



Title	6 . 表面波の模型実験の結果に関する2、3の考察
Author(s)	田治米, 鏡二; 森, 明巨
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 19, 81-91
Issue Date	1968-03-13
DOI	10.14943/gbhu.19.81
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/13940">http://hdl.handle.net/2115/13940</a>
Type	bulletin (article)
File Information	19_p81-91.pdf



[Instructions for use](#)

## 6. 表面波の模型実験の結果に 関する2,3の考察

田治米鏡二・森 明 巨

(北海道大学理学部地球物理学教室)

—昭和42年11月受理—

### 1. 今までにわかったこと

平行層に対する浜田<sup>1)</sup>のモデル実験により、次の事が確かめられた。

- (i) 振源に用いたパルスの幅を変えても、表面波のスペクトラムには余り変化がない。
- (ii) 各測点におけるスペクトラムは震央距離の違いには依らぬ。
- (iii) 平行層の厚さ  $H$  を大きくすると、表面波のスペクトラムのピークの周期  $T_p$  も大きくなるが、 $T_p/H$  の値はほとんど一定である。すなわち、表層内の P 波の速度を  $v_{p1}$  とすると、 $T_p v_{p1}/H = C$ 、浜田の実験整理結果によれば  $C \approx 3$  である。一方、極小群速度に対応する周期  $T_a v_{p1}/H$  は 4.0 に近い。

平行層に対する筆者等<sup>2)</sup>のモデル実験により、次の事が確かめられた。

- (iv) 上述の  $C$  は 4.0 に近い。
- (v) 角周波数を  $\omega$ 、 $x$ -方向の角波数を  $\xi$ 、時間を  $t$  とすると、 $d\omega/d\xi = x/t$  の関係を満たす波群は  $x/H > 4 \sim 8$  でないと現われぬ。

傾斜層に対する浜田<sup>3)</sup>のモデル実験により、次の事がわかった：

- (vi) 傾斜の角度  $\theta$  を変えても、周期  $T$  を  $T v_{p1}/H(x)$  で目盛れば、位相速度の分散曲線は変化しない。
- (vii) 振源の位置と受振点の位置とを交換しても、波形にはほとんど変化がない。

### 2. 実験結果の再検討

2-1. 浜田は (vi) を調べるために、各測点で得られた波形のスペクトル分析を行なっている。ただし、位相差を論じているだけで、振幅については触れておらぬ。ゆえに、彼の計算結果を一層活用してみることにした。

1) 浜田和郎；固体—固体波の周期特性に関する模型実験，地震，**16** (1963)，133-144。

表面波の周期特性に関する模型実験，北大地物報告，**12** (1964)，15-28。

2) TAZIME, K. and M. MOTOYAMA; Model Seismology on Characteristics of Surface Waves Generated from a Sinusoidal Source of a Finite Duration (Continued), J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., VII, 2 (1966), 309-319.

3) 浜田和郎；傾斜層を伝わる表面波の模型実験，北大地物報告，**15** (1966)，129-148。

まず, (vii) に挙げた相反性をスペクトラムで見ると, 第1図のごとくなる。実線と点線とはそれぞれ下り傾斜と上り傾斜とに対応している。実線と点線とはこまやかな個所までは一致していないが, 大局的には, スペクトラムについても相反性が成り立っていると考えてよからう。受振器のあて方にむらがあり, スペクトル分析の精度にも問題があるので, こまやかな喰い違いは止むをえぬ。

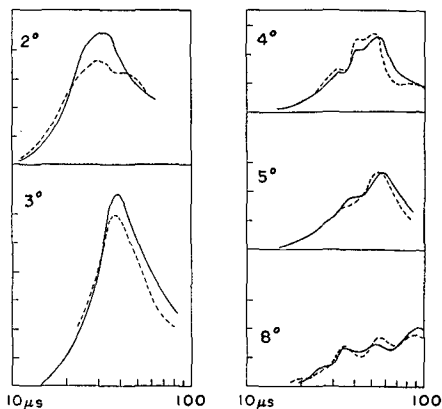
2-2. 次に, 各測点におけるスペクトラムのピークの周期  $T_p$  を示すと, 第2図のごとくなる。横軸の負側は半無限に拡がっているとみなされているラミベール板の領域である。正側にはプラスチック板で作った傾斜層がのっている。第3図に

示してあるごとく, 振源は  $-15\text{ cm}$  または  $40\text{ cm}$  の点にある。第2図の黒丸と白丸はそれぞれ  $-15\text{ cm}$  と  $40\text{ cm}$  の振源に対応させてある。同一の測点上に同色の丸が2つ以上あるのは, スペクトラムにピークが2つ以上あることを意味している。たとえば層の傾斜が  $8^\circ$  の場合を見ると, 浜田 (1966) が同一の波群とみなしていたものも, 実は2つ以上の波群から合成されている可能性がある。

