

円柱孔内の小爆破における P 波の指向性

DIRECTIVITY OF COMPRESSIONAL WAVES DUE TO SMALL EXPLOSION IN CYLINDRICAL HOLE

藤井 和成*・岡野 征郎**・中野 正吉***
By Kazunari Fujii, Yukio Okano and Masayoshi Nakano

1. はじめに

最近の理論計算によると^{1),2)}、爆破のさいに発生する弾性波(実体波)には著しい二、三の定量的な性質がみとめられる。

その一つは振幅の指向性(観測点の方向による振幅値の変化)である。これについては従来の研究^{3),4)}からもちたい共通の結論がでており、それを用いて P, SV 波のいずれに対しても実験記録上での傾向を十分説明することができる。しかし指向の度合を数値として表わすことは、波源にどのようなモデルを仮定するかで一般に結果が異なり、また実際の波源と理論上のモデルとでは複雑さの点で大きな違いがあるから、今まであまり問題にとりあげられなかったように思われる。上に述べたわれわれの計算では円柱の孔の表面に、軸対称に圧力が分布するものを波源として選んだが、圧力分布の状態が任意であっても、十分長い孔の場合には指向の程度が周囲の媒質の弾性のみで定まるという結論がえられた。このような波源が爆破の唯一のモデルとはいえないにしても、圧力分布の任意性は今述べた結論がかなり一般的な性質であることを裏付けてもいる。実際の爆破についてもこのような関係が実証されるかどうかを、特に P 波の指向の度合から調べてみたのである。

実験に用いたフィールドは軟弱地層であるが、周知のようにポアソン比の大きい地盤での P 波はきわめて指向性が弱く、指向パターンは通常円形とみなされる。偶然このような地盤をフィールドに用いたのではあるが、一つにはそのような微弱な指向性からさえ理論を支持する結果が出れば、より確実な実証にもなりうるという意図もあった。行なった実験のデータから最終的に以下の

ような数値がえられた。

P 波の指向性による表層のポアソン比:

0.470~0.479

分散性表面波の位相速度による表層のポアソン比:

0.473~0.478

屈折 S 波による下層のポアソン比: 0.438~0.439

後に述べるように、このうち表面波を用いた方法は軟弱地盤でのみ可能であるが、P 波の指向性による方法はむしろかたい地盤ほど精度はよいはずである。いずれにしてもこの実験でみるかぎり理論結果は確認されている。よりかたい地盤での実験を試みる必要があると思われるが、同時にポアソン比測定方法としての実用性も皆無とは考えられない。

2. 基礎理論と実験方法

さきの論文²⁾の結果によると無限弾性体内の円柱空洞の側壁と両底面に圧力

$$g(z) p(t) = \int_0^{\infty} \varphi(k) \cos kz dk \cdot p(t) \quad (-b \leq z \leq b)$$

$$f(\rho) p(t) = \int_0^{\infty} \psi(k) J_0(k\rho) dk \cdot p(t) \quad (0 \leq \rho \leq a)$$

が働くとき、これを波源として放射される P 波の振幅はつねに

$$rP = \frac{1}{\hat{\rho} V_P} \{F_1(c, \sigma) \sin^2 \theta + F_2(c, \sigma)\} \dots (1)$$

のように表わされる (Fig. 1, S 波についても同じような式がえられるが、ここでは P 波だけについて考える)。ここに $c=b/a$, σ はポアソン比, $\hat{\rho}$ は媒質の密度, V_P は P 波の伝播速度を意味する。 F_1, F_2 は一般に c と σ との関数であるが、その関数形は波源での圧力分布の形 $\varphi(k), \psi(k)$ にも依存している。すなわちこれらは孔の形、弾性、波源のメカニズムで定まる量である。常に $F_2 > 0$ であるが、 F_1 の正負は側圧と底面圧の相対的な大小に当たっていて、側圧が大きい場合 ($F_1 > 0$) の指

* 学生会員 関西大学大学院工学研究科

** 正会員 関西大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 理博 関西大学教授 工学部土木工学科

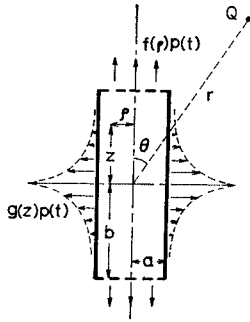


Fig. 1 Cylindrical cavity as a source of disturbance in an elastic medium. Axially symmetrical pressures, $g(z)p(t)$ and $f(r)p(t)$, are acting along its side-wall and both bases, respectively.

