



Title	10. 角を通過するレーレー波の模型実験
Author(s)	米田, 征弘; YONEDA, Masahiro; 田治米, 鏡二 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 22, 137-149
Issue Date	1969-08-30
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.22.137
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/13968
Type	departmental bulletin paper
File Information	22_p137-149.pdf



10. 角を通過するレーレー波の模型実験

米田 征弘*・田治米鏡二

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和44年4月受理 —

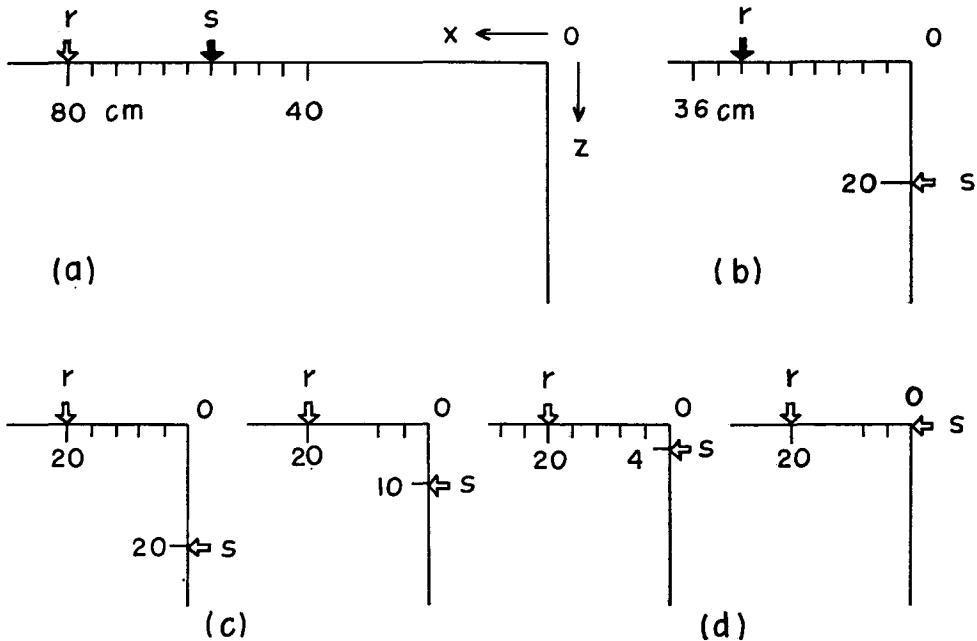
1. ま え が き

測定器械は齋藤竜亀¹⁾が作り、森谷武男が改良したものを用いた。弾性波の媒質として用いた材料は $100 \times 80 \times 0.2 \text{ cm}^3$ のプラスチック板である。これも以前用いられたものと同質であって²⁾その時測定された弾性波の速度は次のごとくであった：

$$\left. \begin{array}{l} \text{P波の速度} = 1.89 \text{ km/s,} \\ \text{S波の速度} = 1.07 \text{ km/s.} \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

