

東京大学地震研究所 特定共同研究(B)

「短波長不均質構造と高周波地震波の輻射特性」研究会プログラム

日時：2002年12月16日（月）午後及び17日（火）

場所：東京大学地震研究所第2会議室

●12月16日（月）

○開会の挨拶

13:30 小菅正裕

○地震波の散乱と減衰に関する理論的・実験的研究

【座長：西上欽也】

13:40 村井芳夫

非常に密に分布する亀裂群による2次元SH波の散乱減衰と速度分散(2)

14:05 河原 純・大野大地・蓬田 清

2次元空隙群によるSH波の散乱減衰と分散(2)

14:30 鈴木佑治・河原 純・岡元太郎

2次元差分法を用いた亀裂群によるSH波散乱のシミュレーション

14:55 宮澤理稔

アクティブ構造を伝播する地震波の散乱問題

15:20 藤澤和浩・武井康子

部分熔融系を伝播する弾性波動の速度分散と減衰の測定

15:45 (休憩)

○地震波形および地震波エンベロープの研究(1)

【座長：松本 聡】

16:05 小原一成

高密度地震観測による近地・遠地地震波動伝播の特徴

16:30 束田進也・小高俊一・芦谷公稔・上垣内修・干場充之

P波初動部の平均的傾きと震央距離の関係について

16:55 干場充之

地震波エンベロープの統計的特徴の抽出

—統計的グリーン関数の構築を目指した地震波エンベロープの表現—

17:20 斉藤竜彦・佐藤春夫・大竹政和・小原一成

東北地方で観測される高周波数地震波エンベロープの特徴

—マルコフ近似法に基づく理論エンベロープによる解釈—

18:00 (懇親会)

●12月17日 (火)

○地震波形および地震波エンベロープの研究 (2)

【座長：吉本和生】

9:00 佐藤春夫・W. Lee・L. Lee

遠地地震波のコーダエンベロープに見られるScS相着信前後でのコーダ減衰の変化

9:25 前田拓人・佐藤春夫・大竹政和

長周期Rayleigh波コーダへの高次モードの寄与

○アレイ解析に基づく地震波散乱構造の研究 (1)

9:50 平 貴昭・蓬田 清

短スパン3成分アレイ観測を用いた散乱波のF-Kおよび偏向面解析

10:15 (休憩)

【座長：箕 楽麿】

10:35 浅野 陽一・長谷川昭

Sコーダ波エンベロープをデータとする散乱係数空間分布の推定法

11:00 西上欽也・土井一生・田所敬一・下川明子

2000年鳥取県西部地震の震源域における反射体・散乱体の三次元分布

11:25 松本 聡

アレイ観測に基づく散乱係数推定の試み (2)

11:50 渡邊篤志・松本 聡・植平賢司・清水 洋

雲仙火山下に見られる反射面

12:15 (昼食)

○アレイ解析に基づく地震波散乱構造の研究 (2)

【座長：河原 純】

13:30 小菅正裕・相澤信吾

地震波散乱構造と低周波地震

○地震波の散乱・減衰の観測的研究と震源過程の研究 (1)

13:55 蓬田 清・勝俣 啓・平 貴昭

低・高周波の2つのS波を持つ地震波形：スラブ上面の局所的な減衰・散乱領域

14:20 吉本和生

東北地方の地殻及び最上部マンツルの内部減衰と散乱減衰

一速度勾配構造モデルを用いた測定アプローチ

14:45 (休憩)

○地震波の散乱・減衰の観測的研究と震源過程の研究 (2)

【座長：干場充之】

15:05 高橋 努・佐藤春夫・大竹政和・小原一成

東日本・火山フロント前弧側における中小規模地震の見かけ応力の規模依存性および地域性

15:30 笥 楽麿

高密度強震観測網データによる2001年芸予地震の詳細な震源過程：スラブの構造との関連および強震動との関連

15:55 木村武志・笥 楽麿

強震記録の波形インバージョンから推定される2001年兵庫県北部地震の震源過程の不均質性

○閉会の挨拶

16:20 山下輝夫

非常に密に分布する亀裂群による2次元SH波の散乱減衰と速度分散(2)

村井芳夫 (北海道大学大学院理学研究科 附属地震火山研究観測センター)

Scattering attenuation and dispersion of SH waves in 2-D elastic media with densely distributed cracks (2)
Yoshio Murai (Institute of Seismology and Volcanology, Graduate School of Science, Hokkaido University, N-10 W-8, Kita-ku, Sapporo 060-0810, Japan: murai@eos.hokudai.ac.jp)

はじめに

地球内部には多数の亀裂が含まれていることが知られている。亀裂群に地震波が入射すると散乱され、振幅が減衰し、速度分散を生じる。このような観測データから亀裂分布を求めるために、低周波近似や亀裂の疎な分布を仮定した理論にもとづく解析が行われてきた。しかし、例えば様々な観測から断層破碎帯では亀裂の分布密度が非常に高いことが明らかになってきたので、これまでの近似を用いた理論的研究の結果がどの範囲の亀裂分布密度まで有効か調べておくことは重要である。村井(2002)では、非常に密に周期的に分布する亀裂群に垂直に平面波を入射させて散乱波を計算し、 Q^{-1} と位相速度を求め、Foldy(1945)の近似を用いた結果(Kawahara & Yamashita 1992)との比較を行った。その結果、低波数領域では、密度が高くなるにつれ、亀裂間の多重散乱の影響が強くなり、Foldyの近似による値に比べ、理論波形から求めた Q^{-1} が小さくなっていった。一方、位相速度の分散は亀裂分布密度が高い場合でも、Foldyの近似を用いた結果と一致していた。今回は、平面波が亀裂群に斜めに入射する場合と亀裂がランダムに分布する場合についても考察する。

亀裂分布のモデル

亀裂分布として2種類のモデルを考える。1つは、村井(2002)と同様に、亀裂が横方向には無限に、縦方向には一定の幅にそれぞれ等間隔に帯状に分布するモデルである。もう1つは、Murai *et al.* (1995)と同様に、ある長方形の領域に有限個の亀裂がランダムに分布するモデル

である。両者とも、すべての亀裂は同じ長さで平行であると仮定する。理論波形計算には、周期分布の場合にはMurai & Yamashita(1998)の方法を、ランダム分布の場合にはMurai *et al.*による境界積分方程式法を用い、Murai *et al.*と同様の方法で Q^{-1} と速度の波数依存性を求める。

結果

(1) Q^{-1}

亀裂の分布密度が低い時には、 Q^{-1} の波数依存性は亀裂分布モデルや入射角によらずKawahara & Yamashita(1992)によるFoldyの近似を用いた結果とよく一致した。密度を高くしていくと、周期分布の場合には、低波数側でFoldyの近似による値に比べ、理論波形から求めた Q^{-1} が小さくなっていったが、ランダム分布の場合には、Foldyの近似による値とエラーバーの範囲で一致した。斜め入射の場合にも同様の結果が得られた。Fig.1に垂直入射時の $\nu a^2=0.1$ の場合の Q^{-1} を示す。ここで、 ν は亀裂の数密度、 a は亀裂長の半分、 k は波数である。実線はKawahara & YamashitaによるFoldyの近似を用いた結果である。これから、低波数領域では、亀裂間の多重散乱の影響が強くなり、 Q^{-1} の値は亀裂の分布密度だけでなく、分布の仕方にも依存すると言える。

(2) 位相速度

Fig.2に $\nu a^2=0.1$ の場合の垂直入射時の $(\beta-\nu)/\beta$ (β は媒質の固有S波速度、 ν は位相速度)を示す。実線はKawahara & Yamashitaによる結果、破線は低周波極限での値である。位相速度は亀裂の分布密度が高い場合でも、亀裂分布モデルによらずFoldyの近似による結果と一致していることがわかる。斜め入射の場合に

も同様の結果が得られた。このことから速度から亀裂分布密度を求める際には、亀裂分布密度が高い場合でも1次散乱のみを考慮した理論が有効であると言える。

(3) 反射係数

本研究では亀裂の帯状分布を仮定しているため、これを断層破碎帯と見なすこともできる。亀裂群からの反射波のスペクトルを入射波のスペクトルで割ることによって反射係数を求め、仮に断層破碎帯を単純な低速度層と仮定して、反射係数の波数依存性からその速度構造を推定してみた。垂直入射の場合には、推定された破碎帯の幅と速度は、実際の亀裂分布の幅と理論波形から求められた位相速度の値とほぼ一致した。しかし、斜めに入射する場合には、実際より低速で薄

い低速度層であるという結果が得られてしまった。このことから亀裂分布を低速度層と仮定して反射波の反射係数から反射面の構造を推定しようとする、斜め入射の場合に正しく求められない可能性があることがわかった。

文献

- Foldy, 1945, *Phys. Rev.*, **67**, 107-119.
 Kawahara & Yamashita, 1992, *Pageoph*, **139**, 121-144.
 Murai *et al.*, 1995, *Geophys. J. Int.*, **122**, 925-937.
 村井, 2002, 平成13年度本研究会要旨。
 Murai & Yamashita, 1998, *Geophys. J. Int.*, **134**, 677-688.

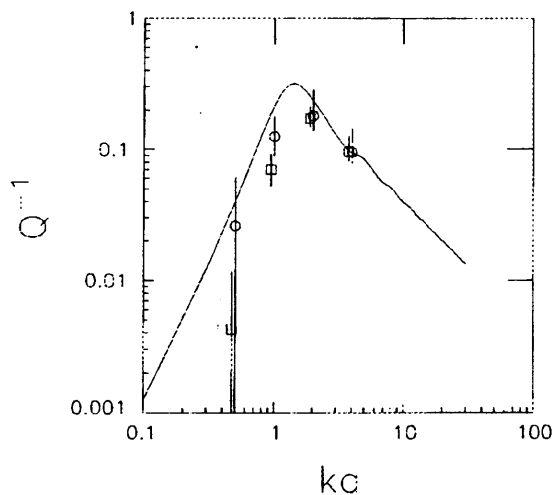


Fig.1 The wavenumber dependence of Q^{-1} . $\nu a^2=0.1$ and normal incidence to the crack surfaces are assumed. Boxes and circles are the mean values obtained for periodic arrays of cracks and randomly distributed cracks, respectively. The solid curve is the result obtained by Kawahara & Yamashita (1992).

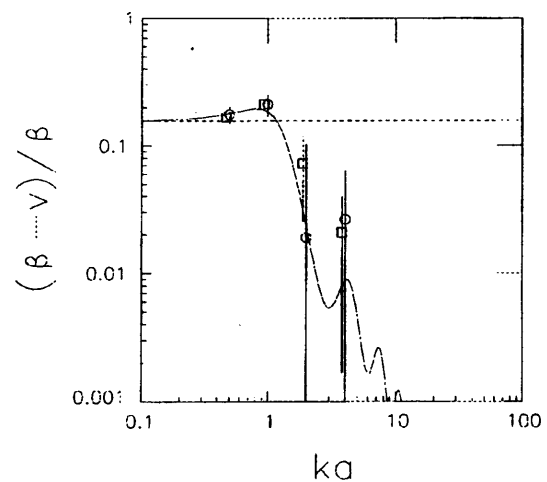


Fig.2 The wavenumber dependence of $(\beta - \nu)/\beta$. $\nu a^2=0.1$ and normal incidence to the crack surfaces are assumed. Boxes and circles are the mean values obtained for periodic arrays of cracks and randomly distributed cracks, respectively. The solid curve is the result obtained by Kawahara & Yamashita (1992). The dashed line is the value at the low wavenumber limit.

2次元空隙群によるSH波の散乱減衰と分散(2)

河原 純、大野大地（茨城大・理）

蓬田 清（北大・理）

はじめに

我々はこれまで、リソスフェアの不均質構造による地震波の散乱の物理過程を解明することを目的として、均質媒質中に埋め込まれた多数の離散的散乱体（介在物、亀裂、空隙など）による弾性波の散乱を、理論と数値実験の両面から研究してきた。前回（大野・他, 2002）は、円形ないし楕円形の2次元空隙群による平面SH波の散乱を境界積分法（Benites et al., 1992）によりシミュレートし、アレイ観測で得られた波形群の初動部分のピークの振幅と走時の平均から、散乱に起因する直達波の減衰と速度分散（以下、散乱減衰と分散）を推定した。得られた結果は空隙のアスペクト比や軸方向によらず、1次散乱理論（河原・蓬田, 1996）による予測値と概ね誤差の範囲内で一致した。これを亀裂群に関する過去の同様な結果（Murai et al., 1995）と併せることにより、1次散乱理論が散乱体の形状によらず妥当であることが示唆された。

しかしながら、前回の散乱減衰と分散の測定法には以下のような難点がある。1次散乱理論は多重散乱の無視を前提とし、疎な散乱体分布に対して有効と考えられるので、分布密度に関する有効範囲を検証することは重要である。しかし前回の手法では、分布が密になって散乱減衰と分散が顕著になるにつれ、初動部分の波形が大きく崩れてピークが特定しにくくなり、減衰などの正確な測定が困難になるというジレンマが生じる。また、個々の観測点での散乱減衰と分散を観測点間で平均するという前回の手法は、現実の地震波の減衰などの測定との対応上は意義を持つものの、これによる結果は厳密には1次散乱理論の解と論理的に整合しない。なぜなら同理論が予測するのは波動場のアンサンブル平均（平均波）の減衰と分散だからである。そこで今回は、平均波の概念に基づき、同理論と論理的に整合的で、密分布にも適用可能な散乱減衰と分散の測定法を提案する。そして、この方法を前回と同様な数値波動シミュレーションの結果に適用し、同理論の分布密度に関する適用限界を検証する。

散乱減衰と分散の測定法

今回の測定法の概略を以下に述べる。まず、前回と同様、平面SH Ricker波（卓越周波数 f_0 ）を矩形（横 $L \times$ 縦 W ）の円形空隙分布領域（空隙数 N ）の下端から入射させて散乱をシミュレートし、上端に配置した観測点アレイで波動を観測する。空隙はすべて同じ半径 a を持ち、その分布は一様ランダムとする。ただし空隙の境界面同士が $0.2a$ より接近しないよう制約を加え、かつ観測点と空隙との重なり合いを防ぐため、測線（領域上端）直下の幅 a の帯状領域から空隙を排除した。それゆえ分布数密度は $\nu = N / L(W - 0.5a)$ と見なし、かつ（無次元化された）分布密度を $\varepsilon = \nu a^2$ で定義する（ $\pi\varepsilon$ は空隙の体積含有率を表す）。また、シミュレーションは分布密度を保ちつつ分布パターンを変えて複数回おこなう。次に、得られた波形を観測点間で平均し、その結果をさらに異なる分布パターン間で平均することにより、観測波形の平均（以下、観測平均波）を求める。ただし領域の左右端から外部へのエネルギーの流出の効果を除くため、測線の両端から一定距離内の観測点のデータは捨て、中央部の観測点のデータのみを用いる。さらに、観測平均波の初動部分（時間窓の幅は $t_0 - 10s \sim t_0 + 2t_B$ ）のフーリエスペクトルを求める。ここで t_0 は空隙が存在しない場合に観測されるRicker波（以下、入射Ricker波）の最大（第2）ピークの走時、 $t_B = \sqrt{6} / \pi f_0$ は入射Ricker波の第1・第3ピークの走時差である。観測平均波からインコヒーレントな成分（コーダ波）が十分に除去されれば、観測平均波の振動継続時間は短く、そのスペクトルは時間窓の幅にほとんど依存しないであろう。最後に、入射Ricker波に対する観測平均波のスペクトル比から Q 値と位相速度 V を求める。ただし得られた数値のうち、入射Ricker波が十分なパワーを持つ $f_0/2 < f < 2f_0$ （ f は周波数）の帯域に対するものを有意と見なし採用する。以上の操作を、 f_0 の相異なるRicker波について実行する。

上記の手法の欠点は、得られた Q , V 値の推定誤差を求めるのが容易でない点である。そこで、観測平均波波形と個々の観測波形群の差から標準偏差を求め、これを観測平均波の誤差と見なす。そして1次散乱理論から予測された平均波（以下、予測平均波）波形が観測平均波の誤差範囲内に収まるかどうかを見ることにより、理論と観測の一致の有意性を議論することにする。

結果

用いたモデルや測定上のパラメータを表1に示す。なお空隙を含む媒質の速度は $V_0 = 1 \text{ km/s}$ 、空隙直径は $d = 2a = 2 \text{ km}$ とし、Ricker波は $f_0 = 0.15, 0.3, 0.6 \text{ Hz}$ （ $ka \equiv 0.94, 1.9, 3.8$ に対応、 $k = 2\pi f / V_0$ は波数）の3種類を用いた。

モデル1 ($\epsilon=0.0052$, 体積含有率約1.6%)は前回のケース1と同一であり、分布が十分に疎な場合に対応する。これに対して得られた観測波形群および観測平均波を、予測平均波や入射Ricker波とともに図1に示す。これより、観測平均波と予測平均波は線の太さの範囲内ではほぼ一致する。図2上段は図1の結果から得られた Q^{-1} 値と速度低下率 $\Delta V/V_0$ ($\Delta V=V_0-V$)であり、前回と同様、実験値と理論値はほぼ一致する。ただし $ka>2$ で $\Delta V/V_0$

Model	N	$L \times W$	ϵ	Length of the station array to be used	Number of distributions
1	50	$80d \times 30d$	0.0052	$0.6L = 48d$	4
2	50	$80d \times 10d$	0.016	$0.6L = 48d$	4
3	100	$80d \times 10d$	0.033	$0.6L = 48d$	4
4	100	$40d \times 10d$	0.066	$0.4L = 16d$	10
2s	50	$40d \times 20d$	0.016	$0.2L = 8d$	1

表1.

