



Title	9. いくつかの形のleaking modeの性質
Author(s)	吉井, 敏尅; YOSHII, Toshikatsu
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 21, 117-131
Issue Date	1969-02-15
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.21.117
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/13957
Type	departmental bulletin paper
File Information	21_p117-131.pdf



9. いくつかの形の leaking mode の性質

吉井敏尅

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和 43 年 10 月受理 —

I. ま え が き

小爆破程度の規模の地震観測で特に興味深いと思われる 3 つの形の leaking mode について考察する。今回は主として分散曲線を示すにとどめ、観測結果との比較は別の機会に行うつもりである。

分散曲線は OLIVER and MAJOR および SU and DORMAN の近似法を用いて計算した。ここに選んだ構造は、いずれもしばしば話題になりながら、分散曲線が全く計算されていないものばかりである。このようなやや変則的な構造についても、2 つの近似法はなかなか有効であった。

II. いわゆる II 群について

1953 年以後、地震探鉱実験グループにより数多くの小爆破実験が行われてきた。そして解析の際、記録上顕著な波群を通常 I, II, III および IV 群と呼んで区別している。このうち I 群は初動の部分であり、屈折 P 波と考えられる。III 群および IV 群はレイリー型の波群であり、IV 群は主として fundamental mode, III 群は主として higher mode と考えられている。

いわゆる II 群は初動にすぐ続いて見られる波群で一見分散波の形をしており、軟弱な地盤では極めて大きな振幅を持つことが多い。

この II 群がいかなる型の波動なのかについて、従来数多くの議論がなされてきた。最近 KUBOTERA and OHTA^{1),2)} は、主として境界における converted wave の振幅、および振幅の深度分布の計算から、II 群をいわゆる圧力波とみなして良いことを示した。すなわち S 波は II 群の分散にほとんど影響をあたえないということになる。

一般に軟弱な地盤ではポアソン比が 0.5 に極めて近く、II 群が圧力波に近い性質を持つ波群であろうことは想像に難くない。しかし、KUBOTERA and OHTA のようにこの問題を converted wave の振幅のみから論ずるのはやや乱暴であり、P-zone, S-zone という考え方もまいなところがある。彼らも認めているように、II 群の位相速度と構造とを考え合わせると、

1) A. KUBOTERA and Y. OHTA; On Seismic Waves Generated by Small Explosions, Spec. Contr., Geophys. Inst. Kyoto Univ., 6 (1966), 267-279.

2) A. KUBOTERA and Y. OHTA; On Seismic Waves Generated by Small Explosions (II), Spec. Contr., Geophys. Inst. Kyoto Univ., 7 (1967), 169-179.

一種の leaking mode としてあつかうのが最も自然であり、この方向から II 群を論ずることも必要であろう。

leaking mode の理論はすでに完成されたものであるとは言い難い。特性方程式を解くという形でこの問題をあつかうかぎり、複素根を計算するというやっかいな仕事が待ちうけている。田治米³⁾、田治米・岡田^{4),5)}の一連の研究が示すように、特性方程式を2つの複素変数(例えば角周波数と波数)の関数と考えると、このままでは分散曲“線”といった形のは得られず、他に何か1つ条件が必要となる。この条件として例えば GILBERT⁶⁾は波数の虚数部をゼロとおいている。一方 LASTER et al.⁷⁾は角周波数の虚数部をゼロとして計算した分散曲線が、GILBERT の条件により計算したものと大変異なっていることを示している。

このように、異なった条件から計算された分散曲線が、異なった形をしているということはやっかいな問題である。一体、物理的に最も意味のある条件、もしくは観測事実を最もうまく説明できる条件とはどのようなものなのであろうか。

最近、田治米・吉井⁸⁾は複素根の虚数部が小さければ、様々な条件のもとに計算された分散曲線が近似的に一致することを示した。虚数部が小さいということは減衰が小さいことに対応するであろうから、比較的大きな振幅で観測されるような波群については、こういった条件にあまりこだわらなくて良いと言えるかも知れない。

本論文では複素根は求めずに、OLIVER and MAJOR⁹⁾および SU and DORMAN¹⁰⁾の近似法により分散曲線を計算するに示した。田治米・吉井¹¹⁾は、やはり複素根の虚数部が小さい場合に、これらの近似法が有効であることを示している。これらの近似法は多層の構造についても容易に応用することができ、筆者はすでにモデル実験における PL mode¹²⁾および水中分散波¹³⁾の解析に適用し良い結果を得ている。

II 群の一般的な性質を調べるため、ここでは第1表に示すような4つのモデルを考えた。いずれも半無限体の上に1つの表層がのっており、両者の速度比はP波、S波とも1:2にな

3) 田治米鏡二; ラブ波の特性方程式を等角写像で表わす方法, 地震, **19** (1966), 135-146.

4) 田治米鏡二・岡田 広; ラブ波の特性方程式を等角写像で表わす方法 (2), 地震, **20** (1967), 153-163.

5) 田治米鏡二・岡田 広; ラブ波の特性方程式を等角写像で表わす方法 (3), 地震, **21** (1968), 1-13.

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

7) LASTER et al.; Theoretical Investigation of Model Seismograms for a Layer over a Half-Space, Geophysics, **30** (1965), 571-596.

8) 田治米鏡二・吉井敏尅; ラブ波の特性方程式を等角写像で表わす方法 (4), 地震 **22**, (1969), 印刷中.

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

10) S. S. SU and J. DORMAN; The Use of Leaking Modes in Seismogram Interpretation and in Studies of Crust-Mantle Structure, Bull. Seis. Soc. Am., **55** (1965), 989-1021.

11) 前出 8).

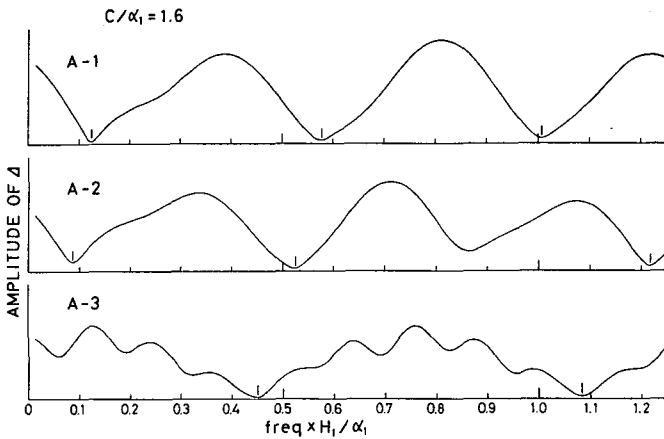
12) 吉井敏尅; モデル実験による PL mode の観測, 北大地球物理学研究報告, **19** (1968), 65-71.