第2図の実線と点線とは, それぞれ黒丸と白丸とをなるべく単純な曲線で貫ぬいてみたにすぎない。ともかく, こうしてみるといくつかの事柄が見られる。上述の相反性がここにも見られるのは, 第2図は第1図の焼きなおしにすぎぬので, 当然である。それにしても, 黒丸は割合に単純な曲線の上によくのっているのに反し, 白丸のバラツキ方はひどく, 点線の傾向を見出しにくい。下り傾斜 (黒丸) の場合も, 上り傾斜 (白丸) の場合も, 傾斜層から半無限媒質に移る直前に, スペクトラムのピークの周期に極小が現われる。直線性のよい黒丸の一部だけを拾って直線で結ぶと, 第2図に鎖線で示してあるごとく, 横軸の原点を通ることがわかった。

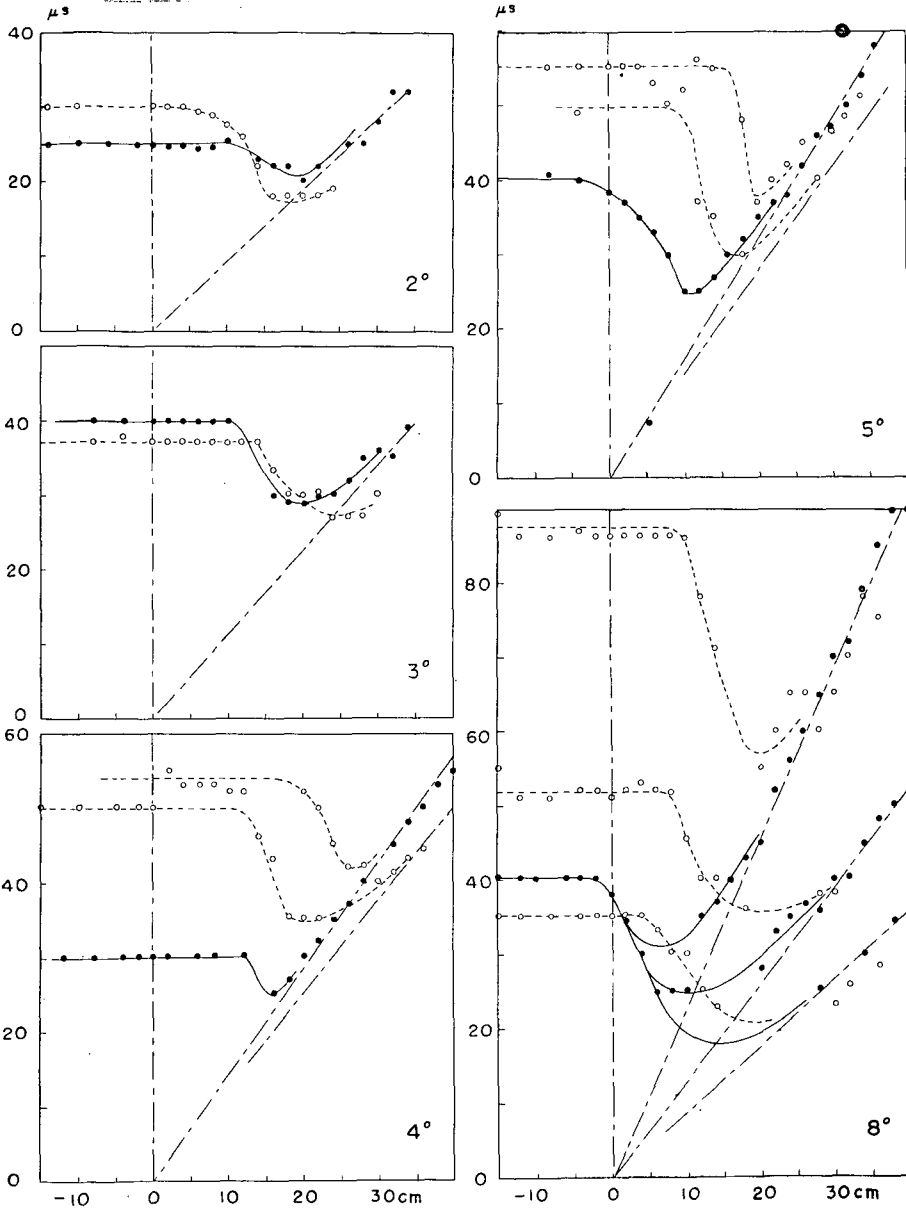
黒丸が示す半無限媒質内の周期は単純なレーレー波に対応するものと思われる。 $2^\circ$  と  $4^\circ$  のモデルに対しては, 振源におけるパルスの幅が他と異なっていたので, 今述べた周期の数値に喰い違いが見られるのである。

