

20. 不規則構造に対する地震波の挙動

その 4. レーリー波

地震研究所 座間 信作

(昭和 57 年 7 月 30 日受理)

1. はじめに

前報 (座間, 1981a, 1981b, 1981c) では不規則構造を伝わる弾性波として, 実体波及びラブ波を有限要素法を用いて扱い, その有用性を示した. 今回この方法を二次元レーリー波の発生・伝播の問題に適用し, 二, 三の数値実験を行ったので報告する.

有限要素法は任意の形状, 複雑な媒質からなる連続体を近似する方法としては, 境界条件を考慮する必要がない点で他の方法よりすぐれており, また精度に関しても十分な解が得られるため, 特に地震工学への応用範囲は非常に広い.

本報では *transient excitation* により半無限体でのレーリー波の発生・伝播を確認したのち, (1) 3/4 無限体, (2) 段差のある場合, (3) *subduction zone* に対するレーリー波伝播の問題を扱う. 1/4 無限体については, SATÔ (1972), MUNASINGHE and FARNELL (1973) の差分法を用いた数値的研究があるが, 3/4 無限体に関しては境界条件の取扱いの困難さと計算機容量の制限からなされていらない. (2) の問題については, 色々な手法により研究がなされている. KATO and TAKAGI (1956), MARTEL *et al.* (1977) はモデル実験により, MUNASINGHE and FARNELL (1973) は差分法を用いて扱った. MAL and KNOPOFF (1965) は Green 関数を用いて, MCGARR and ALSOP (1967) は変分法を用いて半解析的に扱っているが, いずれも実体波の影響を無視している. 一方 DRAKE (1972) は有限要素法を用いて急峻な崖のある場合を周波数領域で扱っているが, 媒質の下端を剛とし入射波のもつエネルギーが 100% 反射・透過波に変換されている点で他とは若干条件が異なっている. 本報では, ステップの両側に振源を置いて, 地表面に沿った波の伝播だけでなく, 媒質内部の振動状態も視覚的に把握し, 理解を深める. (1), (2) はいずれも均質媒質に対するものであるが, (3) では不均質媒質におけるレーリー波の挙動を探るため, 例として東北地方の地下構造をとりあげる.

2. レーリー波の発生・伝播——半無限体に対して——

有限要素法におけるレーリー波の伝播問題に対しては, P-SV 型の有限要素方程式をそのまま用いることができる. 減衰, 外力のない場合の方程式は次の様に書くことができる.

$$[M]\{\ddot{u}\} + [K]\{u\} = \{o\}$$

$[K]$ は剛性マトリックスで 2 次元平面歪問題で使われるものである. $[M]$ は, 計算時間の節約のため集中質量マトリックスとした. この場合, $[M]$ は対角行列となる. 波動場を表現する汎関数に変分原理を適用して得られる $[M]$ は整合質量マトリックスと称さ

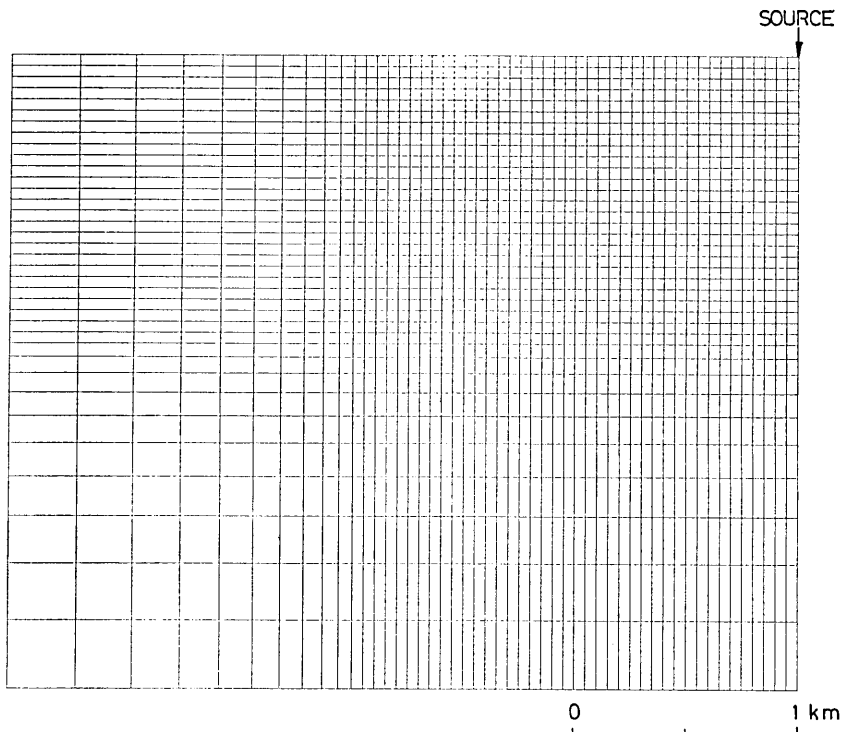


Fig. 1. Finite element model for a half-space. A square pulse is applied at the upper right corner. The horizontal displacements are held to zero along the right side of a model so that no Rayleigh waves propagate along this surface. S wave velocity, Poisson's ratio, and density are 3.0 km/s, 0.25, and 2.5 g/cc, respectively. 1 time step is 0.01 sec and the pulse width is 0.02 sec.

れるもので、対称バンドマトリックスになる。両者の精度について明快な結論を下す事は困難な状況にあるが、FELLIPA (1966) は薄い平板の自由振動の解析で両者を比較した結果、殆んど同精度で、集中質量マトリックス法の方が約 15 倍計算時間の速い事を報告しているので、本報では集中質量マトリックスを採用した。上式に適当な初期値を与え、時間領域で解けば各タイムステップ毎の波動伝播の状態を知ることができる。

Fig. 1 に示した半無限体に対する有限要素モデルの右上端に変位で矩形パルスを与えることにする。ここでパルス幅は 0.02 sec, 向きは鉛直下方 (矢印の方向) で、振幅は任意である。また 1 タイムステップは 0.01 sec, S 波速度 3.0 km/sec, ポアソン比 0.25, 密度を 2.5 g/cc と仮定した。要素のサイズは主要部で 50×50 (m²) とし、振源から遠い所では次第に大きくなる様にし、人為的に作成した境界からのノイズが混入しない様にした。またこの様にモデル化する事で要素数を少くする事ができ、計算機容量・時間が節約できる。一般に要素のアスペクト比が大きい場合には誤差が大きいが、このモデルでは注目する領域外であるので支障はない。またモデル右側面では水平方向の動きを零に固定し、レーリー波がこの面に沿って発生・伝播できないようにしてある。

自由表面上の点で得られた変位記象を Fig. 2 に示す。実線及び破線は水平、上下動成分を表わす。各点での記象は全記象中の最大変位で規格化してある。また極性は上下動については上が up, 水平動に関しては上が radial 方向である。P波に続いて波形の殆んど変わらない大振幅をもつ位相がみられ、この位相がレーリー波と考えられる。これに対応する particle motion を Fig. 3 中の左に示す。この図では波は左から右へ進行するものとしているので、理論から期待される通りの方向に楕円軌道を描いているのが分かる。また上下・水平成分の振幅比は約 1.47 で連続体における値に等しい。これからこの位相はレーリー波であることが分かるが、更に伝播速度について検討してみる。Fig. 4 は様々な時刻における変位場を示したもので、各タイムステップでの

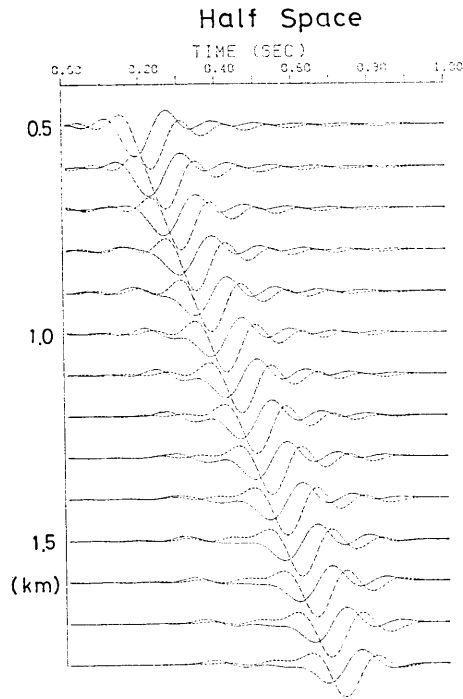


Fig. 2. Calculated displacement seismograms along the free surface of a half-space. The solid and the broken lines indicate the horizontal and vertical components, respectively.