の実験値と理論値のずれがやや目立つが、この部分は位相速度の測定分解能(走時分解能、すなわち波動シミュレーションにおける時間ステップ値に対応)以下であり有意とは言えない。図2下段は予測平均波と観測平均波の初動部分を比較したものであるが、両者の一致の有意性が極めて高いことは図1ですでに確認した通りである。なお前回と同様、モデル1で空隙を楕円形(長軸= a , 短軸= $a/2$)に変えた場合も試みたが、全く同様の結果が得られた(図は省略)。

一方、モデル2 ($\epsilon=0.016$, 体積含有率約5%)とモデル3 ($\epsilon=0.033$, 体積含有率約10%)は分布が比較的密な場合であり、多重散乱が顕著に生じていると期待されるが、得られた結果はモデル1と同様、実験と理論のよい一致を示した(図は省略)。モデル4 ($\epsilon=0.066$)は分布が相当密な場合であり、その体積含有率は約20%に達し、平均空隙間隔は空隙直径の2倍程度である。これについて得られた結果を図3に示す。同図上段によると、 $ka<1$ で Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ の観測値が1次散乱理論解を若干下回る。これは、多重散乱の効果を論じた過去の理論的研究と定性的に調和的である(河原, 2001)。また $ka \sim 3$ (波長 \sim 直径 \sim 平均空隙間隔/2)で Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ に局所的なピークとトラフがそれぞれ見られる。しかし同図下段によれば、予測平均波は観測平均波の誤差範囲内にほぼ収まっており、1次散乱理論の有効性を示唆する。

なお参考までに、分布がランダムでない場合(モデル2s)について上記と同様な実験をおこなった。このモデルは、空隙を1辺 $4d$ の正方形(各辺は縦および横方向に平行)の格子状に配置したものである。この場合、観測波形群は測線に沿って周期的に変動し、また予測平均波の初動部は観測平均波の誤差範囲から大幅にずれ(図4下段)、かつ顕著な後続波群が現れた。また、得られた Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ は波数軸上で明瞭な振動を示した(図4上段)。後続波が測定時間窓内に混入するために、 Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ はあまり安定に決定されていない(相異なる f_0 に対する3本の測定値曲線が滑らかに接続しない)ものの、この振動は波長と空隙間隔が整数比をなす波数付近で極大値を取るように見える。

考察

モデル1~4の結果は、1次散乱理論が相当高い分布密度に至るまで($\epsilon<0.06$, 体積含有率 $<20\%$)有効であることを示す。円形散乱体の場合、これ以上密な分布を考えることは実用的にあまり意味が無いと思われるので、分布がランダムである(あるいはそれに近い)限り、1次散乱理論が常に有効であると言ってよいであろう。これは後続のコーダ波が通常は多重散乱の影響を免れないことと対照的である。ただし、亀裂のような体積をほとんど持たない散乱体の場合にはさらに密な分布もあり得るので、今後検討する必要がある。

1次散乱理論は散乱体の空間分布のランダム性を前提とする。モデル2sの結果は、分布に規則性が存在する場合には強い干渉が生じるため、比較的低密度でも1次散乱理論が破綻し、波数軸上において Q 値と位相速度に顕著な振動が生じ得ることを示す。これは完全に周期的な散乱体分布領域中を伝わる波動に関して、そのスペクトルに通過帯域と遮断帯域が交互して現れること(河原, 2001)に対応すると思われる。厳密に言えば、円形空隙は有限の体積を持つため完全にランダムな分布は実現せず、ランダム性からの逸脱は分布密度が増すにつれ大きくなる(もちろん、分布密度の上限値は規則的な最密充填構造に対応する)。図3上段の結果に見られる $ka \sim 3$ でのピークとトラフはそのような効果を表している可能性がある。

参考文献

- Benites, Aki and Yomogida, 1992, *Pure Appl. Geophys.*, **138**, 353-390; 河原, 2001, 地震2, **54**, 91-108; 河原・蓬田, 1996, 地球惑星科学関連学会1996年合同大会予稿集, 331; Murai, Kawahara and Yamashita, 1995, *Geophys. J. Int.*, **122**, 925-937; 大野・河原・蓬田, 2002, 平成13年度地震研究所特定共同研究(B)「短波長不均質構造と高周波地震波の輻射特性」研究会。

図1. モデル1に対する観測波形群（薄青色の細線）、観測平均波（青い太線）、予測平均波（赤い太線）、および初期Ricker波（緑の太線）。ただし青い太線は赤い太線の下にほとんど隠れている。横軸の単位は秒。上・中・下段はそれぞれ $f_0 = 0.15, 0.3, 0.6$ Hz に対応。

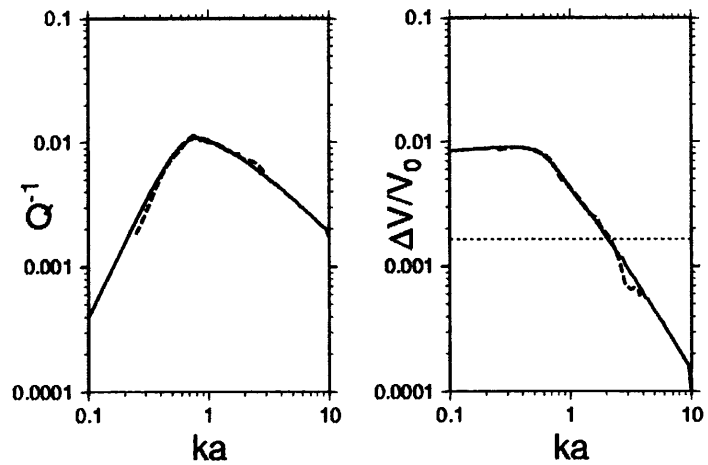
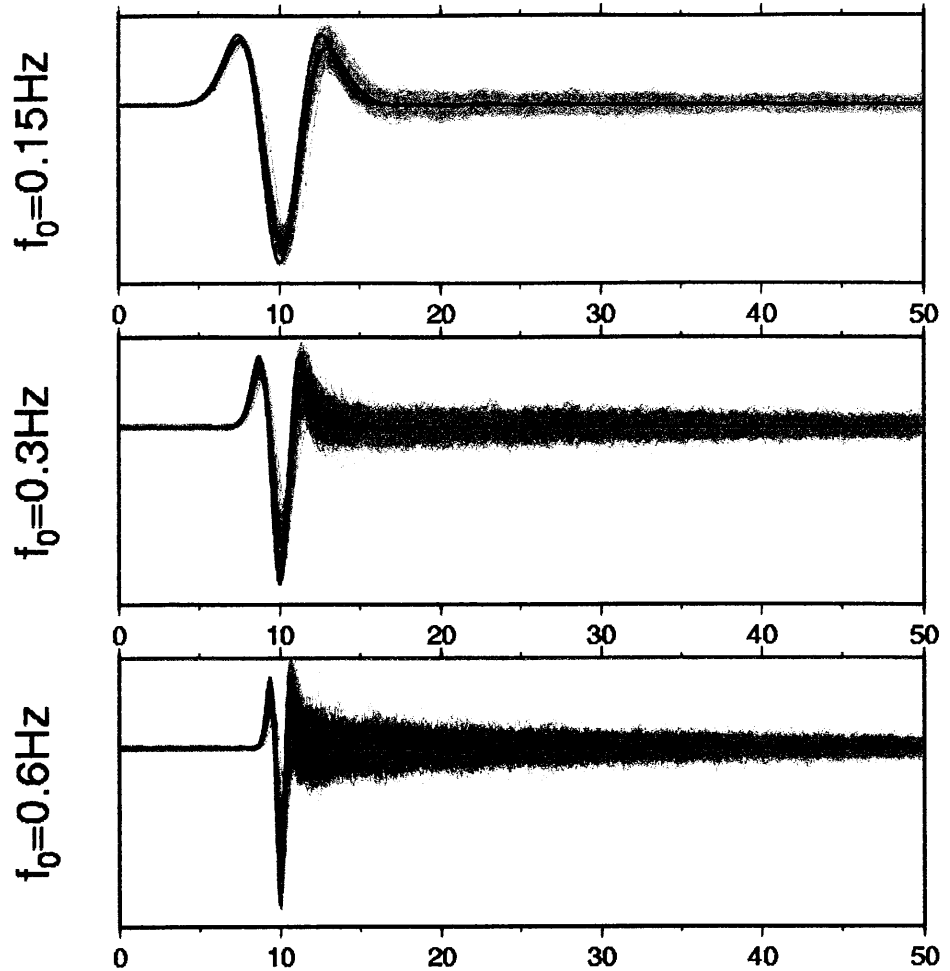
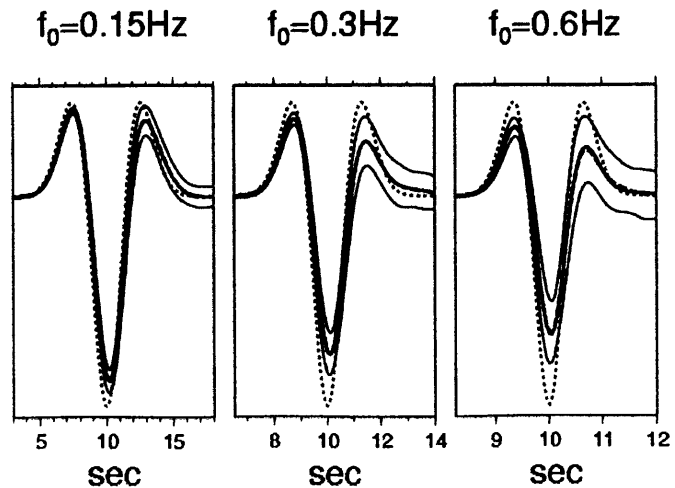
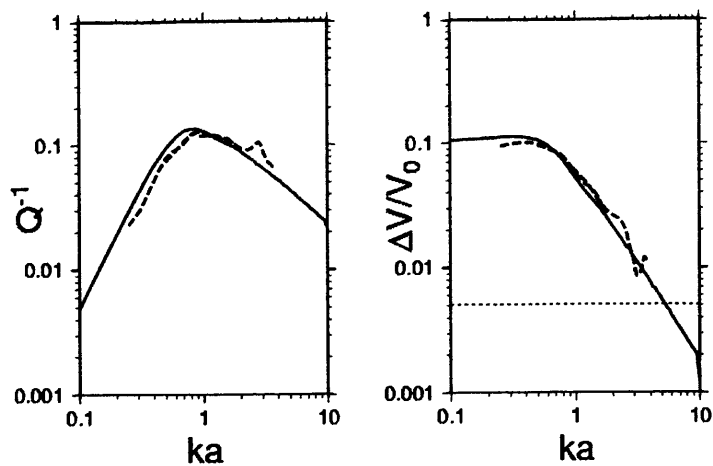


図2. (上) モデル1に対する Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ 値。赤い太実線は理論値、青い太破線は観測値、黒い細点線は $\Delta V/V_0$ の測定分解能。(下) モデル1に対する各波形の初動部分。青い破線と実線はそれぞれ観測平均波とその誤差範囲、赤い実線は予測平均波、緑の点線は初期Ricker波。左からそれぞれ $f_0 = 0.15, 0.3, 0.6$ Hz に対応。





$f_0=0.15\text{Hz}$

$f_0=0.3\text{Hz}$

$f_0=0.6\text{Hz}$

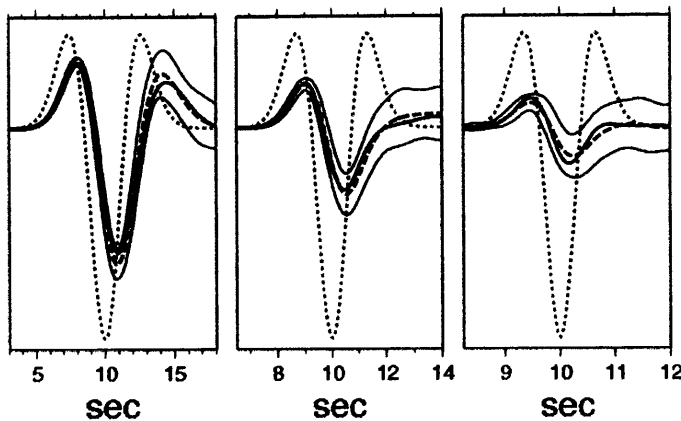
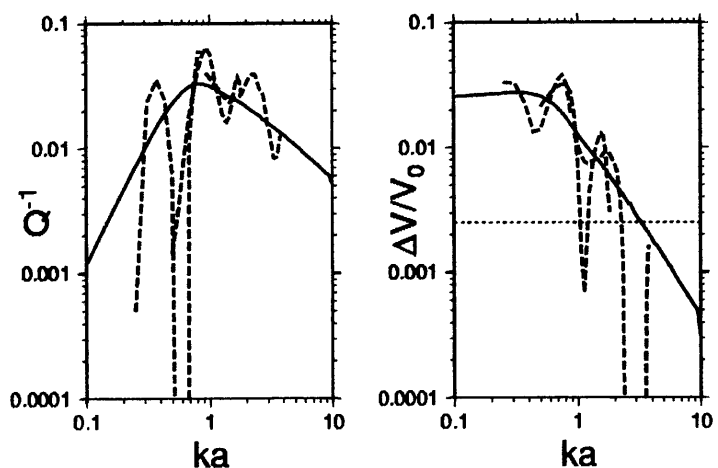


図3. モデル4に対する (上) Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ 値、および (下) 各波形の初動部分。図の見方は図2と同様。



$f_0=0.15\text{Hz}$

$f_0=0.3\text{Hz}$

$f_0=0.6\text{Hz}$

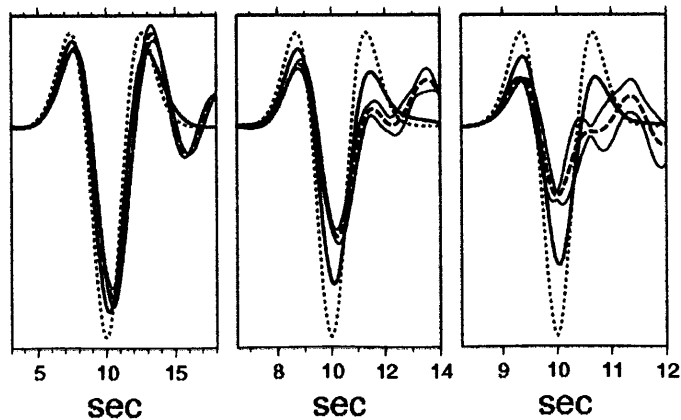


図4. モデル2sに対する (上) Q^{-1} と $\Delta V/V_0$ 値、および (下) 各波形の初動部分。図の見方は図2と同様。

2次元差分法を用いた亀裂群によるSH波散乱のシミュレーション

鈴木 佑治、河原 純(茨城大・理)、岡元 太郎(東工大・理)

はじめに

今日まで、亀裂などの離散的散乱体分布による地震波散乱の数値波動シミュレーションにおいては、境界積分方程式法(BIEM)が主に用いられてきた(例えば、Murai et al.[1995])。その主な理由は計算精度の高さと散乱体の形状における自由度の高さにあると思われる。しかし、BIEMには、大量の散乱体を扱う際の計算コストの増大や、散乱体を含む媒質に速度や密度の不均質性を与えるのが困難な点などの欠点がある。一方、差分法(FDM)はこれらの点においては有利な手法であり、プログラミングも容易である。一般に FDM は BIEM より精度の点で劣ると考えられているが、ある程度の精度を保持することができれば、十分に実用に耐えると考えられる。本研究では、2次元平行亀裂群によるSH波散乱について波形合成にFDMを適用し、その結果をBIEMによるものと比較することにより、その計算精度や実用性を検討する。なお、全ての亀裂面はstress-freeであると仮定する。

計算手法

ここでは空間4次精度、時間2次精度の速度応力スキームと、スタaggerドグリッドを用いた標準的なFDM(Virieux[1984]、Levander[1988])を用いる。計算領域の境界では、側方両端(z軸に平行)では周期境界条件を、上下端(x軸に平行)ではClayton & Enquist [1977]の吸収境界条件を課す。また、全ての亀裂はx軸(水平)方向に平行とし、かつ同じ長さとする。差分格子への亀裂の埋め込みについては過去にいくつかの方法が提案されている(例えば、Coates & Schoenberg[1995])が、ここでは最も単純な方法として、亀裂に相当するグリッド点上で応力=0を直接課すことにする。FDMの計算に用いたモデルパラメーターを表1に示す。以下で述べるFDMの計算結果の比較対象は全てMurai et al.[1995]のBIEMによる計算結果であり、十分な精度が得られるよう注意を払う。

変位食い違い

最初に、正弦波入射($ka=1.0, 2.8, 4.2, 6.0$)に対する亀裂の変位食い違いを求めた。ここで k は波数を表す。差分法の計算モデルは表1のmodel1である。各波数ごとに正弦波 $H(t)\sin(kz+\omega t)$ ($H(t)$ は階段関数)を入射させ、亀裂の振動がほぼ定常状態になった時点で変位食い違いを求める。ただし、亀裂に相当するグリッド点上では変位食い違いは定義できないので、その点をはさむ上下2点での変位の差の最大値(絶対値)を読みとることによって近似する。計算はグリッド間隔(dx)を0.05a, 0.025a, 0.0125aの3通りに変化させて行った。その結果はdxを小さくするにつれてBIEMの結果に漸近せず、dx=0.025aで約3%小さい値をとった(図1)。そこで、比較のためにFDMの空間精度を2次に落として変位食い違いを再計算した(dx=0.01aとし、計算モデルは表1のmodel2)。その結果はBIEMの計算結果と良く合致した(図1)。これらを考慮すると、4次精度の場合の誤差は、その差分演算子そのものの性質、すなわち、4次精度の演算子が2次精度のものより非局所性が強いことを反映していると思われる。なお、亀裂先端の延長上でも変位食い違いが見られるのは、変位出力点と亀裂の位置とのずれによって説明される。

波形合成

次に、亀裂と観測点がある程度はなれている場合に、FDM(再び、空間4次精度を採用)が正しい波形を計算するのかという問題に取り組む。計算モデルは表1のmodel3であり、dx=0.025aと固定し、入射波には卓越周波数 $f_c=0.6\beta/a$ のリックカー波を使用する。亀裂分布については図2a~図2dに描かれている4つのモ