2. 直角の角をまわるレーレー波

2.1 今回の実験を始めるに当って、用いた材量による弾性波の速度、特にレーレー波の速度



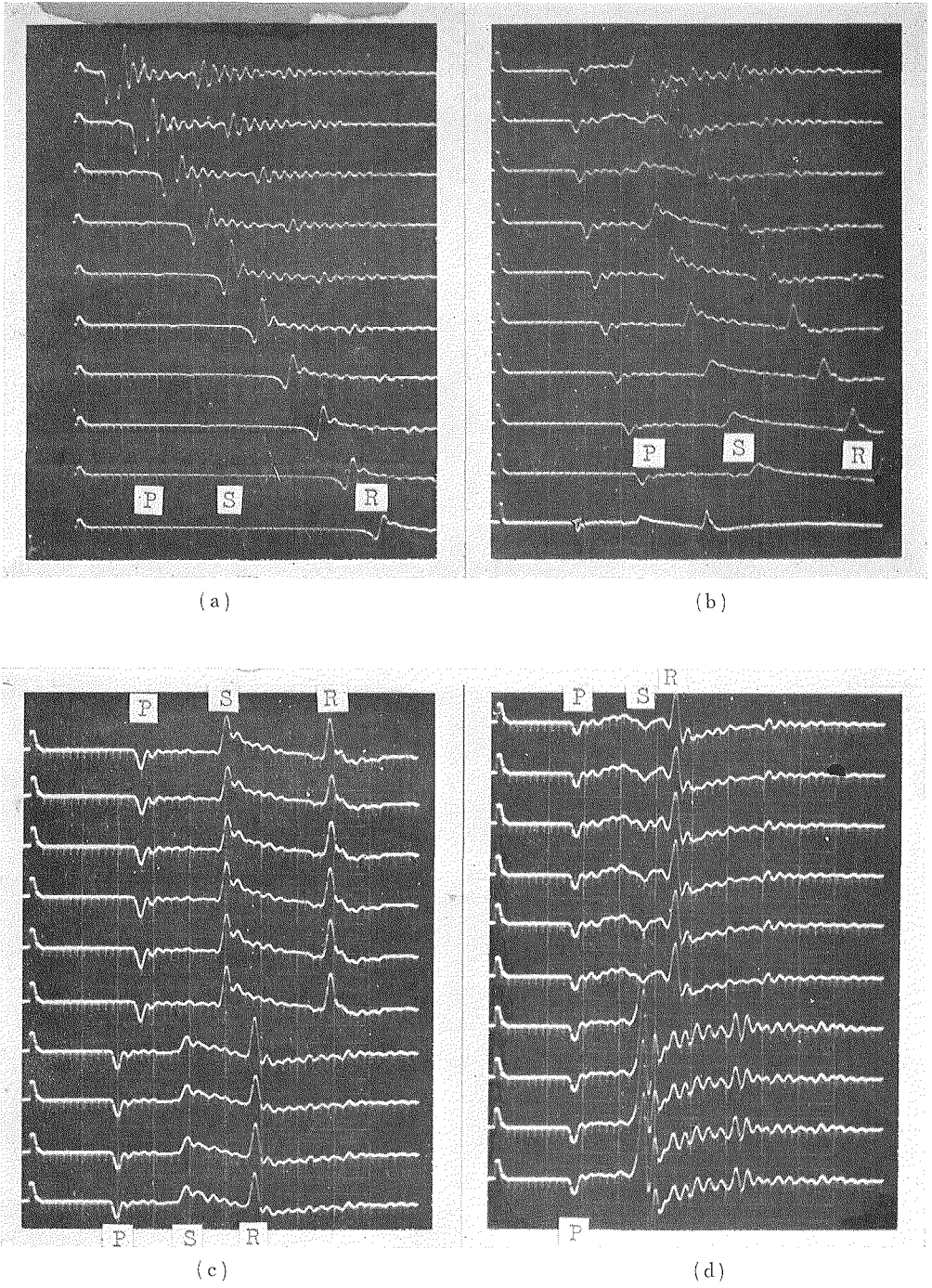
第1図 発振源と受振器の位置

Fig. 1. Positions of the source and the receiver.

* 現在の勤務先；構造計画研究所 KK

1) 齋藤竜亀；弾性波模型実験装置の改良，北大地物報告，16 (1966)，1-10.

2) 吉井敏尙；モデル実験による PL mode の観測，北大地物報告，10 (1968)，65-71.



第2図 角を廻りこむレーレー波

Fig. 2. Rayleigh waves which were propagated around the corner.

を確かめるために、まず第1(a)図のごとく、角から水平方向に80 cm はなれた位置に受振器(r)を固定し、発振源(s)をそこから4 cm ずつ角の方へずらせてレーレー波の測定を行なった。図の矢印は各振動子の振動方向を表わしている。その際の記録は第2(a)図に示されている。刻時は $10 \mu\text{s}$ である。

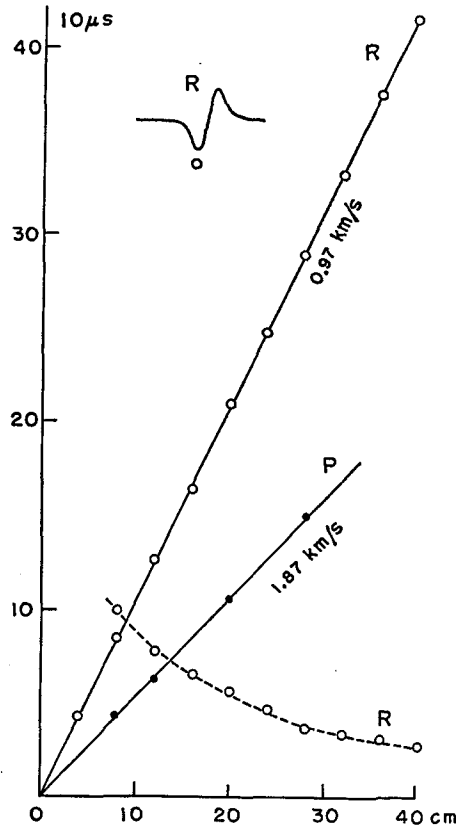
第2(a)図のP波とレーレー波の走時およびレーレー波の上下動振幅が第3図に黒丸と白丸とでプロットされている。実はこの図の実際の走時は第2(a)図から読み取られたのではない。測定器の利得を大にしたり、時間軸を拡大したりして、シンクロスコープ上で直読されたのである。この方が時間の精度がよいのである。第3図のレーレー波の走時は、図示されているように、波形の第1の谷の走時で表わされているし、レーレー波の振幅は第1の谷から第1の山に至る全振幅が読み取られている。

P波とレーレー波の速度はそれぞれ 1.87 km/s および 0.97 km/s であって、これらの数値は(1.1)またはこれから期待される数値とほとんど一致している。振幅に関しては $\exp(-\alpha x)$ に比例すると仮定すれば、震央距離 x に対する減衰係数は $\alpha = 4.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ になる。