Particle motion

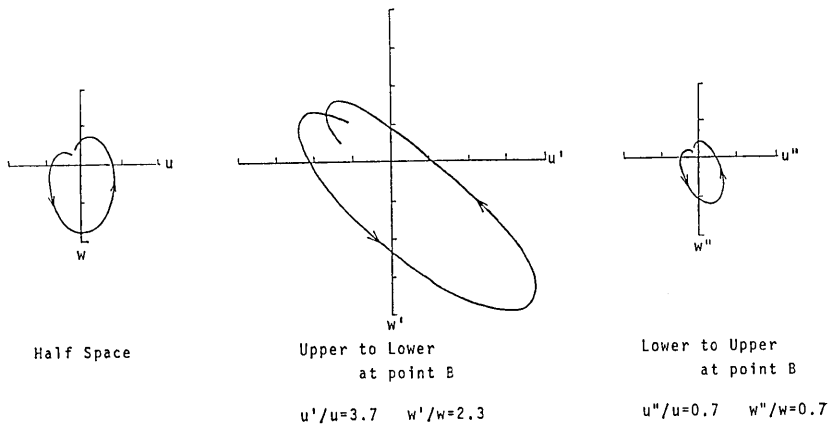


Fig. 3. Particle motions during the passage of Rayleigh phase for the case of a half-space (left), a half-space with a step discontinuity when a source is upside (center), and when a source is downside (right). Waves propagate from left to right in this figure.

$V_s=3.0$ km/sec ; $\Delta t=0.01$ sec ; $\lambda=\mu$

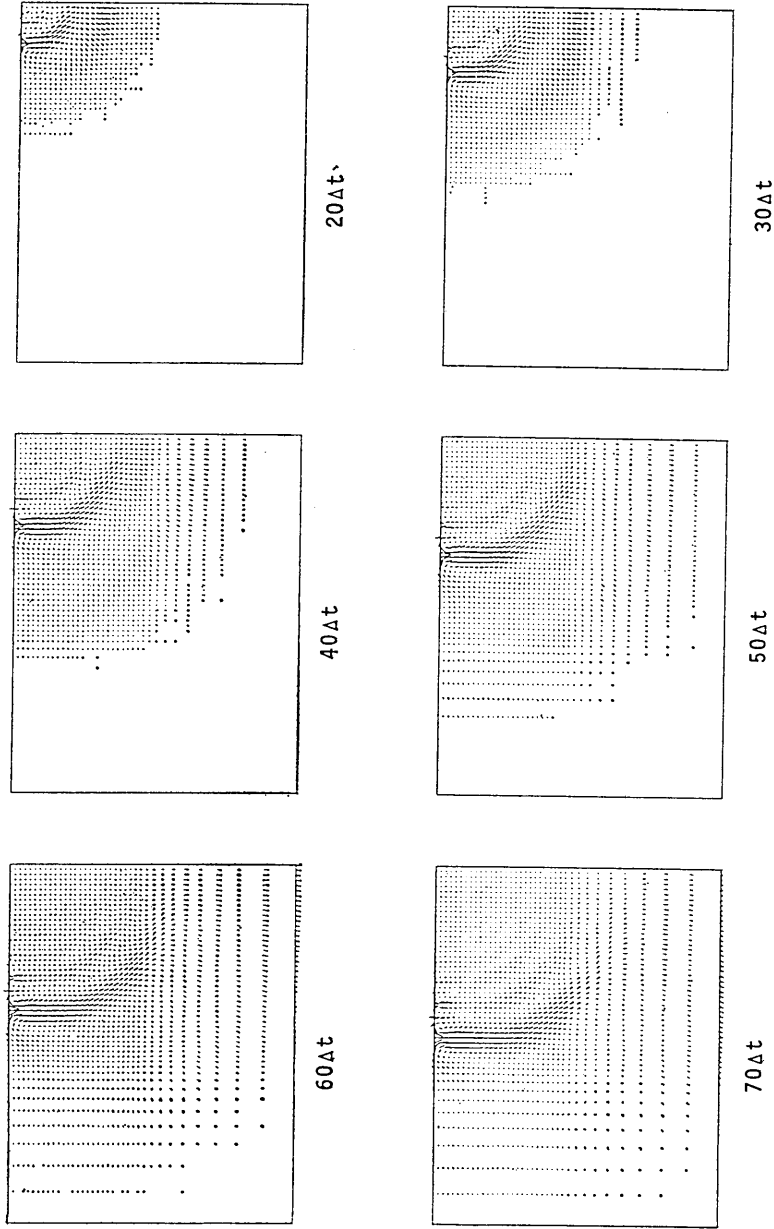


Fig. 4. Displacement fields at various time steps.

最大値で規格された節点変位によってベクトル表示されている。この図から媒質内部の振動状態がわかり、実体波、レーリー波を確認できる。これら各種の弾性波の伝播速度を求めるにはその立ち上り時刻の判定が難しいため次の様にした。即ちレーリー波については Fig. 2 で波形が殆んど変らないことから、上下動の変位が零となる時刻を Fig. 2 を描く際に求めた計算値から読みとり走時曲線を作成する。実体波については Fig. 4 を参照して、媒質内部での P, S 波の判定を行い、変位最大となる場所を読み走時曲線を作る。こうして得られた走時曲線は原点を通らないので、原点を通る様に平行移動させて表現したものが Fig. 5 である。これから得られる伝播速度を連続体における S 波速度を単位として Table 1 にまとめた。有限要素解は全て真の値より小さいが、有限要素解は内的粘性により波長と要素サイズに依存する減衰、分散を伴うという特性を考慮すれば妥当な値といえる。また Fig. 2 のレーリー波部分の振幅が伝播距離の増大に従い若干小さくなっているのもこの特性によっている。メッシュサイズを無限小にすれば理論解と一致する筈である。ところで Fig. 4 の変位場を見ると、地表面上のレーリー波部直下の波群は自由

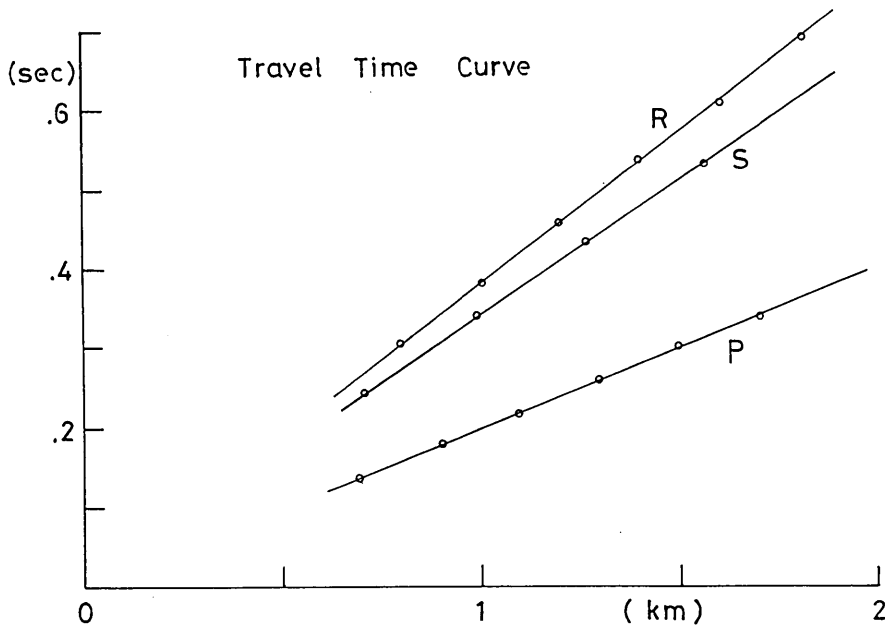


Fig. 5. Travel time curves for Rayleigh waves and body waves.

Table 1. Propagation velocity of waves obtained from Fig. 4 and Fig. 5. S wave velocity in a continuous medium is expressed as unit.

Propagation velocity of waves		
	F E M	Theory ($\lambda=\mu$)
S wave velocity	0.97 (=V)	1.0
P wave velocity	1.67 (=1.72 V)	1.732
Rayleigh wave velocity	0.87 (=0.90 V)	0.919

表面に対して垂直な波面をもっている。このことは表面波の1つの特性を表わしているといえる。また、例えば $T=70 \Delta t$ でS波を示す部分と振源との距離を半径とし、振源を中心として円弧を描いた時、上記の垂直な波面をもつ位相とは一致しない。よってこの波群はS波ではなくレーリー波と考えることができる。この時そのレーリー波は時刻の経過に従い、次第に深部にまで及んでいるのが観察される。

以上から transient excitation によってレーリー波が発生・伝播することが確認できた。これに基づき以下の問題を扱う。

3. 3/4 無限体

3/4 無限体に対する有限要素モデルは Fig. 6 に示す様に有限要素法におけるメッシュ分割の利点を生かしてできるだけ要素数を少なくしてある。このモデル化により計算機容量・時間を大幅に節約できた。尚、媒質定数、タイムステップ、excitation などの条件は前節の半無限体の場合と等しくしてあるので直接比較できる。Fig. 7 は自由表面に沿った点における変位記録で、Fig. 2 と比較すれば明らかな様に、特異点Bに近づくにつれ振幅が小さくなっていくのが分る。B点以遠では透過レーリー波は振幅が小さく波形も乱れている。また反射レーリー波は殆んど見られない。伝播距離 0.6 km から 0.2 km 毎の節点

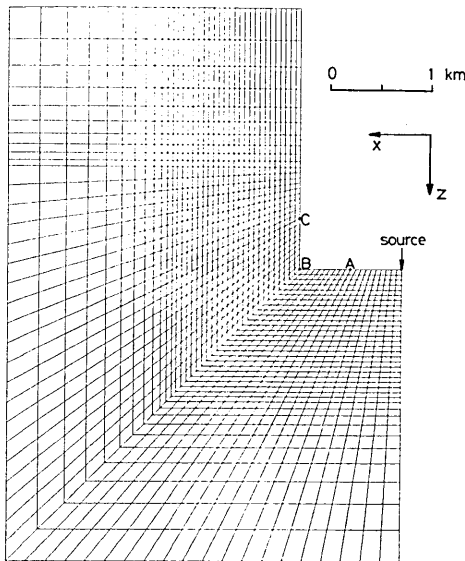


Fig. 6. Finite element model for three-quarters space. Parameters (wave velocities, source, time step etc.) used in this case are the same as for a half-space.