デルを用いた。それぞれのモデルにおいて、中央の観測点で観測した変位波形を図 3a~図 3d に示す。全ての図において FDM と BIEM の合成波形はほぼ一致している。また、観測点ごとに FDM による波形から BIEM によるものを差し引いた残差を入射リッカー波の最大ピークの振幅で規格化し、百分率で表示した残差波形を図 4a~図 4d に示す。図 2b~図 2d の亀裂分布においては亀裂間多重散乱が激しく生じているはずであり、その結果として図 4a に比べて図 4b~図 4d では残差の増大が認められるものの、それほど顕著でない。さらに、 $10 a / \beta < t < 20 a / \beta$ の間(主要部)と $20 a / \beta < t < 30 a / \beta$ の間(コーダ部)の残差の RMS (R_{RMS})をそれぞれ計算した(図 5a~図 5d)。ただし、 R_{RMS} は次式で計算している。

$$R_{RMS} = \sqrt{\frac{\int (U_{BIEM}(t) - U_{FDM}(t))^2 dt}{\int U_{BIEM}(t)^2 dt}}$$

ここで $U_{FDM}(t)$ は時刻 t での FDM による変位波形、 $U_{BIEM}(t)$ は時刻 t での BIEM による変位波形を示している。単一亀裂の場合(図 5a)に比べ、多重散乱が顕著に生じる場合(図 5b~図 5d)ではコーダ部の R_{RMS} は比較的大きな増加を示すが、主要部のそれは 0.2 以下に抑えられており、計算精度は十分に維持されていると見なせる。

減衰と分散

最後に Murai et al.[1995]と同様な手法により、FDM による波形合成から Q^{-1} 値と速度分散を求めた。計算モデルは表 1 の model4 であり、 $dx=0.025a$ で固定している。仮定した亀裂分布を図 6a に示す。入射波には $fc=0.15, 0.3, 0.6 \beta/a$ のリッカー波を用いた。その結果は図 6b,c に示す。図では、同様な方法で BIEM により実験的に求めた結果(Murai et al.[1995]の結果に対応)と、Kawahara & Yamashita[1992]の 1 次散乱理論による解も示されている。3 者は良く一致し、ここでも FDM の精度の高さが確認された。さらに、この場合(BIEM における亀裂の分割幅は $0.02a$)の計算時間は FDM の方が短くなり、FDM の使用による利点が活かされている。

総論

以上の 3 つの場合に関して、FDM と BIEM の差について議論してきた。変位食い違い(あるいは亀裂のごく近傍の波動場)の計算には空間 2 次精度の FDM が高精度の結果を与える点を除けば、一般に 4 次精度 FDM は亀裂分布による散乱波動場の計算方法として十分な精度を与えることが示された。ただし、多重散乱の効果が累積するコーダ部の精度についてはより詳しい検討が必要かもしれない。今後は本研究で用いた 2 次元 SH 波 FDM を、より高密度な亀裂分布や、不均質速度構造中の亀裂分布による散乱に応用することが期待される。また、2 次元 P-SV 波や 3 次元への拡張も今後の課題であり、比較的容易であると予想される。

謝辞 村井芳夫博士(北海道大学)には BIEM の計算プログラムを提供して頂きました。記して感謝します。

参考文献

- Clayton, R. and B. Enquist, 1977, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67, 1529-1540.
 Coates, R. T. and M. Schoenberg, 1995, *Geophysics*, 60, 1514-1526.
 Levander, A. R., 1988, *Geophysics*, 53, 1425-1436.
 Kawahara, J. and T. Yamashita, 1992, *Pure Appl. Geophys.*, 139, 121-144.
 Murai, Y., J. Kawahara and T. Yamashita, 1995, *Geophys. J. Int.*, 122, 925-937.
 Virioux, J., 1984, *Geophysics*, 49, 1933-1957.

モデル名	計算領域(x 軸方向×z 軸方向)[a]	時間間隔 $\Delta t[a/\beta]$	総時間間隔数
model1	17×45	0.003	5000
model2	17×45	0.015	10000
model3	35×32.5	0.005	8000
model4	40×55.5	0.005	10000

表 1. 計算に用いた各モデルのパラメーター。

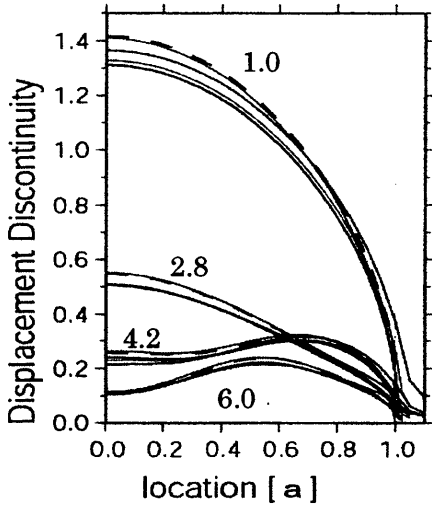


図 1. BIEM と FDM の変位食い違いの計算結果。横軸は亀裂中心からの距離(a で規格化)。図中の数字は ka を表し、結果は $ka=0$ の場合に亀裂中心で 1 になるように規格化。黒の破線が BIEM による結果、青線が空間 4 次精度 FDM の $dx=0.05a$ の場合、緑線が同じく $dx=0.025a$ の場合、黒線が同じく $dx=0.0125a$ の場合、赤線が 2 次精度の FDM($dx=0.01a$) による場合をそれぞれ示している。

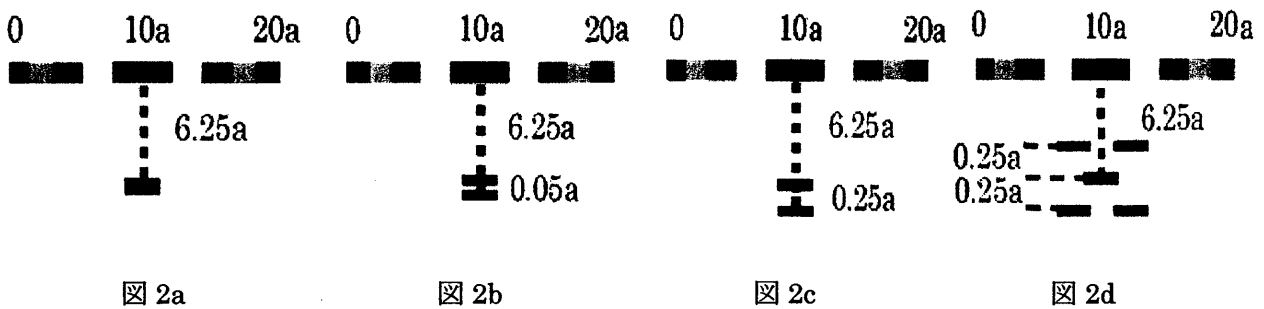


図 2. model3 における亀裂(黒線)と 101 点の観測点(青・水色・緑・黄色・赤線)との位置関係。

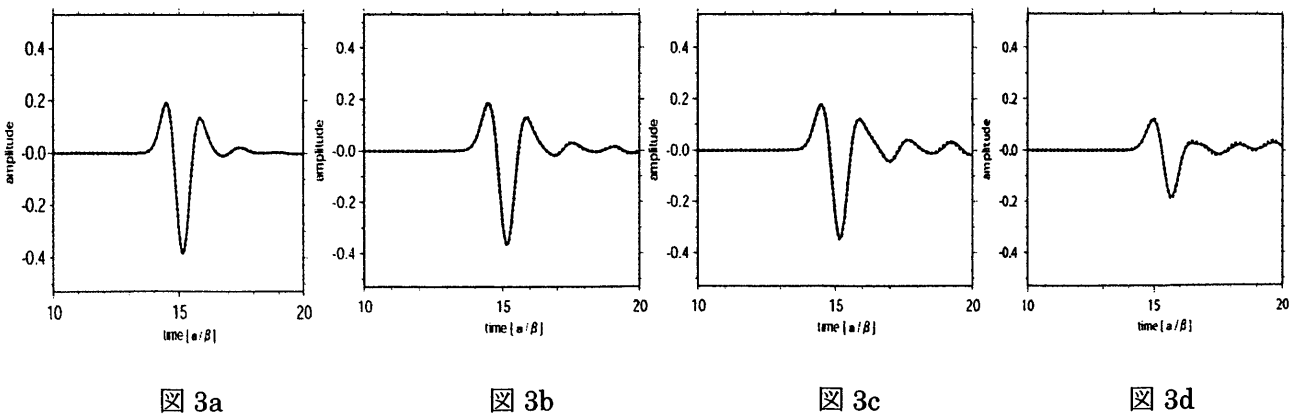


図 3. 図 2a～図 2d のそれぞれの観測点中央における変位波形。FDM は赤線、BIEM は黒の点線で示している。

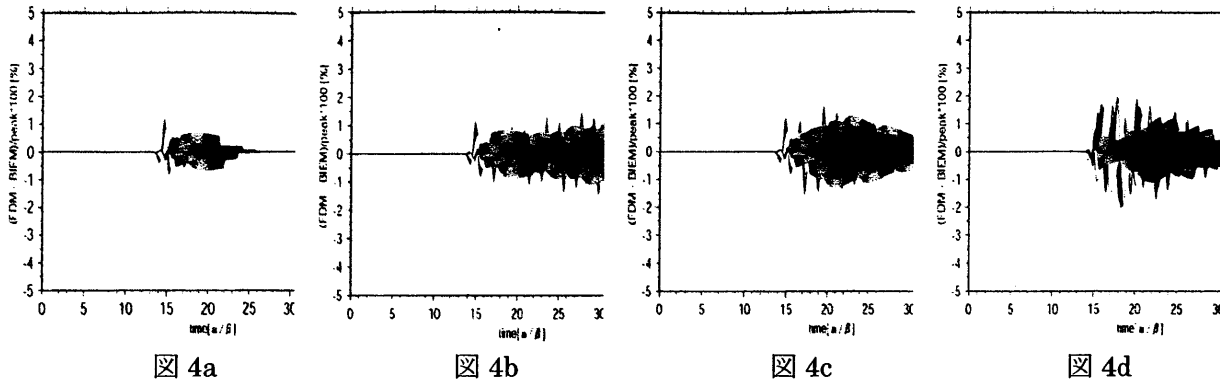


図 4. 図 2 の各モデルに対する残差波形。波形の色は図 2 の観測点の色に対応している。

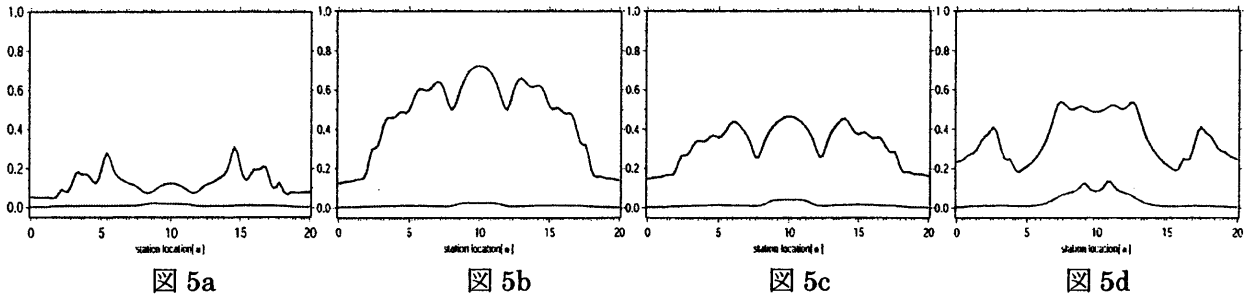


図 5. 図 2 のそれぞれのモデルによる RMS の結果。横軸は観測点の位置を表す。赤線は $10 a/\beta \sim 20 a/\beta$ の間、青線が $20 a/\beta \sim 30 a/\beta$ の間をそれぞれ示している。

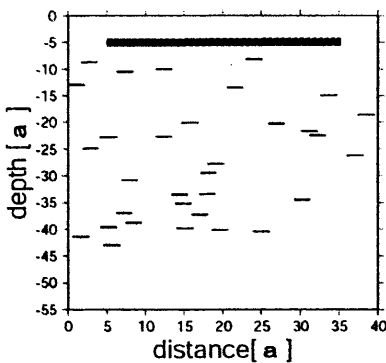


図 6a. Q^{-1} 値と速度分散の測定に用いた亀裂分布 ($\nu a^2=0.02$, ν は分布数密度)。x 軸方向に $0 \sim 40a$, z 軸方向に $-5a \sim -45a$ の範囲に、擬似乱数によって、32 個の亀裂をランダムに配置した。FDM の観測点は青線上に $5a \sim 35a$ の間に 75 点、BIEM の観測点は同じ区間に 83 点を置いている。リッカー波は $z < -45a$ から上方に入射させる。

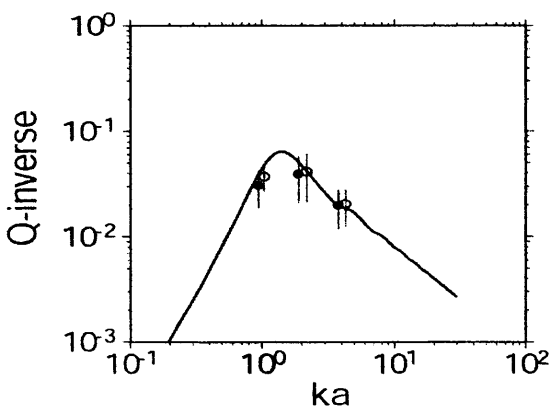


図 6b

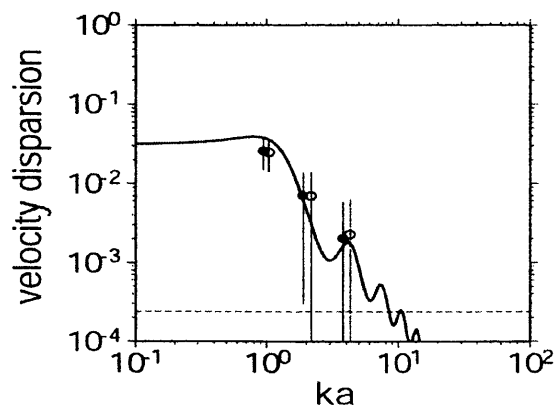


図 6c

図 6b, 図 6c. Q^{-1} 値と速度分散(散乱による位相速度の低下率)の結果。赤線が Kawahara & Yamashita [1992] による理論解、●が BIEM による計算結果、○が FDM による計算結果を示している。見やすさのため○は正確な k の値より若干右にずらしてプロットされている。エラーバーは測定値の観測点間でのばらつき(標準偏差)、図 6c の赤の点線は FDM の測定分解能(時間間隔 Δt の大きさに対応)をそれぞれ示す。

アクティブ構造を伝播する地震波の散乱問題

京都大学大学院理学研究科 宮澤理稔

はじめに

地球内部構造には、外部からの信号に対して受動的な passive structure と、能動的な active structure があると考えられている (Rykunov *et al.*, 1979; Nikolaev & Troitskiy, 1987). Passive structure は、散乱体が含まれたり、媒質が粘弾性であるような構造である。Active structure は、seismic emission (Diakonov *et al.*, 1990; Privalovskiy & Beresnev, 1994; Tchegotareve *et al.*, 2000) に代表されるような、(微小)震源を含みエネルギーを輻射する構造である。但し、この存在に対して否定的な意見もある (Vinnik, 1989; Galperin *et al.*, 1990).

最近になり、ダイナミックトリガリングによる地震が、数多く報告されるようになり (e.g., Hill *et al.*, 1993; Harris, 1998; Kilb *et al.*, 2000; Gombert *et al.*, 2001; Antonioli *et al.*, 2002), また、数値計算からも、微小震源を含む構造を伝播する波形を、説明できるようになってきた (Johnson & Sammis, 2001).

本研究では、能動的な微小震源と、受動的な振る舞いをするクラックとの多重散乱を考慮しながら、3次元の active structure を伝播する地震波の波動場を、境界積分方程式法 (BIEM) を用いて求めることを試みた。

手法

Active structure を表現するために、(微小)震源として active crack, 散乱体として passive crack を仮定する。Active crack は、トリガーにより面上で破壊が生じ、震源となりうるクラックである。Passive crack は、いわゆるクラックであり、境界は自由表面であると仮定する。これら二種類のクラックを用いて、高度に理想化した active structure を形成する。但し、クラック以外は弾性体であると仮定して、定式化を行った。3次元半無限弾性体を表現するにあたり、入射波と、地表での反射波を自由場と近似して、放射条件を満たす散乱場を求めた。この境界条件の下に、積分方程式を数値的に解く。BIEMは「波動解析と境界要素法」(小林編著, 2000)に従う。

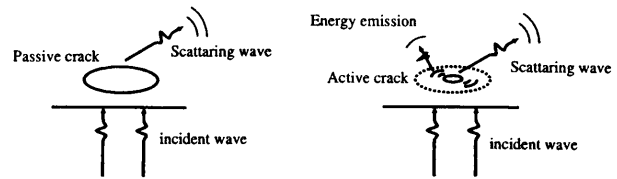


図 1: Passive crack vs. Active crack

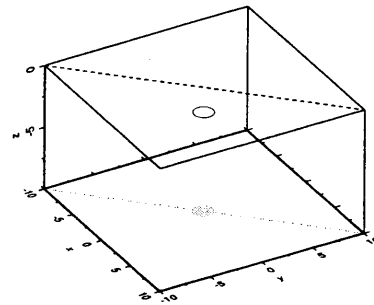


図 2: 無限弾性体中での円形クラックの位置。破線は測線。

Passive crack と Active crack の散乱様式

図 1 に passive crack と active crack の、外部入力波に対する散乱様式の違いを示す。Passive crack の場合、入射波に対して二次波として散乱波を生ずるが、active crack の場合、二次波に加えて、誘発によるエネルギー輻射も行われる。後者の場合、クラックが破壊するので、エネルギー輻射は応力降下に伴うものであり、また境界条件も変化するため二次波も複雑である。

BIEM による、これら二種類のクラックの散乱様式の違いを示す。図 2 のように、無限弾性体中に $ak = 3$ の円形クラックを一つ水平に置く。 a はクラック半径、 k は入射波の卓越波数である。 $z = 0$ での破線は、測線であり、この上で波が観測される。鉛直下向きから、 x 方向のみに振幅をもつ平面 S 波 (Richer wavelet) が入射する場合を考える。

Passive crack の場合 (図 3(a)), クラックの上に位置する観測点では、入射波がクラックに遮られて、振幅が小さい。また、周辺では、クラック端からの回折波が観測される。Active crack の場合を図 3(b),(c) に示す。尚、active crack は、破壊完了後、半径 a のクラックになり、波動場に対して受動的で

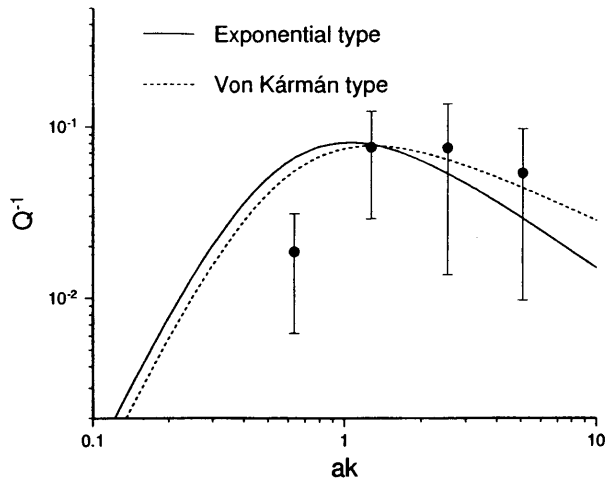


図 5: ak に対する散乱 Q^{-1} 値. 曲線は一次散乱モデル (Wu, 1982). これら曲線は, RMS 相対速度変化が, 指数関数型の相関関数と Von Kármán 型の相関関数 (ガンマ関数の引数 $m = 1/3$).

