



Title	5 . 東シナ海で観測された水中分散波について
Author(s)	吉井, 敏尅
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 20, 77-89
Issue Date	1968-09-20
DOI	10.14943/gbhu.20.77
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/13945">http://hdl.handle.net/2115/13945</a>
Type	bulletin (article)
File Information	20_p77-89.pdf



[Instructions for use](#)

## 5. 東シナ海で観測された水中分散波について

吉井敏尅

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和43年4月受理 —

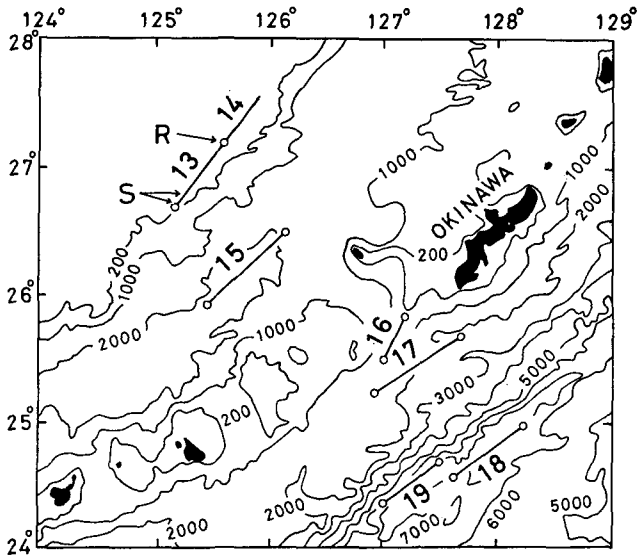
### I. ま え が き

1965年夏、東シナ海での海洋地震探査で得られた水中分散波の記録について考察する。この種の波動に関しては PEKERIS 他による数多くの研究があるが、いずれも S 波を無視して、いわゆる圧力波として扱っている。一方観測においては条件の良い記録がなかなか得られないため、これらの理論との比較もあまりくわしくなされていない。今回解析した2つの記録は極めてきれいな波形を持っており、十分精度の良い群速度が得られた。しかし位相速度は、震源の特性が異なるので正確には求めることができない。

ここでは、いくつかのモデルについて圧力波の分散曲線を計算し、群速度の観測値と比較して堆積層の速度分布を推定した。又、S 波を考慮すると、この波は一種の *leaking mode* になるので、近似法により分散曲線を計算し、色々な性質について考察した。

### II. 観 測

1965年夏、主としてフィリピン海を中心に日米科学協力による海洋地震探査が行なわれ



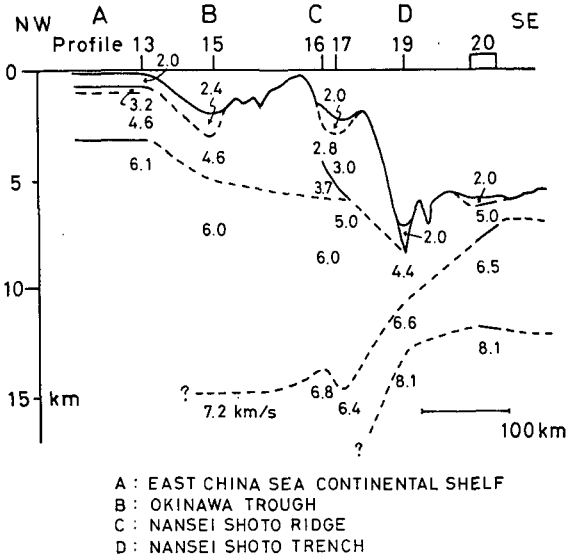
第1図 屈折法測線の位置

Fig. 1. Locations of seismic refraction profiles.

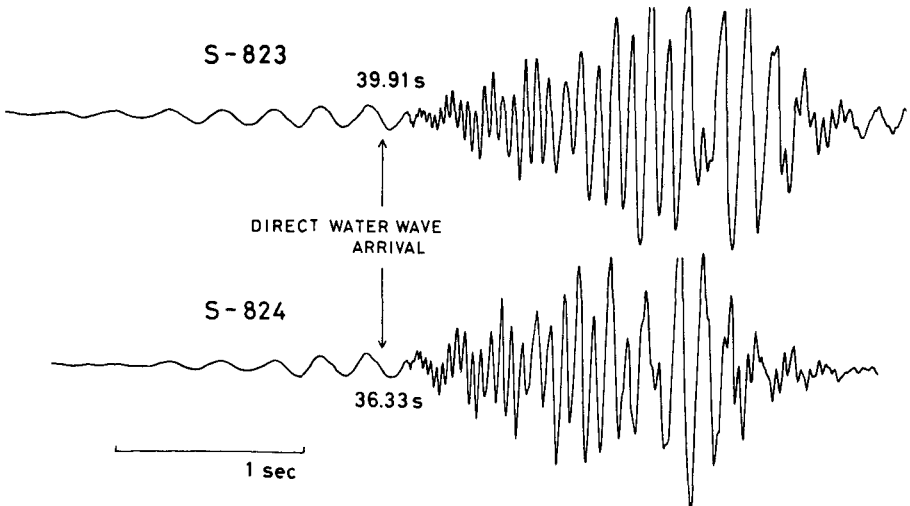
た<sup>1)</sup>。合計 28 の測線で屈折法による地震探査が行なわれたが、このうち測線 13~19 の位置を第 1 図 (北緯 24~28°, 東経 124~129°) に示す。