13) 吉井敏尅; 東シナ海で観測された水中分散波について, 北大地球物理学研究報告, **20** (1968), 77-89.

第1表 モデル A-1, A-2, A-3 および A-L の弾性定数
 Table 1. Elastic constants of A-1, A-2, A-3 and A-L.

	α_2/α_1	β_1/α_1	β_2/α_1	ρ_2/ρ_1	σ
A-1	2.0	0.577	1.155	1.0	0.25
A-2	2.0	0.500	1.000	1.0	0.34
A-3	2.0	0.250	0.500	1.0	0.47
A-L	2.0	—	—	1.0	(0.50)

α : compressional wave velocity.
 β : shear wave velocity.
 ρ : density.
 σ : Poisson's ratio.



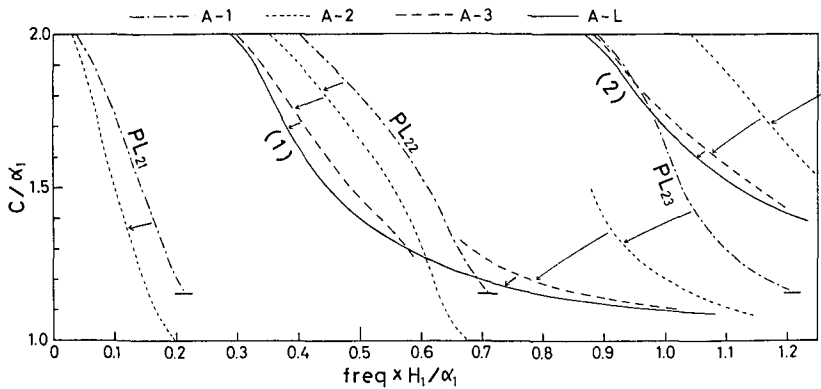
第1図 モデル A-1, A-2 および A-3 の特性関数の計算例
 Fig. 1. Examples of characteristic functions for A-1, A-2 and A-3.

るように選んだ。そして全体のポアソン比を 0.25 から 0.5 まで変えたのであるが、最後のモデル A-L は完全な液体であり、もちろん圧力波の分散曲線を正確に計算することができる。

特性方程式 $d=0$ の左辺 d を本論文では特性関数と呼び、第1図にこの計算例の一部を示す。これらは3つのモデル A-1, A-2, A-3 の $c/\alpha_1=1.6$ の場合で、特性関数はこの領域では複素数となるため絶対値をグラフにしてある。特に目立った極小には棒印を付して示した。

ポアソン比の大きなモデル A-3 では、特性関数は見かけ上2つの波長の山谷が重ね合わさった形をしているが、このうち長波長のものには主として P 波、短波長のものには主として S 波が寄与しているものと思われる。このことは SU and DORMAN の方法でも明らかであってこれら長波長、短波長の極小には、それぞれ上下動、水平動のスペクトルの極大が対応する。

第1図に見られるような鋭い極小をたどって描いた分散曲線を第2図に示す。ポアソン比が 0.25 に近い場合、位相速度 c が $\alpha_2 > c > \beta_2$ なる領域では一般に PL mode と呼ばれている波



第2図 モデル A-1, A-2, A-3 および A-L の位相速度
 Fig. 2. Phase velocities for A-1, A-2, A-3 and A-L.

群となるので、モデル A-1 の分散曲線には GILBERT and LASTER¹⁴⁾ に従い、 PL_{21} 、 PL_{22} および PL_{23} と名づけた。また、モデル A-L の圧力波の分散曲線にも (1) および (2) でその次数を表わした。

(A-1)→(A-2)→(A-3)→(A-L) と全体のポアソン比を大きくして行った時の分散曲線の移り方が第2図に矢印で示してある。まず気をつくことは、圧力波の fundamental mode (1) が PL mode の fundamental mode である PL_{21} に対応するのではなく、 PL_{22} に対応することである。 PL_{21} はポアソン比を大きくして行くとどんどん不明瞭になってきて、モデル A-3 ではほとんど認められない。また高次の圧力波に対応するのも PL_{23} ではなく PL_{24} らしい。

ところで、モデル A-3 の分散曲線はモデル A-L の分散曲線に大変近く、やや周波数の大きい方にずれているだけである。 PL_{22} に対応するものではこのずれが 5~8% 程度であり、高次のものではさらに小さい。

またモデル A-3 の分散曲線は $c/\alpha_1=1.3$ 付近で2つに別れている。田治米・浜田¹⁵⁾によれば、圧力波の1つの分散曲線は、ポアソン比が 0.5 になった極限において無限に多くの次数のレイリー型波の分散曲線から合成されるという。すなわち、圧力波 (1) の $2.0 > c/\alpha_1 > 1.3$ と $1.3 > c/\alpha_1$ とでは漸近してくる PL の分枝 (次数) が違うと考えられる。従って周波数がさらに大きくなると PL_{22} も PL_{23} も圧力波 (1) からはなれ、 PL_{24} や PL_{25} が圧力波 (1) の1部分づつに漸近することも考えられる。

それはともかく、通常観測される II 群はその位相速度が下層の P 波の速度に近いことを考えると、モデル A-L とモデル A-3 の分散曲線は極めて良く似ていると言えるであろう。

近似法とは言っても、モデル A-3 のような構造の分散曲線を計算するには、圧力波の場

14) F. GILBERT and S. J. LASTER; Experimental Investigation of Model Seismograms for a Layer over a Half-Space, *Geophysics*, **30** (1965), 571-596.

15) 田治米鏡二・浜田和郎; 固体一流体波から流体一流体波への移り変り, *地震*, **14** (1961), 63-76.