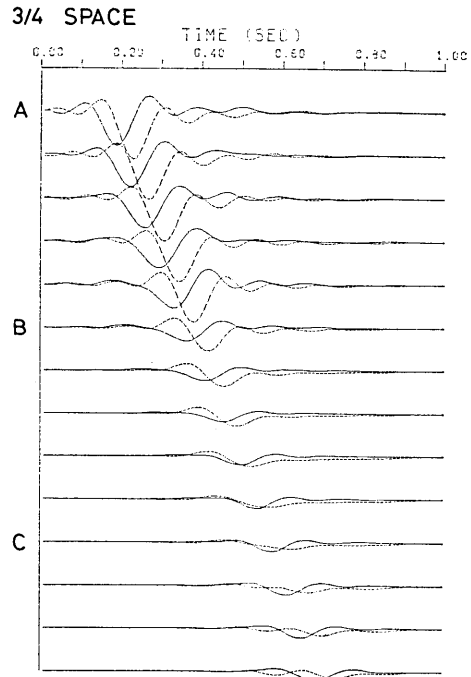


Fig. 7. Displacement seismograms along the surface of three-quarters space. The solid and the broken lines indicate the horizontal and vertical components, respectively.

における主要動部分の **particle motion** を Fig. 8 に示す. 破線で描かれた円は各節点を中心とした単位円であり, 点B以遠での **particle motion** のスケールは $10/3$ 倍に拡大してある. また軌道上に描いてある丸印は半無限体における等震央距離での **particle motion** の z 方向の変位が最大となる時刻に対応しており, これから位相のずれが確認できる. 点Bに近づくとつれ振幅が小さくなり, 長軸が伝播方向と逆方向に若干傾くようになる. 点B以遠で点Bに近い所では半無限体における **particle motion** と似た振動をしており, z 方向の成分が大きい. 点Bから遠ざかるにつれ次第に長軸が面に対し立ってきてはいるが, 明瞭な楕円軌道を描くには至っていない. 丸印の位置は地表面付近にあって, 振動は節点位置のやや右下を中心としている. Fig. 9 に示した変位場で, $T=20 \Delta t$ から $40 \Delta t$ におけるレーリー波は主に地表より z 方向に振動しているが, $T=50 \Delta t$ から $70 \Delta t$ では $-x$ 方向に振動していることに対応している.

レーリー波が角に到達する $T=40 \Delta t$ 以降では A-B 面を延長した面以深の媒質内部の振動状態は, 半無限体の場合 (Fig. 4) に良く似ているがこの大きな変位をもつ波群は S 波速度で伝播しており, 自由表面に trap されていたレーリー波が S 波に変換したと解釈できる. 一方 B-C 面では角を廻ったレーリー波が見られるがその振幅は小さく, 分散を生じている様に見える.

伝播距離 1.0 km (点B) 及び 1.8 km での主要動のスペクトルと半無限体の等距離でのその比は各々約 0.5, 0.2 である.

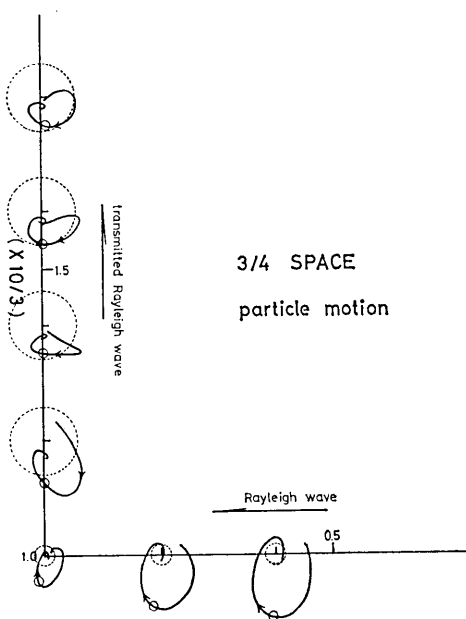


Fig. 8. Particle motions at various sites during the passage of Rayleigh phase. Particle motions of upgoing waves are enlarged $10/3$ times. The broken circle is drawn with its center at nodal point where particle motions are shown and with a radius of arbitrary unit. Numerals show the distance (in km) from a source. The circles indicate the positions corresponding to the time when the amplitude of the vertical component of Rayleigh waves is the largest for a half-space at the same distance from a source. Rayleigh waves propagate from right to left and go upward from the corner.

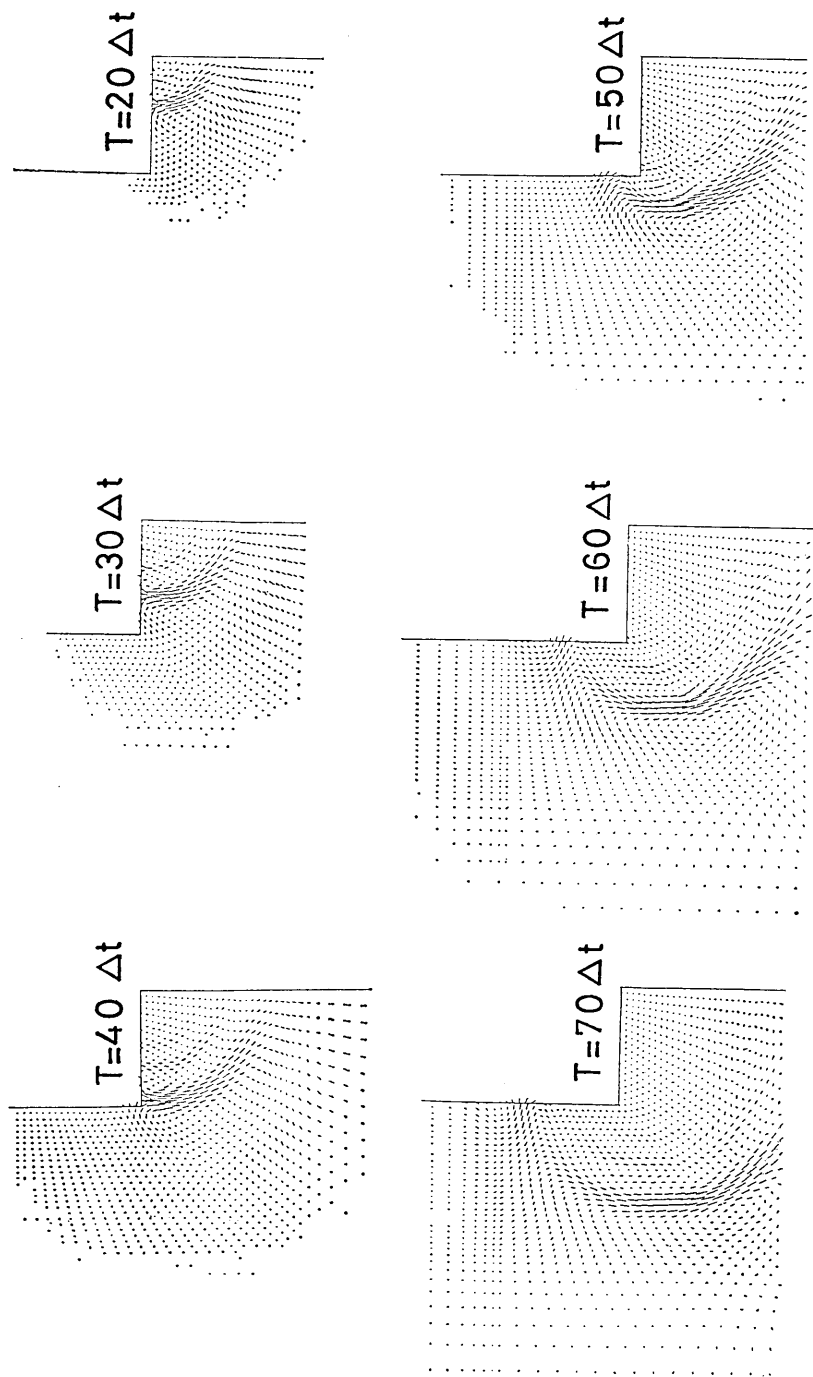


Fig. 9. Displacement fields for three-quarters space. Rayleigh waves arrive at the corner at $T=40 t$ (0.4 sec).
 $V_s=30 \text{ km/s}$ $\Delta t=0.01 \text{ sec}$ $\lambda=\mu$