第 1 図の北西の隅 (大体 200 m 以浅) は東シナ海大陸棚で、これより南東に向って沖繩舟状海盆, 南西諸島海嶺, 南西諸島海溝がほぼ平行にならんでいる。屈折法の解析結果をもとに描いたこの地域の地下構造を第 2 図に示す<sup>2)</sup>。

東シナ海大陸棚に位置する測線 13 の観測中, 第 3 図に示すような大変きれいな分散波の記録 (S-823 および S-824) が得られた。第 1 図に **R** および **S** で示したのが, この時の観測点と火薬投下位置である。直接水中音波の到着時はそれぞれ 39.91 s, 36.33 s で, 水中音速 1.530 km/s から換算すると震央距離は 61.1 km, 55.6 km になる。使用した火薬 (TNT) の量は 384 lbs および 288 lbs で, 平均水深が 130 m とかなり浅いため, いずれも海底で爆発した。



第 2 図 屈折法より求めた地殻構造  
**Fig. 2.** Crustal structure derived from seismic refraction analysis.



第 3 図 Shot-823 および Shot-824 のトレース記録  
**Fig. 3.** Traced records of Shot-823 and Shot-824, Profile 13.

1) S. MURAUCHI et al.; Crustal Structure of the Philippine Sea, J. Geophys. Res., **73** (1968), 3143-3171.  
 2) 前出 1)

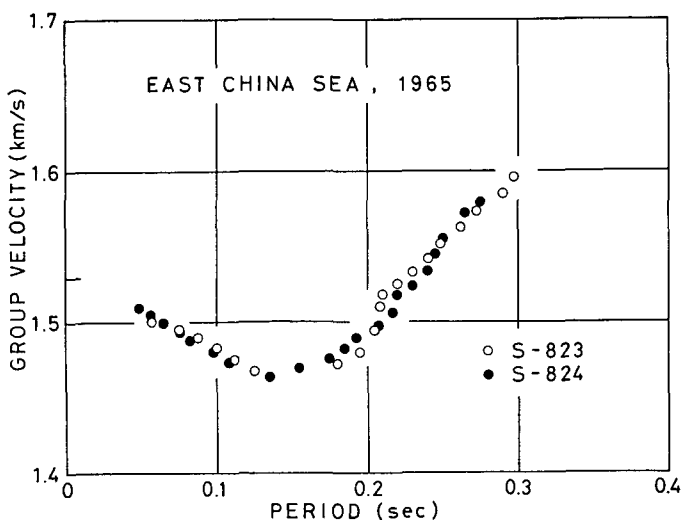
観測においては、ハイドロフォンの出力は3つの周波数帯に分け増幅されるが、上に示した2つの記録はこのうち最も低周波のものである。なお、観測は第23興南丸、火薬投下はラumont地学研究所、VEMA号により行なわれた<sup>3)</sup>。

第3図に示した2つの記録では、いずれも直接水中音波到着の直後から始まる逆分散の波形と、それ以前から続いている常分散の波形とが重なってAIRY位相を形作り、PEKERIS<sup>4)</sup>による圧力波の理論波形と大変良く似ている。解析に先立ち、この逆分散の振れの各中点を結んで常分散の波形を分離した。

群速度は分離した波形の山谷の到着時のグラフから求めた。第4図に見られるとうり、2つの記録から得た群速度は良く一致し、

AIRY位相でのつながりも大変滑らかである。周期0.2s付近のバラツキをのぞけば、 $\pm 0.3\%$ 以上の精度があるものと思われる。

一方、位相速度は、震源が同一でないため正確には求めることができない。自然地震とは異なり震源が火薬爆発なので、両者が等しいと仮定して位相速度を計算しても案外誤差は小さいかもしれないが、ここではこうして得た位相速度は参考として扱うに止める。



第4図 群速度観測値

Fig. 4. Observed group velocities.

### III. 圧力波の分散曲線

記録から得られた群速度の周期は高々0.3sなので、波長等を考慮して主として海底下500m程度までの構造を考えることにする。海の堆積層の性質については、NAFE and DRAKE<sup>5),6)</sup>

3) 海における屈折法については、田 望；地震探査による海洋底地殻構造の研究の概観，地震，15 (1962)，270-297。

4) C. L. PEKERIS；Theory of propagation of explosive sound in shallow water, Geol. Soc. Am. Mem., 27 (1948)。

5) J. E. NAFE and C. L. DRAKE；Variation with Depth in Shallow and Deep Water Marine Sediments of Porosity, Density and the Velocities of Compressional and Shear Waves, Geophysics, 22 (1957), 523-552。

6) J. E. NAFE and C. L. DRAKE；Physical Properties of Marine Sediments, The Sea, 3 (1963), 794-815。

の研究が有名である。それによると、浅い海の海底下 500 m での S 波の速度は 1.3 km/s 前後とかなり小さい。このことから、S 波を無視し堆積層を液体として扱う、いわゆる圧力波による近似が考えられる。

圧力波の分散理論はラブ波のそれに良く似ており、PEKERIS<sup>7)</sup> は 2 層および 3 層の構造について特性方程式を示している。しかし、堆積層のくわしい速度分布を推定するためには、これではあまりに不十分であろう。SATO<sup>8)</sup> は任意の速度分布を持つ構造について分散曲線を計算しているが、この計算法はやや手数がかかり、多くのモデルについて観測値と比較するには適しない。ここでは堆積層を多くの薄い層に分け、マトリックス法で計算することにした。