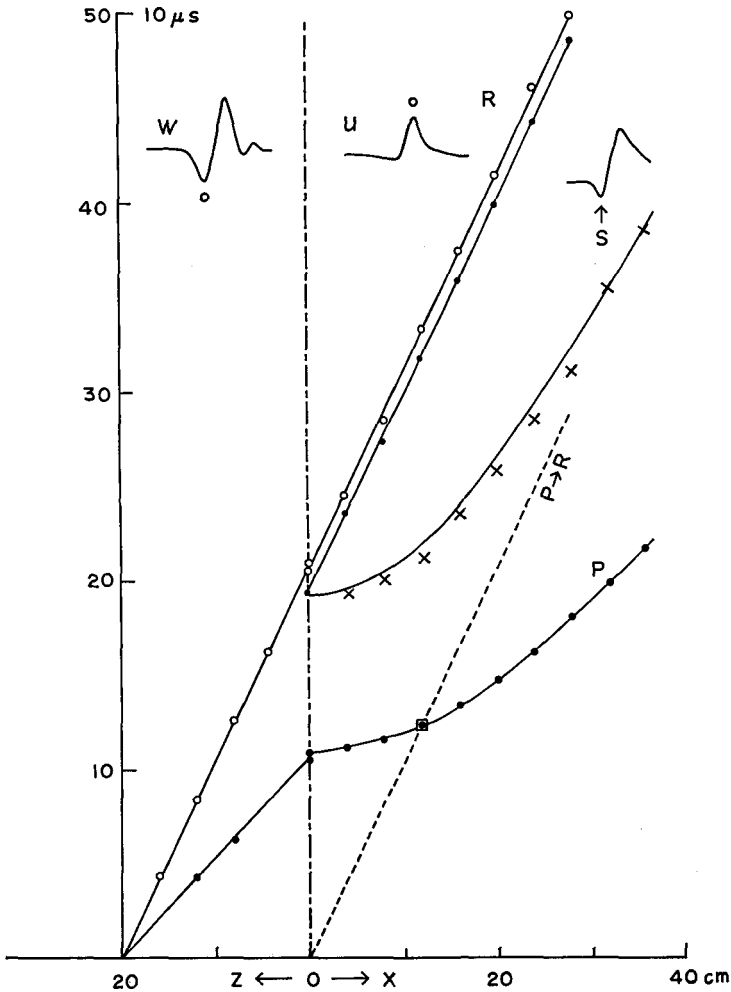
2.2 第1(b)図に示されているごとく、発振源を角から下方に20 cm はなれた位置に固定し、受振器を水平方向に角から4 cm ずつ $x = 36 \text{ cm}$ まで移動させて得た記録が第2(b)図である。第1(b)図のごとき振動子の配置では、第2(b)図に見られるごとく、P波とレーレー波のみならずS波も明瞭に現われる。この実験に使用している振動子はS波に関し約 45° の方向に顕著な方向性を有しているからである。第2(b)図の最後のトレースの時間軸は、レーレー波がスケール・アウトせぬように、 $1/2$ に縮めてある。

さて、上記の3位相の走時をプロットすると、第4図の $x > 0$ の黒丸、×印および白丸のごとなる。この図の $x > 0$ の黒丸と白丸とは第3図のプロットを、 x 軸と z 軸とを交換して、再録したのである。

P波とS波の実測値●と×印に対応する実線は媒質を均質・等方と仮定し、インターセプト・タイムから求めたそれぞれの速度を用いて試算された理論的な走時曲線である。S波の方は実測値と理論値の間にいくらかの食い違いがある。しか



第3図 レーレー波の走時と振幅の減衰
Fig. 3. Time-distance plots and decays of Rayleigh waves.



第4図 振源と受振点との間に角がある場合の走時
 Fig. 4. Time-distance plots for the case where the corner exists between the source and the receiver.

し、実測の方の S 波の走時はある程度の不正確さを含んでいるので、この程度の喰い違いは止むをえない。

実は、レーレー波の走時の厳密な実測値は甚だ決めがたい。鉛直方向のパルス振源による地表の鉛直 (w) および水平 (u) 方向の理論的な変位波形は第5図のごとくなる³⁾。

この図の $t = t_R$ がレーレー波の理論的な走時である。波形から t_R なる時間を厳密に決めることは不可能である。しかも、振源でのパルス波形に応じて遠方で測定される波形も変わるし、測定量が変位か速度かによっても波形は異なるのである。われわれの実験では振源でのパ

3) GAGNIARD, L.; Reflection and Refraction of Progressive Seismic Waves, McGraw-Hill (1962).

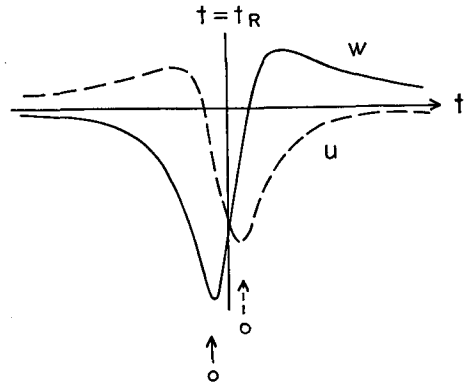
ルス波形も測定量も第5図の場合とは異なっている。ゆえに、実測値と理論的な走時とを精密に比較すべき理論的な裏付けは何もない。