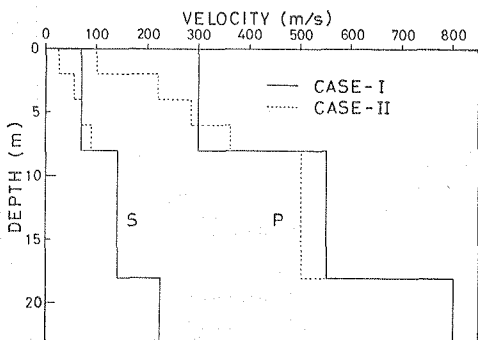
合に比べ大変手数がかかる。しかし、第2図に示したような一例をもって、観測されたすべてのII群をいつでも圧力波として解析してしまうのはあまりに乱暴であろう。解析の際はまず圧力波の分散曲線で適当な構造を推定し、次にS波を考慮して leaking mode の計算をし、両者のずれをチェックするのが良い方法であろう。

一例として、KUBOTERA and OHTA¹⁶⁾ の論文にも現れている、新潟県白根市近郊での小爆破実験

の際に記録されたII群について考察する。第3図はその実験で得られた記録の一部で、震央距離101~122 mにおける初動付近の波形である。上図と下図は爆発点の深さが異なり、それぞれ2 m および 20 m である。記録紙の送りが少々異なるため見にくいのであるが、深さ2 m の場合は周期約0.1 s、20 m の場合は約0.06 s くらいの波動が初動の直後に卓越している。後者はおそらく higher mode であろう。

これらの記録にさらに震央距離約30~90 m の記録を加えて位相速度および群速度を算出し、理論曲線と比較した。ここではその例として第4図に示すような2つのモデルについて述べる。

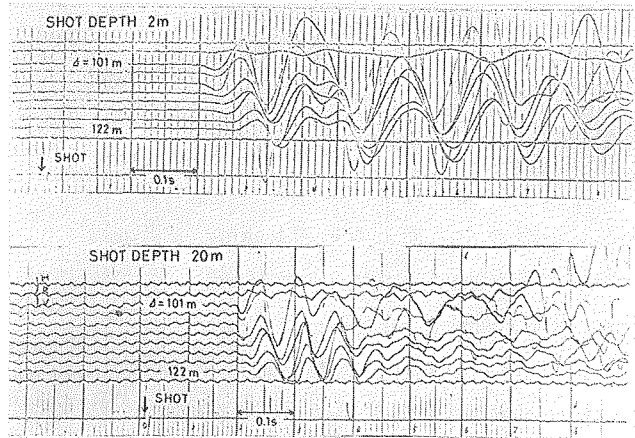
第5図はCASE I についての理論曲線と実測値との比較である。観測された位相速度(○



第4図 2つのモデルのP波、S波速度分布
 Fig. 4. Compressional and shear wave velocity distributions for two models.

印) を数値微分して求めた群速度も ▲印で示してあるが、直接求めた群速度(□印)と良く一致する。なお、higher mode と思われる波群については簡単のため位相速度のみを示した。この波群の分散は極めて周期の変化が少なく、位相速度が実測値と良く一致するようなモデルでは、群速度もまた同様であろうことは容易に想像できる。

CASE I の構造は、同じ場所での屈折法の結果を参考に定めたものである。この構造に対する圧力波の分散曲線を第5図に実線で示す。



第3図 新潟県白根で観測されたII群の実例
 Fig. 3. Actual records of wave group II observed at Shirone, Niigata Pref.

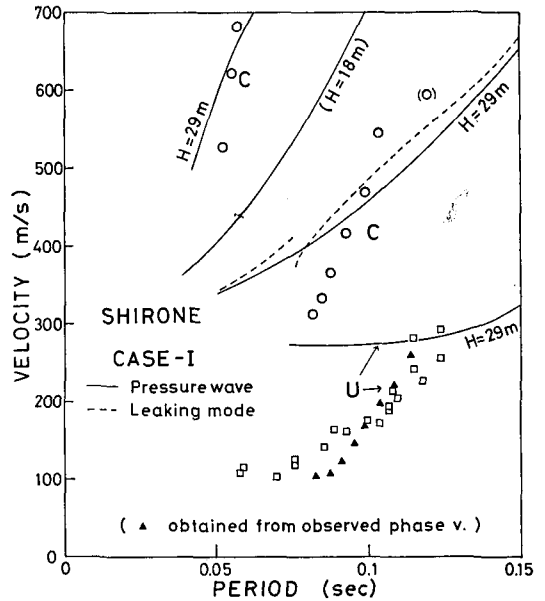
16) 前出 1), 2).

屈折法の解析結果を無視して半無限体までの深さを 29 m としたとき最も実測値に近くなるが、決して満足すべき結果とは言えない。特に群速度は実測値より全体としてかなり大きくなっている。この図には、S 波を考慮した時の leaking emode の分散曲線も破線で示したが、定性的には第 2 図の例と全く同一である。

第 6 図は CASE II の場合である。CASE II の特徴は表層近くをいわゆるミラージ風にしたこと、および CASE I より表層全体の速度をやや小さくしたことである。前者は主として群速度の実測値の形から要求されることであり、後者は屈折法による層の厚さに近づけるためである。この構造から計算された圧力波の分散曲線は、higher mode をふくめ実測値と良く一致する。また破線で示したように、laking mode の分散曲線も圧力波の分散曲線に極めて近く、満足すべき結果となった。

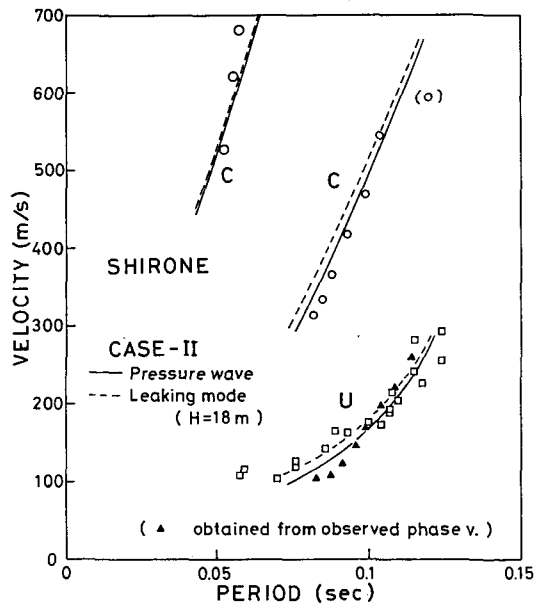
このように、小爆破実験で観測される II 群を、近似的に圧力波としてあつかって良いということの意味が明らかになった。以上の解析では 2 つの leaking mode の近似法が大変有効であったが、まれにはこれらが威力を発揮できないような構造も存在する。一例として第 2 表に示すようなモデルを考える。これらは表層のポアソン比を 0.47 に固定し、半無限体のポアソン比を変えたもので、モデル B-3 はモデル A-3 と全く同一である。

