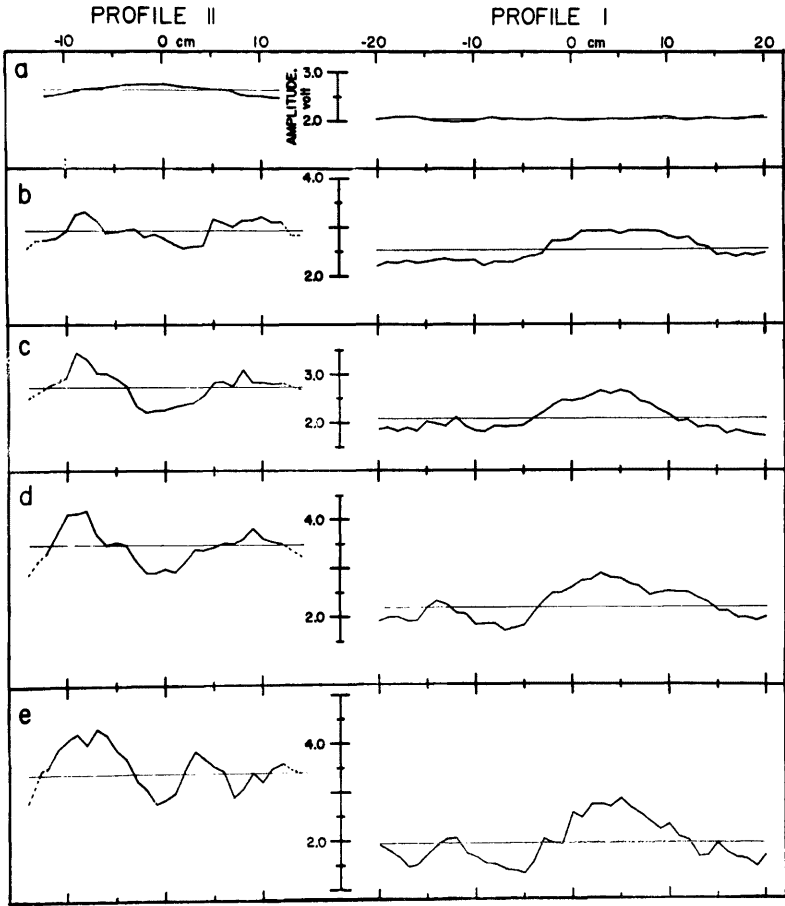


Fig. 11. Graphs of P-wave amplitudes observed on the profiles in the homogeneous model HE for $f_0=250\text{kHz}$ (a) and in the random model RA for $f_0=86\text{kHz}$ (b), $f_0=110\text{kHz}$ (c), $f_0=150\text{kHz}$ (d) and $f_0=250\text{kHz}$ (e). Flat lines denote the amplitude levels obtained by taking an average over each profile.

はじめ、 λ/a が1.4~1.5になると完全に区間外へ出る。この減衰は有意であり、random model RA にあけられたひとつひとつの穴による散乱減衰だけでは説明できない。一方 random 成分 δA の二乗平均平方根 $(\overline{\delta A^2})^{1/2}$ はどの場合でも95%信頼区間内にあり、有意な減衰は認められない。しかし Fig. 11 でも明らかに、同じ profile では λ/a が1に近いほど (f_0 が高いほど) δA が大きくなっている。このように λ/a が1に近いほど、deterministic 成分 \bar{A} は有意な減衰をし、random 成分 δA も同じ profile では大きくなるということから、random model RA では速度の不均質による P 波の散乱が生じていることがわかる。profile II から I への移行によって $(\overline{\delta A^2})^{1/2}$ の有意な減衰が見られない理由として次のことが考えられる。