マトリックス法による圧力波の特性方程式はすでに DORMAN<sup>9)</sup> によって示されているが、ここではそれを多少変形して使う。第 m 層のマトリックスを次のように書く。

$$l_m = \begin{pmatrix} \cos P_m & i(r_{am}/\rho_m) \sin P_m \\ i(\rho_m/r_{am}) \sin P_m & \cos P_m \end{pmatrix} \quad (1)$$

ただし

$$r_{am} = \begin{cases} \sqrt{(c/\alpha_m)^2 - 1} & \text{for } c > \alpha_m \\ -i\sqrt{1 - (c/\alpha_m)^2} & \text{for } c < \alpha_m \end{cases}$$

$$P_m = kr_{am}d_m$$

ここで、 $c$  は位相速度、 $k$  は水平方向の波数を表わし、 $\alpha_m$ ,  $\rho_m$ ,  $d_m$  はそれぞれ第 m 層における P 波の速度、密度および層の厚さを表わす。この時、特性方程式は次のようになる。

$$F = r_{an}(L)_{21} + \rho_n(L)_{11} = 0 \quad (2)$$

ただし  $n$  は半無限媒質に対応し、 $L$  は次のマトリックスを表わす。

$$L = l_{n-1} \cdots l_2 \cdot l_1 \quad (3)$$

位相速度は (2) 式から計算されるが、群速度は数値微分は使わずに次の式から求めることにした。

$$U = c - k \frac{\frac{\partial F(c, k)}{\partial k}}{\frac{\partial F(c, k)}{\partial c}} \quad (4)$$

しかしマトリックス法では函数  $F(c, k)$  の偏微分は直接求めることができないので、次のような方法を用いた<sup>10)</sup>。

7) 前出 4)

8) Y. SATO; Numerical Integration of the Equation of Motion for Surface Waves in a Medium with Arbitrary Variation of Material Constants, Bull. Seis. Soc. Am., 49 (1959), 57-77.

9) J. DORMAN; Period Equation for Waves of Rayleigh Type on a Layered, Liquid-Solid Half Space, Bull. Seis. Soc. Am., 52 (1962), 389-397.

10) D. G. HARKRIDER; Theoretical and Observed Acoustic-Gravity Waves from Explosive Sources in the Atmosphere, J. Geophys. Res., 69 (1964), 5295-5321.

いま  $(A)'$  により, あるマトリックス  $A$  の各エレメントを  $c$  又は  $k$  で微分したマトリックスを表わすことにする。(2) 式から  $F$  の微分は次のように書くことができる。

$$F' = r_{an}((L)')_{21} + r'_{an}(L)_{21} + \rho_n((L)')_{11} \quad (5)$$

ここで  $L_s = l_s \cdots l_1$  という表現を用いると,  $L_s$  の微分は次のような漸化式で表わされる。

$$(L_s)' = l_s(L_{s-1})' + (l_s)' L_{s-1} \quad (s = 2, 3, \dots, n-1) \quad (6)$$

(2) 式からあらかじめ  $c$  と  $k$  の関係が計算されていれば, (6) 式によって  $(L_{n-1})'$  すなわち  $(L)'$  を得る。これより (5) 式, (4) 式を用いて群速度  $U$  が計算できる。 $(l_m)'$  は次のとおりである。

$$\frac{\partial}{\partial k}(l_m) = \begin{pmatrix} -d_m r_{am} \sin P_m & i r_{am}^2 d_m \rho_m^{-1} \cos P_m \\ i \rho_m d_m \cos P_m & -d_m r_{am} \sin P_m \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial c}(l_m) = \frac{c}{\alpha_m^2} \begin{pmatrix} -k d_m r_{am}^{-1} \sin P_m & i \rho_m^{-1} (r_{am}^{-1} \sin P_m + k d_m \cos P_m) \\ i \rho_m r_{am}^{-2} (-r_{am}^{-1} \sin P_m + k d_m \cos P_m) & -k d_m r_{am}^{-1} \sin P_m \end{pmatrix} \quad (8)$$

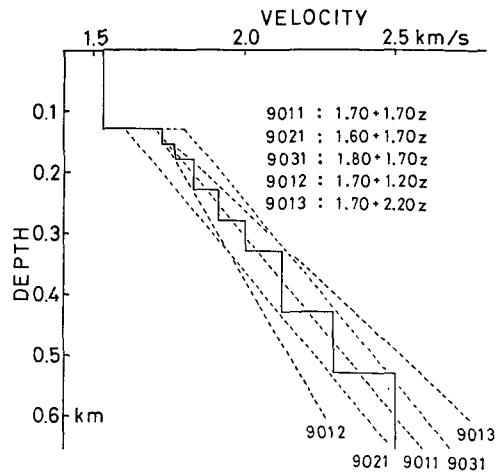
特に  $c = \alpha_m$  の時は極限值をとって

$$\frac{\partial}{\partial k}(l_m) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i \rho_m d_m & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial c}(l_m) = \frac{1}{c} \begin{pmatrix} -(k d_m)^2 & 2 i k d_m \rho_m^{-1} \\ -i \rho_m (k d_m)^{3/3} & -(k d_m)^2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

ところで, 第2図に見られるとおり, 屈折法から求めた測線 13 の地下構造は, 堆積層として 2.0 km/s, その下に 3.2 km/s の層が置かれている。しかし測線 13 のような大陸棚では堆積層は深さと共に次第に速度を増すような構造を持っていると思われるので, この 2.0 km/s という値は海底直下の速度を表わしているわけではなく, より下の境界で反射して, いわゆる wide angle reflection になっている可能性もある。従ってこの値は, 深さ数百メートルまでのある意味での平均と考えた方が良からう。

ここでは, 水深 130 m, 水中音速 1.530 km/s を固定し, 海底下約 500 m までの堆積層の速度分布を深さ  $z$  に関し  $\alpha = a + bz$  なる直線であたえ, 分散曲線を計算することにした。



第5図 5つのモデルの速度分布

Fig. 5. Velocity distributions of five models.