特性関数の計算例を第 7 図に示す。



第 5 図 II 群の位相速度および群速度実測値と CASE I の理論曲線

Fig. 5. Observed phase and group velocities of wave group II and theoretical dispersion curves for CASE I.



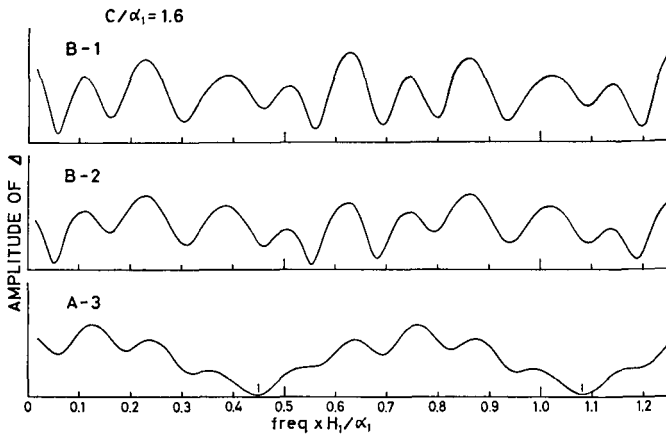
第 6 図 II 群の位相速度および群速度実測値と CASE II の理論曲線

Fig. 6. Observed phase and group velocities of wave group II and theoretical dispersion curves for CASE II.

第2表 モデル B-1, B-2 および B-3 の弾性定数

Table 2. Elastic constants of B-1, B-2 and B-3.

	α_2/α_1	β_1/α_1	β_2/α_1	ρ_2/ρ_1	σ_1	σ_2
B-1	2.0	0.250	1.155	1.0	0.47	0.25
B-2	2.0	0.250	1.000	1.0	0.47	0.34
B-3	2.0	0.250	0.500	1.0	0.47	0.47



第7図 モデル B-1, B-2 および B-3 の特性関数の計算例

Fig. 7. Examples of characteristic functions for B-1, B-2 and B-3.

モデル A-3 に比べ、他の2つのモデルでは極小が極めてあいまいである。これらのモデルでは SU and DORMAN の方法からも良い結果は得られなかった。

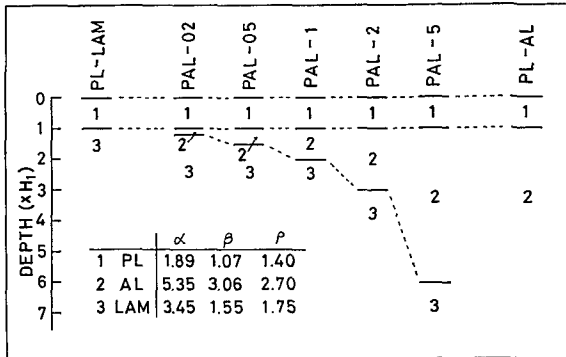
III. 高速層を間にはさんだ構造

屈折法の致命的な弱点の1つに、地中に高速層がはさまれて存在するような構造がある。屈折法の原理から容易に理解されるように、地表で観測を行なうかぎり、高速層より下の構造についての情報はマスクされてしまう。そこで屈折法によらず表面波を利用した解析法が考えられる。

森¹⁷⁾は、このような構造についてモデル実験を行っているが、理論曲線が知られていなかったこともあって分散については全くふれず、波群の特徴を述べるにとどまっている。本論文では森のモデル実験と同一の構造について分散曲線を計算することにした。

計算に使用したモデルを第8図に示す。これらは plastics, aluminum および lamiverre から成るので、本論文では頭文字をとって PAL-モデルと呼ぶことにする。各層の弾性定数を

17) 森 明巨; 高速度層の厚さを知るための模型実験 (2), 1966年2月, 北大地球物理学教室卒業論文発表会で発表.



第8図 5つのPAL-モデル

Fig. 8. Schematic diagram of five PAL-models.

normal madeの分散曲線を計算することができる。第9図には、これら2つのモデルについての M_{11} mode の位相速度を示した。

ところで PAL-モデルでは、半無限体が lamiverre なので、第9図の $c = \beta_3$ より位相速度の大きな領域では実根は存在しない。一方 aluminum の厚さ (H_2) を大きくして行けば PAL-モデルの分散曲線は plastics-aluminum モデルのそれに近づいて行くはずである。従って、 H_2/H_1 が大きい場合、PAL-モデルの分散曲線の1部が $c > \beta_3$ の領域にふくまれるであろうことが予想される。この部分は、半無限体に S波のエネルギーが leak する形の一種の leaking mode と考えられる。

第8図に示すように、PAL-02, PAL-05, PAL-1, PAL-2 および PAL-5 モデルは、それぞれ H_2/H_1 が 0.2, 0.5, 1.0, 2.0 および 5.0 となっている。この他 PAL-10 モデル ($H_2/H_1 = 10.0$) についても少々計算を行った。

位相速度の計算結果を第10図に示す。横軸にはモデル実験につごうの良い

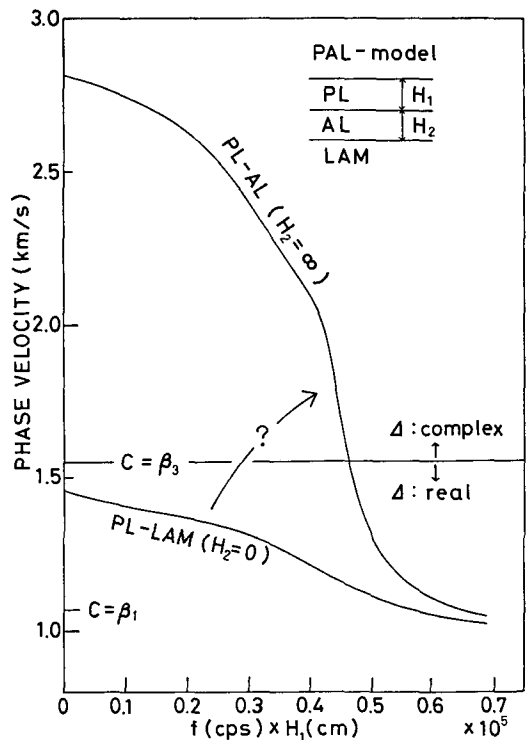
第3表 PAL-モデルの弾性定数

Table 3. Elastic constants of PAL-models.