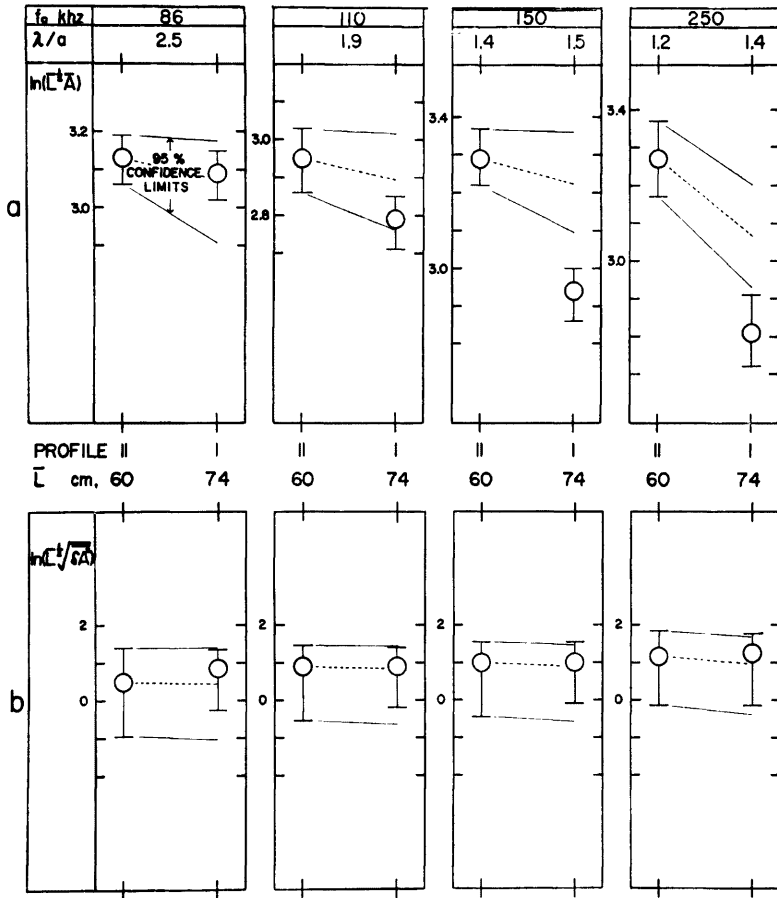


Fig. 12. Attenuation of the natural logarithms of the average amplitude levels \bar{A} (a) and the root mean square amplitude fluctuations $(\delta \bar{A})^2$ (b) of P waves observed on the random model RA for the natural frequency range 86-250 kHz. The effect of geometrical divergence is corrected. The ratio λ/a of the predominant wavelength λ to the average size a of velocity inhomogeneity is within the range of 1.2-2.5.

(1) deterministic 成分が散乱されると新たな random 成分が生じる。(2) random 成分は散乱されてもそのまま random 成分として残る。このようなことから random 成分の減衰は deterministic 成分にくらべてより緩慢になっているものと考えられる。

7. 議 論

A. В. Николаев は観測される波動場の parameter (振幅, 走時) のvariance による波動エネルギーの有

効散乱係数 (мутность 係数 g) の決定方法を提起した²⁾。波の速度 V は deterministic 成分 \bar{V} (媒質の平均速度) と random 成分 δV の和で表わされる :

$$V = \bar{V} + \delta V \dots\dots\dots (2)$$

δV が統計的に homogeneous で、かつ isotropic であり、 $\delta V \ll \bar{V}$ である媒質中を波長 λ の平面波が伝播する時、波の振幅 A は(1)式のように表わされ、エネルギー U ($U \propto A^2$) も同じく deterministic 成分 \bar{U} と random 成分 δU の和として表わされる :

$$U = \bar{U} + \delta U \dots\dots\dots (3)$$

波が点 L_1 から L_2 まで伝播すると、 \bar{U} は吸収 (エネルギーの吸収係数 K_a) と速度の不均質による散乱 (エネルギーの散乱係数 K_p) のため減衰する :

$$\bar{U}(L_2) = \bar{U}(L_1) \exp - \{ (K_a + K_p) (L_2 - L_1) \} \dots\dots\dots (4)$$

点 L_1 で前方へ散乱されたエネルギー δu_{L_1} は $\bar{U}(L_1)$ と次の関係式によって結ばれる :

$$\delta u_{L_1}(L_1) = p K_p \bar{U}(L_1) = g \bar{U}(L_1) \dots\dots\dots (5)$$

ここで $\frac{1}{2} < p < 1$ 。 p は散乱の方向を特徴づける係数である。 $p = \frac{1}{2}$ の時は等方散乱 ($\lambda \gg 2\pi a$) であり、 $p = 1$ の時は前方散乱のみの場合 ($\lambda \ll 2\pi a$) である。 g は мутность 係数と呼ばれ、前方散乱エネルギー $\delta u_{L_1}(L_1)$ と $\bar{U}(L_1)$ の比である。 random 成分 δU も波の伝播により吸収や散乱を受け deterministic 成分 \bar{U} と同じように減衰するが、前方へ散乱された波のエネルギーは random 成分として残る。これ故、点 L_1 で発生した前方散乱エネルギー δu_{L_1} は点 L_2 では次のようになる :

$$\delta u_{L_1}(L_2) = g \bar{U}(L_2) \exp \{ g(L_2 - L_1) \} \dots\dots\dots (6)$$