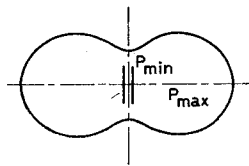


Fig. 2 Standard directivity pattern of compressional waves in explosion. Extreme values of amplitudes, P_{min} and P_{max} , are reversed each other, when the pressures on both bases of source become comparatively large.

向パターンは Fig. 2 のようになる。このとき P 波の指向性の程度は、最小振幅と最大振幅の比として量的に示すことができるが、明らかにそれは F_1 と F_2 で表わされ、したがって一般にはこの量もまた c , σ および波源のメカニズムによって変化する。しかし、特に円柱孔が軸方向に無限とみなせる場合には $c \rightarrow \infty$ であり、それゆえ底面圧を無視すると、この比の値は波源に関係なくなって常に

$$\frac{P_{min}}{P_{max}} = \frac{F_2}{F_1 + F_2} = \frac{\sigma}{1 - \sigma} \dots\dots\dots (2)$$

を満足することが導ける。さらに有限な円柱孔においても底面圧が小さい場合には、式 (2) が近似的に成立することも確かめられるのである。

このようにして十分長い孔での爆破については、波源の状態によらない定量関係が理論上では示される。任意な形とはいえここにのべた波源が実際の爆破のモデルとして妥当かどうかは問題であるが、現実にかつた関係がどの程度認められるかを実証する意味で、式 (1) の F_1 と F_2 を次のようにして実測してみた。

F_1, F_2 を求めるには円柱軸に対して異なる方向 (θ の値) をもつ二点で P の初動振幅を測定すればよい。しかしフィールドは均質な媒質とみなせないから、均質性への仮定をなるべく小範囲に限るために円柱孔を含む鉛直面 (Fig. 3 の Σ_A 面) 内での F_1, F_2 を求めることにし、一方表層での数値だけを求める必要上、波源も受振

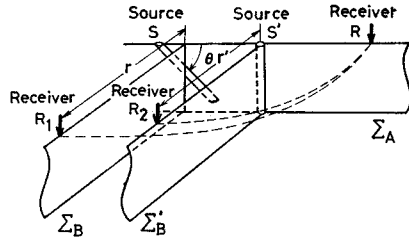


Fig. 3 Measurement of directivity of compressional waves radiated from dipped source S , in a vertical plane Σ_A .

器もともに地表に配置することとした。したがって配置自体は「手軽」に行なえる。まず、軸が地表と角 θ だけ傾いた波源 S によって S から r はなれた二点 R, R_1 に伝わる P 波の初動振幅を P_A, P_B , そのときの Σ_A, Σ_B 面内での F_i を F_{iA}, F_{iB} と表わすことにする。 Σ_B は Σ_A と垂直な、補助的にとられた鉛直面である。式 (1) から

$$rP_A = \frac{1}{\hat{\rho}_A V_{PA}^3} (F_{1A} \sin^2 \theta + F_{2A}) \dots\dots\dots (3)$$

$$rP_B = \frac{1}{\hat{\rho}_B V_{PB}^3} (F_{1B} + F_{2B}) \dots\dots\dots (4)$$

ここに $\hat{\rho}_A, \hat{\rho}_B$ および V_{PA}, V_{PB} はそれぞれ Σ_A, Σ_B 面内での媒質の密度と P 波の伝播速度である。

次に鉛直軸の波源 S' による二地点 R, R_2 での振幅を P_A', P_B' , このときの Σ_A, Σ_B' 面内での F_i を F_{iA}', F_{iB}' とすれば、ふたたび式 (1) から

$$r'P_A' = \frac{1}{\hat{\rho}_A V_{PA'}^3} (F_{1A}' + F_{2A}') \dots\dots\dots (5)$$

$$r'P_B' = \frac{1}{\hat{\rho}_B' V_{PB'}^3} (F_{1B}' + F_{2B}') \dots\dots\dots (6)$$