2-3. 第2図に鎖線で示されている部分が現われることの解釈を試みるために, 第4(a)図のごときモデルを思考する。 $H_1, H_2, H_3$  層内では, 1-(iii)により,  $T_p/H_j$  は一定な値  $C$  を持つとする。 $H_0$  層内では実は  $H_0=0$  なので, 相変らず  $C$  を一定とすると  $T_p=0$  となる。しかし,  $H_0$  層内では単純なレーレー波に対応し,  $T_p=T_0 \neq 0$  なる一定値を持つべきである。同様にして, 上述の公式のまま  $H_4=\infty$  とすると,  $H_4$  層内では  $T_p=\infty$  となる。しかし実際は,

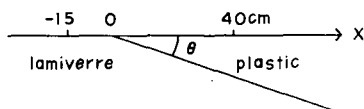


第1図 スペクトラムの可逆性

Fig. 1. Reciprocities of Spectrum. Original wave forms were exhibited by HAMADA (1966).



第2図 各測点におけるスペクトラムのピークの周期  
 Fig. 2. Periods for spectrum-peaks at each point.



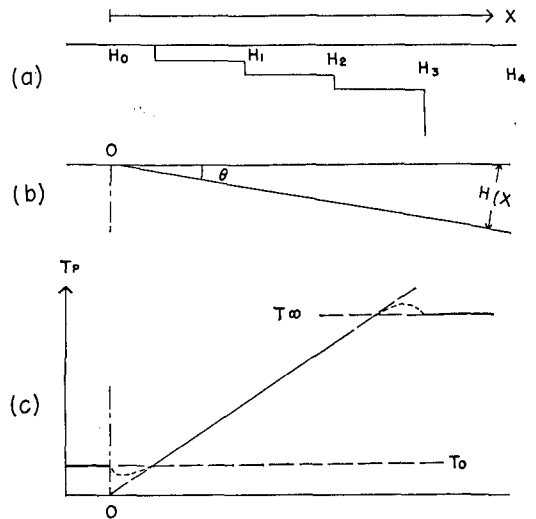
第3図 振源の位置  
 Fig. 3. The position of the sources on the model.

$H_4$ 層内ではふたたび単純なレーレー波になるので、これのスペクトラムは  $H_3$ 層内のスペクトラムが保存されるものと思われる。要するに、 $H$ がいくら大きくなっても、 $T_p$ には上限がある。

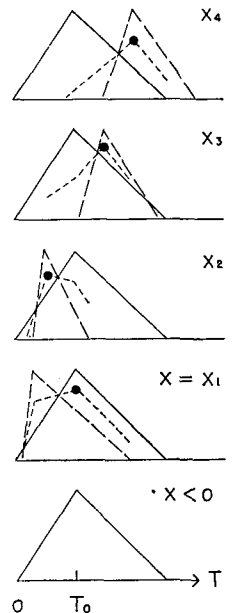
以上の思考実験を第4(b)図のごとき傾斜層にあてはめると、 $T_p$ と測点  $x$ との関係は第4(c)図のごとくなる。この図の  $T_p/x = \text{一定}$ なる直線部分が第2図の鎖線に相当するものと思われる。実線で示した直線部の両端に点線で示してある部分は、破線で示した直線部の延長と、単純なレーレー波の  $T_p = T_0$  および  $T_p = T_\infty$  直線とが影響し合っ、このような形になるであろうと思われる部分である。第2図では  $T_p = T_\infty$ の影響が現われる測点  $x$ までの測定は行なわれていないものとみなされる。

2-4. 第4(c)図の  $T_p = T_0$  付近の点線部、すなわち第2図の鎖線からはずれている黒丸は第5図の黒丸に相当するものと解せられる。 $x < 0$ におけるスペクトラムは、半無限ラミベール板のものであって、実線で示されているごとく  $T = T_0$ にピークを持つ。 $x$ が正の側に少し進み  $x_1$ になると、破線で示されているごとく、プラスチック板層の影響が周期の小なる方に強く現われるが、周期の大きい処ではその影響は小である。その結果、点線で示された合成スペクトラムのピークの周期は依然として  $T_0$ である。 $x$ がさらに大きくなり  $x_2$ になると、プラスチック板層の影響が周期の大なる方にも強く現われて、プラスチック板のスペクトラムの幅が狭くなる。その結果、合成スペクトラムのピークの周期はプラスチック板層の厚さに固有な周期に近づく。以後は  $x$ が  $x_3, x_4$ と大きくなるに従い、ラミベール板のみの影響は、周期の小なる方で次第にうすれ、合成スペクトラムのピークの周期は、プラスチック板層の厚さの増加とともに、次第に規則的に大きくなる。