結局、点 L_2 で観測される $L_1 \sim L_2$ 間の前方散乱エネルギーの総和 $\delta U(L_2)$ は、 $g(L_2 - L_1) \ll 1$ の条件のもとで次のようになる :

$$\sum_{L_1=L_1}^{L_2} \delta u_{L_1}(L_2) = \delta U(L_2) = g(L_2 - L_1) \bar{U}(L_2) \dots\dots\dots (7)$$

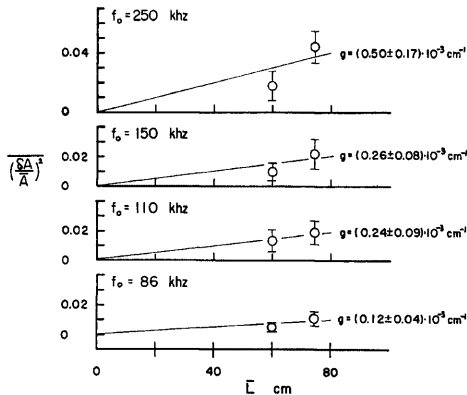


Fig. 13. Dependence of the mean square ratio $\overline{(\delta A / \bar{A})^2}$ of the amplitude fluctuation δA to the average amplitude level \bar{A} on the distance \bar{L} for the natural frequency range 86-250kHz. The values of g are equal to inclination of the lines obtained by the method of least squares. The error bars denote the 95% confidence limits. The upper and lower values of g denote the same ones.

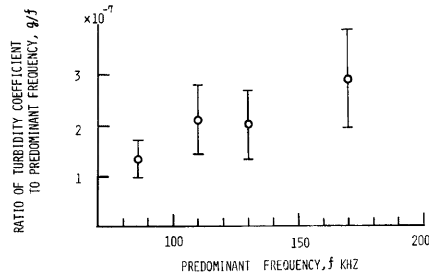


Fig. 14. Dependence of the turbidity coefficients g on the predominant frequency f . The ratio g/f is plotted against f . It appears that the turbidity coefficient is nearly proportional to f^2 .

この結果を random model RA で得られたデータに適用する。計測された波の振幅は P 波の第一番目と第二番目の極値間の振幅である。profile はほぼ波面に沿っているため、P 波の進行方向の振幅成分を計測しているものと見なせる。これらのことより散乱 S 波は時間的にまだ到着しておらず、たとえ到着していても wave type の違いにより receiver には受振されにくい。以上のことより random model RA で観測された振幅の fluctuation は前方散乱 P 波によるものと見なせる。その結果 μ тность 係数 g は、単位距離あたりに、前方散乱 P 波の波動エネルギーになる random 成分 δU と、deterministic 成分 \bar{U} の比となる。Fig. 13 に profile II ($\bar{L}=60\text{cm}$) と I ($\bar{L}=74\text{cm}$) での $(\delta A/\bar{A})^2 (= \delta U/\bar{U})$ を示す。原点 ($\bar{L}=0$) では振幅の fluctuation は無いものとして、原点を通る直線が最小二乗法により求められた。 g は λ/a が 1 に近いほど (f_0 が高くなるほど) 大きくなっている。これは、速度の不均質による散乱のため λ/a が 1 に近いほど平均振幅レベル \bar{A} が大きく減衰するのに対し、振幅の fluctuation $(\delta A)^2$ の減衰が緩慢であることによる。Fig. 14 より g はほぼ f^2 に比例していると思なすことができる。

μ тность 係数 g と散乱係数 K_s の比 g/K_s は、ここでは前方散乱 P 波の波動エネルギーと散乱エネルギーの比となる。Fig. 12 から f_0 が 150KHz ($\lambda/a=1.4\sim 1.5$) と 250KHz ($\lambda/a=1.2\sim 1.4$) の場合の K_s を見積もるとおよそ 10^{-2}cm^{-1} 程度になる。これから g/K_s を求めると 10^{-2} 程度になる。これは、散乱エネルギーのごくわずかな部分 (10^{-2} 程度) が前方散乱 P 波の波動エネルギーになっていることを示している。L. Knopoff と J. A. Hudson によれば^{5),6)}、その多くは散乱 S 波の波動エネルギーになっていることが考えられる。