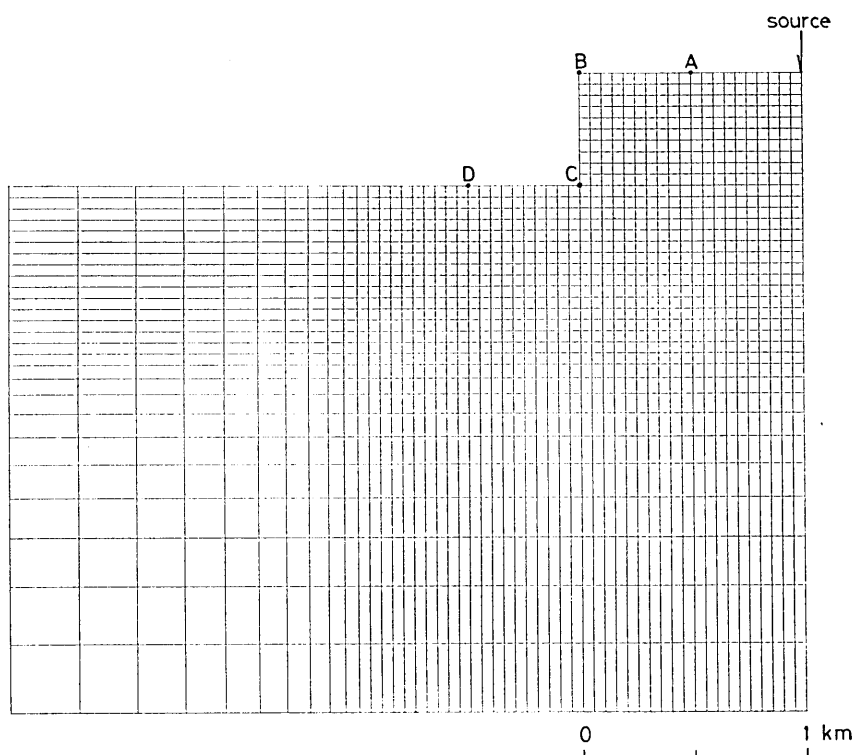


Fig. 10. Finite element model for the case of a half-space with a step discontinuity when a source is upside. Parameters used in this case are the same as for a half-space.

4. 段差のある場合

(a) 振源が上部平坦部にある場合

Fig. 10 に用いた有限要素モデルを示す。計算に用いたパラメータは前記のものと同じである。ステップは高さ 0.5 km で振源から 1.0 km の所に位置するものとする。モデル右上端に矩形パルス（特性は半無限体の場合と同じ）を作用させた時の自由表面での変位記象を Fig. 11 に示す。点Bからの反射レーリー波，ステップが存在しないかのように伝播する透過レーリー波， \widehat{BCD} と角を廻り自由表面に沿って伝播するレーリー波が見られる。点Bにおける記象では振幅の増大，位相のずれが見られる。Fig. 3 の中央には点Bでの主要動部分の particle motion が示されている。半無限体に対する解と比較すると，水平・上下動成分は各々 3.7, 2.3 倍となっている。上下動成分におけるこの値は差分法を用いて 1/4 無限体を扱った MUNASINGHE and FARNELL (1973) の値と一致する。また軌道の軸は進行方向とは反対方向に約 45° 傾いている。Fig. 11 の B-C 間の記象の 0.4 sec 付近の上下動には走時差が見られない。これは入射レーリー波が B-C 間に同時に到達した事を，即ち波面が B-C 面に平行である事を示している。点C以遠での透過レーリー波の振幅は小さくなっている。

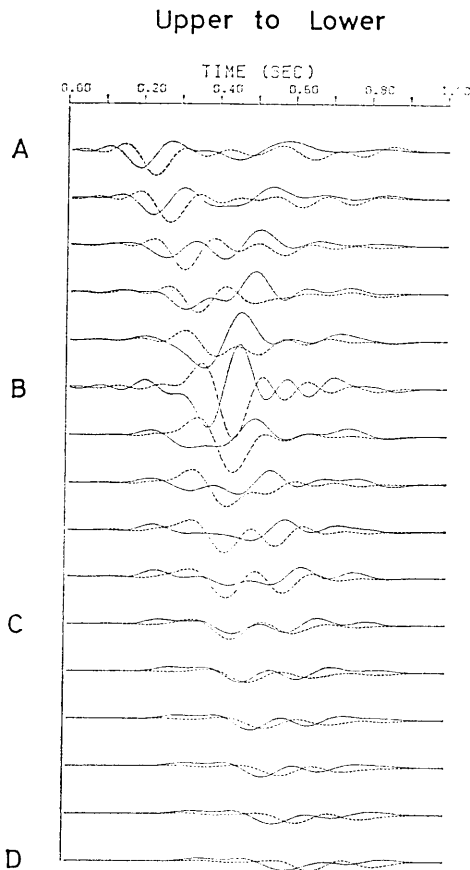


Fig. 11. Displacement seismograms along the free surface. The solid and the broken lines indicate the horizontal and vertical components, respectively. The reflected and transmitted Rayleigh waves can be seen.

発生する実体波へ変換されたものと考えられる。全体の変化のパターンは他の結果と変わらず、 $H/L \sim 0.2$ 付近から急激に大きくなり、 $H/L \geq 0.4$ では殆んど波長に依存しないが有限要素解によるエネルギー損失は他の結果に比べ 10% 程度小さい。

(b) 振源が下部平坦部にある場合

Fig. 15 に用いた有限要素モデルを示す。ステップの高さは (a) の場合と等しく 0.5 km である。自由表面での変位記象を Fig. 16 に示す。3/4 無限体及び (a) の場合の結果から予想されるように、点 B で振幅は小さくなり、点 C で再び大きくなる。この場合ステップを無視して進む透過レーリー波は判然としない。これについては Fig. 17 に示した変位場を見れば理解できる。C-D 間の記象で 0.6 sec 付近の位相は点 B に入射したレーリー波のうち B-C 面に沿って伝播したレーリー波が C-D 面に到達した状態に対応す

各タイムステップ毎の変位場を Fig. 12 に示す。 $T=40 \Delta t$ ではレーリー波がステップに到達した状態が表現されており、記象で B-C 間に位相差がない事がこれにより明確に把握できる。 $T=50 \Delta t$ ではステップを無視して進むレーリー波 (点 C を新たな振源として発生・伝播するレーリー波) と角を廻るレーリー波、点 B で P 波に変換された反射波が見られ、 $T=60 \Delta t$ では点 B からの反射レーリー波が見られる。

反射・透過レーリー波のスペクトルと半無限体における等伝播距離でのレーリー波のそれとの比から反射 (C_r)・透過 (C_t) 係数を求め、Fig. 13 に他の手法による結果と共に示した。横軸はステップの高さとレーリー波の波長との比 (H/L) を単位としてある。 C_r は MARTEL *et al.* (1977) による差分法を用いた結果と良く一致している。 C_t は $H/L \sim 1.0$ 付近で他の値より若干大きくなっている。ここで求めた C_r , C_t を用いてエネルギー損失 ΔE を、 $\Delta E = 1 - (C_r^2 + C_t^2)$ によって求めたものが Fig. 14 である。この ΔE は角で