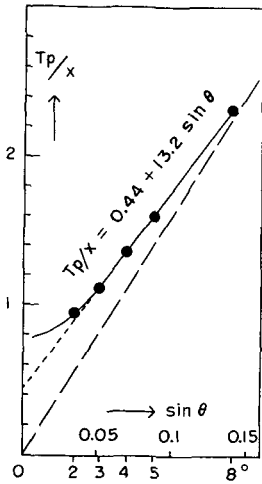
2-5. さて、第2図の各鎖線の中で、原点まで結んであるものだけを選んで、各モデルの鎖線の傾斜を比較すると第6図の黒丸のごとくなる。もし、黒丸が第6図の原点を通る直線上



第4図 思考実験  
Fig. 4. Schematic considerations.



第5図  $x=0$  付近のスペクトラムの思想的合成  
Fig. 5. Schematic compositions of spectrum near  $x=0$ .



第6図 スペクトラムのピークの周期とモデルの傾斜との関係

Fig. 6. A relation between periods for spectrum-peaks and inclinations of models. A unit of  $T_p/x$  is  $10^{-6}$  s/cm.

にあれば、 $H = \sin \theta$  なので、傾斜層においても、1-(iii)のごとく、 $T_p/H$  は一定になる。しかし、第5図の黒丸は図内の式で表わされる直線上にあり、この直線は原点を通らぬ。

第6図に示されている直線の式を公式どおりに受けとると、 $\theta = 0$  の時に  $T_p = 0.44x$  となる。しかし、第4図で思考したのと同じ理由により、 $\theta = 0$  の時には  $x$  の如何によらず  $T_p = T_0$  になるべきである。また、 $\theta \rightarrow \pi/2$  に対しても、 $T_p = T_\infty$  なる上限を持つべきである。この際に疑問なのは、図に示したごとく黒丸がすでに直線によってしまっているのか、あるいは図の破線を漸近線に持つ曲線に未だのっているのかと云うことである。

2-6. 第6図に示した直線の式を次のごとく書きなおし、

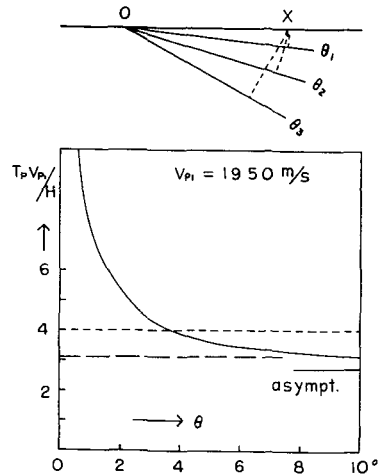
$$T_p/H = 13.2 + 0.44/\sin \theta,$$

無次元の周期  $T_p v_{p1}/H$  と傾斜角  $\theta$  との関係を見ると第7図の実線のごとくなる。傾斜角の小さいところは第6図で見たごとく、上記の直線式からはずれるので、ここを無視すれば  $T_p v_{p1}/H = 3 \sim 4$  である。この直線式の代りに、第6図に破線で示した直線を採用すれば、 $T_p v_{p1}/H$  は  $\theta$  に依らず常に3.2になる。この数値は

浜田 (1964) が種々な厚さの平行層の実験結果について指摘している数値に近い。第6図の破線を重視するならば、第2図の鎖線の傾斜を少しずつ増し、読み取り誤差の範囲内において、黒丸を破線にもっと近づけることもできる。

2-7. 先にも指摘したごとく、第2図の白丸はバラツキがひどく、点線の描き方にも疑問がある。ゆえに、図に示した鎖線は黒丸と白丸との共有であるか否かの判定もつけがたい。確からしいことの1つは、上り傾斜(白丸)の方が下り傾斜(黒丸)の場合よりも  $x$  の大きい処ですでに  $T_p = T_0$  の影響を受けていることである。ある測点  $x$  に到着する表面波のスペクトラムのピークの周期は上り傾斜の方が下り傾斜よりも大きい。しかも、下層であるラミベール板の見掛けの速度も上り傾斜では大、下り傾斜では小である。ゆえに、上り傾斜では下り傾斜の場合よりも波長が大きくて、 $x$  の大なる処でも表層が無視されやすいものと解釈される。

2-8. 浜田 (1966) の走時プロットを見ると、表面波

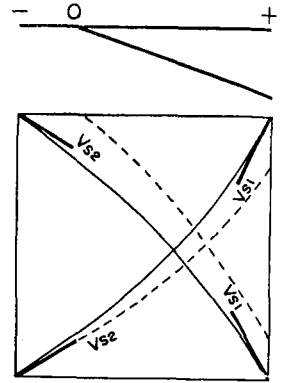


第7図 スペクトラムのピークの無次元周期とモデルの傾斜との関係

Fig. 7. A relation between non-dimensional periods for spectrum-peaks and inclinations of models.