	α (km/s)	β (km/s)	ρ (gr/cm ³)
1 plastics	1.89	1.07	1.40
2 aluminum	5.35	3.06	2.70
3 lamiverre	3.45	1.55	1.75

第3表に示す。

第8図に見られるとうり、aluminum の厚さがゼロの極限は plastics-



第9図 plastics-aluminum および plastics-lamiverre モデルの M_{11} mode の位相速度

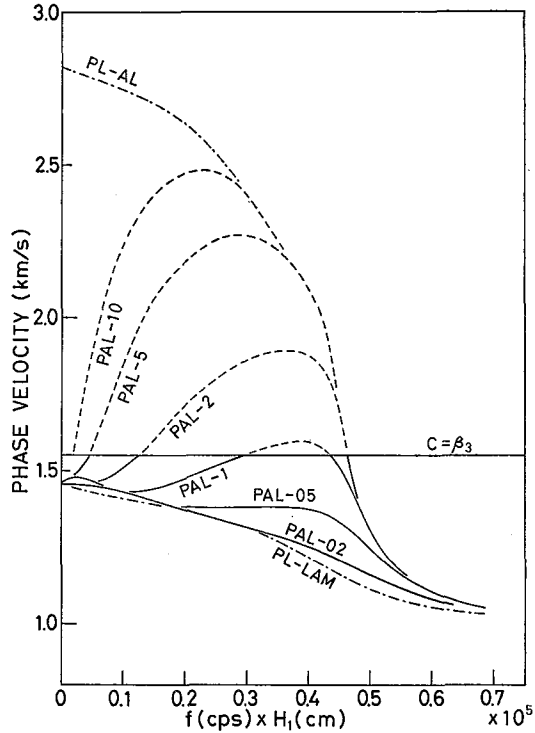
Fig. 9. Phase velocities of M_{11} modes for plastics-aluminium and plastics-lamiverre models.

スケールを選んだ。 $c \leq \beta_3$ の部分は normal mode に対応し、 $c > \beta_3$ における破線は OLIVER and MAJOR の近似法で計算したものである。PAL-02 をのぞいた他のモデルでは位相速度が極大、極小を持ち、 H_2/H_1 を大きくするに従い周波数の大きな方から plastics-aluminum モデルの位相速度と一致する部分が多くなる。

H_2/H_1 が 1.0 より大きなモデルでは位相速度は 2 度 $c = \beta_3$ の線を横切り、どちらも normal mode と leaking mode とは完全につながっているように見える。しかし、周波数の大きな方のつなぎ目はその微分値をふくめ連続らしいのに対し、 H_2/H_1 を大きくするに従いもう一方のつなぎ目の微分値が不連続になるように見える。

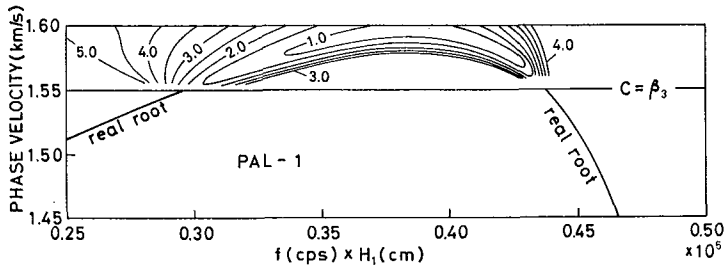
また、周波数がゼロに近い normal mode の部分は実に複雑な形をしているので第 10 図には略して描いてある。この部分については後ほど詳しく述べることにする。

第 11 図は PAL-1 の normal mode と leaking mode のつなぎ目の拡大図である。 $c \leq \beta_3$ には実根の計算結果を、 $c > \beta_3$ には特性関数の絶対値を contour の形で示した。ただし絶対値が大きくなって contour が混み入ってくる部分は省略した。鋭い谷がきれいに実根の部分に



第 10 図 PAL-モデルの位相速度、実線および破線はそれぞれ normal mode および leaking mode を表わす

Fig. 10. Phase velocities for PAL-models. Solid lines and broken lines indicate normal mode and leaking mode solutions respectively.

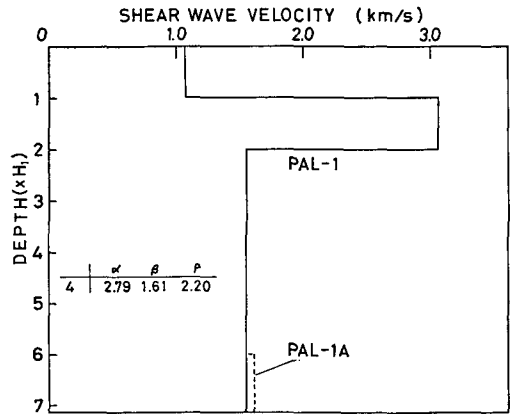


第 11 図 PAL-1 の leaking mode と normal mode のつなぎ目、contour は特性関数の絶対値を表わす

Fig. 11. Connection between leaking and normal modes for PAL-1. Contour lines indicate the amplitude of characteristic function.