第1表 モデルの定数  
Table 1. Constants of models.

m	d	9011		9021		9031		9012		9013	
		$\alpha$	$\rho$	$\alpha$	$\rho$	$\alpha$	$\rho$	$\alpha$	$\rho$	$\alpha$	$\rho$
1	0.13	1.53	1.02	1.53	1.02	1.53	1.02	1.53	1.02	1.53	1.02
2	0.025	1.725	1.77	1.625	1.70	1.825	1.83	1.715	1.765	1.73	1.775
3	0.025	1.765	1.80	1.665	1.73	1.865	1.85	1.745	1.79	1.785	1.81
4	0.05	1.825	1.83	1.725	1.775	1.925	1.875	1.79	1.81	1.865	1.85
5	0.05	1.91	1.865	1.81	1.82	2.01	1.91	1.85	1.84	1.975	1.895
6	0.05	2.00	1.905	1.90	1.86	2.10	1.945	1.91	1.865	2.085	1.94
7	0.1	2.125	1.95	2.025	1.91	2.225	1.985	2.00	1.905	2.25	2.00
8	0.1	2.295	2.015	2.195	1.975	2.395	2.045	2.12	1.95	2.47	2.07
9	INF	2.50	2.08	2.40	2.05	2.60	2.105	2.26	2.00	2.73	2.14

m: layer number  
d: thickness (km)  
 $\alpha$ : compressional wave velocity (km/s)  
 $\rho$ : density (gr/cm<sup>3</sup>)

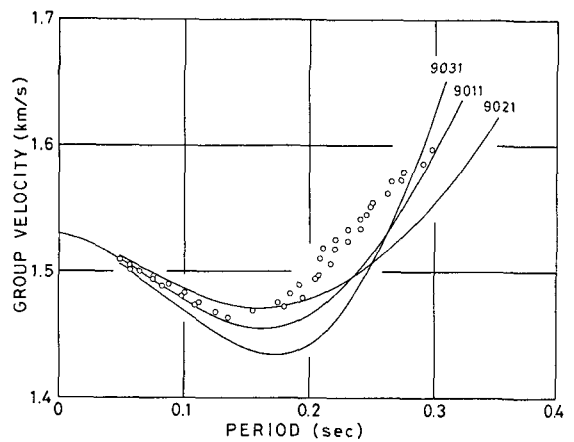
NAFE and DRAKE<sup>11)</sup> は浅い海の堆積層の速度分布を  $\alpha=1.70+1.70z$  なる直線であたえているので、これを中心とした次の5つのモデルを考えた。

- 1) Model 9011:  $\alpha=1.70+1.70z$
- 2) Model 9021:  $\alpha=1.60+1.70z$
- 3) Model 9031:  $\alpha=1.80+1.70z$
- 4) Model 9012:  $\alpha=1.70+1.20z$
- 5) Model 9013:  $\alpha=1.70+2.20z$

マトリックス法で計算するために、これらの直線を第5図のような8つの層に置きかえた。この図には簡単のために

Model 9011 のみをくわしく描いてあるが、他のモデルでも層の分け方は同様である。各層の定数は第1表に示したが、この密度は NAFE and DRAKE<sup>12)</sup> の密度対速度の曲線を参考にして定めた。

第6図に Model 9011, 9021, 9031 の群速度の計算結果を示す。これらのモデルでは  $b=1.70\text{ s}^{-1}$  が共通である。全体として観測値との一致は良くないが、逆分散の部分に限って考えれば、Model 9011 が最も良い。第7図は  $a=1.70\text{ km/s}$  が共通な Model 9011, 9012, 9013 の



第6図 Model 9011, 9021, 9031 の理論群速度曲線  
Fig. 6. Theoretical group velocities for Model 9011, 9021, 9031.

11) 前出 5)  
12) 前出 6)

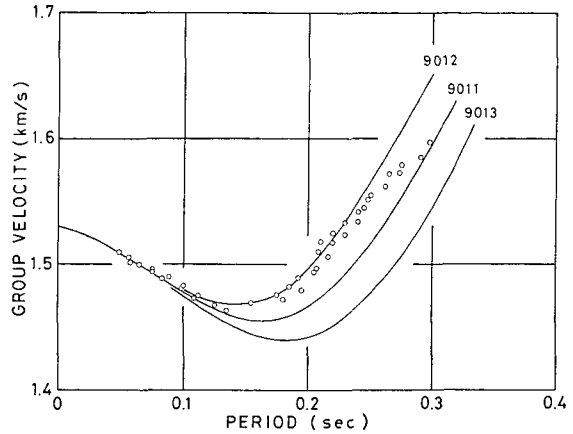
理論曲線である。これらの曲線は短周期で急に収れんし、しかも観測値と良く一致しているので、 $a=1.70 \text{ km/s}$  が適当と思われる。又、周期  $0.25 \text{ s}$  までは *Model* 9012 の理論曲線が観測値をうまく説明しているの、少なくとも堆積層の比較的浅い部分では、 $b=1.20 \text{ s}^{-1}$  前後の値を持つものと思われる。