がえられる。ただし R_2 は S' から $\overline{S'R} (=r')$ と等距離にある Σ_B' 面上の点で $\hat{\rho}_B', V_{PB}'$ は Σ_B' 面内の定数を意味している。 S' が十分 S に近ければ Σ_B と Σ_B' 面での物理定数は同じとみなすことができるから $\hat{\rho}_B = \hat{\rho}_B', V_{PB} = V_{PB}'$ であり、また S と S' との波源としての違いはその強さ (質量) だけにあると仮定して、圧力分布状態をそれぞれ $g(z)p(t), qg(z)p(t)$ (q : 定数) と表わすことにすれば、さきの理論計算から簡単に

$$\left. \begin{aligned} F_{1A,B}' &= qF_{1A,B} \\ F_{2A,B}' &= qF_{2A,B} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

という関係が導ける。これらを式 (5), (6) に代入して F_i' を消去すると式 (3), (4) から F_{iA} および F_{2A} が P_A, P_A', P_B, P_B' および θ, r によって表わされる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} F_{1A} &= r \frac{P_A' P_B - P_A P_B'}{P_B' \cos^2 \theta} \\ F_{2A} &= r \frac{P_A P_B' - P_A' P_B \sin^2 \theta}{P_B' \cos^2 \theta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

したがって式 (2) から

$$\sigma = \frac{P_A P_B' - P_A' P_B \sin^2 \theta}{P_A P_B' + P_A' P_B \cos^2 \theta} \dots \dots \dots (9)$$

がえられる。ゆえに波源 S, S' が理論の仮定を満足しているならば、このような実験方法で $P_{A,B}, P_{A',B}$ および θ を測定して、 Σ_A 面内でのポアソン比を式 (9) を用いて求めることができることになる。

以上の考察では、二つの波源 S, S' の違いが薬量だけにあつて圧力分布の形は同じとみなしたが、このことは S, S' に同種の爆薬を用いる場合はもちろん、さきに述べた理論上の結論から十分長い円柱孔内での発破では別種の爆薬を使うときでさえ許される仮定と考えてよいであろう。

3. 測 定

実験は学内の軟弱な地層からなる平地で行なつた。受振器は Hall-Sears 製 HS-J 型 28 cps を用い、各成分は多芯ケーブルを通じて応用地質の TR-4-13 型 12 成分屈折用増幅器の入力端につながれ、増幅器出力は三栄 FR-102 ビジグラフ (galva, 500 cps) に記録する方法によつた。波源に使用した円柱孔は直径 2 cm, 長さ 50~100 cm で空洞内には水の浸出はなく、また薬量は常に 6 号雷管 1 本を用いた。このように孔内に泥水などがたまらない場合には底面圧の影響は相対的に無視してさしつかえないであろうから、波源はさきの理論上の仮定を満足すると考えられる。なおこの実験に先立って行なわれた P 波屈折法の結果では Fig. 4 に示すような二層の地下構造がえられた。

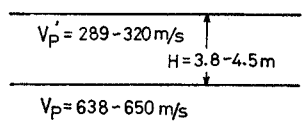


Fig. 4 Structure of the field estimated by refraction arrival of P-waves.

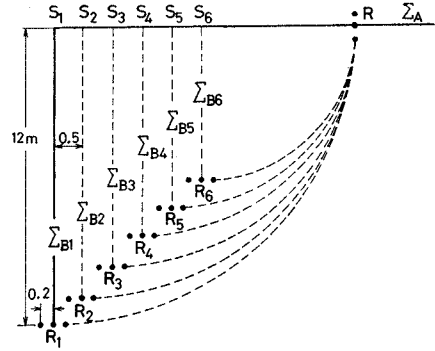


Fig. 5 Schematic diagram of arrangements of wave-sources (S_s) and seismographs (R_s) in the field. S_1, S_2 and S_3 are sources in cylindrical cavities dipped to the surface while others are those in vertical holes.

である。このようにして計器を配置してから受振器、増幅器、ビジグラフの一連のものに対する各成分間の相対的な感度補正を二通りの方法で行なつた。一つは通常よく行なわれているもので波源から等距離 (円弧状) に受振器を配置して初動振幅の比をとるという方法であり、さらにそれにつけ加えて 1 本の棒に受振器をすべて (前後成分として) つけて、初動の比をとるという方法も試みた。振幅の計器による誤差を実験の性質上できるかぎりふせぐ目的でこのように慎重を期したのであるが、最初の方法では各受振器に伝わる波の径路が完全に一樣にはならないから各成分への入力の違いが問題となり、また後の方法では 1 本の棒に受振器をすべてつけるため棒がかなり長くなって地面と棒とが剛接的ではなくなり、地表から離れるほど振れが大きくなるという弱点があつた。この振れの差をさらに補正するために、次に受振器の接続の位置を逆にしてもう一度記録をとり、さきの結果との各受振器ごとの平均を求めて初動振幅の値とすることにした。補正の記録および本実験の斜め孔、鉛直孔での記録の一例を Fig. 6 に示しておく。各観測点における振幅値は立ちあがりから最初の山までの片振幅をとることにし、式 (8) によつて F_{1A}, F_{2A} を式 (9) によつてポアソン比を算出した。補正された振幅値およびこれらから計算される F_{1A}, F_{2A}, σ のそれぞれの値の一部は Table 1 のようになる。