つながっている。

$c = \beta_3$ を境として normal mode と leaking mode が全く異質なものではないことを示すために第 12 図のようなモデル PAL-1 A を考えた。これは PAL-1 の深さ ($6 \times H_1$) より下を仮りに半無限体 ($\alpha_4 = 2.79$ km/s, $\beta_4 = 1.61$ km/s, $\rho_4 = 2.20$ gr/cm³) で置きかえたものである。この半無限体の速度は lamiverre のそれと大差なく、しかもかなり深いので、周波数の小さな部分をのぞいて PAL-1 と良く似た分散曲線が得られるはずである。さらに、この半無限体の S

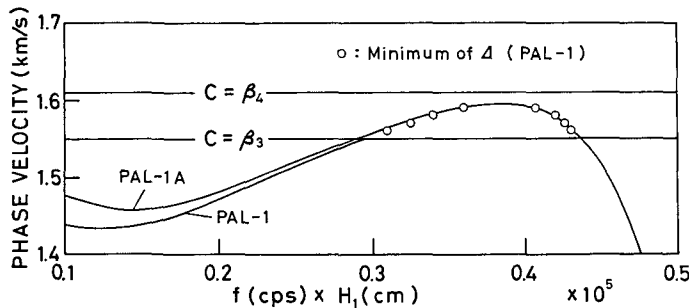


第 12 図 PAL-1 A の S 波速度分布

Fig. 12. Shear wave velocity distribution for PAL-1 A.

波の速度は PAL-1 の位相速度の極大よりやや大きいため、PAL-1 の leaking mode の部分が PAL-1 A では normal mode として求まることが期待される。

計算結果を第 13 図に示す。予想通り、PAL-1 A の normal mode の位相速度は極大を持ち、しかも $c > \beta_3$ の領域では PAL-1 の特性関数の極小に対応する周波数と良く一致している。この図は、OLIVER and MAJOR の近似法が有効であることの 1 つの証拠と言えよう。



第 13 図 PAL-1 および PAL-1 A の位相速度

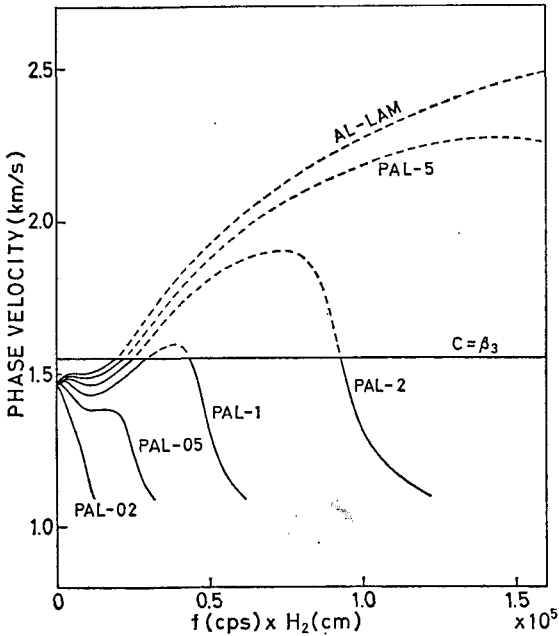
Fig. 13. Phase velocities for PAL-1 and PAL-1 A.

第 14 図は PAL-モデルの群速度で、 $U = c + k \cdot dc/dk$ の式をもとに、位相速度から図式的に算出したものである。位相速度が“逆分散”しているところでは、当然群速度が位相速度よりも大きくなるため、全体として大変複雑な形になっている。

ところで、今までの議論は 1 層目の厚さを有限と考えたため、 $H_2/H_1 \rightarrow \infty$ の極限は plastics-aluminum モデルとなったのであるが、1 層目の厚さをゼロと考えれば $H_2/H_1 \rightarrow \infty$ は aluminum-lamiverre モデルに対応し、表層の速度が半無限体の速度より大きな構造となる。この点を考慮して、横軸を H_1 ではなく H_2 について規格化した PAL-モデルの位相速度を

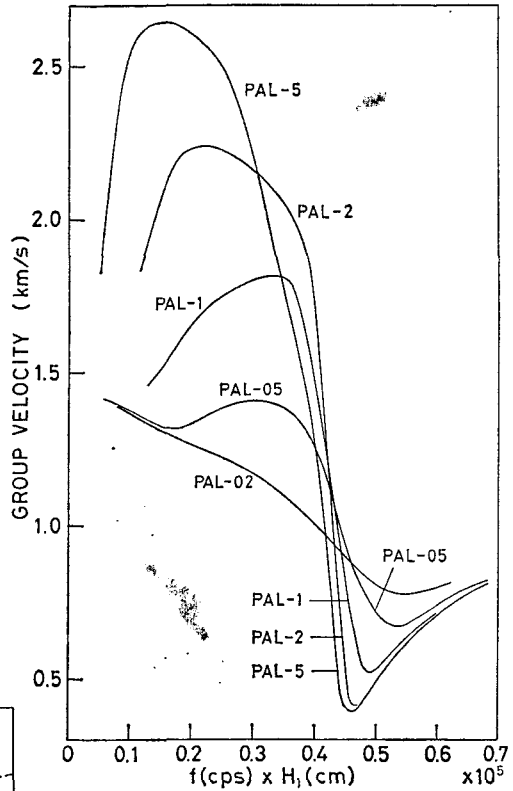
第 15 図に示す。この図の個々の曲線は、第 10 図のものと同じである。aluminum-lamiverre モデルの leaking mode の部分についても OLIVER and MAJOR の近似法で計算した。 H_2/H_1 を大きくするに従い、PAL-モデルの位相速度はどんどん aluminum-lamiverre モデルの位相速度に近づいて行く。

周波数ゼロ近くの normal mode の部分を拡大して第 16 図に示す。これらの曲線は極大や極小を持つ複雑な形をしているため、位相速度をあたえて波数の根を求めるという通常の方法ではうまく計算することができない。ここでは、特に波数をあたえて位相速度の根を求める方法をとった。THROWER and



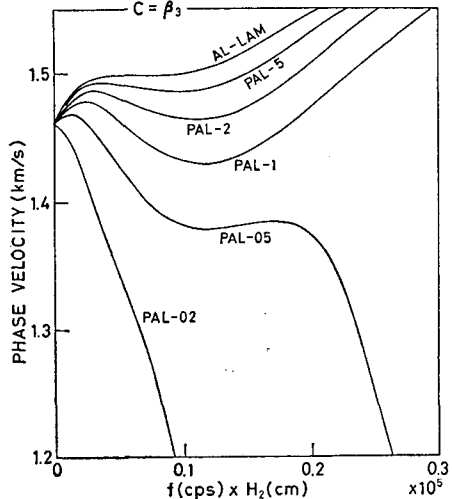
第 15 図 PAL-モデルと aluminum-lamiverre モデルの位相速度、横軸は H_2 について規格化してある

Fig. 15. Phase velocities for PAL-models and aluminum-lamiverre model. Abscissa is normalized to H_2 .