このような観点から見ると、第4図に白丸で示されているレーレー波の走時の実測値は次の2点でむしろ驚ろくべき事実を示している：
 i) $z > 0$ の白丸を貫ぬく直線が原点 $x=0$, $z=20$ cm を通る。ii) $z > 0$ の白丸を貫ぬく直線の延長上に $x > 0$ の白丸がのっている。これらの2つの事実の中、第1の事実は次のように解釈される：第5図の鉛直動の波形の大きな谷は $t = t_R$ の近傍にある。振源でのパルス幅は $10 \mu\text{s}$ なので、理論的な走時との喰い違いはたかだか数 μs と思われる。この数値は走時の読み取り誤差の範囲内である。すなわち、読み取り誤差の範囲内で、鉛直動の最も顕著な谷の走時は理論的なレーレー波の走時と一致する。上述の第2の事実も第1の事実と同じに解釈すれば問題はない。ただし、 $z > 0$ と $x > 0$ とでは測定条件が違う。KNOPOFF and GANGI⁴⁾ の記号によれば、 $z > 0$ では $G_{zz}(P, Q)$ であるのに反し、 $x > 0$ では $G_{xx}(P, Q)$ 。しかるに、 $G_{zz}(Q, P) = G_{xx}(P, Q)$ なので、第1(b)図の測定は振源を鉛直動、受振を水平動に交換した場合の測定と可逆的である。ゆえに、第5図と比較するために、振源を鉛直動に統一するならば、 $z > 0$ では上下動の測定が行なわれたのに反し、 $x > 0$ では水平動の測定が行なわれたことになる。このように考えると、 $z > 0$ と $x > 0$ とでは別種の波形の走時がプロットされているにもかかわらず、それぞれの走時は共通な1直線で表わされることになる。第5図で、 w も u も谷の走時は実測精度の範囲内で t_R と一致するとみなされる。

あるいは、角を通過する際に位相が π だけ遅れ、 $z > 0$ の谷は丁度 $x > 0$ の山に変換されるのかも知れぬ。ただし、かくのごとき変換の理論的裏付けはまだ全然行なわれていない。

2.3 第1(b)図の $x=0$ 面よりも右方にも左方と同じ媒質が続いているとすれば、振源が媒質内にある場合の実験になる。この場合には、第4図の $x > 0$ に白丸でプロットされているレーレー波は存在しない。半無限媒質内でP波またはS波によって誘発されるレーレー波の理論的な走時は同図に点線で示されている。この図の□印以後がそのようなレーレー波の存在領域である。かくのごときレーレー波は第1(b)図の実験においても存在すべきである。しかし、振源や測点の深度と共に指数関数的に振幅を減じるので、かくのごときレーレー波は第2(b)図には記録されなかった。

第5図によれば、レーレー波の走時 t_R 以前に、すでにレーレー波のエネルギーの一部は



第5図 レーレー波の理論的な変位波形
 Fig. 5. Wave forms of the displacement expected from the theory of Rayleigh waves.

4) KNOPOFF, L. and A. F. GANGI; Seismic Reciprocity, Geophysics, 24 (1959), 681-691.

到着している。このエネルギーの供給源は S 波が主であろう。すると、第 4 図の $x > 0$ に白丸でプロットされているレーレー波は $x = 0$ 面に沿って角に到着した S 波によって誘起されたかのごとくにも見える。しかし、第 2 (b) 図で S 波の振幅と P 波およびレーレー波の振幅を比較してみると、先にも述べたごとく、S 波の振幅には甚だしい方向性があり、 $x = 0$ の方向に近づくとも振幅は極めて小さくなる。かくのごとき小さいエネルギーの S 波によって大振幅のレーレー波が誘起されるとは考えがたい。ゆえに、第 2 (b) 図のレーレー波は、2.2 で考えたごとく、角を廻りこんだレーレー波であろう。

3. レーレー波の妨害

3.1 角を廻りこんで来たと思われるレーレー波の振幅が極めて大きいので、半無限媒質内の振源から出た実体波によって誘起されるレーレー波の実験を第 1 (b) 図のごとき実験で代用させることはできぬ。ただし、角を廻りこむレーレー波を簡単に防ぐことができれば、上述の代用が行なわれる。

この目的のために、第 1 (c), (d) 図に示したごとく、発振源 (s) と受振点 (r) とをそれぞれ固定し、角をも含めた種々の位置を消ゴムで押えてレーレー波の通過を妨害してみた。得られた記録は第 2 (c), (d) 図に示されていて、この図の各トレースの測定条件は第 1 表に資料として挙げられている。

実験結果を見ると、媒質の表面を押えただけでは、P 波と S 波はもちろん、レーレー波にも何の影響を与えることもできぬことがわかる。第 2 (b) 図のトレース 1 でもそうであったが、第 2 (d) 図のトレース 7~10 によれば、角ではレーレー波の振幅が極端に大きい。しかも角から 4 cm はなれただけで、その振幅は一定の小ささになってしまう。レーレー波の振幅は、 z 方向にも x 方向にも、指数関数的に急激に減少する。理論的なくわしい事情はわからぬが、上記

第 1 表 第 2 (c), (d) 図の各トレースの測定資料
Table 1. Data of each trace in Figs. 2(c) and (d).