$V_s=3.0$ km/sec ; $\Delta t=0.01$ sec ; $\lambda=\mu$

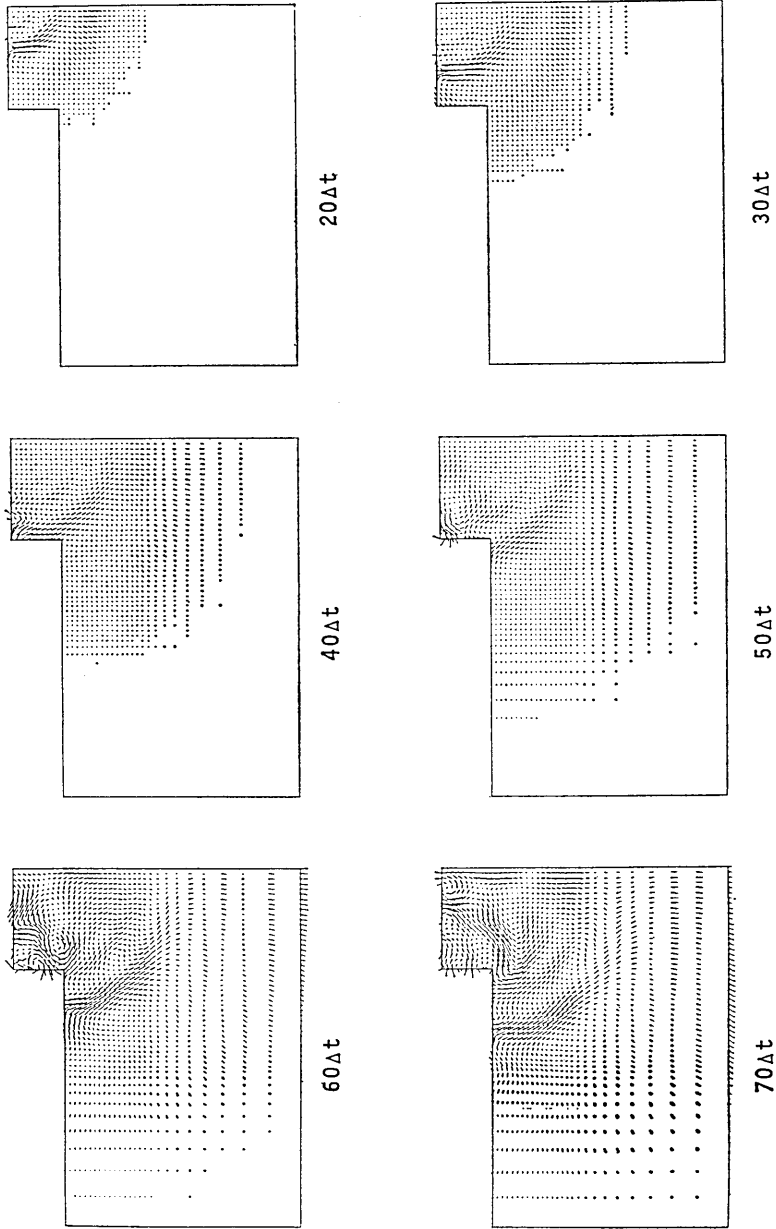


Fig. 12. Displacement fields.

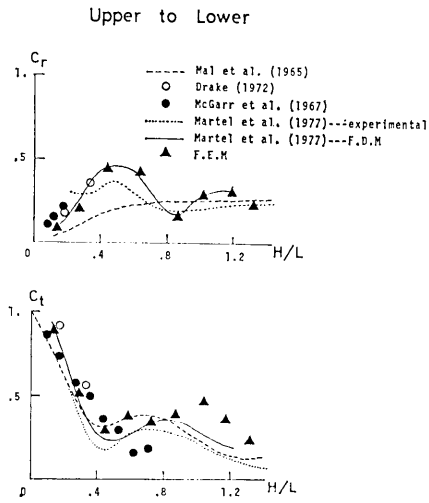


Fig. 13. Transmission (lower) and reflection coefficient (upper) of Rayleigh waves incident on a downstep as a function of step height normalized by the incident wavelength.

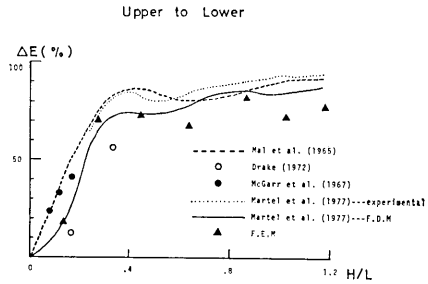


Fig. 14. Percentage of incident energy lost to body waves by the existence of a step discontinuity as a function of normalized step height.

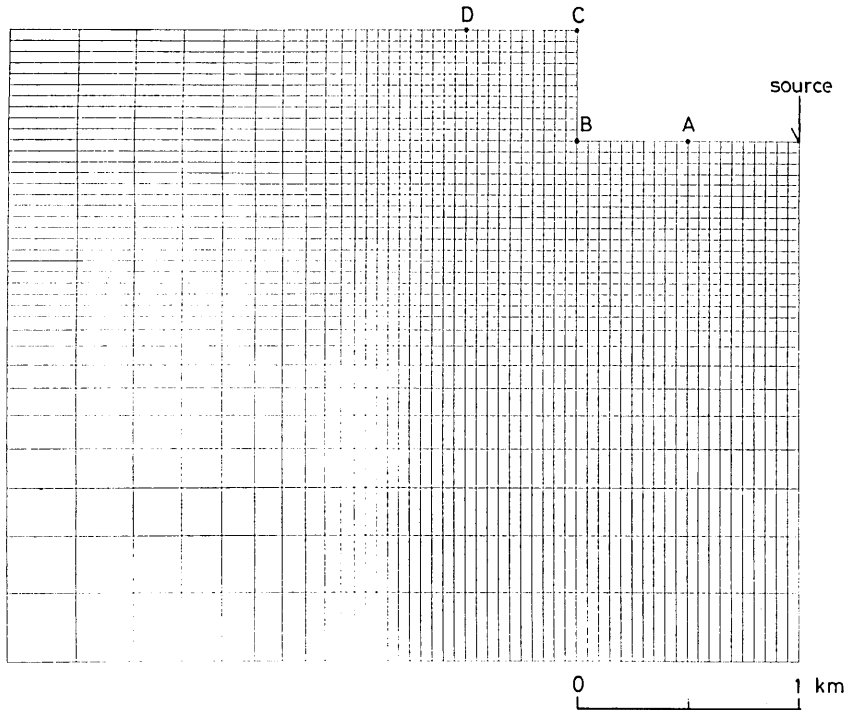


Fig. 15. Finite element model for a half-space with a step discontinuity when a source is downside. Parameters used here are the same as for a half-space.

る。即ち波面は B-C 面に垂直、C-D 面に平行であるから、到達時間に差がないのである。その後の位相は C を廻ったレーリー波である。点 C で反射する波も認められるが、点 B からの反射波は殆んど見られない。

Fig. 17 において、 $T=50 \Delta t$ ではレーリー波が B 点に入射した後の状態が示されており、B-C 面に沿って進むレーリー波が見られる。一方媒質内部では入射方向に進む大変位をもつ波群が存在しているが、これは $3/4$ 無限体の場合と同様、S 波と考えられる。 $T=60 \Delta t$ では点 B を廻ったレーリー波が C-D 面に到達した状態が示されており、これから前述した事の正しいことがわかる。

点 B での主要動部分の **particle motion** を Fig. 3 の右側に示す。軸は $3/4$ 無限体の場合と同様、進行方向と反対の方向に若干傾く。半無限体の場合に対する振幅比は上下・水平動とも約 0.7 である。

Fig. 18 に (a) の場合と同様の方法で求めた反射・透過係数を示す。MAL and KNOPOFF (1965)

の結果では (a), (b) の場合に対する透過係数は等しいが、有限要素解では若干異っており、入射方向に依存する。 C_r は MARTEL *et al.* (1977) と良く一致している。 C_t は $H/L \sim 0.8$ 付近で MAL and KNOPOFF (1965), MARTEL *et al.* (1977) に比し小さい。Fig. 19 はエネルギー損失をみたもので、(a) の場合とはほぼ同じパターンであるが、 $H/L \geq 0.4$ では (b) の場合の方が大きい。MARTEL *et al.* (1977) の結果では $H/L \sim 0.8$ で極小値をもつが、有限要素解では判然としない。

5. Subduction zone への適用

前節までに取扱った構造モデルは均質媒質を仮定したものであった。ここでは不均質媒質への応用例として **subduction zone** を考える。Fig. 20 は東北日本の東西断面を想定して作成した有限要素モデル (SUB) である。但しモデル作成上の都合により東西逆にし

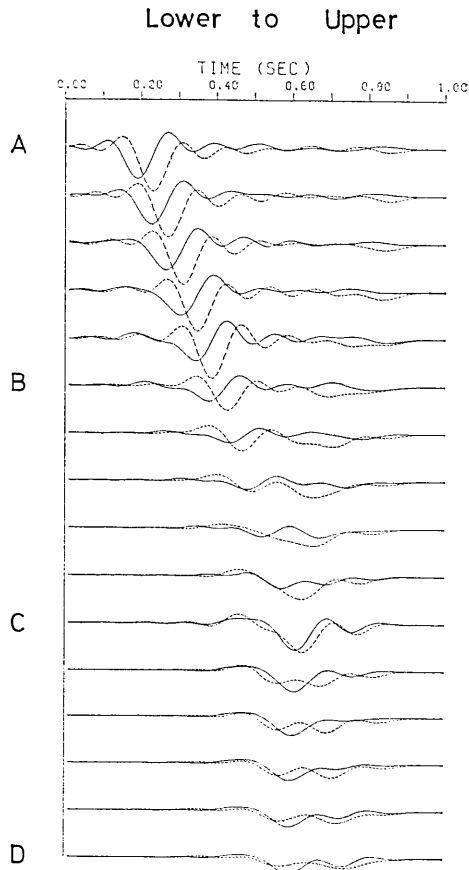


Fig. 16. Displacement seismograms along the surface. The solid and the broken lines indicate the horizontal and vertical components, respectively.