はじめのべたように $F_1 < 0$ の場合は相対的に底面圧が大きいことを意味し、式 (2) は成立しない。しいて式 (9) から σ を求めると $\sigma > 0.5$ となつて明らかに不合理な結果が出てくる。そのような値が Table 1 にも見受けられるのであるが、これらの値を捨て去る前にひとまず 2 回の実験結果からえられた σ の値のうちで、 $\sigma < 0.5$ に属するものだけの分布を柱状図で表わすと Fig. 7 のようになる。この図からみても柱状図の右側

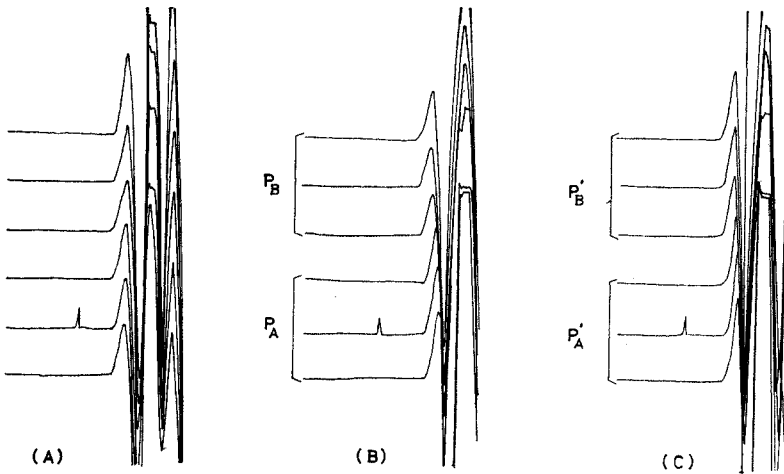


Fig. 6 Examples of the seismic records showing initial P-phases directly arriving from dipped source (B), and vertical source (C). (A) denotes a record for correction of amplitudes, taken before substantial experiments.

は当然 $\sigma > 0.5$ の範囲にもおよぶはずであり、最値値を示すポアソン比を中心に左右両側へ均等に誤差が分布していなければならない。そう考えれば、 $\sigma > 0.5$ に属す

Table 1 The Values : F_{1A} , F_{2A} and σ , calculated from the observed amplitudes : $P_{A,B}$, $P_{A,B}'$

P_A	P_B	$P_{A'}$	$P_{B'}$	F_{1A}	F_{2A}	σ
1.93	1.74	2.42	1.92	0.922	1.272	0.367
1.93	1.74	2.44	1.92	0.985	1.226	0.357
1.93	1.74	2.58	1.92	1.430	0.909	0.280
2.04	1.74	2.42	1.92	0.536	1.657	0.430
2.04	1.74	2.44	1.92	0.600	1.612	0.422
2.04	1.74	2.58	1.92	1.044	1.294	0.356
2.09	1.74	2.42	1.92	0.361	1.832	0.455
2.09	1.74	2.44	1.92	0.425	1.787	0.447
2.09	1.74	2.58	1.92	0.869	1.469	0.386
1.93	1.74	2.42	2.12	0.197	1.789	0.474
1.93	1.74	2.44	2.12	0.254	1.748	0.466
1.93	1.74	2.58	2.12	0.658	1.461	0.408
2.04	1.74	2.42	2.12	-0.188	2.175	0.523
2.04	1.74	2.44	2.12	-0.131	2.131	0.516
2.04	1.74	2.58	2.12	0.272	1.846	0.466
2.09	1.74	2.42	2.12	-0.363	2.350	0.542
2.09	1.74	2.44	2.12	-0.306	2.308	0.535
2.09	1.74	2.58	2.12	0.096	2.021	0.488
1.93	1.74	2.42	1.81	1.389	0.938	0.287
1.93	1.74	2.44	1.81	1.456	0.890	0.275
1.93	1.74	2.58	1.81	1.927	0.553	0.182
2.04	1.74	2.42	1.81	1.003	1.323	0.363
2.04	1.74	2.44	1.81	1.071	1.275	0.352
2.04	1.74	2.58	1.81	1.542	0.938	0.274
2.09	1.74	2.42	1.81	0.828	1.499	0.392
2.09	1.74	2.44	1.81	0.895	1.451	0.382
2.09	1.74	2.58	1.81	1.367	1.114	0.310
1.93	1.64	2.42	1.92	0.480	1.587	0.434
1.93	1.64	2.44	1.92	0.540	1.544	0.426
1.93	1.64	2.58	1.92	0.959	1.245	0.361
2.04	1.64	2.42	1.92	0.095	1.972	0.488
2.04	1.64	2.44	1.92	0.155	1.930	0.481
2.04	1.64	2.58	1.92	0.574	1.631	0.425