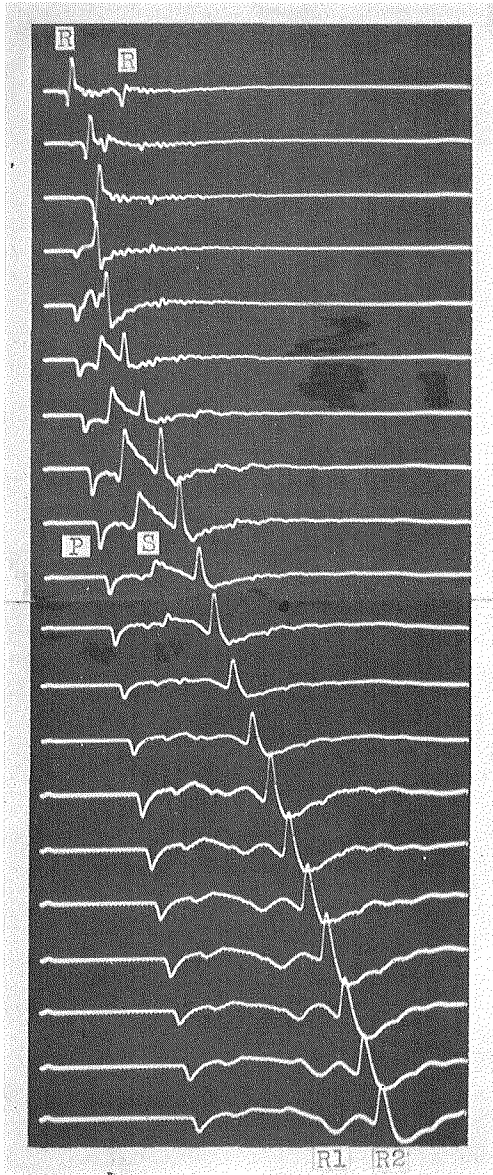
ト レ ース	第 2 (c) 図		第 2 (d) 図	
	押えた場所	振源の深度	押えた場所	振源の深度
1	なし	20 cm	なし	4 cm
2	0 cm		0 cm	
3	4		4	
4	8		8	
5	12		12	
6	16	20	16	4
7	なし	10	なし	0
8	0		0	
9	4		4	
10	8	10	8	0

4. 直角の角をまわるレーレー波と同時に測定される
内部振源によるレーレー波

4.1 第1(a)図と同じ座標系で、 $x=10$ cm に振源を固定し、 $z=0$ 面上で $x=6\sim 0$ cm, また $x=0$ 面上で $z=0\sim 62$ cm まで、受振点を 4 cm ずつ移動させてレーレー波の測定を行なった。

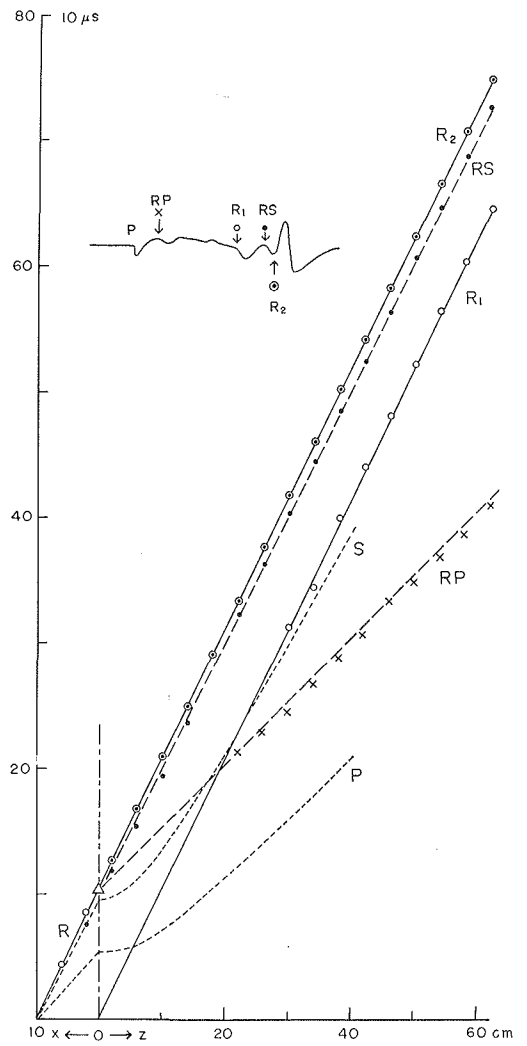
測定資料は第2表に挙げられていて、得られた記録は第7図に示されている。

第2(b)図について述べたごとく、第7図



第7図 角でのレーレー波の変換

Fig. 7. Conversions of Rayleigh waves from the corner.



第8図 顕著な位相の走時プロット

Fig. 8. Time-distance plots of remarkable phases.