ある. 図 3(b) に示した, 破壊に応力降下を伴わない場合は, 非現実的であるが, 破壊により形成された境界のみによる, 散乱波を見るのに適している. 入射波の最初のフェイズでは破壊が開始しなかったため, 波は透過し振幅が減衰せず, 破壊後からクラック境界が生成されるため, 散乱が認められる. 従って, 図 3(a) に比べて入射波の散乱が弱い. 有限の応力降下量を伴う場合 (図 3(c)), クラックを震源とする波が, これに加わり, 観測される.

クラックによる多重散乱

これら二種類のクラックを, 3次元半無限弾性体中に配置し, 同様に平面 S 波を入射させることで, 地表での観測波形の特徴を調べる. 但し $ak = 1.27$ とする.

まず, 25 passive cracks (図 4(a)) の観測波形を図 4(b) に示す. コーダ波が良く観測される. また, クラック半径 a を固定したまま, 入射波の卓越波数 k を変化させることで, ak に対する直達波の散乱減衰 Q^{-1} を計算したものを図 5 に示す. $ak \sim 1$ に Q^{-1} のピークが見られることが分かる.

25 passive cracks に 1 active crack を配置した (図 4(a)) 場合の, 観測波形を図 6(a) に示す. Passive cracks だけの場合との差をとれば (図 6(b)), active crack の誘発された破壊に伴う地震波の, 直達波とそのコーダ波が良く見える. Active crack を配置することで, コーダ波振幅が増している.

更に active crack を 4 個増したときの, クラック配置と観測変位波形を図 7 に示す. 但し, 確率的に

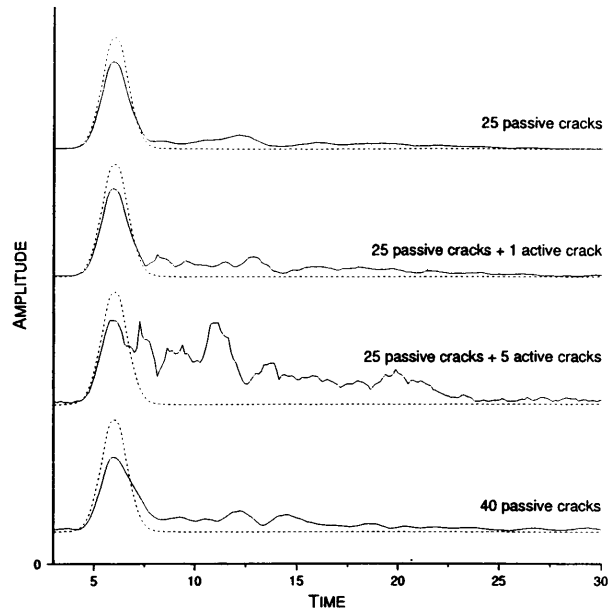


図 8: 4つのモデルに対するエンベロープのアンサンブル平均. 振幅はRMSで与える. 比較のために, 破線は, 散乱体を含まない半無限弾性媒質における, 地表での直達波のエンベロープを示す.

クラックの破壊の遅延時間を考慮している. 非常に強いコーダ波が観測される. これは, クラック破壊に伴う地震波が, 周りに囲むクラックによって, 強く多重散乱しているためである.

上の三つのモデルと, 40 passive cracks のみを配置した場合 (紙面の都合上割愛) の, 地表での RMS エンベロープ波形を図 8 に示す. Passive crack の数が増えると, 直達波が散乱減衰を受け, コーダ振幅が上がる. Active crack の数が増えても, 直達波の散乱減衰は殆ど変わらず, クラックの破壊に伴う応力降下によるエネルギー輻射が, コーダ波部分に観測され, また波動場の総エネルギーが増している. 10-15 秒の間に一様に見える振幅の山は, 地表とクラック群との間の二次散乱波を観測しているものである. Active crack を配置した際に見える, パルス状のピークは, 当クラックを震源として放射されるエネルギーの, 直達を意味する.

まとめ

ダイナミックトリガリングをモデルとした, 3次元地震波散乱問題を BIEM により解いた. (微小) 震源となりうる active crack と passive crack の配置は, 多重散乱の効果により, 散乱様式に大きな影響を与える.

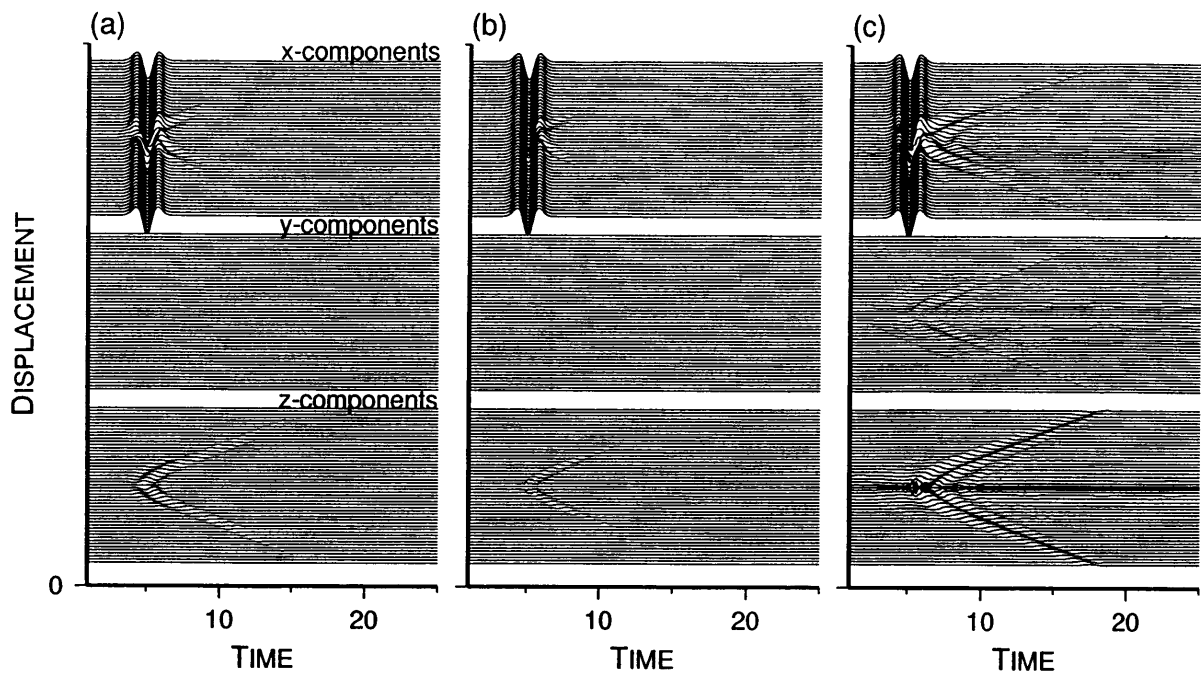


図 3: 図 2 での観測変位波形. (a) passive crack モデル. 観測点は, 図 2 で, (10, 10, 0) から (-10, -10, 0) であり, それぞれの成分のセットにおいて, 上方から下方に相当. (b) 応力降下を伴わない active crack モデル. 破壊完了面は自由表面. (c) 応力降下 $\Delta\sigma/\mu = 0.1$ を伴う active crack モデル. クラック上面での滑りは $-x$ 方向のみ.

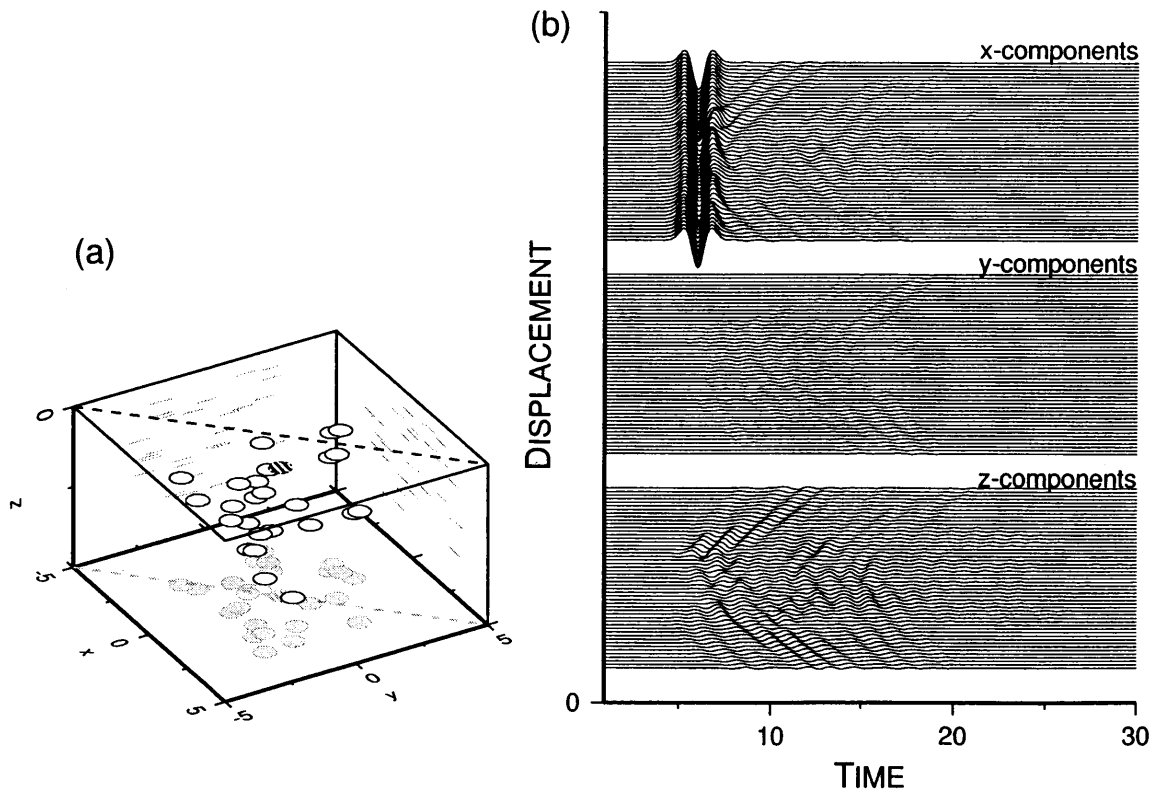


図 4: (a) 半無限弾性体における 26 個の円形クラック配置. 白色クラックは 25 個の passive crack, 斜線の入ったクラックは active crack. (b) active crack を除いた, 25 個の passive crack のみのモデルによる観測変位. $ak = 1.27$.

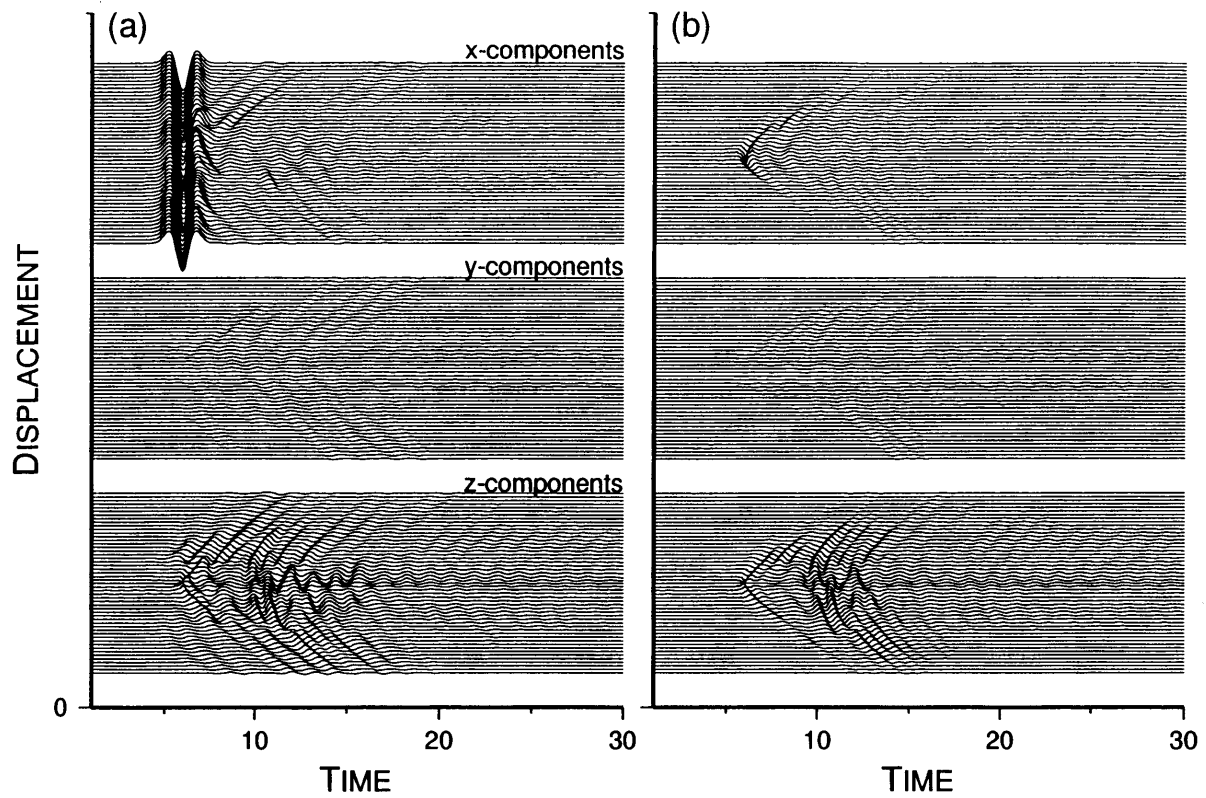


図 6: (a) 25 個の passive crack と 1 個の active crack によるモデルで観測された, 測線上での変位波形. (b) 「25 個の passive crack」モデルと「25 個の passive crack と 1 個の active crack」モデルの変位波形の差.

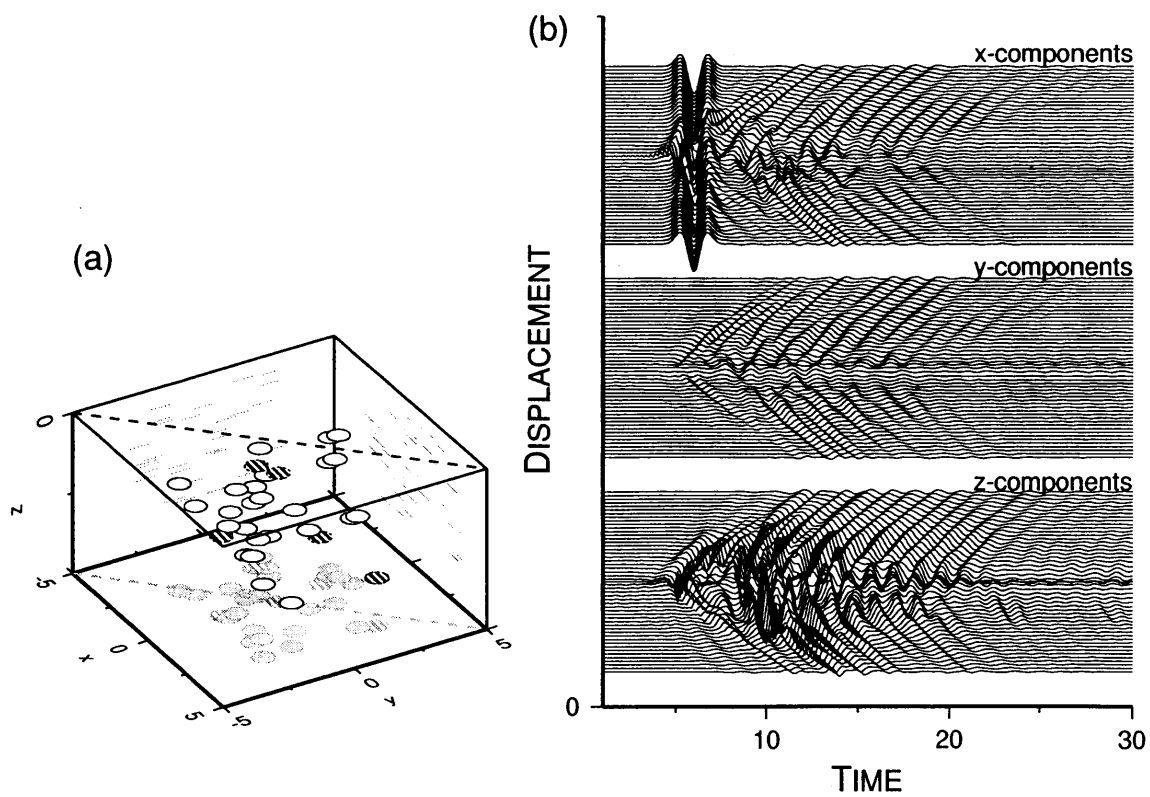


図 7: (a) 半無限弾性体における, 25 個の passive crack の配置と, 5 個の active crack の配置. (b) 地表での観測変位波形.