る測定結果が相応に出てくるのはむしろ当然で、同時に測定値全体の母集団が正規分布をしていることも十分推察される。そこでこの分布を正規分布であるとして、その平均値、標準偏差を求めると Fig. 7 の破線が示しているとおりになるが、偏差値がかなり大きいことや、柱状図が分布曲線に対して相当はなれる部分のあることなどは一応気がかりになる点である。柱状図のずれは特に下図においてはなはだしいが、これはおそらく2回目の実験で振幅補正の精度が1回目より悪かったことを反映しているであろう。ま

た、一般に偏差値の大きいことは、軟弱な地層での微小な指向性にその原因があると思われる。しかしともかくP波の指向性から表層のポアソン比は0.47~0.48程度という結果がえられる。もしもこの値が実際の σ に近ければ、一応上の簡単な実験をととして理論の結果(式(2))が実証されたことになるわけである。

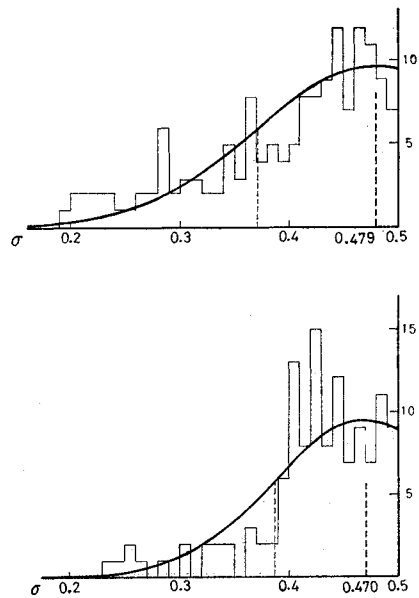


Fig. 7 Distributions of values of Poisson's ratio σ , obtained through measurements of directivities of compressional waves. Continuous curves in the figure indicate normal distributions fitted for these histograms.

4. 分散性レーレー波

前節で求めた表層のポアソン比を次に検証する必要がある。

一般に媒質のポアソン比は、SV または SH と P との速度比から求めるのがもっとも簡単であるが、ここでは記録の後半の大部分をしめる分散性表面波の位相速度を用いて σ を算出することを考えてみた。特に利点がある方法ではないけれども表面波の数多くの位相について、そのおのおのの位相速度すべてをデータとして使用できるのが長所といえるかもしれない。

さきに説明したようにわれわれのフィールドはほぼ二層構造を有するとみてよいから、分散性レーレー波の中の M_{11} 波と M_{21} 波が記録の大部分をしめていることはまず確実である。周知のように M_{11} に属する一つの波の位相速度を $V(M_{11})$ とし、表層、下層のレーレー波速度をそれぞれ $V_{R'}$ 、 V_R とすれば、波長 L に応じて

$$L \rightarrow 0 \text{ ならば } V(M_{11}) \rightarrow V_{R'}$$

$$L \rightarrow \infty \text{ ならば } V(M_{11}) \rightarrow V_R$$

という関係がなりたつから、近似的に $V(M_{11})$ は不等関係

$$\frac{V_{R'}}{V_{P'}} < \frac{V(M_{11})}{V_{P'}} < \frac{V_P}{V_{P'}} \cdot \frac{V_R}{V_P}$$

を満足すると考えることができる。ただし $V_{P'}$ は表層

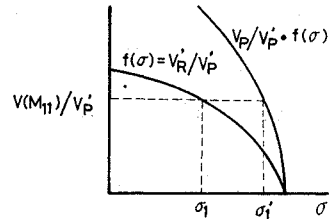


Fig. 8 Method to seek the interval of σ in the upper layer, in which σ has to be included, so long as the phase with its velocity being $V(M_{11})$ belongs to the M_{11} mode of dispersive Rayleigh waves.