L. A. Chernov によれば³⁾、振幅の fluctuation の spatial transverse autocorrelation の correlation distance は、不均質の大きさに直接関係している重要な量である。ここでの実験では、profile に沿った振幅の fluctuation の卓越周期は、 λ/a が 1.2~2.5 の時、約 13cm~18cm である。これは、P 波の卓越波長よりも 3~4 倍大きい。このような傾向はモデル実験⁷⁾や、field での観測¹¹⁾でも報告されているが、この原因を Chernov 理論によって説明することはできない。

8. おわりに

ここでは、A. B. Николов とほぼ同様の実験⁷⁾を行なった。その結果、彼らの実験では見いだされなかった P 波の散乱の諸性質がより明らかになった。主要な実験結果を以下にまとめる：

- (1) Fig. 4 のように 1 辺の長さが 1 cm の六角形の中心と各頂点に直径 D の穴をあけ、これを媒質 element とする。これと同じ element を板全面に分布させると、板波の速度は D によって決まる。
- (2) 全 element の D が同じ homogeneous model においては、卓越波長 λ と D の比 λ/D が 19~15 <

らいから、P波およびS波の減衰が大きくなる。これはモデルにあげられたひとつひとつの穴による散乱減衰が卓越してきたためと考えられる。しかしこの散乱によってはP波の波形は歪まない。また λ/D が15くらいまでのhomogeneous modelでは、P波とS波の減衰係数はほぼ同じである。

(3) randomな速度の不均質を持つrandom model RA (速度の変動係数: 2.4%, 速度の不均質の大きさ $a: 2.4\text{cm}$)においては、 λ/a が1に近いほど、P波の平均振幅レベルの減衰がとくに顕著になり、また波面に沿ったP波の振幅のfluctuationも大きくなる。これは、ひとつひとつの穴による散乱のほかに速度の不均質による散乱が生じているためと考えられる。P波の振幅のfluctuationの減衰は平均振幅レベルの減衰にくらべてより緩慢である。

(4) random model RAのmutность係数 g は λ/a が2.5~1.2 (卓越周波数 f が86 KHz~170 KHz)では、 10^{-4}cm^{-1} のorderであり、ほぼ f^2 に比例している。

(5) random model RAでは λ/a が1.5~1.2の時、前方散乱P波の波動エネルギーと散乱エネルギーの比はおおよそ 10^{-2} のorderである。

(6) 波面に沿ったP波の振幅のfluctuationの卓越周期はおおよそ13~18cmである。これは卓越波長の3~4倍である。

終りに、実験装置の製作等に種々御協力下さった防災研究所技官西正男氏に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Епинатьева, А. М.: Скорость распространения сейсмических волн в кристаллических и метаморфических породах, Изв. АН СССР. Физика Земли, №2, 1975.
- 2) Николаев, А. В.: Сейсмика неоднородных и мутных сред, Наука, М., 1972.
- 3) Chernov, L. A.: Wave propagation in a random medium, McGraw-Hill, New York, 1960.
- 4) Aki, K.: Scattering of P waves under the Montana LASA, J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 8, 1973.
- 5) Knopoff, L. and J. A. Hudson: Scattering of elastic waves by small inhomogeneities, J. Acoust. Soc. Amer., Vol. 36, No. 2, 1964.
- 6) Knopoff, L. and J. A. Hudson: Frequency dependance of amplitudes of scattered elastic waves, J. Acoust. Soc. Amer., Vol. 42, No. 1, 1967.
- 7) Николаев, А. В. и А. Г. Аверьянов: Исследование амплитуд продольных волн в плоской модели среды со случайными флуктуациями скорости, Изв. АН СССР. Физика Земли, № 5, 1973.
- 8) Ivakin, B. N. and YU. V. Vasil'ev: The wave properties of perforated plates for seismic modeling, Izv., Geophys. Ser., 1963, pp. 248-260
- 9) Коган С. Я.: Сейсмическая энергия и методы ее определения, Наука, М., 1975.
- 10) Меркулова В. М.: Частотная зависимость затухания ультразвука в горных породах для мегагерцовой области, Изв. АН СССР. Физика Земли, № 8, 1966.
- 11) Невский М. В. и О. Ю. Ризниченко: Рассеяние сейсмических волн в верхней части кристаллического фундамента, Изв. АН СССР. Физика Земли, № 3, 1979.