部の山谷の走時の傾向は、第8図に実線で示してあるごとく、下り傾斜に対しては凹、上り傾斜に対しては凸形である。これは KUO<sup>4)</sup>の実験でも指摘されているとおりである。走時曲線がかくのごとき形をする原因は、一側では  $|dt/dx|=v_{s2}$ 、+側では  $|dt/dx|=v_{s1}$  なる漸近線を持つためであると思われる。浜田の走時図に記入されている位相速度の数值はこのように解釈される。ただし、われわれが扱っている波は分散波なので、各位相の走時曲線は平行線にはならぬ。第8図の点線と実線との間に多くの位相が分散している。ゆえに、浜田の走時図もこのような眼で見べきである。

浜田の結論では、同一周期の位相速度は上り傾斜でも下り傾斜でも同じである。一方、第8図の走時曲線は、上り下りの交点から引いた横軸に平行な直線に対し、大体は上下対称にならざるをえぬ。ゆえに、任意の測点における位相速度は上下で等しくなる。この点でも、浜田の実証と第8図の推察とはむじゅんしない。



第8図 傾斜層の場合の定性的な山谷の走時

Fig. 8. Time-distance curves of peaks or troughs, shown schematically in case of a sloping interface.

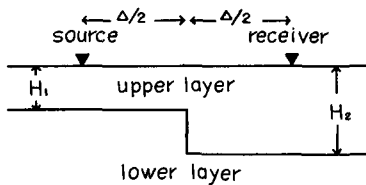
### 3. 階段構造を通過した表面波のスペクトラム

3-1. 厚さ  $H_j$  の平行層に特有な表面波の個々のスペクトラムを  $Y_j(T)$  とすると、前節の第4図では、第  $n$  層までの総合的なスペクトラムは次式で表わされるものと考えた。

$$Y(T) = \left\{ \prod_{j=0}^n Y_j(T) \right\}^{1/n} \tag{3.1}$$

上式の  $Y_j(T)$  はスカラー量であるから、上式は階段構造に対する表面波の進行方向には関係しない。

上記の関係を確かめるために、第9図に示したごとく2次元モデルを使って実験を行な



第9図 階段構造のモデル

Fig. 9. A shape of the model with which the present experiments were made.

った。振源と受振器との間隔が  $\Delta$  である。測定器は浜田和郎 (1966) が用いたものと同じであり、振源で与えたパルス幅は  $10 \mu s$  であった。

モデルの種類は第1表に、媒質の弾性定数は第2表に示されている。

平行層では、震央距離  $\Delta$  をある程度大きくすると、スペクトラム  $Y_j(T)$  は一定になる。 $Y_j(T)$  はそのようにして求めた。

4) J. T. KUO and G. A. THOMPSON; Model Studies on the Effect of a Sloping Interface on RAYLEIGH Waves, J.G.R., 68 (1963), 6187-6197.

第1表 種々なモデル

Table 1. Various models used in the present experiment.

Layer	model 1	model 2	model 3
upper $\begin{cases} H_1 \\ H_2 \end{cases}$	plastic 1 cm 2	plastic 1.5 cm 3	plastic 1.5 cm 2
lower	lamiverre $\infty$	aluminum $\infty$	aluminum $\infty$

第2表 媒質の弾性定数

Table 2. Elastic constants of media

medium	velocity of P	velocity of S	density
plastic	1,950 m/s	1,090 m/s	1.40 g/cm
lamiverre	3,450	1,950	1.75
aluminum	5,350	3,150	2.70

3-2. モデル1で測定された波形とこれらのスペクトラムとを第10図に示す。(a), (b)図および(d)図の  $Y_1, Y_2$  はいずれも平行層内での測定結果である。これに反し, (c)図および(d)図の  $Y$  は階段構造をまたいで行なわれた測定結果である。波形を見ると, 波群の分離が良くない。2種のモードが一部で重なり合っているものと思われる。