のP波速度である。 $V_{R'}/V_{P'}$ および V_R/V_P はともに同じポアソン比の関数であり、レーレーの方程式

$$f^6 - \frac{4(1-2\sigma)}{1-\sigma} f^4 + \frac{2(2-\sigma)(1-2\sigma)^2}{(1-\sigma)^3} f^2 - \frac{(1-2\sigma)^3}{(1-\sigma)^4} = 0$$

の根にほかならないから上の不等式の左右両辺の σ による変化をグラフで表わすと Fig. 8 のような2本の曲線が求まる。いま記録から M_{11} 波に属する一つの波をとって、その波の位相速度を $V(M_{11})$ とすると、そのような波が M_{11} 波の中に存在するためには媒質のポアソン比は図の σ_1 と σ_1' の中になければならない。同様に、記録から多くの位相を読みとり、それらすべてが M_{11} に属する必要条件として σ の範囲をせばめて行け

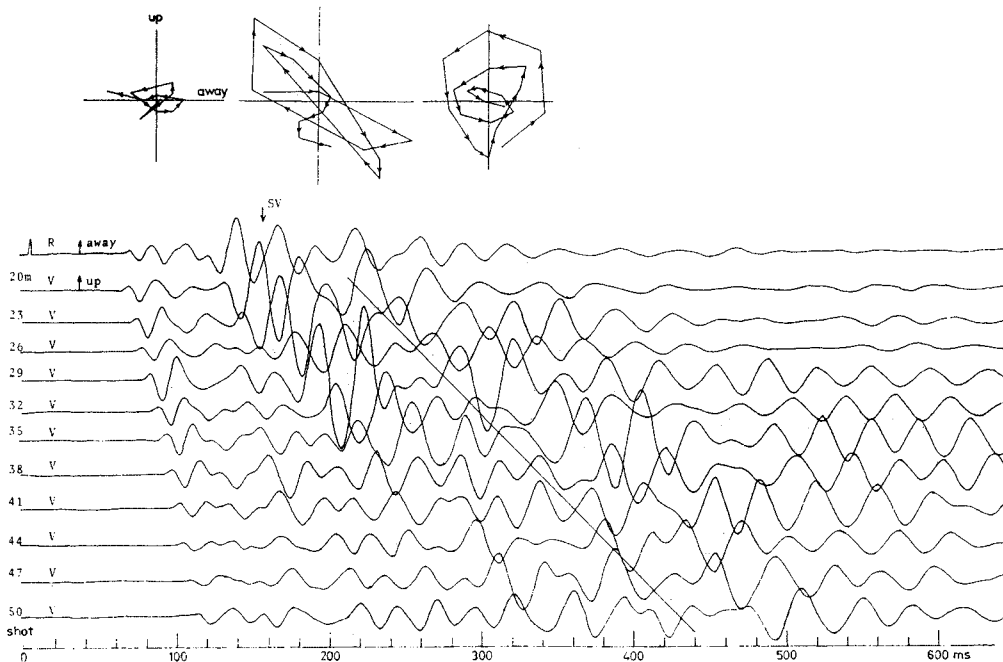


Fig. 9 Seismic record with long trains of dispersive Rayleigh waves and loci of a particle motion on free surface 20 m distant from the source. They are regarded to correspond with, from left to right, refracted P, refracted SV and Rayleigh waves, respectively.

ば、 σ はかなり限定された値に接近する。とりわけ σ が大きい値をもつ場合にはこの方法でその概算値を求めることができる。この考え方は他のモードの表面波についても同じで、たとえば M_{21} 波はその位相速度 $V(M_{21})$ が

$$L \rightarrow 0 \quad \text{ならば} \quad V(M_{21}) \rightarrow V_S'$$

$$L \rightarrow L_C \quad \text{ならば} \quad V(M_{21}) \rightarrow V_S$$

という性質をもっている (L_C はいわゆる cut-off wave length) から、それは近似的に

$$\frac{V_S'}{V_P'} < \frac{V(M_{21})}{V_P'} < \frac{V_P}{V_P'} \cdot \frac{V_S}{V_P}$$