においても、振源と受振点とを結ぶ直線の方位が振動子の振動方向と約 45° をなすプラスチック板の辺上で明瞭な S 波が見られる。

P 波と S 波の走時については第 4 図で解決済みなので、レーレー波の走時に主眼をおく。第 8 図に種々の印で指摘してある位相に着目すると、同図の走時プロットが得られる。点線の曲線は P 波と S 波の理論的な走時曲線である。この図によれば、 R_2 波は第 2 (b) 図の R 波に相当し、角を廻りこんだ「まわりこみ」レーレー波と解釈される。これに反し、 R_1 波の走時プロットは原点 ($x=z=0$) を通る 1 直線上にあるので、 R_1 は半無限媒質の表面を伝わる最も普通のレーレー波である。第 2 (b) 図では、第 6 図から推察されるごとく、振源の深度が大きすぎたので R_1 は現われなかった。

媒質内部の P 波および S 波によって誘起されるレーレー波の理論的な発現距離は、この実験では $z=6$ cm および 21 cm である。第 7 図によれば、 R_1 は $z=25\sim 30$ cm から勢力を次第に増している。ゆえに、第 7 図の R_1 に対するエネルギーの供給源は S 波であろう。

第 8 図の \triangle 印は $z=0$ 面上のレーレー波が角に達した時間を意味している。この図の \times 印と黒丸の走時プロットは、それぞれ \triangle 印の点を通り、P 波および S 波の速度に等しい傾斜を有する直線上に並んでいる。ゆえに、これらの波は角でレーレー波から一部のエネルギーが変換された P 波 (RP) と S 波 (RS) とであろう。

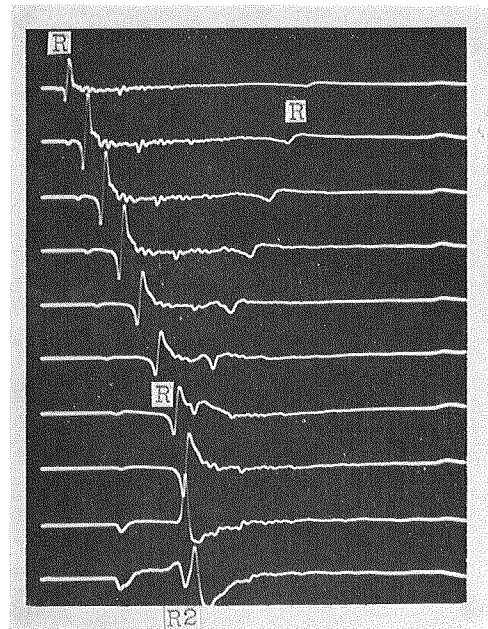
思考上では、角に到着した P 波または S 波のエネルギーの一部がそれぞれ他の実体波とレーレー波とに変換されることもありうる。

しかし、これらの変換エネルギーは極めて小さいらしく、第 7 図にはこれらの波は見られない。

4.2 振源から角に至るまでのレーレー波の伝播をくわしく見るために、第 2 表の右側に資料が与えられている実験を行なった。この際に得られた記録は、第 9 図のごとく $z=2$ cm までしか写真にとられていないが、 R_2 の走時の読み取りだけはシンクロスコープ上で $z=62$ cm まで行なわれた。

R_2 波の走時は第 8 図と全く同様で、R 波の走時と共に振源 ($x=30$ cm, $z=0$) を通り、第 8 図の R と同じ傾斜を有する 1 直線で表わされる。

第 9 図では、角でのレーレー波 (R) の反射が明瞭である。第 7 図については反射レー



第 9 図 角でのレーレー波の透過と反射
Fig. 9. Transmission and reflection of Rayleigh waves at the corner.

レー波の説明は行なわなかったが、やはり現われていたのである。反射 R 波の波形は入射 R 波の波形と大分違って見えるかのごとくに見えるが、実は振幅が小さいだけで、位相の逆転もなく、両者は大局的には一致している。反射 R 波の波形の立ち上がりが鈍いのは入射 R 波から変換された反射 P 波や反射 S 波が混入するからであろう。特に角付近の反射 R 波の波形が入射 R 波の波形と甚だしく異なるのは今述べた理由によるものと思われる。

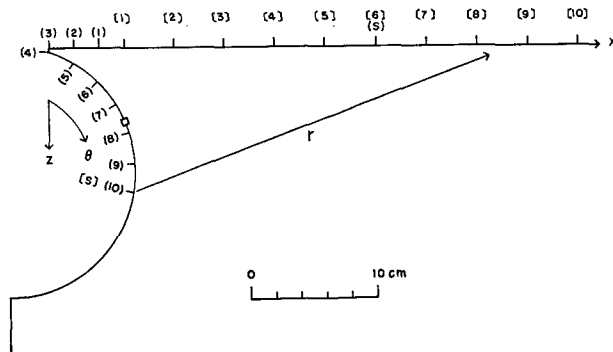
第 7 図でもそうであったが、角を境にして、入射 R 波の波形と「まわりこみ」レーレー波 (R_2) の波形とは逆転している。角で R 波から R_2 波に変換される際に、全振幅には大きな変化はないが、第 2 の半振幅が小さくなる。その分のエネルギーは角で入射 R 波が第 2 次的に誘発した R_2 波以外の種々な波に喰われたようにも解される^{5),6)}。ただし、第 9 図のトレース 8 は角での上下動であるのに反し、トレース 9 は角での水平動ともみなされる。第 5 図によれば、上下動と水平動の間には波形の決定的な違いはない。ゆえに、上述のエネルギーの変換を量的な議論にまで進めることはむづかしい。