これら5つのモデルに対する位相速度曲線をまとめて第8図に示す。この図には、2つの震源の特性が等しいと仮定して NAFE and BRUNE<sup>13)</sup> の方法で求めた位相速度も描かれている。2つの記録からでは対応する位相が一義的には定まらず無数の位相速度の組が得られるので、ここにはそれらのうち隣り合った3組のみを示した。前に述べたように、この震源の仮定には問題があるので、この図は参考として示すにとどめる。

#### IV. Leaking mode としての性質

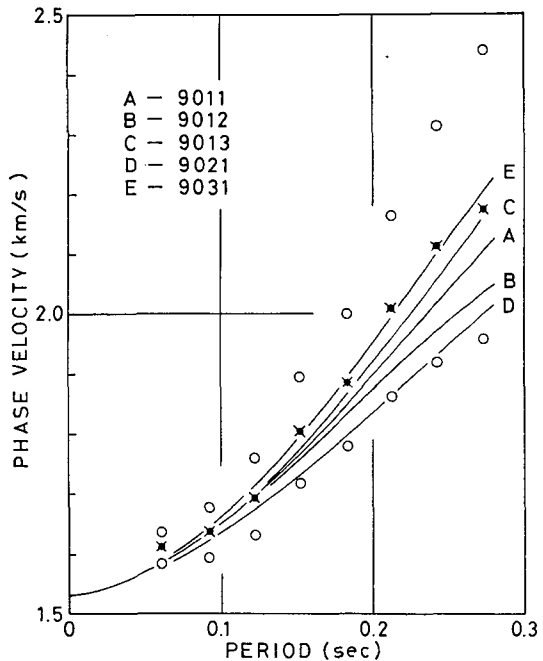
第7図を見ると、最も結果の良かった *Model* 9012 の理論曲線も、周期約  $0.25 \text{ s}$  以上では観測値からはずれ、かなり速度が大きくなっている。この部分では観測値が上に凸に近い形をしているのに対し、*Model* 9012 をはじめ直線の速度分布を持つモデルの理論曲線はいずれも下に凸の形をしている。

これをうまく説明するためには、速度分布が直線でないような、もっと複雑なモデルを考えるのも一つの方法であろう。しかしその前に、より本質的な S 波の問題を解決しておく必



第7図 *Model* 9011, 9012, 9013 の理論群速度曲線

Fig. 7. Theoretical group velocities for *Model* 9011, 9012, 9013.



第8図 3組の位相速度観測値および理論曲線

Fig. 8. Three sets of observed phase velocities and theoretical curves.

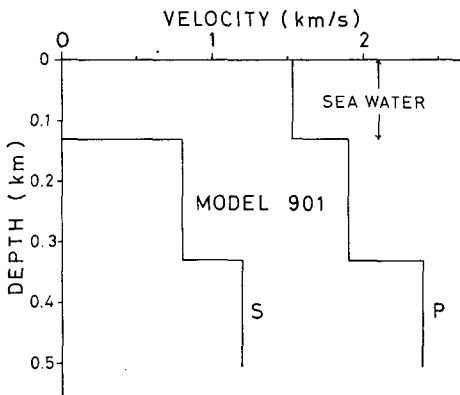
13) J. E. NAFE and J. N. BRUNE; Observations of Phase Velocity for Rayleigh Waves in the Period Range 100 to 400 Seconds, Bull. Seis. Soc. Am., 50 (1960), 427-439.



要がある。S波の影響はおそらく長周期の部分で大きく現われると考えられるので、これによって第7図に見られるような違いを説明できるかもしれない。

ここでは、S波を考慮したときの水中分散波の一般的な性質を調べるために、第9図および第2表に示すような簡単な Model 901 を考えた。このモデルではS波の速度が大変小さいので、水中分散波はその位相速度から考え leaking mode として扱わねばならない。一般に leaking mode では、その特性方程式  $\Delta(\omega, k) = 0$  は実数の根を持たないので、GILBERT<sup>14)</sup>等は  $\omega$  又は  $k$  を複素数に拡張し、得られた根の実数部によって位相速度および群速度を定義している。又、OLIVER and MAJOR<sup>15)</sup>は  $\omega, k$  を実数のまま  $\Delta$  (複素数になる。) を計算し、その絶対値の極小をたどって近似的な分散曲線を求めている。今回はより簡単な後者の方法で分散曲線を計算した。この方法は以前筆者<sup>16)</sup>がモデル実験で観測した PL mode を説明するために用い、良い結果を得ている。

計算のプログラムはマトリックス法で書かれており、固体層にはいわゆる HASKELL マト

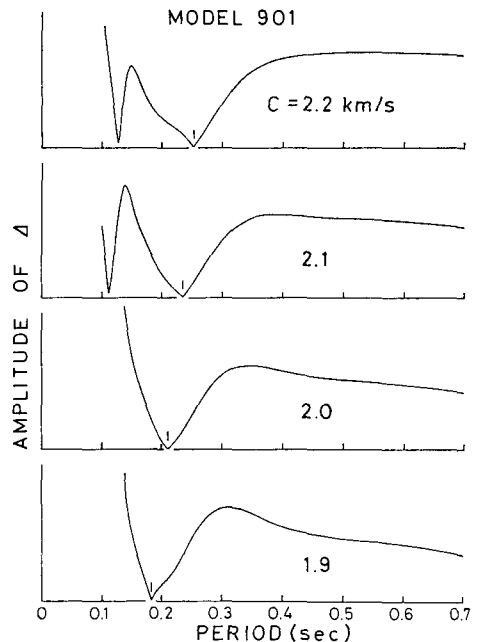


第9図 Model 901 の速度分布  
Fig. 9. Velocity distribution of Model 901.