部分熔融系を伝播する弾性波の速度分散と減衰の測定

藤澤和浩・武井康子(東大地震研)

1. はじめに

水やメルトなどの流体相の存在が地震波を大きく減衰させることはよく知られているが、具体的な効果についてはこれまで半定量的な理解にとどまってきた。しかし最近、この問題の新たな重要性が認識されるようになった。地震波トモグラフィーの進歩により、沈み込み帯や火山深部など流体相の生成と移動が重要な領域において、縦波速度(V_p)構造のみでなく横波速度(V_s)構造も得られるようになり、一方の構造のみでは知り得ない流体相の量および存在形状の情報が得られる可能性が出てきた(図1)。速度構造から実際にインバージョンで求められる流体形状の情報を用いれば、これまで物質科学的手法により間接的に研究されてきた流体の移動様式に直接的な検証を与えることができる。しかしこのような解析を行なうためには、流体相以外で速度構造に影響を与える温度異常と化学異常(特に鉱物結晶中の水)の効果を正しく補正する必要がある。これらの異常の特性(V_s 変化率/ V_p 変化率)を決定しているのは鉱物の非弾性(Q_p , Q_s)であることが分かっているが、地震波の周波数帯域での鉱物の Q を決定することは実験的にも理論的にも非常に難しく、大きな不確定性がある。このため観測された Q 構造からこれを求める必要があり、 Q 構造への流体相の寄与を正しく補正することが重要になる。すなわち、減衰特性の解明は、地震波トモグラフィーから決定的な情報を引き出すための鍵となるのである。

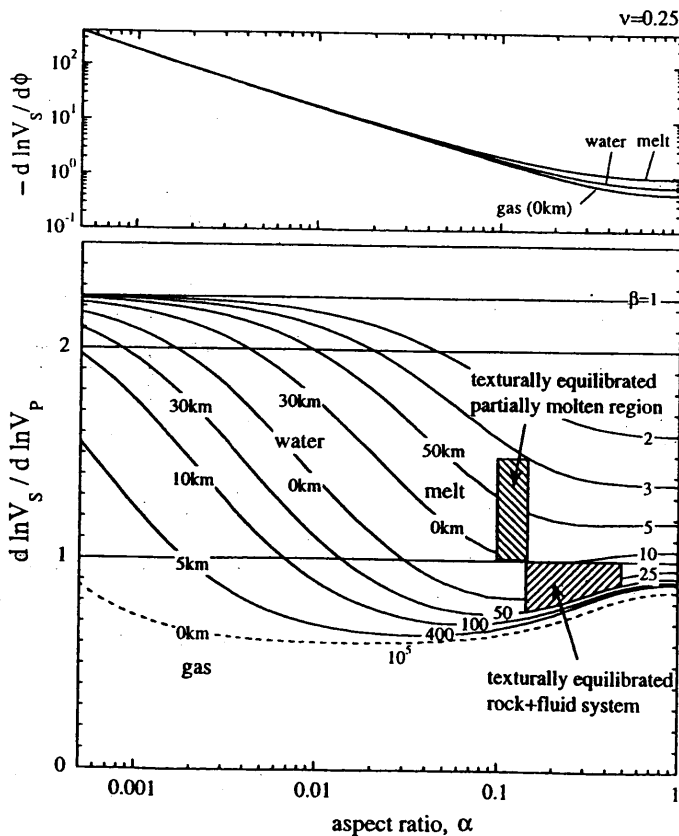


図1: V_s 変化率/ V_p 変化率(= $d \ln V_s / d \ln V_p$)をポア、アスペクト比の関数として示した図。 $\beta = k/k_f$ (k と k_f はそれぞれ固相とポア内流体のバルクモジュラス)で、 $\beta = 4-10$ がシリケートメルトの物性に対応し、 $\beta = 10-50$ が水の物性に対応する。上図: $-d \ln V_s / d \phi$ をポアアスペクト比の関数として示した図。 ϕ は流体の体積分率。地震波トモグラフィーから V_p と V_s のパターベーションが求まれば、 $d \ln V_s / d \ln V_p$ を用いてポア形状を決めることができ、次に、 $d \ln V_s$ の値を用いて ϕ を決めることができる。求められたポア形状からは、流体相が界面張力平衡にあるかどうかを議論することができる。
(Takei, 2002, JGR, 107, ECV6, 1-12)

流体相による地震波の減衰に関しては、ポア間の流体の移動に伴う応力緩和により生じる squirt-flow メカニズムの重要性が予想されているが、このメカニズムにおける周波数特性を十分定量的に推定できる理論がないため決定的なことが言えないのが現状である。本研究の目的は、予測性のある理論の構築に向けた基礎データの取得である。周波数特性には流体の形状が大きく寄与すると考えられるため、形状が既知の試料を用いることが重要である。今回の実験では、界面張力平衡により流体の形状が決まる試料に関して、弾性波の音速の測定(Takei, 2000)に引き続いて、速度分散と減衰の測定を行った。

2. 手法

試料に用いたボルネオール・ジフェニルアミン共融系は、室温より若干高い温度で部分熔融させることができ(共融点 43°C)、温度により濡れ角を変えてメルトの形状の寄与を見ることが出来る。試料は、長さを変えたもの(20~50mm)を用意した。また、試料の代わりにアクリル樹脂を用いた予備測定を行って、手法の妥当性と求めた Q 値の精度を検討した。

実験は広帯域超音波探触子(P波)2個を用いた透過法で行った。位相速度を周波数の関数として測定するために正弦波(10⁵~10⁶Hz)を送波し、位相と振幅を測定した。また、直達波以外の寄与を見きわめるために、バースト波による測定も並行して行った。測定値は、(1)探触子の持つ位相・振幅の周波数特性、および、(2)伝播にともなう幾何減衰の影響を正確に求めて補正する必要がある。前者については圧電材とダンパーからなるシステムの運動方程式を実際に解くことにより、後者については2つの探触子間を減衰なしで波動が伝播するときの伝達効率を計算することにより較正式を決定した。

以上の測定から、速度分散と、振幅に基づく Q 値とが独立に求まる。さらに、速度分散と Q の間の理論的な関係式(Aki and Richards,1980)を用いてデータの妥当性を検討した。

3. 結果

2. で述べた2つの較正を行うことにより、アクリルのような減衰の小さい媒質の速度分散を求めることも可能であることがわかった。正弦波とバースト波を用いた測定については、Q の小さい部分熔融サンプルでは両者のデータがよく一致した。しかし、Q の大きいサンプル(アクリル)では、直達波以外の振幅が大きく正弦波のデータの解析は困難であった。本測定では波長が試料長に対して十分小さいことが必要であることから、今回の手法が有効である周波数の下限は 100kHz 程度であることがわかった。

予備的な計算により求めた部分熔融サンプルの Q 値は、非常に小さな値を示している(図2)。アナログ物質のメルトの粘性率は実際のメルトの粘性率よりも 10⁴~10⁵ 小さいため、squirt-flow に関する特徴的な周波数(Mavko,1980・O'Connell et al,1977)と弾性波の周波数の関係は、今回の測定と岩石+メルト系を地震波が通過する場合とで一致している。しかし、squirt-flow の他に、ポアの不均質な分布に伴う散乱などの寄与も予想される。現在、S波の減衰の測定や散乱の効果の見積もりを行っている。

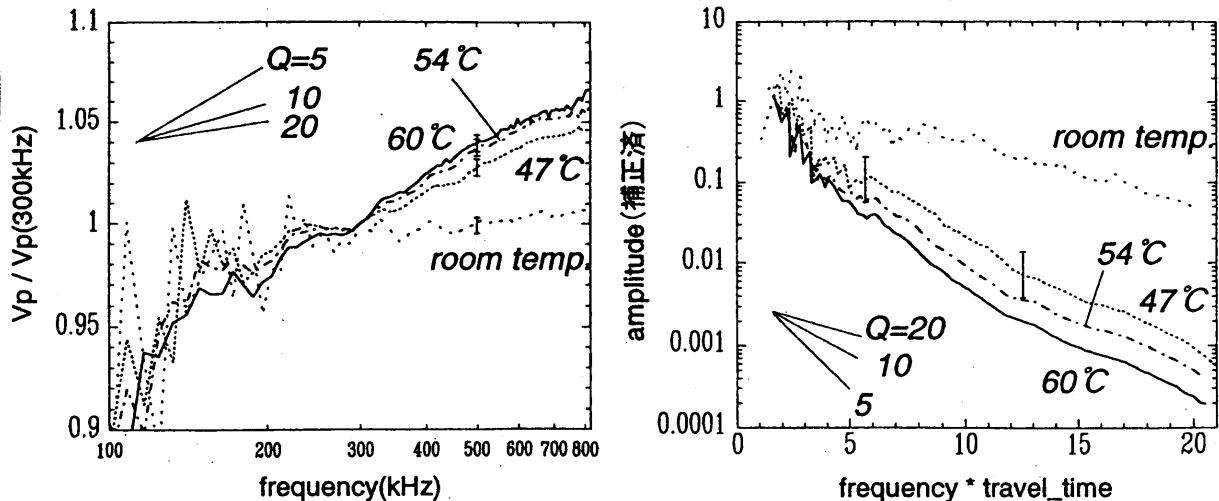


図2: 部分熔融サンプルの速度分散(左)と振幅(右)の較正後の測定結果。各温度での濡れ角はそれぞれ、34.6° (60°C), 22.1° (54°C), 16.7° (47°C)である。速度分散から Aki & Richards(1980)の関係式を用いて得られた Q と振幅の減衰から得られた Q は、近い値を示しており、測定の信頼性が確認できる。

高密度地震観測による近地・遠地地震波動伝播の特徴

防災科学技術研究所 小原一成

1. はじめに

防災科研 Hi-net をはじめとする高密度・高感度地震観測網が全国的に展開されたことで、地震波動伝播の特徴をより系統的かつ定量的に抽出することが可能となり、地下の不均質構造に関する研究がさらに進展することが期待される。本発表では、Hi-net で観測された特徴的地震波動伝播について紹介する。

2. 沈み込む海洋プレートの効果

日本列島直下には太平洋プレート及びフィリピン海プレートが沈み込み、それぞれ地震波動伝播に影響を及ぼしている。例えば、地震波線がスラブ内を通過する距離が長ければ長いほど、異常震域、あるいは大きな負の走時残差異常が観測される。地震波形としては、高周波数成分に卓越した大振幅で継続時間の長い波群がスラブの効果と考えられるが、太平洋及びフィリピン海スラブ内に発生した地震の波形を比較すると、太平洋スラブ内を伝播するS波群に比べ、フィリピン海スラブ内を伝播するS波の振幅は小さく、継続時間も短い。これは、スラブの厚さや内部構造等を反映しているのかもしれない。

一方、比較的遠地の地震波形にも、プレートの影響が強く見られる。例えば、台湾付近で発生した地震のP波初動振幅の空間分布を見ると(図1)、東北日本ではどの地震に対しても北に向かうに従って振幅が大きくなる傾向が見られるが、西南日本における振幅分布パターンは近接した地震によっても大きく異なる。これは、メカニズム解の影響の他に、震源とフィリピン海スラブの幾何学的位置関係によって、スラブ内にトラップされるかどうか強く影響していると考えられる。また、マリアナ付近で発生した地震では、関東地方以北でのみ顕著な、S波の後に出現する高周波波群が観測される(図2)。この波群は地震の位置や深さにかかわらず、見かけ速度が4.3km/s程度であり、特に太平洋沿岸で顕著なことから、関東地方付近の「太平洋スラブの尾根」以北にてスラブ内部にトラップされて伝播するS波と考えられる。これは、深発地震を海洋底のOBSで観測した場合に検出される、Soと呼ばれる高周波後続相と同様であろう。

3. 地殻・上部マントル不均質構造の効果

西南日本の深さ40~80kmに発生するやや深発地震の波形記録には、PS間及びSの後に数種類の顕著な位相または波群が観測される(図3)。S波の後に出現する波群はS波に比べると振幅が大きく低周波に卓越し、見かけ速度は約3.6km/sでかなり遠方まで伝播する。これは、地殻内で発生する地震でよく見られるLg波の性質に類似しており、地殻より深い地震に対しても地殻内にトラップされて伝播する波動が生成されることを示している。また、PS間に出現する位相もまた低周波に卓越し、見かけ速度が6km/s程度であることから、Lg波と同様に地殻内にトラップされP波として伝播する波動とも考えられる。

一方、遠地地震の表面波の波動伝播をアニメーション化して詳しく観察すると、同一波面上での振幅変化や位相が食い違う現象が見られるが、これらは地殻及び上部マントルの不均質構造を反映すると考えられる。従来の解析では地震波形を時系列トレースとして表現することが多かったが、実際に観測された地震波動伝播を面的及び動的に表現するなど、高密度地震観測の特長を利用して様々な手法を用いることは、波動伝播に関する新たな知見を得るためにも重要である。

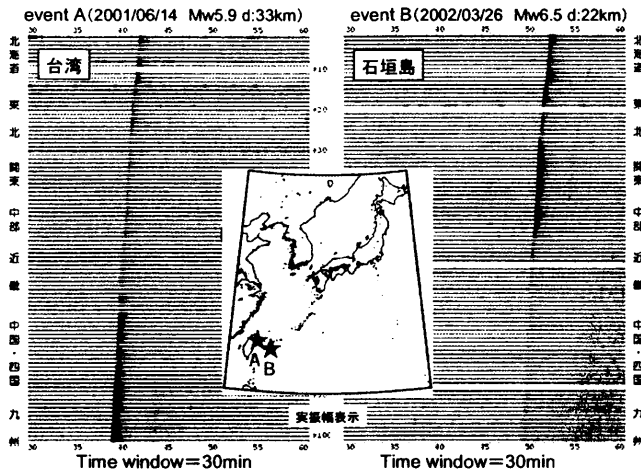


図1 台湾付近に発生した地震の波形例。

北海道から九州まで100観測点の記録を並べて実振幅で表示している。P波初動振幅はeventAでは西南日本で、eventBでは東北日本で大きくまったく逆パターンに見えるが、近畿地方から北に向かって振幅が大きくなる傾向は共通している。

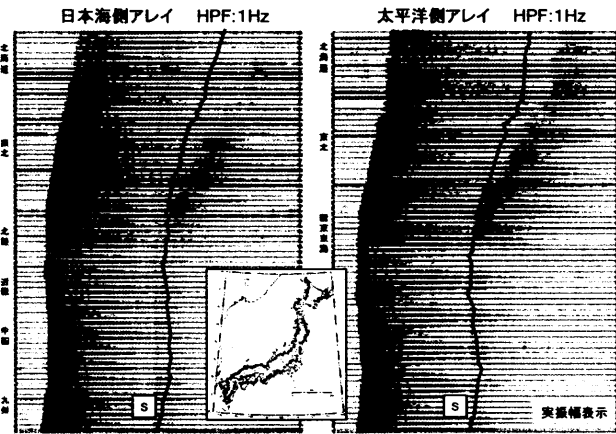


図2 Mariana 付近で発生した地震(2002/8/14 13:57UTC,M6.5)の波形例。HPF(1Hz)の記録を太平洋側と日本海側に分けて並べ、実振幅で表示している。関東以北でS波の後に高周波の後続波群が観測される。

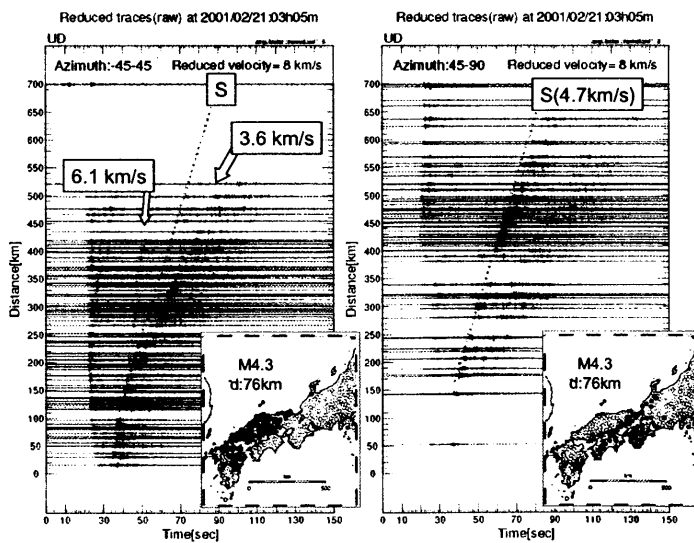


図3 九州で発生したやや深発地震の波形例。2つの観測点方位グループに分けて震央距離順にペーストアップし、それぞれのトレース毎に最大振幅で正規化して表示している。四国や紀伊半島(右図)では、直達S波が明瞭であるのに対して、中国地方(左図)ではS波に比べてPS間の6km/s相やSの後の3.6km/s波群が明瞭である。

P波初動部の平均的傾きと震央距離の関係について

○東田進也・小高俊一・芦谷公稔（鉄道総合技術研究所 防災技術研究部）

上垣内 修（気象庁地震火山部）

干場充之（気象庁 精密地震観測室）

Decrease of the average inclination of P-wave initial motion with distance

○Shin'ya Tsukada, Toshikazu Odaka and Kimitoshi Ashiya

Disaster Prevention Technology Division, Railway Technical Research Institute

Osamu Kamigaichi

Seismological and Volcanological Department of Japan Meteorological Agency

Mitsuyuki Hoshiba

Matsushiro Seismological Observatory, Japan Meteorological Agency

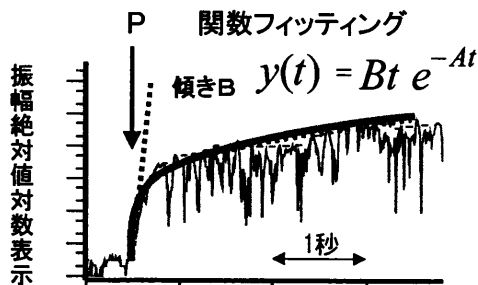
1. はじめに

2001年の地球惑星科学関連合同学会で我々は早期地震警報に用いる震央距離、マグニチュード推定手法について提案を行った。この手法はP波初動部（2～3秒）のエンベロープ形状に着目して、初動部の平均的傾きから震央距離を、また振幅増加継続時間と最大振幅値から地震の規模をおおの推定して地震の早期検知と警報の発信を行うものである。今回は震央距離を求める手法の理論的背景について考える。