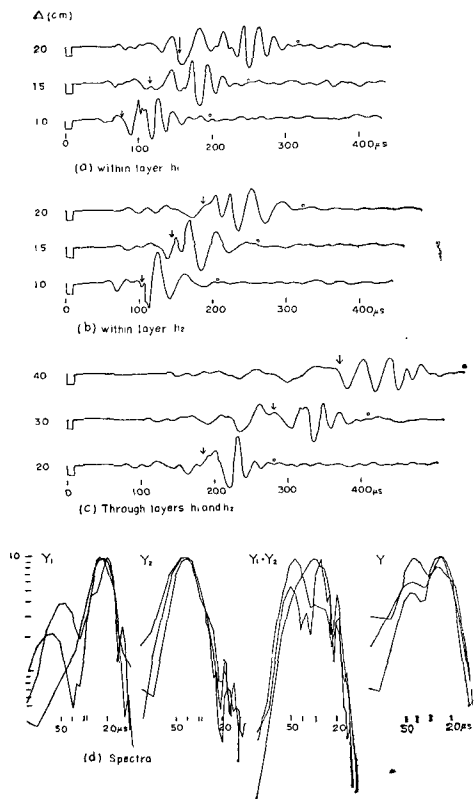
基本波群 ( $M_{11}$ ) を選び出すために  $M_{11}$  の走時  $t$  を次式によって試算した。

$$t = \int_0^d dx/U(x), \quad (3.2)$$

ただし,  $U(x)$  は  $x$  地点における群速度である。この実験では  $x_1 = x_2 = d/2$  なので, (3.2) は次のごとくなる,

$$t = (d/2) \{1/U(H_1) + 1/U(H_2)\}. \quad (3.3)$$

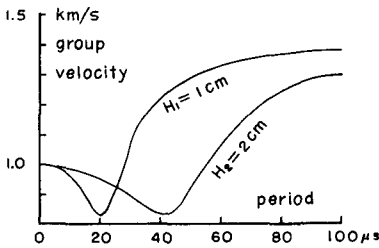
一方, モデル1の各平行層に対する  $M_{11}$  の理論的な分散曲線は, 第11図に示されているごとく計算されるので(3.3)の右边が求められる。これと実際の走時とを  $d = 40$  cm で数種の周期について比較してみると, 第12図のごとくなる。計算による走時と実測された走時との一致はかなりよい。



第10図 モデル1で得られた波形とそのスペクトラム

Fig. 10. Wave forms and their spectra obtained with model 1.





第11図 モデル1の各平行層部の分散曲線  
 Fig. 11. Dispersion curve of  $M_{11}$  for each parallel layer of model 1.

$M_{11}$  の周期の理論的な上限は無窮大である。しかし、ここでは、実測上の周期の上限を  $50 \mu s$  とみなし、この周期に対する走時を (3.3) によって算出した。第10図の矢印はそれを示している。すなわち、基本波群はそれぞれ矢印の時間から始まるとみなし、ここから白丸の時間までを周波数分析した。読み取りの間隔は  $2.5 \mu s$  で、次の形のウィンドウをかけた。

$$D_2(T) = (1/2) \{1 + \cos(\pi\tau/T_m)\} \text{ for } |\tau| < T_m,$$

$$= 0 \text{ for } |\tau| > T_m.$$

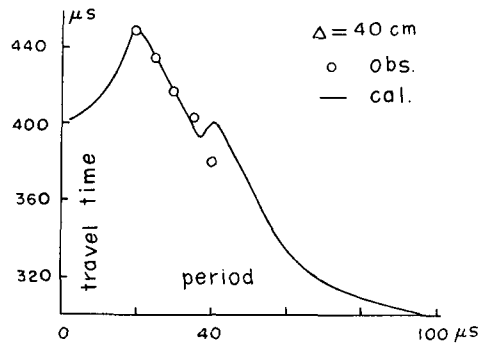
この様にして得られたスペクトラムが第10(d)図に示されている。 $Y_1$  は  $20 \mu s$ 、 $Y_2$  は  $40 \mu s$  付近にピークを持っている。一方、 $Y$  は  $25 \mu s$  付近と  $40 \mu s$  付近とにピークを持っている。すなわち、 $Y$  は  $Y_1$ 、 $Y_2$  双方の性質を反映していることがわかる。

しかし、この実験では、震央距離の違いによって、スペクトラムの形がかなり変わるの  
 で、 $Y$  と  $Y_1 \cdot Y_2$  のスペクトラムの比較をくわしく行なうことはできかねる。