$V_s=3.0$ km/sec ; $\Delta t=0.01$ sec ; $\lambda=\mu$

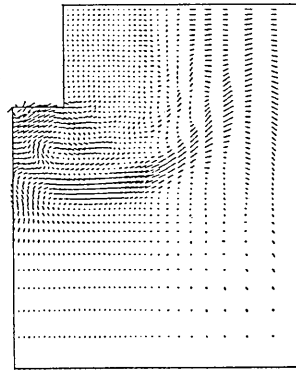
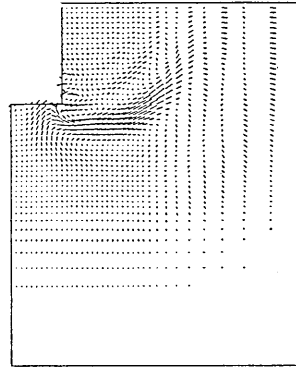
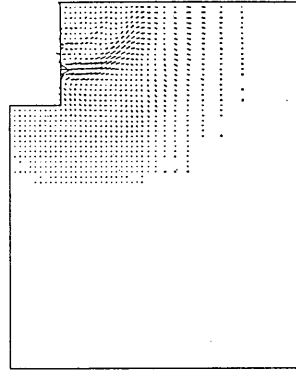
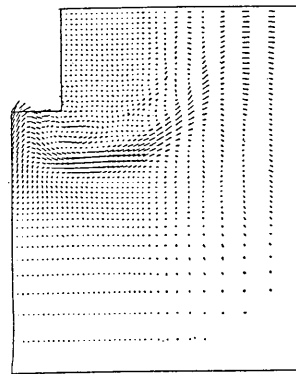
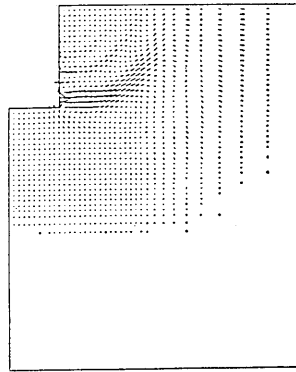
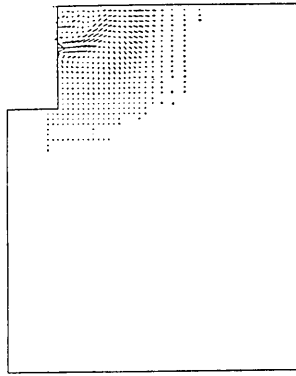


Fig. 17. Displacement fields.

である。プレートの厚さは 100 km, 東北日本下の地殻は 30 km の厚さをもつものとする。OKADA *et al.* (1979) に示されている爆破観測から得られた構造に比べ, 媒質定数が数%大きめで, 構造も単純化してあるが, 解析結果には大きな影響はないと考えられる。

殆んどの要素サイズは 10×10 (km²) で, 対象となる周期域は十数秒以上である。

レーリー波は太平洋側から進行してくるものとして, モデル左上端に矩形パルスを作用させる。Fig. 21 はプレートがもぐり込まない水平構造 (REF) に対する記象を, Fig. 22 は SUB に対するもの

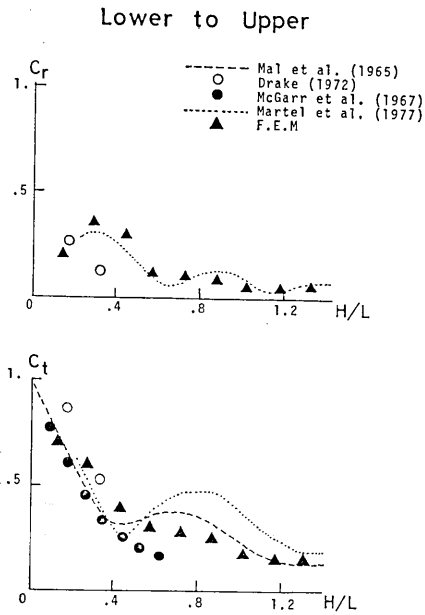


Fig. 18. Transmission (lower) and reflection coefficient (upper) of Rayleigh waves incident on an upstep as a function of normalized step height.

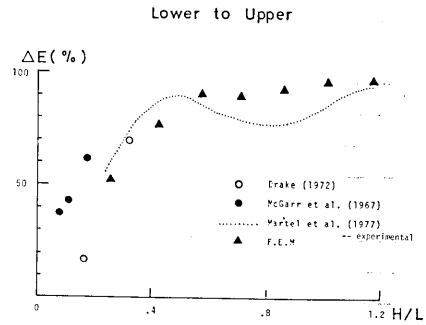


Fig. 19. Percentage of incident energy lost to body waves due to existence of a step discontinuity as a function of normalized step height.

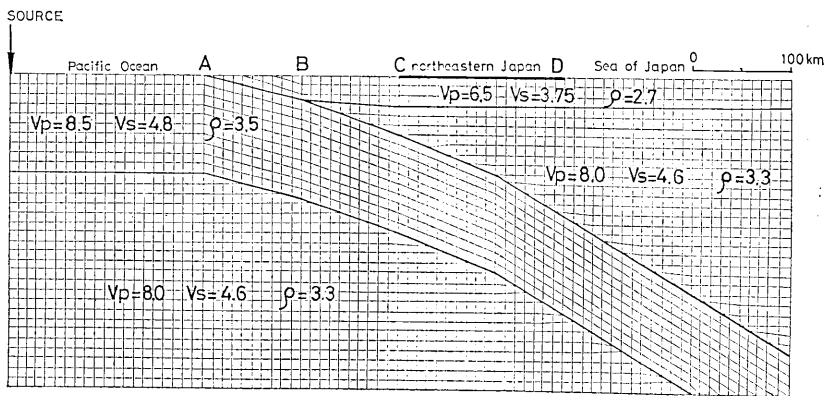


Fig. 20. Finite element model of the subduction zone beneath northeastern Japan. The left side is the Pacific Ocean and the right the Sea of Japan. The interval of C-D indicates northeastern Japan. The thickness of the plate is 100 km. Rayleigh waves are assumed to be incident from the left side (the Pacific Ocean).

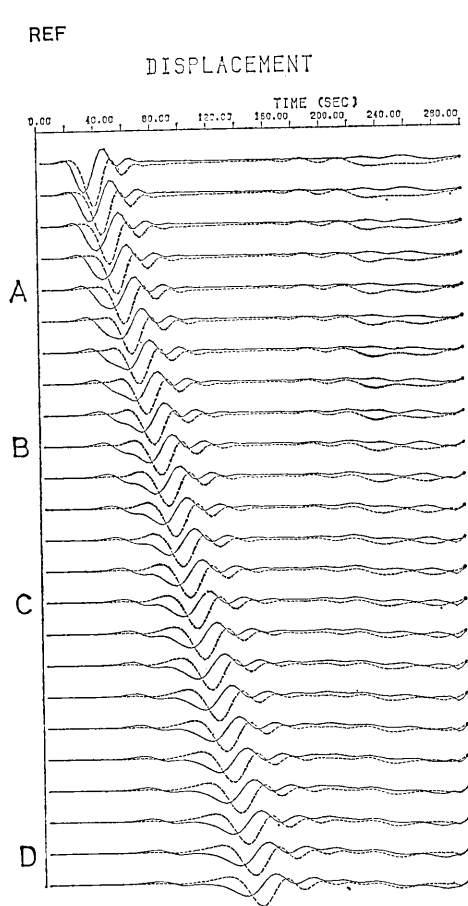


Fig. 21. Displacement seismograms obtained by assuming the horizontal layered structure. The solid and the broken lines indicate the horizontal and vertical components, respectively. The portions of the coda are contaminated by the reflected waves from the artificial boundaries in a finite element model.