第2表 Model 901 の定数  
Table 2. Constants of Model 901.

$m$	$d$	$\alpha$	$\beta$	$\rho$
1	0.13	1.53	—	1.02
2	0.20	1.90	0.80	1.80
3	INF	2.40	1.20	2.30

$\beta$ : shear wave velocity (km/s)



第10図  $\Delta$  の絶対値の計算例 (Model 901)  
Fig. 10. Examples of amplitude of  $\Delta$  for Model 901.

14) F. GILBERT; Propagation of Transient Leaking Modes in a Stratified Elastic Waveguide, Rev. of Geophys., 2 (1964), 123-153.

15) J. OLIVER and M. MAJOR; Leaking modes and the PL Phase, Bull. Seis. Soc. Am., 50 (1960), 165-180.

16) 吉井敏尅; モデル実験による PL mode の観測; 北地球物理学研究報告, 19 (1968), 65-71.

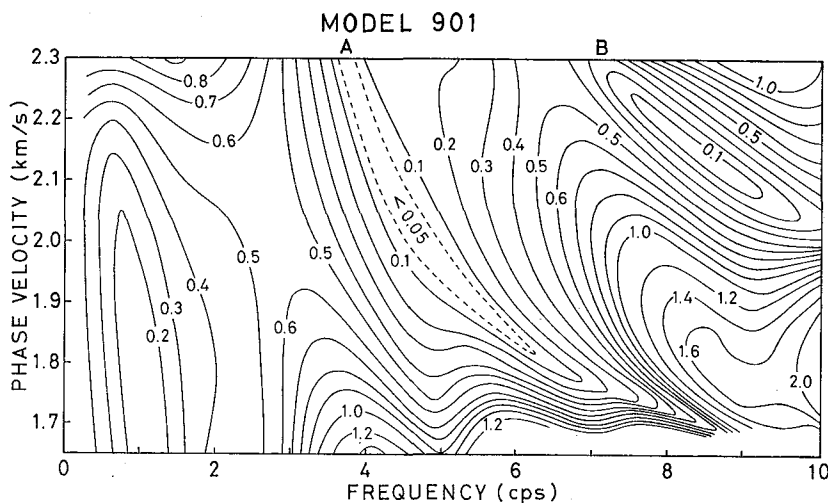
リックス<sup>17)</sup>, 液体層には次のような4行4列のマトリックス<sup>18)</sup>が使われている。

$$a_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos P_m & ir_{am}(\rho_m c^2)^{-1} \sin P_m & 0 \\ 0 & ir_{am}^{-1} \rho_m c^2 \sin P_m & \cos P_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Model 901 についての  $A$  の絶対値の計算例を第10図に示す。棒印を付けた鋭い極小が水中分散波に対応するものである。これらの極小は大変鋭く、おそらく  $A$  の実数部か虚数部のいずれかがこの付近でゼロになっていると思われる。

第11図には位相速度 1.65~2.30 km/s, 周波数 0.2~10 cps の範囲内について  $A$  の絶対値の分布を示した。ただし図の右下隅は混み入っているので省略してある。 $A$  と記した谷が第10図に見られる鋭い極小であるが、これをたどって描いた分散曲線を第12図に示す。ここには Model 901 の S 波を無視して計算した圧力波の分散曲線も同時に示してある。両者のずれはかなり大きく、特に長周期では  $A$  の極小の方が圧力波の分散曲線より速くなっており、周期 0.17 s 付近で交わった形をしている。又、第11図に  $B$  と記した谷もかなり鋭く、おそらく高次の波に対応するのであろう。

次に、各層の P 波, S 波の速度の微小変化が位相速度にどの程度影響をあたえるかを調べるために、 $\theta = \alpha_2, \alpha_3, \beta_2, \beta_3$  について  $\theta(\partial c/\partial \theta)$  なる量を計算してみた。ANDERSON<sup>19)</sup> や

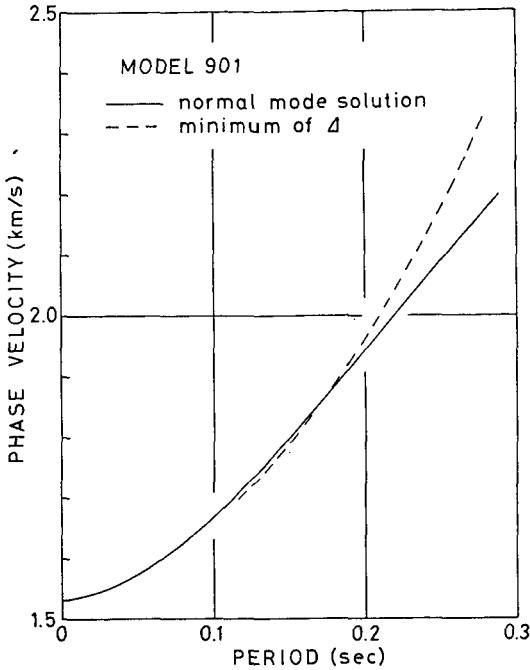


第11図  $A$  の絶対値の分布 (Model 901)  
Fig. 11. Distribution of amplitude of  $A$  for Model 901.

17) N. A. HASKELL; The dispersion of Surface Waves on Multilayered Media, Bull. Seis. Soc. Am., 43 (1953), 17-34.