$x=0$ 面について見れば、トレース 9 も 10 もこの表面に対し上下動である。 $z=0$ 面から $x=0$ 面に移る際に、各面に対する上下動と水平動とがどのようにして入れ変わるのだろうか。この答は、今のところ、見当もつかない。

5. 円弧の角をまわるレーレー波

直角な角をまわりこむレーレー波の振幅が意外に大きく、しかもこれを防ぐことは困難であることがわかった。そこで、第 10 図のごとき鋭どい角のある模型板を用い実験を行なった。

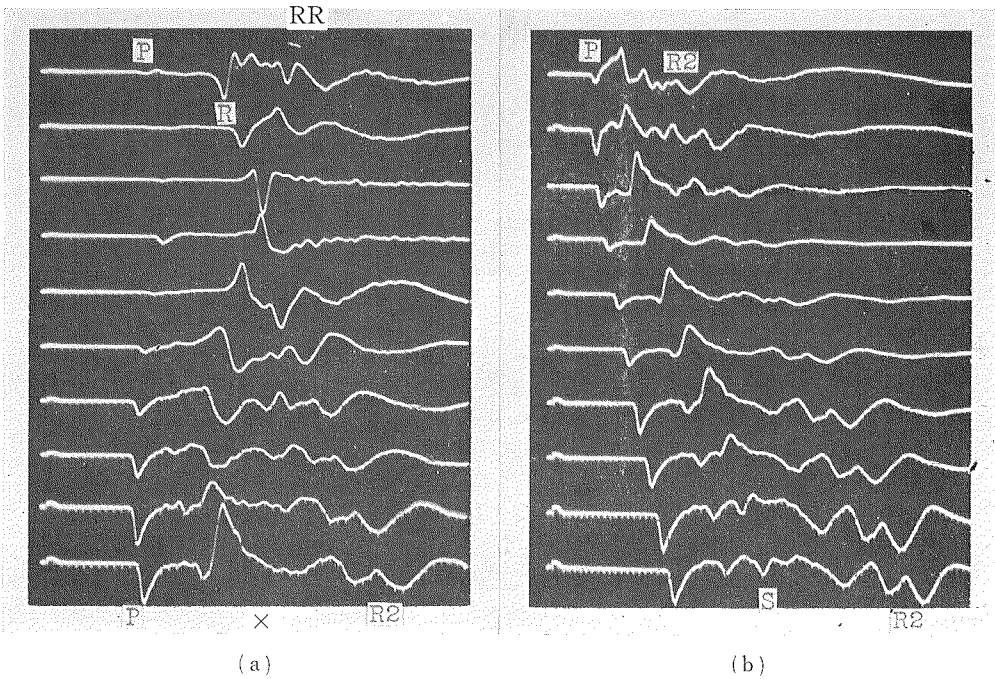
5.1 第 10 図の (s) の位置に振源を固定し、(1), (2), ..., (10) で受振した時の記録が上から順に



第 10 図 鋭どい角をまわりこむレーレー波

Fig. 10. Rayleigh waves propagated around a sharp corner.

5) BREMAECKER, J. CL. DE; Transmission and Reflection of Rayleigh Waves at Corners, *Geophysics*, **23** (1958), 253-266.
 6) KNOPOFF, L. and A. F. GANGI; Transmission and Reflection of Rayleigh Waves by Wedges, *Geophysics*, **25** (1960), 1203-1214.



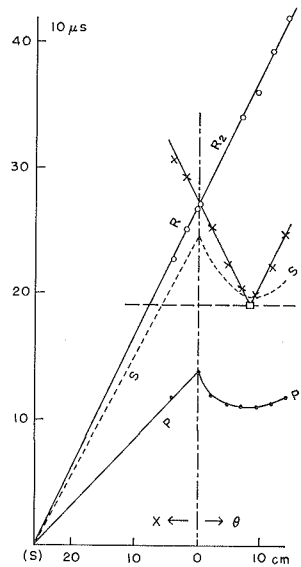
第 11 図 角をとおる円周上にまわりこむレーレー波の記録
 Fig. 11. Rayleigh waves propagated on a circumference through the corner.

第 11 (a) 図に示されている。この図の顕著な位相に記号つけ、それぞれの走時プロットを作る
 と第 12 図のごとくなる。横軸は角から表面に沿って
 測定された距離が直線的に等間隔で目盛られている。

R_2 は、角が直角の場合と同様に、表面にある振源
 によって生成されたレーレー波 (R) の走時直線の延長
 と重なる。ゆえに、 R_2 はやはり「まわりこみ」レー
 レー波と解釈される。ただし、今度の R_2 の波形は R
 の波形に比し非常にくずれ、分散波形に変わったよう
 である。

P 波の走時プロットは振源から受振点までを直進
 した場合の理論的な走時曲線とよく合っている。S 波
 は極めて貧弱にしか記録されていないので、理論的な
 走時曲線のみを点線で第 12 図に記入した。

奇妙なのは \times なる記号を付けた位相の走時であ
 る。これの一部、 $x > 0$ 、に RR と名付けられている位
 相はレーレー波 (R) の反射波と解釈することもでき



第 12 図 顕著な位相の走時プロット
 Fig. 12. Time-distance plots of remarkable phases.