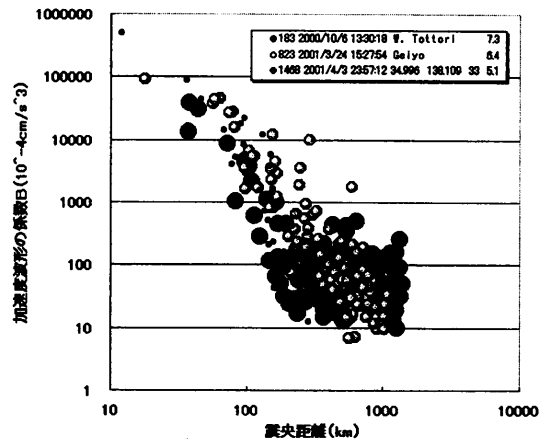
2. 地震波初動部のエンベロープ形状と震央距離との関係

早期地震警報に用いる我々の解析手法を簡単に述べると、P波初動部（2～3秒）の観測波形の絶対値をとってエンベロープ波形を作成し、その波形に $y(t) = Bt \exp(-At)$ という関数をフィッティングするというものである（図1）。P波エンベロープ初動部の平均的傾き（係数B）を震央距離に対してプロットすると、興味深いことに震央距離が20～120km程度の範囲で-2～-3乗に比例する。しかもこの関係はマグニチュードにはよらない（図2）。S波がP波の直後（2～3秒程度以内）に来てしまうような非常に近い地震と、Pn波（屈折波）が顕著に表れる震央距離120km程度以上の地震は解析には用いていないが、地震の早期検知と強震動到着予測という実際の運用上、大きな問題にはならないと考えている。

この「P波初動部の平均的傾きの距離に伴う減少」の原因としては、地震波伝播の際の幾何減衰、媒質の内部摩擦による減衰、散乱による減衰、さらには発震機構、断層破壊伝播方向等の影響が複合したものが考えられる。このうち幾何減衰と内部摩擦による減衰では、震央距離に対して-2～-3乗という大きな傾きは説明が困難である。そこで今回は散乱による減衰およびそれに伴うエンベロープ形状の変化に注目して、この現象の理論的背景について考察を試みた。



【図1】P波初動部のエンベロープ波形

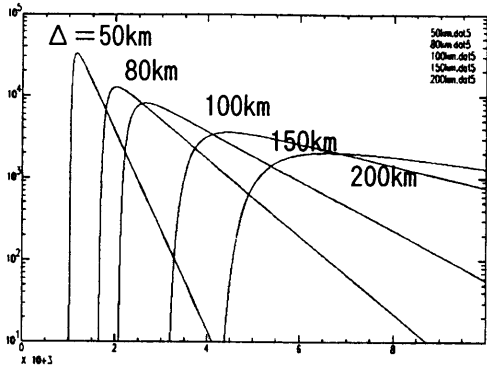


【図2】係数Bと震央距離の関係（丸の大きさはマグニチュードを示す。大きいものから7.3、6.4、5.1）。→

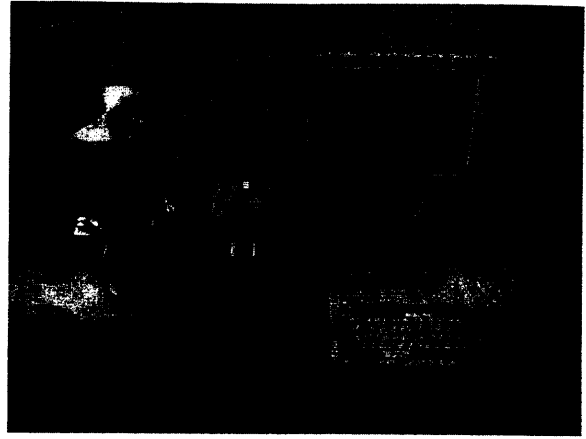
3. 地震波のエンベロープ形状と散乱

地殻内部散乱体によるランダムな不均質構造と地震波エンベロープの関係については佐藤（1991）他、さまざまな結果が報告されている。今回は齊藤（1999）による「ガウス型のランダム媒質中での球面波のエンベロープ拡大モデル」で与えられた式によって理論的なエンベロープ波形を作成した（図3）。計算に用いたガウス型のランダム媒質は速度揺らぎのRMS平均 ϵ が0.05、相関距離 $a = 5\text{km}$ 、また地震波の平均速度 $V_0 = 5\text{km/s}$ と仮定している。このようにして得られた理論エンベロープ波形に仮想的な地動ノイズを加え、その後に関数 $y(t) = Bt \exp(-At)$ をフィッティングして初動部の平均的な傾き（係数B）求めた。するとフィッティングによって得られた係数Bは震央距離のおおよそ-3乗に比例することがわかった。ランダム媒質を規定するパラメータを1/10～10倍程度変化させた場合、係数Bの絶対値は変化したもの-3乗という減少傾向には変化がなかった。解析数が十分でないため断定は出来ないが、実際の波形を解析した際の係数Bの絶対値の大小は地域性によるものかもしれない。

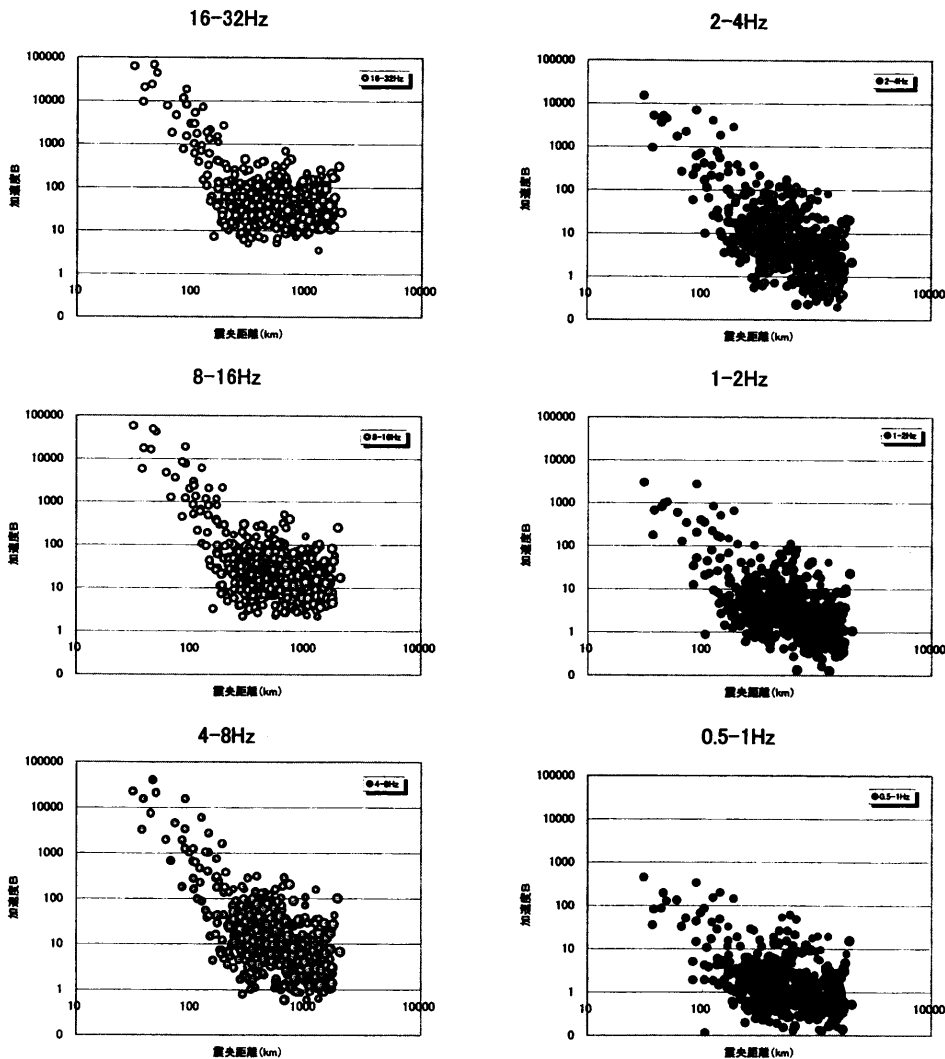
図4はマグニチュード7クラスの浅発地震について係数Bと震央距離の関係を周波数別に示したものであるが、短周期側では係数Bが震央距離の-3乗前後の比例関係を持ち、長周期側では-2乗前後の比例関係を持つことが分かる。これは短周期になればなるほど地殻内部の速度不均質に伴う散乱現象やQによる振幅の減少が強調されて見えるためと考えている。



【図3】地殻内部散乱体によるランダムな不均質構造を仮定し、理論エンベロープ波形を計算したもの。左から震央距離が50km、80km、100km、150km、200kmの例。震央距離が大きくなるに連れてエンベロープ波形の立ち上がりが滑らかになることが分かる。



【写真】開発中の早期地震警報用地震観測システム



【図4】係数Bと震央距離の周波数別関係

4. まとめ

本講演では、P波初動部の平均的傾きの距離に伴う減少が、地殻内部散乱体を考慮することによって理論的に説明できる可能性があることを紹介した。P波到着後、非常にわずかな時間（2～3秒程度）で震央距離が推定できれば、最大振幅や係数Aをモニタリングすることによって、成長しつつある断層破壊の様子、つまりマグニチュードを時々刻々推定することができる。我々はこの原理を用いて鉄道の早期地震警報システム（写真は作成中の地震計）や気象庁のナウキャスト地震情報システムを作成中である。

- 斉藤（1999），地震波のエンベロープ拡大モデルの構築と不均質構造推定への応用，東北大学大学院修士論文
 小高・他（2001），地球惑星科学関連学会 2001 年合同大会予稿集，Sp-010.
 東田・他（2001），地球惑星科学関連学会 2001 年合同大会予稿集，Ss-P003.

地震波エンベロープの統計的特徴の抽出

-統計的グリーン関数の構築を目指した地震波エンベロープの表現-

干場充之 (気象庁精密地震観測室)

mhoshiba@mri-jma.go.jp

1. はじめに

強震動予測を行なう際に高周波の領域では、半経験的グリーン関数法を用いることが多い。しかし、この方法は、事前に対象領域の小地震の波形が得られていることが前提となるので、波形が観測されていない場合には適用出来ない。波形がない場合には、半経験的グリーン関数法に代わって、経験的な地震波のエンベロープの形と ω^2 モデルや Q 値の考察などによる周波数特性を組み合わせた統計的グリーン関数法による表現が用いられる。これまで用いられているエンベロープ表現の式は、その導出の物理的背景が明確でない場合が多い。

一方、小地震の波形エンベロープの研究は、伝播経路における地震波の散乱現象と解釈することで成功してきた。Multiple Lapse Time Windows法などにより、世界各地で散乱強度と吸収強度が求められており、これらの結果を用いると、逆にエンベロープを作り出すことが可能である。しかし、この解析では対数上でデータと比較することが行なわれており、その結果として、振幅の小さなコーダ部分は良く表現できるものの相対的に最大振幅付近の表現が十分ではない、ことが懸念される。統計的グリーン関数法では、(コーダ部分はさておき)最大振幅付近の的確な再現が求められる。

そこで今回は、まず、観測点極近傍の構造がエンベロープに与える影響について考察する。このような考察はコーダ部分では既に行なわれているが、今回は最大振幅付近のエンベロープについて注目する。つぎに、全国規模で、最大値付近のエンベロープをSaito et al.(2002)で求められた式に当てはめエンベロープ表現を求め、その結果の周波数依存性、地域依存性を議論する。

2. 観測点近傍の影響

もし、エンベロープの形が観測点の極近傍の構造によって決定されているならば、極近い2地点で観測したエンベロープの形は相違したものになり、極近傍ではないより広い範囲の構造によって決定されているならば、同じ形になる。そこで、KiK-NETのボアホール内と地表の記録を比較し、その両者の地震波エンベロープの形状に違いが見られるかどうかを調べた。

2-1. 方法 成分ごとにバンドパスフィルターを通しRMSをとりこれをそれぞれの成分のエンベロープと見なす。 $E_x(t)$ $E_y(t)$ を水平2成分、 $E_z(t)$ を上下動成分のエンベロープとし、 $\sqrt{(E_x(t)^2 + E_y(t)^2 + E_z(t)^2)}$ を3成分合成のエンベロープとする(ここでは、 t は震源時からの時間とする)。 $E_b(t)$ をボアホール内での、 $E_s(t)$ を地表での3成分合成のエンベロープとすると、 $E_s(t)/E_b(t)$ の時間変化をみる。周波数は、0.5Hzから32Hzまでを6帯域に分けて解析した。

2-2. 結果 FKS05での結果をFig.1に例として示す。 $E_s(t)/E_b(t)$ は、ノイズレベルからP波のオンセット、P波コーダ部分からS波のオンセットの時点で変化するが、S波のオンセット以降は信号がノイズレベルに隠れるまで殆ど変化しない。ボアホールの深さとして~200m程度のものでは、ボアホール内と地表のエンベロープでは、(振幅の違いがあるものの)その形状にはほとんど相違がないといえる。このことは、最大振幅付近のエンベロープは少なくとも~200m程度の構造というよりもっと広域な構造によって決定づけられている、ことを示している。一方、~1000m程度のボアホールの場合、4Hz以上ではエンベロープの形状に相違は見られないものの、4Hz以下では系統的

に相違が見られる観測点もある。この相違は、盆地生成表面波で説明可能かもしれない。

3. エンベロープ表現

3-1. 方法 媒質が von Karman 型で短波長成分が少ない場合やガウス型の場合に MS エンベロープは、吸収減衰が無い場合、

$$I(Z,t) = \frac{1}{4\pi Z^2 t_M} \cdot \frac{\pi^2}{2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot n^2 \exp\left(-\frac{\pi^2}{4} n^2 \frac{t-Z/V_0}{t_M}\right) \quad (1)$$

で表される (Saito et al., 2002)。ここで、 Z は震源距離、 t は震源時からの時間、 V_0 は平均速度であり、 t_M がエンベロープを決定づけるパラメータであり時間の単位をもつ。 t_M がおよそそのエンベロープの時間幅を表し、 t_M が大きいほどエンベロープ幅が大きいことを示す。そこで、ボアホール内のエンベロープ $E_b(t)$ を、

$$E_{syn}(Z,t) = \sqrt{A \cdot \frac{1}{t_M} \cdot \frac{\pi^2}{2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot n^2 \exp\left(-\frac{\pi^2}{4} n^2 \frac{t-t_s}{t_M}\right)} \quad (2)$$

にあてはめ、最小自乗法により A 、 t_M 、 t_s を求めた。 t_M の大きさが分かればエンベロープの形を得ることが出来る。2000年10月から2001年12月の KiK-net のデータを用い、マグニチュードが5.5以下のもの(震源時間関数がおおよそ1秒以下)を対象に解析を行なった。FKS05での例を Fig.2 に示す。

3-2. 結果 40km よりも深い地震の記録を解析した結果、 t_M は震源距離の増加とともに増加する。その増加の割合は、震源距離の1乗よりも大きく2乗よりも小さい(東北地方の太平洋側での解析例を Fig.3 左に示す)。また、高周波になるほど t_M が小さくなる傾向があるが、2Hz 付近では大きく変化するものの2Hz 以上では周波数依存性は顕著ではない。また、東北地方の場合、日本海側の観測点の方が、太平洋側の観測点よりも t_M が大きくなる傾向があるが、北海道地方や関東・中部地方の場合は明確ではない。一方、20km よりも浅い地震の場合には、震源距離 30-200km で、 t_M はほとんど距離依存性を示さない(例を Fig.4 に示す)。

地域によって t_M の大きさに傾向が見られる。Fig.3 右には、四国地方の t_M の結果をしめす。これを、Fig.3 左の東北地方の例と比べると、四国地方は東北地方の太平洋側に比べて t_M が顕著に小さい。

4. まとめ

0.5Hz から 32Hz 地震波のエンベロープを解析した結果、~200m 程度近傍の構造の影響は(振幅には大きく現れるものの)エンベロープには現れない。~1000m 程度になると 4Hz 以下で違いが見られる場合がある。

エンベロープ幅は、周波数依存性に加えて震源の深さの依存性が大きい。特に浅い地震では、震源距離 30-200km でほとんど距離依存性を持たない。また、地域依存性があり、たとえば、東北地方と四国では顕著に違いが見られる。このことは、統計的グリーン関数の表現に、周波数依存性や震源の深さ依存性、地域依存性を導入する必要性を示唆している。

謝辞 KiK-NET のデータを使わせていただいた。感謝いたします。

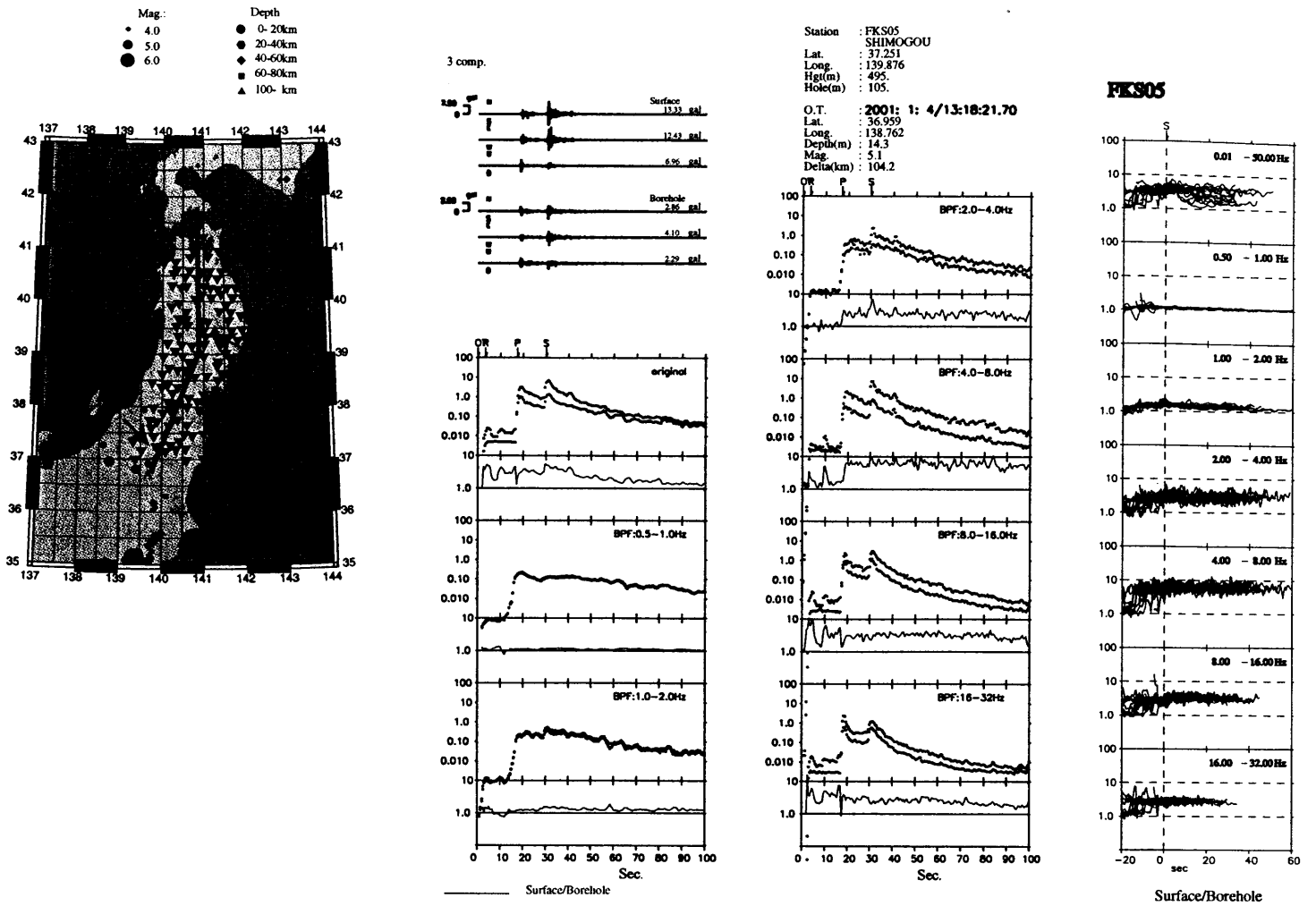


Fig. 1 FKS05での地表とボアホール内のエンベロープの比較. (中) 周波数毎のエンベロープとその比, (右) エンベロープ比の時間変化を, S波のオンセットであわせて多くの観測点でまとめて示す.