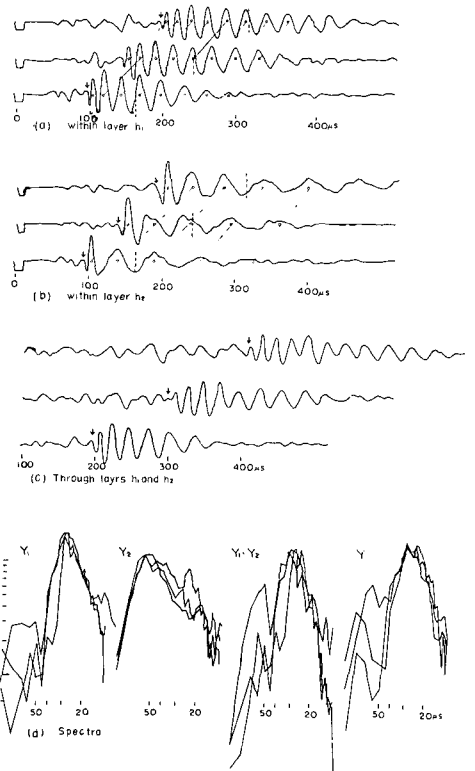
3-3. 波群の分離を良くするために、モ

デル2を作った。この際に得られた波形とこれらのスペクトラムとを第13図に示す。スペクトラムの求め方はモデル1の場合と同じである。

$Y_1$  は  $29 \mu s$ 、 $Y_2$  は  $57 \mu s$  付近にピークを持っている。一方、 $Y$  は  $29 \mu s$  付近と  $24 \mu s$  付近



第12図  $M_{11}$  の走時の実験値と理論値との比較  
 Fig. 12. Comparisons of travel time for  $M_{11}$  observed with that calculated from (3.3).



第13図 モデル2で得られた波形とそのスペクトラム  
 Fig. 13. Wave forms and their spectra obtained with model 2.

とにピークを持っている。50  $\mu$ s よりも大きな周期に対しては、測定器の特性が落ちているので、 $Y$  は  $Y_2$  を反映しにくかったものと思われる。その結果、波群の分離は良かったにもかかわらず、 $Y$  と  $Y_1 \cdot Y_2$  とを精度よく比較するのはむずかしい。

波群の分離を良くし、しかも、 $Y_2$  が測定器の特性の範囲内におさまるように、モデル3をつくった。この場合に得られたスペクトラムが第14図である。

$Y_1$  は 29  $\mu$ s,  $Y_2$  は 38  $\mu$ s 付近にピークを持っている。一方、 $Y$  は 29  $\mu$ s 付近と 36  $\mu$ s 付近とにピークを持っている。今度のスペクトラムにはばらつきが少ないので、 $Y$  と  $Y_1 \cdot Y_2$  とを比較しやすい。

第15図に各モデルに対する  $Y$  と  $(Y_1 \cdot Y_2)^{1/2}$  との比較が、前者を太線で後者を細線で示されている。点線の部分はバラツキの大きい所である。モデル3では、両者はかなりこまかい形まで一致している。モデル1と2では、両者は大局的に似ている。(3.1), (3.2)の理論的な証明はないが、これらの式は実験的には保証されたものと考えられる。

今回の実験の際に、第9図に示した発振器の位置と受信器の位置とを交換してみたが、実験誤差の範囲内で、それぞれの波形は互いに一致していた。このことも、(3.1), (3.2)から予期されたとおりであった。

#### 4. 傾斜層内の表面波の特性方程式

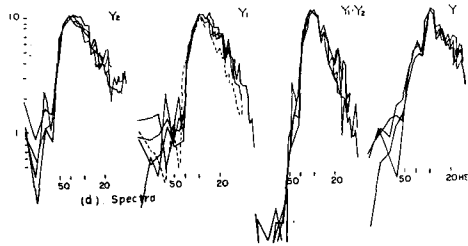
佐藤良輔<sup>5)</sup>の論じるによれば、傾斜構造の場合にも特性方程式が存在するものと考えて、それを次のごとく表わしている。

$$F(p, q) = 0, \tag{4.1}$$

$$p = \xi H, \quad q = k/\xi, \quad k = \omega/V. \tag{4.2}$$

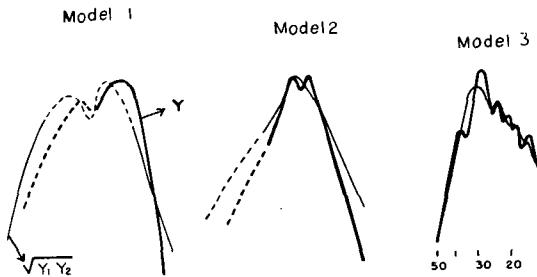
傾斜層を考えているので、 $\xi$  は単に  $\omega$  だけの関数ではなくて、 $H$  の関数でもある。すなわち、

$$\xi = \phi(H, \omega). \tag{4.3}$$



第14図 モデル3で得られた波形とそのスペクトラム

Fig. 14. Wave forms and their spectra obtained with model 3.



第15図 各モデルに対する  $Y$  と  $(Y_1 \cdot Y_2)^{1/2}$  との比較

Fig. 15. Comparisons of  $Y$  with  $(Y_1 \cdot Y_2)^{1/2}$  for each model.