る。円周上, $\theta > 0$, の \times 位相の走時プロットはレーレー波と同じ速度の直線上に乗り, 全体としては V 字形である。すなわち, \times 位相はあたかも \square 印で指摘してある V 字の頂点で誘発され, 頂点から両側へ向って円周上を伝播するレーレー波であるように見える。

第 12 図に見られるごとく, \square 印の走時は直接 S 波の走時に近い。しかし, 第 10 図の (s) を媒質内部の振源と考えると, \square 印は円周面上の震央である。内部に振源がある場合に, 震央からレーレー波が発現する筈はない。第 11 (a) 図および第 12 図の \times 印の位相を理解するためには, 系統的な実験を繰り返さねばならぬ。そのことは今回の実験の目的外なので省略する。

5.2 第 10 図の円周上の [S] の位置に振源を固定し, [1], [2], ..., [10] で受振した時の記録が上から順に第 11 (b) 図に示されている。この図の顕著な位相の走時プロットを作ると第 13 図のごとくなる。第 13 図の横軸は円弧を含むプラスチック板の表面に沿って測定された距離が角から直線的に等間隔で目盛られている。ゆえに, \odot 印の横座標は $z=0$ 面上の震央に対応している。

第 11 図 (a) のトレース 10 と (b) のトレース 6 とは振源の位置と受振点とが交換されているが, 波形は全く同じである。すなわち, 可逆的である。

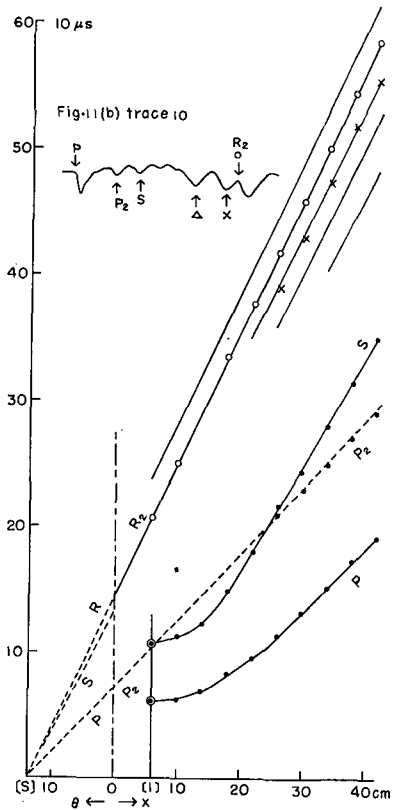
第 13 図の白丸は $\theta > 0$ のレーレー波の走時直線 R の延長上にあるので, 「まわりこみ」レーレー波と解釈される。白丸の位相の前後の山谷の走時も直線群で表わされる。角の付近で普通のレーレー波が分散したのかも知れぬ。

しかし, \times 印の走時は点線で示してある理論的な S 波の走時直線の延長と一致するし, \triangle 印の走時は角で P 波から S 波に変換された波の走時とみなせぬこともない。

直接 P 波および直接 S 波の走時はいずれも理論的な走時曲線と一致する。第 13 図によれば, P_2 は円弧をも含むプラスチック板の表面を伝わる P 波と解釈される。

第 10 図のごとき円弧の角を作っても, レーレー波は一方の面から他方の面へまわりこむ。ただし, 直角の角の場合とは違って, まわりこみレーレー波の波形はかなり乱される。乱された波形の各山谷は角で変換された各種の波の走時によっても理解されようが, この現象を総合的に見れば, 一種の分散現象としても理解されるであろう。

第 11 図の各トレースの増幅器の利得は第 3 表のごとくであった。



第 13 図 顕著な位相の走時プロット

Fig. 13. Time-distance plots of remarkable phases.

第3表 第11図の各トレースの利得
Table 3. Gain of each trace in Fig. 11.

trace	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
(a)	2	2	5	2	2	2	1	1	0.5	0.5
(b)	2	1	2	2	2	2	1	1	0.5	0.5

謝辞 実験の際には筆者らと同室の本山満雄氏の助言と協力とを得た。

10. Model Seismology on Rayleigh Waves Propagated around a Corner

By Masahiro YONEDA* and Kyozi TAZIME

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

Using the model which had a rectangular corner, generation of Rayleigh waves on the surface of a half space was experimented, being changed the depth of the source. Unusual Rayleigh waves which were propagated around the corner were most predominated among the others. Yet, easy prevention of the above Rayleigh waves were failed.

The other model was also used which had a very sharp corner for the prevention of Rayleigh waves propagated around the corner. But Rayleigh waves in question were again predominated.

When any corner exists, records become complicated. However, all signals on the record could be corresponded respectively to any ray theoretical phase.

* At present; Kōzō Keikaku Comp. Ltd.