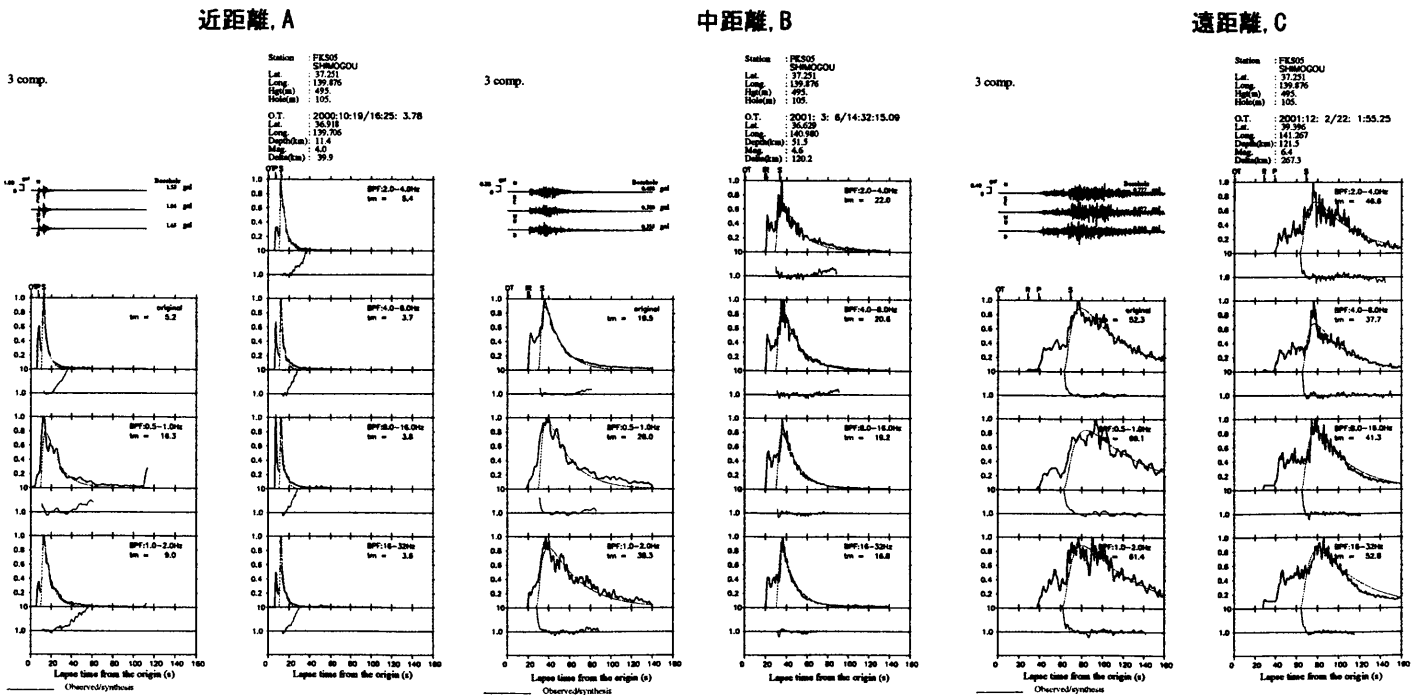


Fig. 2. FKS05での観測波形と t_M (エンベロープの時間幅)の推定. (左) 近距離, (中) 中距離, (右) 遠距離.

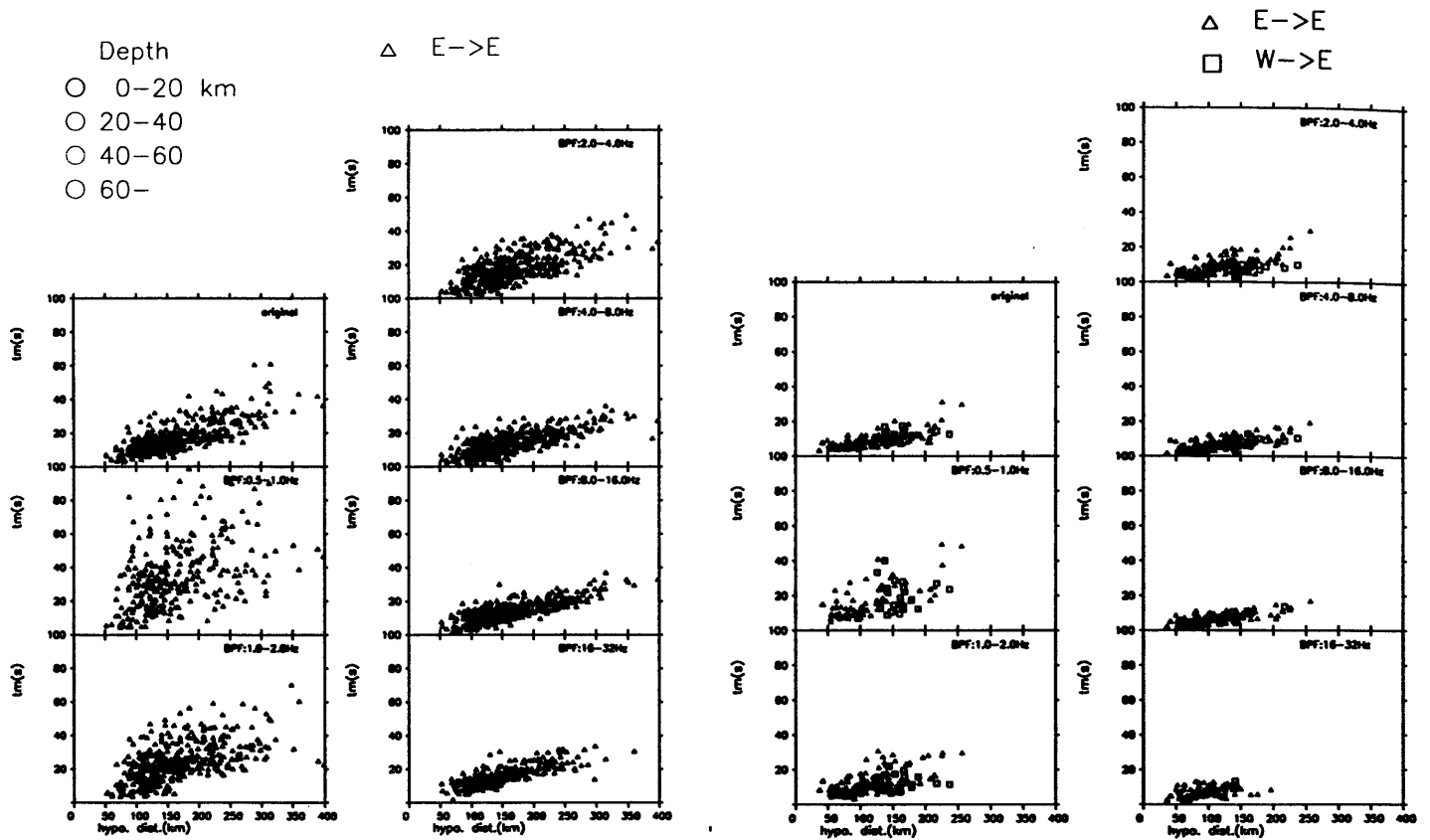


Fig. 3 各周波数毎の t_M の震源距離依存性. 東北地方 (左) と四国地方 (右) の例. E->Eは, 太平洋側の震源と太平洋側の観測点のペア, W->Eは日本海側の震源と太平洋側の観測点のペアを示す. Originalはフィルターの無い場合.

Shimane, Mag.<5.5, Depth 0-20km

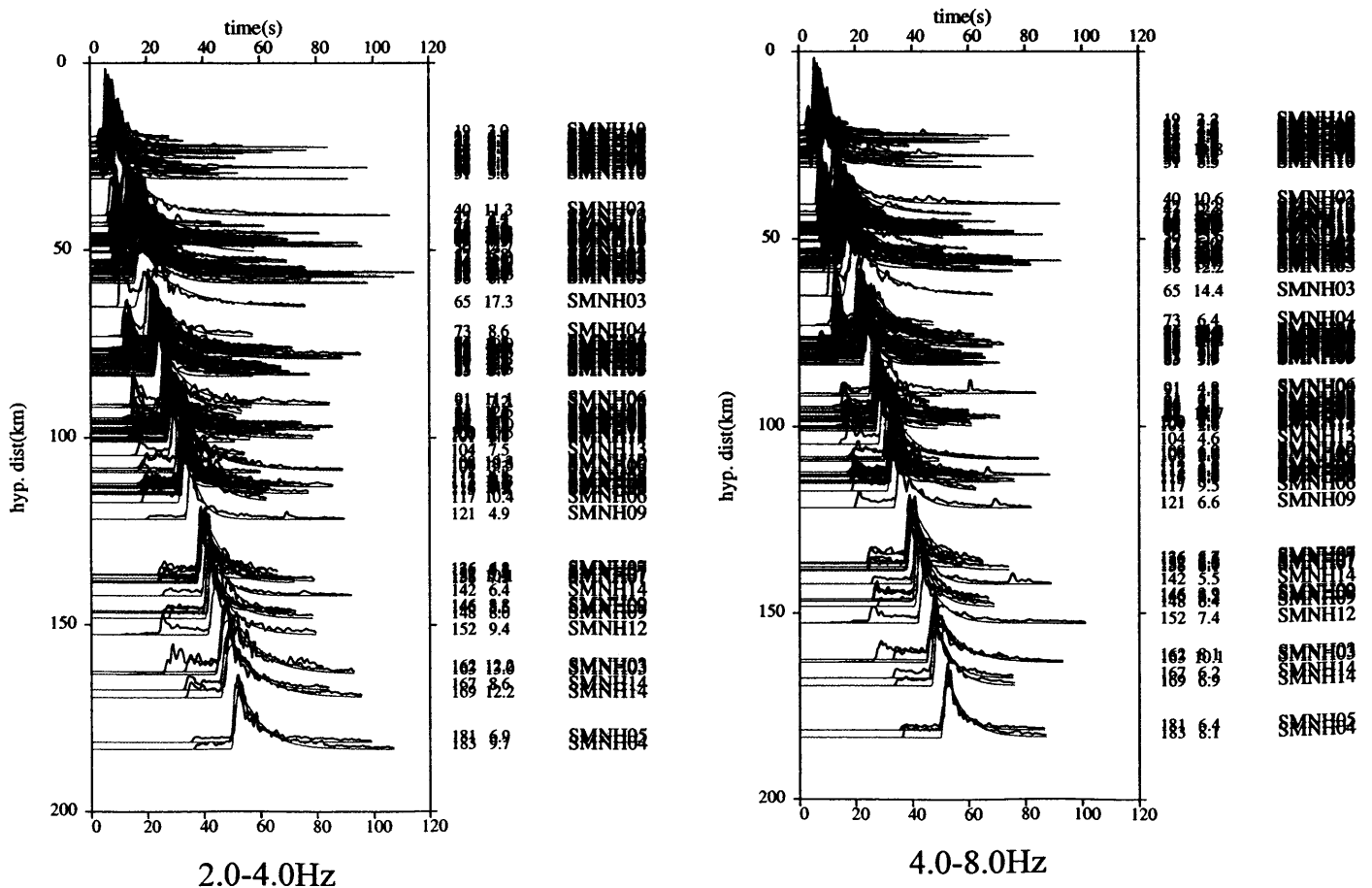


Fig. 4 エンベロープのフィッティングの例 (島根県の観測点で浅い地震の例). 図右の数字と文字は, 順に震源距離(km), t_M の値(秒), 観測点コード. 30-200kmで t_M の震源距離依存性は明確でない.

東北地方で観測される高周波数地震波エンベロープの特徴 —マルコフ近似法に基づく理論エンベロープによる解釈—

齊藤竜彦¹・佐藤春夫¹・大竹政和¹・小原一成²

1.東北大学大学院理学研究科, 2.防災科学技術研究所

1. はじめに

高周波数地震波形記録 (2Hz 以上) は複雑な様相を呈し, 直達 S 波を含む主要動部付近のモデル化は非常に困難なものであった. その原因として, (1)主要動付近の形状はばらつきが大きく, その性質を抽出するには観測点が少なかった, (2) 観測記録を説明するほど現実を反映した理論モデルがなかった, などが挙げられる. 現在では Hi-net に代表される高性能かつ高密度な地震観測網の展開され, また, 地震波包絡形 (エンベロープ) の理論モデルの発展によって, 従来より精緻な高周波数地震波エンベロープのモデル化および解析ができることが期待される.

そこで本研究では, より現実的な枠組みで再定式化されたマルコフ近似法による理論エンベロープに基づき, Hi-net で観測された高周波数地震波形記録の解釈および解析を行う.

2. マルコフ近似法による理論エンベロープの性質

3 次元的にランダムに波の伝播速度がゆらいでいるランダム媒質を考える. 速度ゆらぎの長波長成分により, 波の多重前方散乱や回折が引き起こされ, 震源ではパルス的であった波形記録も伝播距離の増大に伴いその形状はくずれる. 結果として, 震源距離の増大に伴う振幅の減衰および主要動継続時間の拡大が起こる. マルコフ近似法とは, 波動場の前方散乱近似を用いてこのような波形記録の平均的な 2 乗振幅記録 (MS エンベロープ) を理論的に計算する方法である. 従来, この理論エンベロープにより地震波計記録の主要動拡大現象が説明されてきた (Sato, 1989; Scherbaum and Sato, 1991; Obara and Sato, 1995). しかしながら, 限られた条件下 (平面波伝播, ガウス型の速度ゆらぎスペクトル構造) のみの定式化であったために, (i) 幾何減衰の効果がとりこまれていない, (ii) 周波数依存性をもつエンベロープを合成する速度ゆらぎスペクトル構造がわからない, という欠点があった. 近年, これらの点を改良したマルコフ近似法が開発された (Saito *et al.* 2002). その理論エンベロープの主な性質として, (1) 伝播距離の増大に伴う最大振幅の減少および主要動継続時間の拡大する (図 1), (2) 速度ゆらぎスペクトル構造のちがいによりエンベロープ形状の周波数依存性が変化する (図 2), といったことがあげられる. 以後, この理論エンベロープにもとづき, 観測されるエンベロープの解釈, 解析を行っていく.