5) 佐藤良輔；傾斜層を伝わる表面波の群速度，地震，19 (1966), 147-148.

(4.3) を (4.2) に代入すると,

$$p = p(H, \omega), \quad q = q(H, \omega). \quad (4.4)$$

$$\therefore \left. \begin{aligned} \partial F / \partial H &= (\partial F / \partial p)(\partial p / \partial H) + (\partial F / \partial q)(\partial q / \partial H), \\ \partial F / \partial \omega &= (\partial F / \partial p)(\partial p / \partial \omega) + (\partial F / \partial q)(\partial q / \partial \omega). \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

一方, (4.4) を (4.1) に代入すれば,

$$F(H, \omega) = 0. \quad (4.6)$$

すなわち,  $F$  は常に  $(H, \omega)$ -平面上にあるので,

$$\partial F / \partial H = \partial F / \partial \omega = 0. \quad (4.7)$$

以上の所論が成立するためには, (4.1) と (4.3) とが独立でなければならぬ。さもないと, (4.6) は得られぬ。

しかるに, (4.3) も実は特性方程式に他ならぬ。ゆえに, (4.6) に達するためには, (4.1) の他に, たとえば (4.3) のごとき, もう 1 つの条件がなければならぬ。あるいは, 特性方程式が (4.1) でなくて, 次のように与えられなければならぬ。

$$F_1(p, q) = 0 \quad \text{および} \quad F_2(p, q) = 0. \quad (4.8)$$

このようなことがありえようか。もし, あるとすると, 逆に (4.6) が成立し,  $\omega$  は  $H$  のみの関数として表わされることになる。これはますますおかしい。

一方, (4.1) のみしか与えられぬ場合は, (4.2) を (4.1) に代入し,

$$F(H, \omega, \xi) = 0. \quad (4.9)$$

ゆえに,  $\xi$  を  $H$  と  $\omega$  との陰関数と考えれば,

$$\partial F / \partial H + (\partial F / \partial \xi)(\partial \xi / \partial H) = 0, \quad \partial F / \partial \omega + (\partial F / \partial \xi)(\partial \xi / \partial \omega) = 0. \quad (4.10)$$

上式において,  $\partial F / \partial \xi = 0$  でないと, 一般には  $\partial F / \partial H$  も  $\partial F / \partial \omega$  も 0 でない。すなわち, 単に (4.9) のみからだけでは (4.7) の関数は得られぬ。

佐藤良輔の所論には, 途中に, 上述のごとき不可解な点を含んでいる。さて, 彼の結論

$$\partial(\xi H) / \partial H = \omega(\partial \xi / \partial \omega) \quad (4.11)$$

が単に (4.1) のみから得られたものとすれば, (4.11) も実は特性方程式に他ならぬ。傾斜角を 0 とすれば,  $\partial \xi / \partial H = 0$ ,  $\partial \xi / \partial \omega = d\xi / d\omega$  となるべきであるので, この場合には (4.11) は次のごとくなる。

$$\xi = \omega(d\xi / d\omega). \quad (4.12)$$

この式は群速度と位相速度とが等しいことを意味しているが, 無論この様な関係は一般には成立してはいけない。ゆえに (4.11) は傾斜角のいかんに関せず成立するものと解釈すると, (4.11) そのものも不合理である。

最後に、傾斜層に関する最大の疑問は、そもそも特性方程式なるものが存在するや否やである。

傾斜角が $0^\circ$ から $90^\circ$ まで、あらゆる場合に通用する特性方程式の存在そのものがなぞに包まれている。傾斜層の場合にも、(4.1)のごとき特性方程式が与えられるとすれば、何等かの条件が含まれねばならぬであろう。ゆえに、単に(4.1)のみでなく、これに加わるべき条件を考慮しつつ論じないと、それに応じた群速度その他の議論は行なえぬであろう。この点においても、佐藤良輔の議論では、仮定が明らかでない。

## 6. Some Considerations on the Results from Model Seismology for Surface Waves

By Kyozi TAZIME and Akio MORI

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

K. HAMADA (1966) investigated phase velocity of RAYLEIGH type waves in a model having an interface sloped. The present authors have obtained several figures as to spectra from HAMADA's data. Reciprocity of the source to the receiver was also confirmed. Peaks of the spectra were followed up along epicentral distance where thickness of the surface layer was gradually changed. The result shows that the surface waves passed through layers having various thickness might have a spectrum which was a geometrical mean of the spectra from each layer of different thickness. In order to confirm this idea, the authors have carried out another experiment with a two dimensional model involving a step. The authors have reached a conclusion that the previous idea was to be true.