第 14 図 PAL-モデルの群速度

Fig. 14. Group velocities for five PAL-models.



第 16 図 PAL-モデルの normal mode の低周波数部分

Fig. 16. Low frequency portion of normal modes for PAL-models.

HARKRIDER¹⁸⁾は、上部マントルに極端な低速度層がある場合、レイリー波の位相速度が極大、極小を持つことを示し、やはりこの方法で計算を行っている。

なお、PAL-モデルの normal mode は周波数ゼロの時いずれも lamiverre の半無限レイリー波の速度を持つことは言うまでもない。

IV. 表層が高速層である構造

ここであつかう構造は、前述の aluminum-lamiverre モデルと類似のものである。表層が下層より高速であるような構造は、小爆破実験等でしばしば経験されることであり、やはり屈折法があまり良い結果をもたらさない例の1つである。前章ではモデル実験の弾性定数に合わせた計算例を示したが、ここでは表層・半無限体の速度比を色々変えて数値計算を行った。

第4表に計算に使用した定数を示す。 β_2 が normal mode-leaking mode のつなぎ目であることを考慮し、速度はすべて β_2 について規格化した。表層・半無限体の密度比は、便宜上速度比の平方根とし、ポアソン比はいずれも 0.25 になるよう定数を選んだ。計算は、 $c/\beta_2 > 1$ では2つの近似法を並用し、 $c/\beta_2 \leq 1$ では実根の計算を行った。

第17図は近似法の計算例である。モデルは H-125 で、縦軸は任意の直線目盛りとした。上図のように位相速度のやや大きなところでは、特性関数がはっきりした極小を持たないのに対し、上下動、水平動のスペクトルはそろって極大を持つ。下図のように位相速度が β_2 に近い場合は特性関数も鋭い極小を持つが、曲線全体が指数関数的にひどく右寄りとなっているため、この位置がやや左にずれているようである。第17図に見られるこういった特徴は他のモデルについてもあてはまる。従って、このような高速層モデルでは、どちらかと言うと SU and DORMAN の近似法の方が勝っているように思われる。

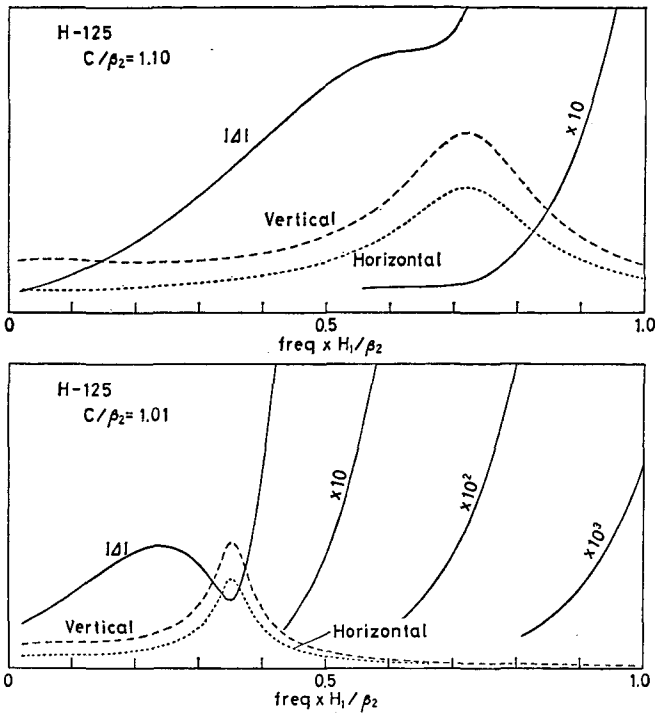
主として SU and DORMAN の方法から求めた分散曲線を第18図に示す。これらの曲線は定性的には aluminum-lamiverre モデルの場合と同様で、位相速度が“逆分数”の形をしている。表層と半無限体との速度比を大きくして行くと、 $c/\beta_2 = 1$ と交わる点はしだいに周波数の

第4表 高速層モデルの弾性定数

Table 5. Elastic constants of high velocity surface layer models.

	α_1/β_2	α_2/β_2	β_1/β_2	ρ_1/ρ_2
H-125	2.165	1.732	1.250	1.118
H-150	2.598	1.732	1.500	1.225
H-200	3.464	1.732	2.000	1.414
H-250	4.330	1.732	2.500	1.581
H-300	5.196	1.732	3.000	1.732

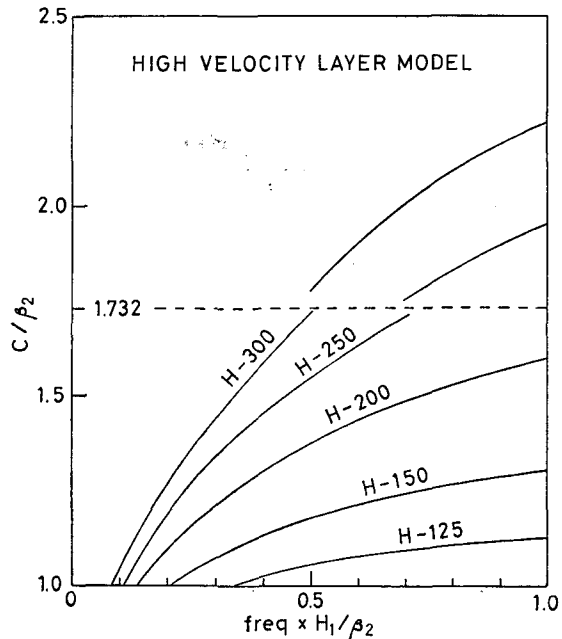
18) E. N. THROWER and D. G. HARKRIDER; A Note on the Existence of Relative Maxima and Minima on Phase Velocity Curves, Bull. Seis. Soc. Am., 55 (1965), 971-974.