を満足すると考えてよい。

$$V_S/V_P = V_S'/V_P' = \sqrt{(1-2\sigma)/2(1-\sigma)}$$

を用いれば、さきほどと同様に左右両辺の曲線から σ の範囲を縮小してその概算値をえることができる。

記録中のいわゆる III, IV 群は M 波のモードに対応して、飯田⁹⁾らによれば III 群が M_{21} 波、IV 群が M_{11} に当たるのであるが、このようなくわしいモードへの分類には鉛直方向への振幅分布を知ることがどうしても必要なようである。われわれの実験では、受振器を地表に設定したままで、粒子運動から記録内での M 波の存在領域をつきとめることにとどめた。すなわち、波源から 20 m の地点に前後、上下の二成分の受振器をおき、以後 3 m 間隔に 50 m の地点まで上下一成分を配置して記録をとった。20 m の地点での粒子運動から M 波に属する部分を明確にしておいて以後の地点から各位相の走時を求めた。一例を Fig. 9 に示しておく。

Fig. 9 の中の軌跡のうち、左側二つの運動がそれぞれこの地点に到達した屈折 P, SV を意味していることはほぼ確実である。三番目は逆転楕円運動で、表面波であるには違いないがどのモードに属する波かは一概にいうことができない。実際、上下両層の密度とポアソン比がだいたい同じ値であると仮定して、P 波の速度比から剛性率の比を求めると 4~5 程度になるが、一方記録の表面波に当たる部分 (図の直線より後部) からその波長を読みとると 3~6 m とかなり短く、波長と表層の厚さの比は $L/H \leq 2$ と考えてさしつかえない。ところで、このような条件下では M_{11} も M_{21} もともに地表の点に逆転楕円運動を与えることがわかっている (太田⁹⁾)。このようにして分類はできぬままに、分散性表面波の位相速度を求めてみると、たとえば 66 m/s および 147 m/s という値がえられる。表層の P 波速度 $V_P' = 289 \sim 320$ m/s との比からさきほど考えた方法によって σ の概算値が求まるのであるが、これら二つの位相が M_{11} に属するかどうかで用いる曲線に V_R'/V_P' , V_S'/V_P' の違いが生じる。Fig. 10 (A) は上の二位相を M_{11} に属するとみなしたときに当たり、(B) は higher mode

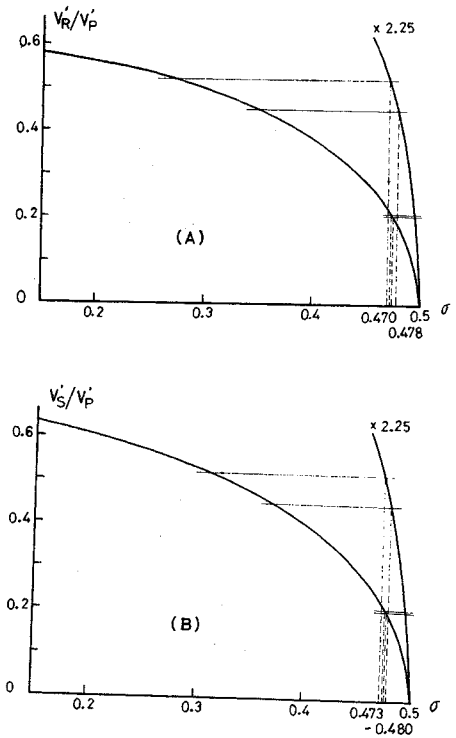


Fig. 10 Determinations of Poisson's ratio in the upper layer, by using the phase velocities of dispersive Rayleigh waves. The interval (0.470, 0.478) of σ in (A) denotes the possible values in case of two phases with velocities 66 m/s and 147 m/s being assumed to belong to M_{11} -mode, and the interval (0.473, 0.480) in (B) corresponds to the case that the above two phases be contained by M_{21} , or the higher mode of surface waves.