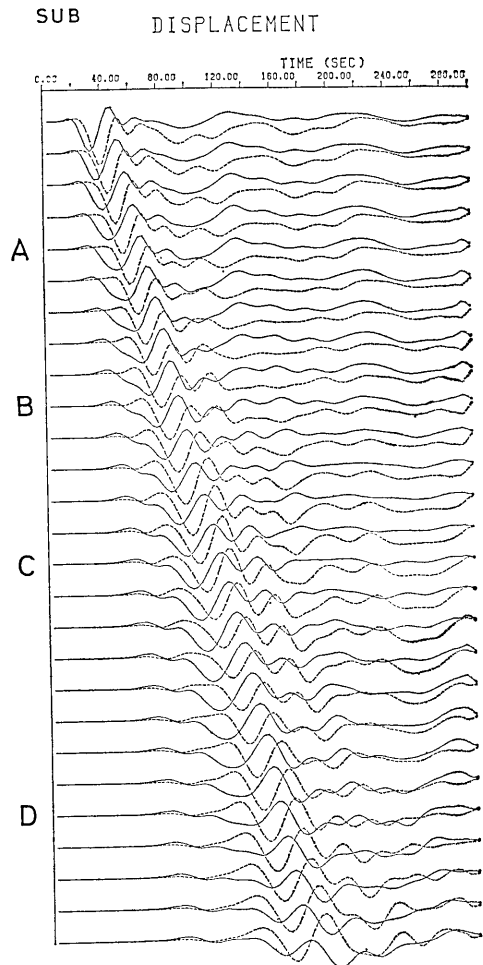


Fig. 22. Displacement seismograms for Fig. 20. The seismograms are contaminated by the reflected waves from the artificial boundaries in a finite element model shown in Fig. 20.

を示す。Fig. 21 の記象では伝播距離の増大に従って振幅が徐々に小さくなっているが、波形はほぼ等しく、分散性は見られない。200 秒以後にある位相は人為的に境界を設けたために生じたノイズと考えられる。REF のモデルは SUB に比べ深さ方向にモデルを大きくとってある。一方 SUB に対する記象 (Fig. 22) では主要動後が非常に乱れている。また主要動の振幅は一律に小さくなるのではなく変化しており、分散性もあらわれている。SUB のモデルは深さ方向に十分大きくとっていないためノイズが多く混入していると思われるが、これらの影響は主要動の振幅に比べ小さいと考えられるので、議論を主要動の

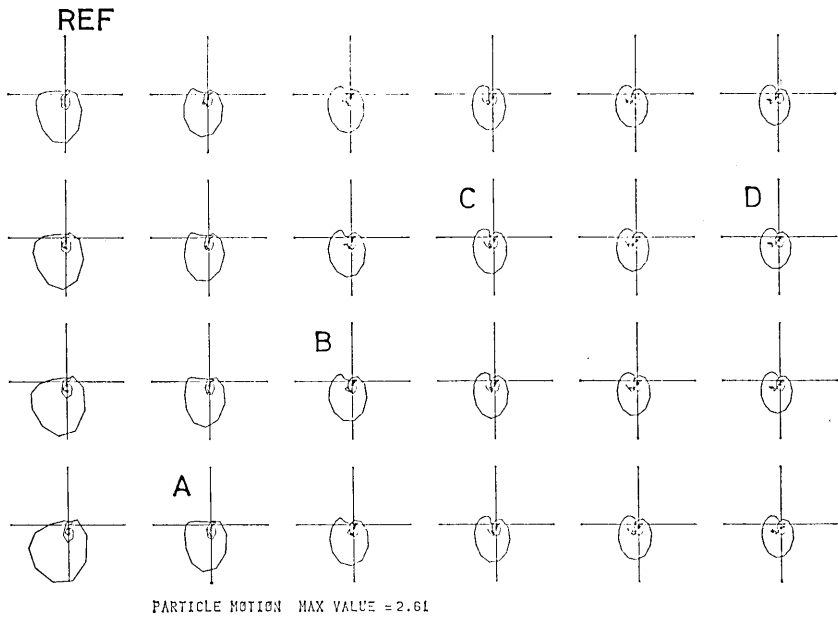


Fig. 23. Particle motions obtained from Fig. 21 at every 20 km from a point of the epicentral distance 120 km (left bottom). The epicentral distance increases from bottom to top, then continues to the next row.

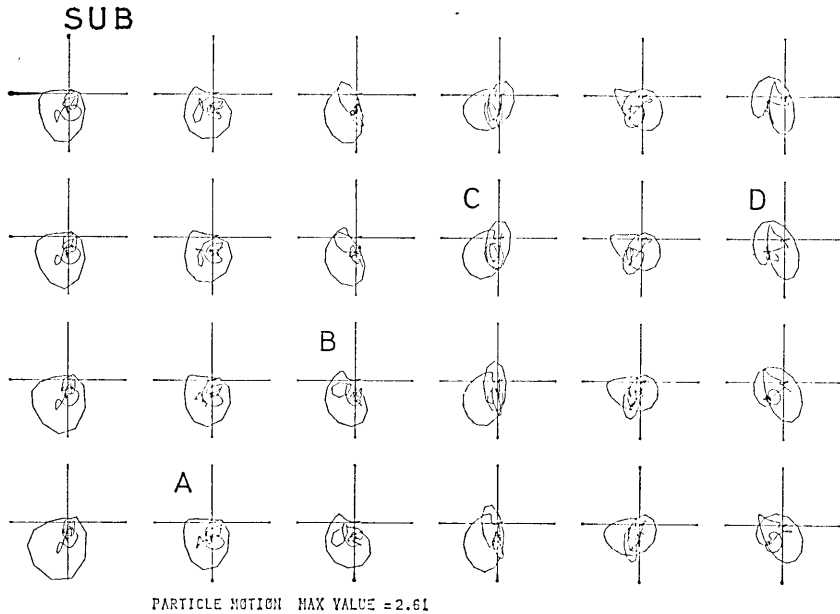


Fig. 24. Particle motions obtained from Fig. 22 at the same points as shown in Fig. 23.

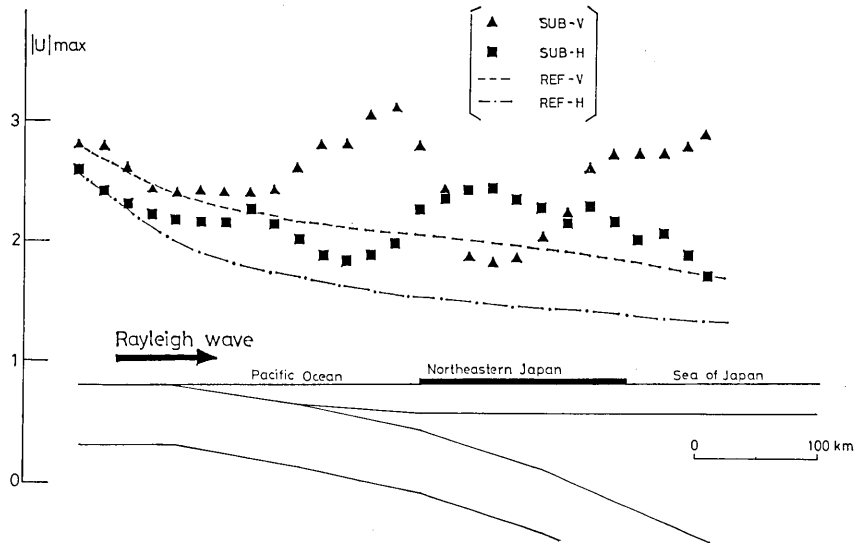


Fig. 25. Relation between maximum amplitudes and the propagation distance. SUB-V and SUB-H indicate the maximum amplitude of the vertical and horizontal components shown in Fig. 22. REF-V and REF-H indicate the maximum amplitude of the vertical and horizontal components shown in Fig. 21, respectively.

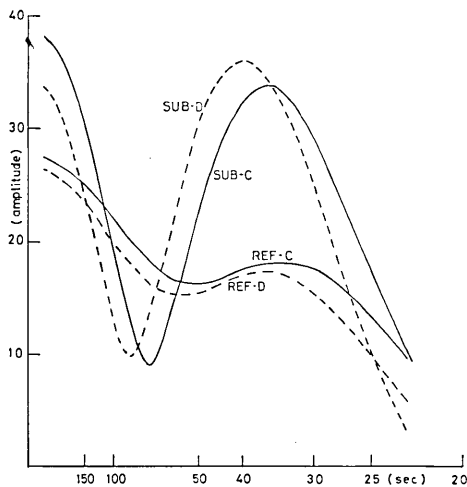


Fig. 26. Spectra of the main pulses at C and D. C and D correspond to the east and the west coast of northeastern Japan, respectively. SUB-C and SUB-D indicate the spectra at C and D shown in Fig. 20. REF-C and REF-D indicate the spectra for the horizontal layered structure at the same position as C and D. Scale of the spectral amplitude is arbitrary.