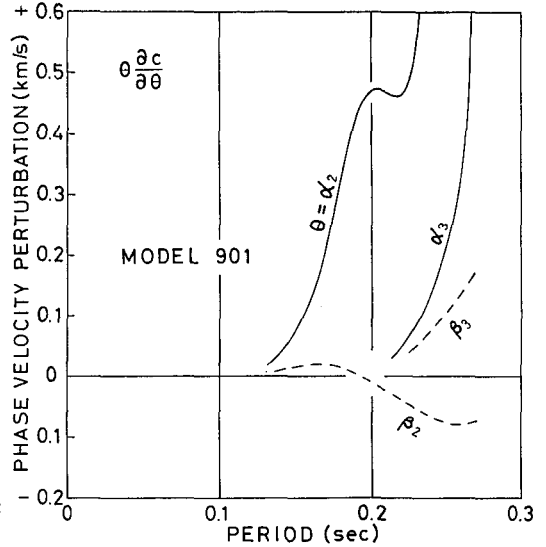
18) T. TENG; Reflection and Transmission from a Plane Layered Core-Mantle Boundary, Bull. Seis. Soc. Am., 57 (1967), 477-499.

19) D. L. ANDERSON; Universal Dispersion Table, Bull. Seis. Soc. Am., 54 (1964), 681-726.



第 12 図 Model 901 の理論位相速度および圧力波の位相速度

Fig. 12. Theoretical phase velocity for Model 901 and phase velocity of pressure wavec for same model.



第 13 図 定数の微小変化に対する位相速度の変化

Fig. 13. Phase velocity perturbations with respect to small changes of parameters.

TAKEUCHI et al.<sup>20)</sup> はラブ波、レイリー波についてこの種の問題を論じている。しかし leaking mode についてはこの量を解析的に計算する方法が無いので、今回はある一つの  $\theta$  を少しずらして分散曲線を計算し、もとの分散曲線との差から  $\theta (\partial c / \partial \theta)$  を求めることにした<sup>21)</sup>。しかしこの値は、近似的な 2 つの分散曲線の差から計算したものであるため、多少精度が悪くなるのは避けられない。

$\theta (\partial c / \partial \theta)$  の計算結果を第 13 図に示す。S 波の微小変化に対する位相速度の変化は、P 波のその数分の 1 程度であり、水中分散波の位相速度はほとんど P 波によって支配されることがわかる。この結果はレイリー波の性質とちょうど逆であり、水中分散波はむしろ PL mode に似た波であるとも言えよう。

最後により現実的な例として、第 3 表に示すような Model 9012 L の分散曲線を計算した。これは前に述べた Model 9012 に、 $\beta = 0.65 + 1.40 z$  の速度分布の S 波を加えたものである。Model 9012 L と Model 9012 に対する位相速度曲線を第 14 図に示す。この結果は定性的には

20) H. TAKEUCHI et al.; Partial Derivatives of Surface Wave Phase Velocity with Respect to Physical Parameter Changes within the Earth, J. Geophys. Res., **69** (1964), 3429-3441.

21) J. BRUNE and J. DORMAN; Seismic Waves and Earth Structure in the Canadian Shield, Bull. Seis. Soc. Am., **53** (1963), 167-210.

第3表 Model 9012 L の定数  
Table 3. Constants of Model 9012 L.

$m$	$d$	$\alpha$	$\beta$	$\rho$	$\sigma$
1	0.13	1.53	—	1.02	(0.5)
2	0.025	1.715	0.66	1.765	0.413
3	0.025	1.745	0.70	1.79	0.404
4	0.05	1.79	0.75	1.81	0.393
5	0.05	1.85	0.82	1.84	0.378
6	0.05	1.90	0.89	1.865	0.361
7	0.1	2.00	0.99	1.905	0.338
8	0.1	2.12	1.13	1.95	0.302
9	INF	2.26	1.30	2.00	0.253

$\sigma$ : Poisson's ratio

Model 901 の場合と大差ない。第 14 図には位相速度の観測値も示したが、Model 9012L の曲線が広い周波数にわたり観測値と良く似た形をしているのが注目される。

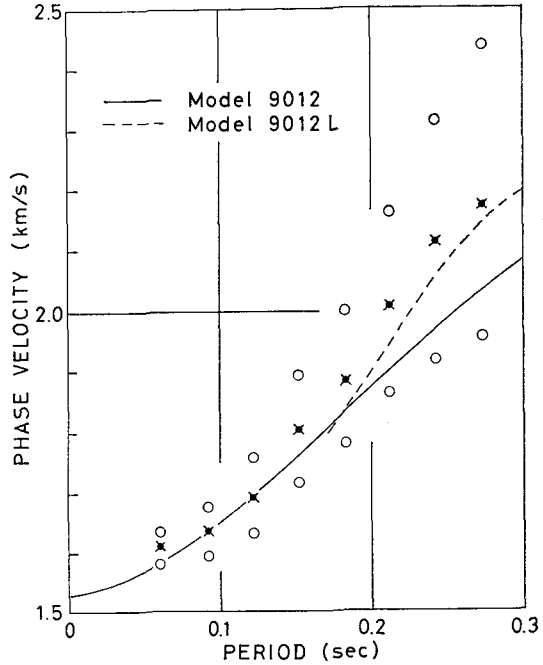
ここで用いた近似法では、位相速度曲線そのものの誤差はそう大きくないと思わ

れるが、その微分値から求めた群速度は相当誤差の大きなものになるおそれがある。従ってここでは、群速度に関して観測値と理論値を比較することは行なわなかった。しかし、第 3 表に見られるとうり、Model 9012 L の場合 S 波の速度がやや大きすぎたためか、その影響が極端に現われた感がある。

### V. 結 論

海の堆積層のくわしい速度分布を知ることは、その形成等を考える時大変重要なので、様々な測定法が考えられている。NAFE and DRAKE<sup>22)</sup> の研究は、主として屈折法の結果をもとに堆積層の一般的な性質をまとめたもので、この分野における最も重要な論文の一つである。現在堆積層の速度分布を調べるために最も広く行なわれているのは wide angle reflection を用いる方法である。HILL<sup>23)</sup> 以後、この方法による数多くの解析結果が発表されている。

実体波によるこれらの解析法に対し、表面波を用いる方法もいくつか考えられるが、今回のような浅い海における水中分散波の解析もその一つである。又、深い海では S 波の速度の小



第 14 図 Model 9012 および Model 9012 L の位相速度

Fig. 14. Theoretical phase velocities for Model 9021 and Model 9012 L.