(おそらくは M_{21}) に属すると考えたときの σ の算出を示したものであるが、本来 σ が十分大きい目下のフィールドのような場合には、両方の図からえられる結果に大差が出ないことが曲線の形から明らかである。図からただちに $\sigma = 0.47 \sim 0.48$ が結論される (なお、図では V_P' の値の差に応じてさらに 2 組ずつの直線が引いてあるが、結果はほとんど変わらない)。

最後に、参考のため Fig. 9 の中にも例示してある屈折 P, SV 波の立ち上がりから下層のポアソン比の値を求めると $\sigma = 0.438 \sim 0.439$ がえられる。これは単に下層に対する一つの情報にすぎないが、表層とあまりその値が変わらぬこと、またそれよりもやや小さい値であることなどから、常識的な結果ではないかと思われる。

以上のようにして P 波の指向性と、分散性表面波の位相速度とから、全く別個に求めたポアソン比の値がよい一致を示し、それゆえこの実験に関する限り理論上の定量関係は実証できたといえよう。 σ がさらに小さく硬い地盤では P 波の指向性が著しくなって、そのようなフィ

ールドでの測定値は偏差値も小さくなり、精度の高い結果が期待される。いずれにしても受振器相互の感度補正はこの実験にとってきわめて重要な条件であることを強調すべきであろう。また爆破孔内に水が浸入したものや、ケーシングをほどこしたものなどは先述のように全く別種の波源とみなさなければならないことも注意を要する。理論的アプローチとしてはこれらすべてを統一してあつかえるが、実験的実証ないしは実用的考察は順に別々に今後行なう必要があるように思われる。

5. おわりに

前節までに述べた内容を要約すれば次のようになる。

(1) 理論計算の結果では、軸方向に十分長い円柱孔の内部で爆破を行なったとき、それを波源とする放射実体波の振幅の指向性には周囲の弾性定数(ポアソン比)だけで定まる定量関係がある(式(1))。波源(の近傍)の応力状態はこの関係に影響がない。特にP波についてこの関係を実証してみた。

(2) フィールドは均質な弾性体ではないから地表に対して一つの鉛直面を考え、その面内の波源 S について、同じ面内での F_1, F_2 (式(2))を求めようように実験方法を工夫した(式(3)~(7))。もし上の定量関係が実際に認められるものであれば、 F_1, F_2 から逆に媒質のポアソン比を求めることができる(式(9))。すなわち(たとえば)P波の指向性の測定からポアソン比がえられることになる。

(3) フィールドは軟弱地盤を用いたので本来P波の指向性は弱く、精度の悪さは予期されたが2回の実験でそれぞれ平均値 $0.479 (\pm 0.008)$, $0.470 (\pm 0.005)$ (カッコ内はその標準誤差)がえられた(Fig. 7)。波源、受振器はともに地表に設置すればよいから、実験の配置

はきわめて容易である。フィールドとしてこのような軟弱地を選んだ一つの理由には、微弱な指向性からでさえ上の定量関係が指摘できるかどうかを確かめる意図もあった。

(4) ここにえられた表層のポアソン比を検証するためには他の方法でポアソン比を求めて比較する必要がある。その一つとして分散性レーレー波の各位相の、位相速度を用いて算出する方法を考えてみた。これは軟弱地盤だけに有効な便法にすぎないが、表面波群に属する多くの位相がすべて使用できる利点もある。記録から読みとった波が M_{11} 波であるとすれば $\sigma=0.470\sim 0.478$, M_{21} ないしより高いモードの波とすれば $\sigma=0.473\sim 0.480$ という結果がえられた(Fig. 10(A), (B))。

(5) 最後に記録中の、屈折SV波と屈折P波の速度比をとって下層のポアソン比 $\sigma=0.438\sim 0.439$ をえた。

数値計算の一部は関西大学電子計算機室のFACOM 230-25を用いて行なった。

参考文献

- 1) 谷口敬一郎・中野正吉・岡野征郎・新名直子：爆破によるS波の発生機構について、昭和45年度土木学会年次学術講演会講演集、III-47., 1970.
- 2) 藤井和成・中野正吉：円柱孔波源による弾性実体波、地震(学会誌)、Vol. 25, No. 2, pp. 134~154, 1972.
- 3) Heelan, P.A.: Radiation from a Cylindrical Source of Finite Length, Geophysics, Vol. 18, pp. 685~696, 1953.
- 4) 狐崎長狼：孔中固定式受振器によるS波の観測(II)、物理探鉱、Vol. 20, No. 2, pp. 47~57, 1967.
- 5) 飯田波事・太田 裕・成瀬聖慈：火薬爆発に伴う表面波、地震(学会誌)、Vol. 19, No. 2, pp. 81~95, 1966.
- 6) 太田 裕：Rayleigh 波型分散波のParticle Motion、地震(学会誌)、Vol. 17, No. 4, pp. 179~186, 1964.

(1972. 9. 7・受付)