みに限定すればモデル設計の不十分さから生じるノイズを無視できるだろう。その反面、後続位相(プレートのもぐり込み面で発生するだろう各種反射波, 散乱波など)の識別は困難である。これについては今後あらためて注意深くモデルを作成し議論したい。Fig. 23はREFに対する震央距離120 kmから20 km毎の点でのparticle motionである。最初の100 kmを除ききれいな楕円軌道を描いている。Fig. 24はSUBに対するparticle motionを示したものであるが、主要動部分に注目してもREFに比べ非常に複雑な振動を示している。B点に近い所では軸がやや波の進行方向とは逆方向に傾いている。点C以遠100 km程度までは水平動が卓越

しているが点D付近は逆に上下動が大きい。最大振幅と伝播距離との関係をFig. 25に示す。ここで三角はSUBに対する上下動 (SUB-V), 四角は水平動 (SUB-H), 破線, 一点鎖線はREFに対する上下動 (REF-V), 水平動 (REF-H)を示す。SUB-V, Hは極大, 極小値をもっているがREF-V, Hは単調減少である。SUB-Vが極大値をもつ所で, SUB-Hは極小値をもち, 極小となる所では極大となっている。SUB-HはREF-Hに比べ常に大きく, 東北日本の中央付近で最大となり約1.8倍である。SUB-Vは東北日本のやや海側でREF-Vの約1.5倍となっている。Fig. 26は東北日本の太平洋岸(C)と日本海岸(D)における主要動(上下動)部分のスペクトルを示したもので, 比較として等震央距離のREFに対するスペクトル(REF-C, REF-D)も示してある。SUB-DはSUB-Cを長周期側にずらしたパターンになっている。周期40秒付近でSUB-CはREF-Cの1.8倍程度となっている。ここで用いたモデルでは, 海水の影響, 海洋下の地殻構造, 大陸下の浅部の構造などは考慮に入れられていない事, ノイズが混入しない様に十分大きくとられていない事などの問題があり, ここで示した程度の議論しかできないが, より詳細にモデルを作成すれば, プレートのもぐり込みという不規則構造の地震波への影響を把握できるだろう。また海底地震計による海での観測と陸上での観測の記録から, 最適な *subduction zone* の構造モデルを決定する事も可能となるだろう。

6. おわりに

不規則構造を伝播するレーリー波の問題を有限要素法を用いて取り扱い, その有用性を示した。即ち半無限体に対して, *transient excitation* により発生した弾性波のうちレーリー波と思われる位相の波形, 振幅, *particle motion*, 走時などについて連続体に対する理論値と比較しレーリー波を十分な精度で表現できることを示した。3/4無限体に対しては, レーリー波は角に近づくにつれ振幅が小さくなり, 粒子軌道の軸が若干傾く。角を廻り自由表面に沿って進む透過レーリー波と入射方向にそのまま進む大振幅をもった変換波が見られる。また反射レーリー波は殆んど見られない。段差のある場合については, 従来得られている結果とはほぼ一致する結果であった。変位場の表示により媒質内部の状態を把握でき, 透過波(自由表面に沿って進むものと, 段差を無視して直接進むもの), 反射波および変換された実体波を見ることができた。エネルギー損失の段差の高さと波長の比に対するパターンは, 振源が上部, 下部平坦部のどちらにあってもほぼ同じであるが, 損失量は後者の場合の方が大きい。*subduction zone* についてはモデル化が充分でなく精度の点で疑問が残るが, *particle motion*, 波形から各点での振動はかなり複雑であることが分かった。また振幅は上下・水平動とも場所により相当変化する。より注意深くモデル化することにより, *subduction zone* のテクトニクスを理解するための手段にもなり得ることを示唆した。

前報も含め, 全ての弾性波の伝播に対して有限要素法が有力な手段となることを示してきたが, 今後は実測データの活用にこの方法を適用していきたい。

謝 辞

本稿をまとめるにあたり, 地震研究所嶋悦三教授には終始懇切な御指導を賜った。同所

桃井高夫氏には有益な御教示を頂いた。ここに記して謝意を表す。尚、計算は東京大学大型計算機センター HITAC M-200H によった。

文 献

- DRAKE, L.A., 1972, Love and Rayleigh waves in nonhorizontally layered media, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **62**, 1241-1258.
- FELLIPA, C.A., 1966, Refined finite element analysis of linear and nonlinear two-dimensional structures, *SESM Rept.*, 66-22, Department of Civil Engineering, Univ. of California, Berkley.
- KATO, Y. and A. TAKAGI, 1956, Model seismology (Part 3). Wave propagation in the step-shaped structure and on the cliff, *Sci. Rept. Tohoku Univ.*, ser. 5, 74-86.
- MAL, A.K. and L. KNOPOFF, 1965, Transmission of Rayleigh waves past a step change in elevation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **55**, 319-334.
- MARTEL, L., M. MUNASINGHE and G. W. FARNELL, 1977, Transmission and reflection of Rayleigh wave through a step, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1277-1298.
- MCGARR, A. and L.E. ALSOP, 1967, Transmission and reflection of Rayleigh waves at vertical boundaries, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2169-2180.
- MUNASINGHE, M. and G. W. FARNELL, 1973, Finite difference analysis of Rayleigh wave scattering at vertical discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2454-2466.
- OKADA, H., S. ASANO, T. YOSHII, A. IKAMI, S. SUZUKI, T. HASEGAWA, K. YAMAMOTO, K. ITO and K. HAMADA, 1979, Regionality of the upper mantle around north-eastern Japan as revealed by big explosion at sea. I. SEIHA-1 explosion experiment, *J. Phys. Earth*, **27**, Suppl., 515-532.
- SATÔ, Y., 1972, A numerical experiment on wave propagation in an elastic quarter space, *J. Phys. Earth*, **21**, 287-299.
- 座間信作, 1981a, 不規則構造に対する地震波の挙動 その 1. 崖地形が地震動に及ぼす影響, 地震研究所彙報, **56**, 741-752.
- 座間信作, 1981b, 不規則構造に対する地震波の挙動 その 2. 1944 年東南海地震による静岡県太田川下流域浅羽町付近の被害について, 地震研究所彙報, **56**, 753-76.
- 座間信作, 1981c, 不規則構造に対する地震波の挙動 その 3. 水平方向に不均質な媒質を伝播する Love 波, 地震研究所彙報, **56**, 761-777.

20. *Behavior of the Elastic Waves Propagating through the Irregular Structures. IV. Rayleigh Waves.*

By Shinsaku ZAMA,
Earthquake Research Institute.

We will consider the propagation of Rayleigh waves through the irregular structures (three-quarters homogeneous space, step on a homogeneous half-space and subduction zone). A finite element method and a transient excitation are used to solve the problems in the time domain. Transient excitation seems more advisable than the eigenvalue approach, because the synthetic seismograms which are very consistent with usual observations can be obtained easily. Rayleigh waves are normally incident on the irregular structures, so the problem is two-dimensional.

First, the waves generated by a transient excitation in a homogeneous half-space are confirmed as Rayleigh waves in comparison with the theoretical results in respect to waveform, amplitude, particle motion, travel time, and so on.

For three-quarters homogeneous space, the amplitudes of Rayleigh waves become smaller and the axis of the particle motions leans somewhat when approaching the corner. After the incidence of Rayleigh waves on the corner of three-quarters space, transmitted Rayleigh waves with small amplitudes propagating along the free surface and the converted S waves going straight with large amplitudes in a medium are seen. Reflected Rayleigh waves are rarely observed.

Next, we study the propagation of Rayleigh waves through a step discontinuity when a source is upside and downside of a step. When on the upside, the reflected and two groups transmitted Rayleigh waves are seen in the computed seismograms along the surface. The converted body waves are seen in the wavefield representations. At the upper corner, Rayleigh waves have large amplitudes. The magnification is about 2.3 for the vertical component and 3.7 for the horizontal component. The axis of the orbits of Rayleigh waves at the upper corner has a level of 45 degrees. When on the downside, we observe Rayleigh waves propagating along the surface, but cannot observe the waves going straight at the surface, which considered as S waves with large amplitudes from the wavefield representations. Reflected Rayleigh waves from the lower corner are scarcely seen. The transmission and reflection coefficients are computed from the seismograms for both cases as a function of normalized step height by the incident wavelength. Using these values we calculate the energy loss of the incident Rayleigh waves by the existence of a step discontinuity. The patterns obtained for both cases are very similar to the results obtained by several authors. However, the amount of the energy loss is slightly larger in the latter case than in the former case in this study. Thus, the transmission and reflection coefficients and energy loss somewhat depend on the direction of the incidence of Rayleigh waves.

Finally, we treat the propagation of Rayleigh waves across the subduction zone beneath northeastern Japan. The finite element model is produced by simplifying the crust and upper mantle structure which is derived from explosion seismic observation. It is assumed that Rayleigh waves are incident from the Pacific Ocean. The obtained seismograms show the complex features. The amplitudes of both vertical and horizontal components depend on the site condition. The pattern of SUB-D is similar to the one of SUB-C shifted to a longer period. SUB-D has an amplitude 2.2 times as large as REF-D at a period of about 40 sec. Our model is not good enough to describe the effects of the scattered waves. If we choose a model more carefully, we will be able to know the behavior of Rayleigh waves propagating across this area in detail. Then the finite element method will be a powerful tool to understand the tectonics of the subduction zone through a comparison with the observations.

Through this study and the previous works (ZAMA, 1981a, b, c), we have shown that this method is very useful for studying the behavior of all elastic waves propagating the irregular structures.