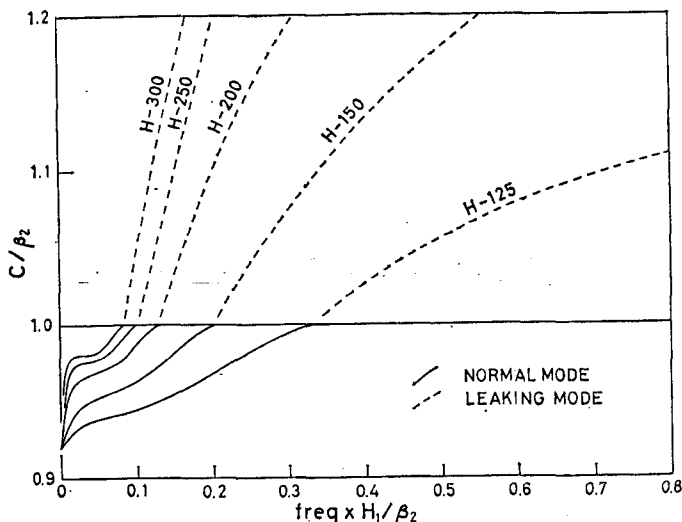
第17図 高速層モデル H-125 の特性関数とスペクトルの計算例
 Fig. 17. Examples of characteristic functions and spectra for high velocity layer model, H-125.

小さくの方へ移動する。また、 $c/\beta_3 = 1.732$ すなわち、 $c = \alpha_2$ で H-250, H-300 の曲線は不連続となっているが、 $c > \alpha_2$ の領域では P 波のエネルギーも半無限体へ leak する形となるので、ここでは別の性質を持った波となるのであろう。あるいは、この付近で近似法になにか難点があるのかもしれない。

第19図は第18図の左下すみを normal mode の部分をふくめて拡大した図である。normal mode と leaking mode は $c/\beta_2 = 1.0$ で完全につながっているが、つなぎ目で微分値は不連続のように見える。この点で一体何が起っているのか興味ある問題である。



第18図 高速層モデルの位相速度
 Fig. 18. Approximate phase velocities for five high velocity layer models.



第19図 高速層モデルにおける leaking mode と normal mode のつなぎ目

Fig. 19. Connections between leaking modes and normal modes for high velocity layer models.

V. 結 論

leaking mode と定義すべき波群にもいろいろの形が考えられるが、特に PL mode は有名で、論文の数も少なくない。今回は PL mode 以外で特に重要と思われる3つの形の波動について考察した。もっとも、このうち小爆破実験で見られるいわゆる II 群は、今回の解析でも明らかなように PL mode の1つの変形とも考えられる。

ポアソン比が大きい場合、II 群を近似的に圧力波としてあつかって良いという事実は重要であって、今後の小爆破解析の大きな助けとなるろう。しかし場合によっては本論文に示されているように S 波の影響をチェックすることも必要である。

高速層を間にはさんだモデルについては、第10図に見られるようにいくつも極大・極小を持つ複雑な位相速度が得られた。この場合、特に leaking mode の部分が実際の観測でどの程度の振幅を持つか、興味あるところである。

また、表層が高速層の場合、位相速度が“逆分散”をするというおもしろい結果が得られた。この位相速度は、いわゆる「板」の振動のうち、 M_{21} mode に類似したところがある。

II 群の計算では OLIVER and MAJOR の方法で十分良い結果が得られたが、表層が高速層のモデルでは SU and DORMAN の方法がよりすぐれていた。leaking mode の複素根を求めることは当分難しい問題として残されるであろうから、これらの近似法を利用して様々な形の leaking mode の性質を調べるのも重要なことであろう。

謝 辞

解析にあたり助言をいただいた田治米鏡二教授に深く感謝する。

数値計算には、北大計算センター、NEAC 2203 G および東大大型計算機センター、HITAC 5020 (課題番号 1001 CS 0049) を使用した。連日のようにお世話下さった北大計算センターの皆様感謝する。

また、解析の一部に地震探鉱実験グループによる記録を使わせていただいた。

9. Characteristics of Some Types of Leaking Modes.

By Toshikatsu YOSHII

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

Following three types of leaking modes are considered.

- I. Wave group II observed in the experiment of small explosion seismology.
- II. Surface wave on the sandwiched high velocity layer model.
- III. Surface wave on the high velocity surface layer model.

Dispersion curves were obtained by the OLIVER and MAJOR's and SU and DORMAN's approximate methods in the leaking mode regions.

To study the characteristics of wave group II, the dispersion curves for four models, tabulated in Table 1, were calculated. As shown in Fig. 2, when the Poisson's ratio increases, the dispersion curves of the PL modes approach that of the pressure waves.

Two records in Fig. 3 are actual examples of the wave group II. Some analyses about these records are shown in Fig. 4, Fig. 5 and Fig. 6. The velocity distribution of solid line in Fig. 4 was defined from the results of refraction analyses, and that of broken line is improved one.

To calculate the dispersion curves, five sandwiched high velocity layer models were chosen as shown in Fig. 8, and we call these as the PAL-models. The elastic constants in each layer were chosen for the model experiment and are tabulated in Table 3. In the region of $c > \beta_3$, the phase velocity for the PAL-model must be treated as that of the leaking mode (Fig. 9). Calculated dispersion curves are shown in Fig. 10.

Fig. 14 is the group velocity curves for PAL-models. They have very complicated appearances because of the maxima and minima of the phase velocity curves.

In Fig. 15 the abscissa is normalized to H_2 , and when H_2/H_1 increases, the phase velocity curves for PAL-models approach that of the aluminum-lamiverre model. Fig. 16 is the low frequency portion of the normal modes.

High velocity surface layer model is very interesting case because refraction analyses often become invalid. Phase velocity curves are shown in Fig. 18. These phase velocity curves have the anomalous appearances of "the inverse dispersion".

It became clear that the two approximate methods for the leaking mode are available to treat rather anomalous structures as in this studies.