22) 前出 5)

23) M. N. HILL; Seismic Refraction Shooting in an Area of the Eastern Atlantic, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 244 (1952), 561-596.

さな堆積層の存在が、特に高次のレイリー波に大きな影響をあたえることが知られているが<sup>24)</sup>、これから堆積層のくわしい速度分布を知ることはほとんど不可能であろう。DAVIES<sup>25)</sup>は海底におろしたハイドロフォンでストーンレー波を観測し、堆積層の極く浅い部分の速度分布を推定している。

表面波を用いる方法の共通の欠点は、P波とS波の影響を完全には分離できないことである。今回も、水中分散波を *leaking mode* として分散曲線を計算してみたところ、S波の影響が無視することのできないほど大きいことがわかった。特にこれは長周期で大きい。しかし、*leaking mode* の精度の良い分散曲線をたやすく計算できない現状では、圧力波の分散曲線を計算し観測値と比較するのが最も有力な解析法であろう。

今回主として群速度の解析から、堆積層の速度分布として  $\alpha=1.70+1.20z$  を得た。この速度分布を持った *Model 9012* の理論曲線は、長周期の部分のをぞいて、観測された群速度と良く一致する。この長周期でのくい違いをS波を考慮することで説明できるかどうかは、近似的な分散曲線からでは何とも言えない。従って水中分散波を *leaking mode* としてくわしく解析するためには、精度の良い理論曲線を計算するか、又はもっと正確な位相速度の観測値を得るか、どちらかが必要である。又、第13図に見られるとうりこの波の分散は主としてP波の構造に支配されているので、S波の構造を独立に求めることはほとんど不可能である。従って分散曲線を計算するときは、S波の速度そのもの、又はポアソン比は仮定した方が良くであろう。

## 謝 辞

ここに解析した記録は、日米科学協力の一部として行なわれた海洋地震探査で得られたものである。

解析中は、当教室の田望助教授、岡田広助教授、堀田宏氏から色々な助言をいただいた。又、2000近い記録の中にこのような分散波の記録があることを指摘されたのは、ラモント地学研究所、J. I. EWING 博士である。

観測にあたっては、国立科学博物館、村内必典博士をはじめ、多くの方の注意深い仕事があったことは言うまでもない。

これらの方々に厚くお礼をのべる。

なお数値計算には、北大計算センター NEAC 2203 G を使用した。

24) J. OLIVER and J. DORMAN; On the Nature of Oceanic Seismic Surface Waves with Predominant Period of 6 to 8 Seconds, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **51** (1961), 437-455.

25) D. DAVIES; Dispersed Stoneley Waves on the Ocean Bottom, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **55** (1965), 903-918.

## 5. Dispersed Water Waves Observed in East China Sea Continental Shelf

By Toshikatsu YOSHII

(Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University)

During the experiment of seismic refraction profile in the East China Sea Continental Shelf, two records of dispersed water waves were obtained. The location of this profile, *Profile 13*, is shown in Fig. 1. The wave trains are characterized by two different types of dispersions, normal and inverse dispersions (Fig. 3). From these records, very accurate group velocities were obtained (Fig. 4), but because of different characteristics of two explosive origins, the accuracy of observed phase velocity is not so good.

At first, theoretical dispersion curves were calculated by the period equation of the pressure wave. Five models are shown in Fig. 5 and the calculated dispersion curves in Fig. 6 and Fig. 7. These theoretical group velocities were obtained analytically by the matrix method. Sediments of these five models have linear velocity distributions with depth, which are approximated by eight thin layers respectively (Fig. 5). The most successful model, *Model 9012*, has the velocity distribution of  $\alpha = 1.70 + 1.20z$ .

In above study, S-wave has been neglected because of its small value. But, especially in longer period, the effect of S-wave seems to be not so small. In this case, the dispersed water wave must be treated as a kind of leakig modes, and OLIVER and MAJOR's method was used to obtain the dispersion curve.

To study the effect of S-wave on the water wave dispersion, rather simple model, *Model 901*, was chosen (Fig. 9). Calculated phase velocity is shown in Fig. 12, together with the phase velocity of the pressure wave for same model. In Fig. 13,  $\theta$  ( $\partial c / \partial \theta$ ) are shown for  $\theta = \alpha_2, \alpha_3, \beta_2, \beta_3$ . These curves were obtained by numerical method. From this figure, it can be immediately recognized that the effect of P-wave on the dispersion is much greater than that of S-wave.

Then the phase velocity curve for *Model 9012L*, which has the S-wave distribution of  $\beta = 0.65 + 1.40z$ , was calculated (Fig. 14). Observed group velocity is not compared with theoretical one, because the accurate theoretical group velocity cannot be obtained by OLIVER and MAJOR's approximate method.