3. 火山フロントを境にしたエンベロープ形状の周波数依存性のちがい

東北地方で観測されるやや深発地震 (M3.5- M4.5) の高周波数地震波エンベロープ (2 - 16Hz) は, 主要動継続時間の周波数依存性が火山フロントを境に異なる (図 3). 前弧側で観測される主要動継続時間の周波数依存性は弱い. 一方で, 背弧側で観測した場合には, 周波

数の増大にともない主要動継続時間が増大する傾向がある。このような観測された主要動継続時間の特徴は、背弧側の地殻およびマントルウェッジ部は前弧側のそれに比べて S 波の速度ゆらぎの短波長成分が多いためと解釈できる (図 2 より)。S 波の平均速度を $v_s = 4.2 \text{ km/s}$ 、広角度散乱および内部減衰による減衰構造を $b = 0.03 \text{ [s}^{-1}]$ ($Q^{-1} = 0.0048 f^{-1}$) と仮定し、主要動継続時間 (各周波数帯域毎に前弧側 389 個、背弧側 465 個の記録) の解析を行い東北地方下の地殻およびマントルウェッジ内の S 波速度ゆらぎのスペクトル構造の推定を行った。その結果、前弧側のスペクトル構造は短波長域で、 $P(m) \approx (0.004 \sim 0.016) \times m^{-4.4 \sim -5.0} \text{ [km}^3]$ となり、背弧側では、 $P(m) \approx (0.018 \sim 0.023) \times m^{-4.0} \text{ [km}^3]$ と推定された。

関東東海地域においても、火山フロントを境にしたエンベロープ形状の周波数依存性の違いが、Obara and Sato (1995) により報告されているが、スペクトル構造の定量的な推定はなされていなかった。本研究では、Hi-net を利用することで東北地方での火山フロントを境にした S 波の速度ゆらぎ構造の違いを確認するとともに、改良されたマルコフ近似法を利用することで速度ゆらぎのスペクトル構造の定量的推定が行えるようになった。

4. 主要動継続時間および最大振幅の統一的モデル化

従来、観測される高周波数地震波形の主要動部のモデル化およびその解析による地下の速度ゆらぎスペクトル構造の推定には、主要動継続時間しか用いられていなかった (Sato, 1989; Sato and Obara, 1995; Gusev and Abubakirov, 1999; Saito *et al.*, 2002 など)。ここでは、解析対象領域を前弧側だけに限り、主要動継続時間および最大振幅の特徴の抽出とその解析を行った。その結果、前弧側で観測される高周波数地震波エンベロープの主要動は、震源距離がおおよそ 80km から 400km の範囲で、(i) 主要動継続時間は震源距離のおおよそ 1.7 から 1.8 乗で増加する、(ii) 最大振幅は震源距離のおおよそ -2 乗から -4 乗で減衰する、といった特徴がみられた。そして、これらの観測結果は、球面波伝播の仮定のもとで定式化したマルコフ近似法による理論エンベロープで統一的に説明でき、観測記録を最適に表現できるパラメタとして、S 波速度ゆらぎのスペクトル構造のパラメタは $\kappa = 0.8$ 、 $\epsilon^{2.04}/a \approx 10^{-3.11} \text{ [km}^{-1}]$ 、広角度散乱および内部減衰による減衰の効果周波数帯域 2Hz, 4Hz, 8Hz, 16Hz においてそれぞれ $b = 0.01, 0.02, 0.03, 0.05 \text{ [s}^{-1}]$ と推定された。

5. おわりに

高周波地震波エンベロープの地域性の解析や小規模地震における最大振幅の距離減衰特性の抽出は、高感度微小地震観測網の記録を用いることで実現可能となった。また、マルコフ近似法の発展により、エンベロープの主要動部の特徴を従来よりも観測記録に忠実に再現できるようになった。しかしながら、コーダ部を含めたモデル化は未完であり、今後もさらなる理論エンベロープモデルの発展、および、それに伴う地下不均質構造推定法の開発が重要な研究課題であるといえる。

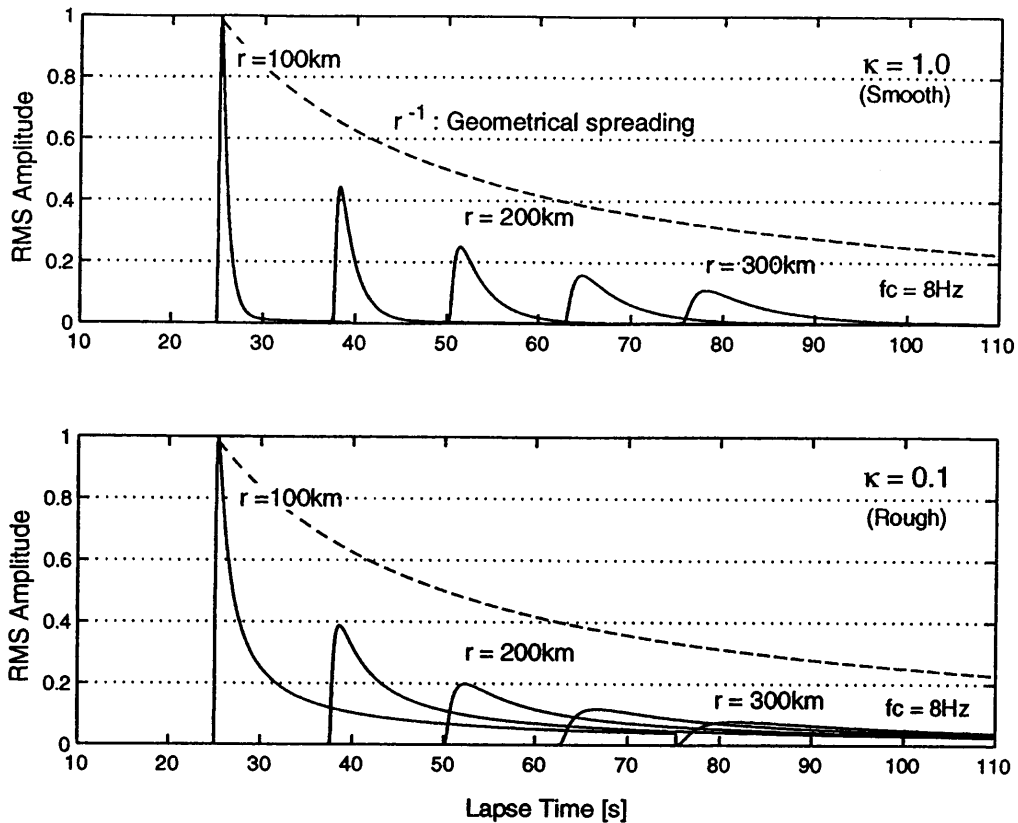


図1. 速度ゆらぎ構造がなめらかな場合 ($\kappa=1.0$) とラフな場合 ($\kappa=0.1$) において、マルコフ近似法により導出された震源距離が100kmから300kmの観測点での理論RMSエンベロップ。平均速度 $V_0=4\text{km/s}$, 速度ゆらぎのRMS平均を $\epsilon=5\%$, ゆらぎの特性的な空間スケール $a=5\text{km}$ としている。

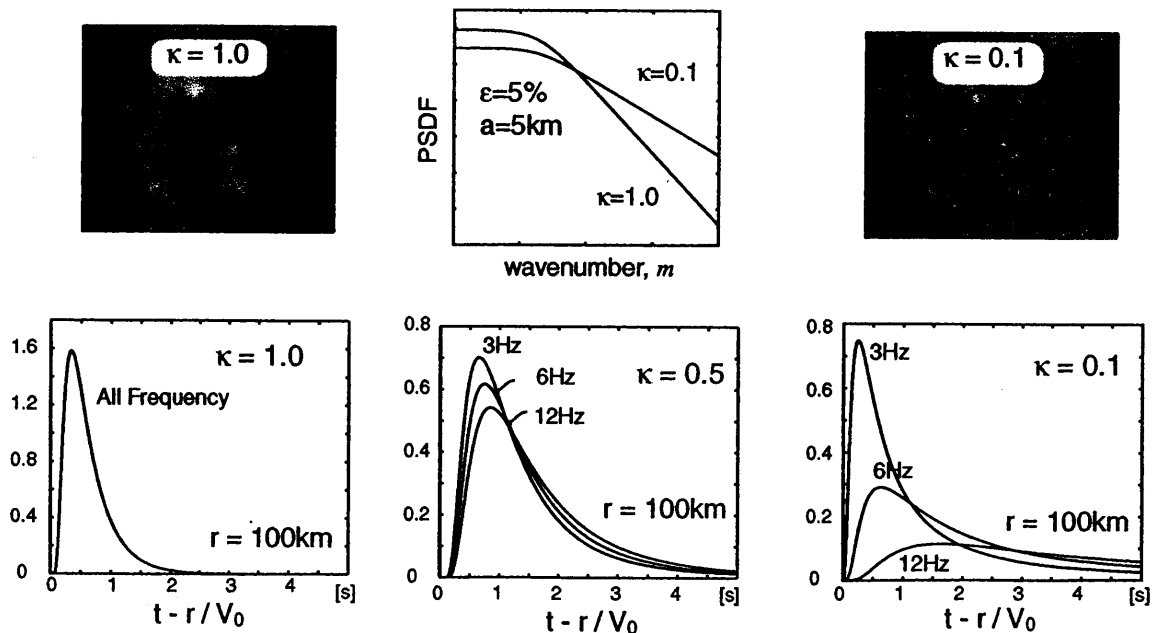


図2. 理論RMSエンベロップの周波数依存性。速度ゆらぎ構造がなめらかな場合 ($\kappa=1.0$) には周波数依存性がみられないが、ラフな場合 ($\kappa=0.1$) 周波数の増大に伴い主要動継続時間が増加し、最大振幅が減衰する。

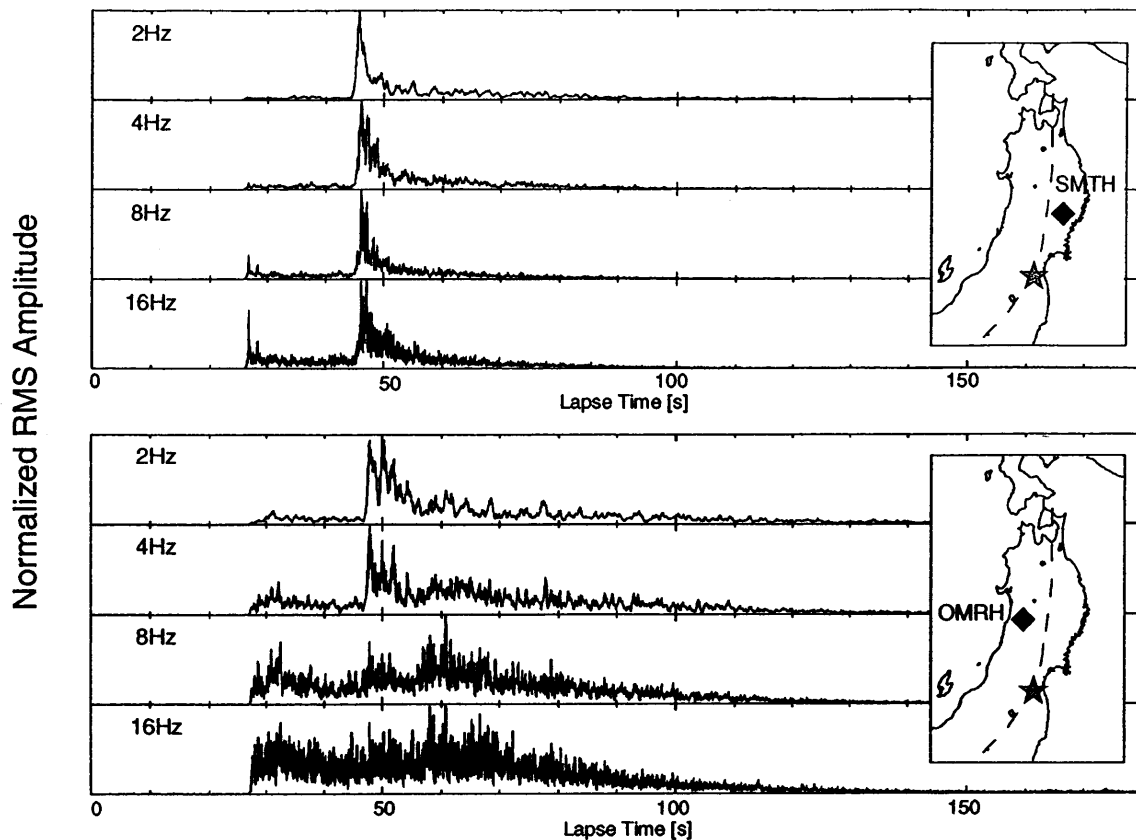


図 3. 火山フロント付近の深さ約 120km で発生した M3.9 の地震 (☆印) に対して、観測された RMS エンベロープ. 火山フロント前弧側の観測点 SMTH の場合と火山フロント背弧側の観測点 OMRH の場合.

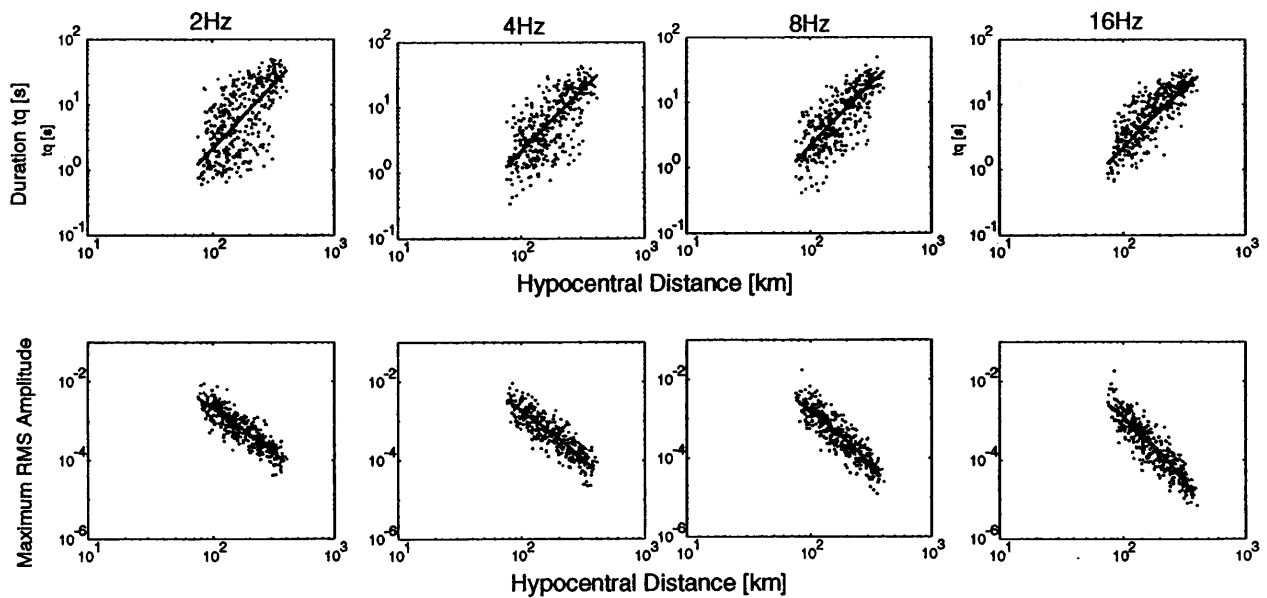


図 4. 東北地方前弧側で観測された各周波数帯域での RMS エンベロープの主要動継続時間 (上段) と最大振幅 (下段) の震源距離に対する変化. および、マルコフ近似法による理論エンベロープ (von Karman 型ランダム媒質, $\kappa=0.8$, $\varepsilon^{2.04}/a=10^{-3.11}$ [km^{-1}], 減衰係数 $b = 0.01$ (2Hz), 0.02 (4Hz), 0.03 (8Hz), 0.05 (16Hz) [s^{-1}]) から予測される主要動継続時間と最大振幅の変化との比較.

遠地地震波のコーダエンベロープに見られる ScS 相着信前後でのコーダ減衰の変化

佐藤春夫¹, Wonsang Lee², Kiehwa Lee²

¹東北大学大学院理学研究科, ²ソウル国立大学地球環境科学研究科

1. はじめに

地震記象にみられるコーダ波は、地球構造の不均質性によって散乱された波群から成ると考えられる。散乱源を一意的に特定することが出来ない場合にも、空間的に広く分布するランダム不均質構造による散乱によって、そのエンベロープ形状を説明することが試みられてきた。特に 1Hz より高い周波数における近地地震のコーダ波は、散乱された S 波という解釈に基づいて世界各地でのその特徴が調べられてきた。一方、100 s といった長周期における波形エンベロープは、地球を周回する表面波の散乱によってその特徴を説明する試みがなされてきた。しかし 1s から 20s といった周期でのコーダ波エンベロープの形状については、それに適したデータの取得が容易になったにもかかわらず、いまだ統一的な描像が確立したとはいえない。本研究では、IRIS のデジタル波形データの解析から明らかになったこの周期帯におけるコーダ波エンベロープの特徴の一部を報告する。

2. コーダエンベロープの特徴

世界各地に分布する 10 の IRIS 観測点において 1989 から 2002 にかけて取得された、20Hz サンプリングの NS 成分の波形データを解析に用いた。地震のマグニチュードは 4.7 から 7.9、その深度は最大 610km、観測点からの震央距離は最大 2200km である。これらの波形に対し、1s, 2s, 4s, 10s, 15s, 20s に中心周期を持つ 2/3 オクターブ幅のバンドパスフィルター処理を行って RMS エンベロープを作成し、経過時間に対して片対数プロット図を作成した。一例を図 1 に示す。これらのコーダエンベロープから、以下の特徴が観察される。

これらの周期帯では顕著な ScS の着信が見られるが、その前後でコーダエンベロープの勾配が変化する場合が多い。震源が 150km より深い地震について ScS の着信前後を調べると、特に中央アジアの AAK や EKS2、南米の LPAZ では、10s や 15s といったやや長い周期帯でコーダエンベロープはステップ的に変化している (図 2 参照)。

Aki and Chouet [1975] は、1s より長い周期のコーダ波は散乱された表面波と解釈している。しかし、震源が深い場合、これらのコーダ波を全て散乱された表面波と考えるのは難しく、散乱された S 波をかなり多く含む可能性が高い。Rautian and Khalturin [1978] は、中央アジアにおける地震観測から長い経過時間でのコーダエンベロープの特徴を調べ、経過時間によってコーダエンベロープの勾配が変化することを指摘している。彼らは、これらの勾配の変化を地球の減衰構造に起因するものと考えた。しかし、深い地震のコーダエンベロープが勾配のみならずその大きさも ScS 波の着信の前後で変化していることから、特に ScS 波の着信の後に続く波群は上方に伝播する ScS 波が励起した散乱波であると考えるのが自然であろう。このコーダエンベロープは、経過時間が一桁大きいものの、関東地方の浅い地震のコーダエンベロープとよく似た形状を示している。Obara and Sato [1988] は、沈み込む太平洋プレートの上面に S 波反射面を置いて、震源からの経過時間が 50s 付近にオフセットを持つコーダエンベロープ形状を実震源とミラーイメージ震源に起因するコーダによって説明した。CMB が S 波の強い反射面であることから類推すると、ScS に続く波群は、410km や 670km 不連続面に起因する反射相に加えて、ScS 波が上部マントル中に広く分布する不均質構造によって散乱されたものと考えることが出来る。数値的には明らかに出来ていないが、このエンベロープ形状を説明するには下部マントルが比較的一様であることが必要であろう。

図1 (右図)

(a) AAK (Kirgistan)において記録された Hindu-Kush の地震 (Mb 5.6, 深度 198km)の NS 成分バンドパスフィルタートレース (10s). 番号2は ScS 波の着信時を表す.

(b) AAKから震央距離 1600km 以内で発生した複数の地震の RMS エンベロープの片対数プロット (黒実線は上記地震). 震源時からの経過時間 750-850s におけるコーダレベルで規格化して表示.

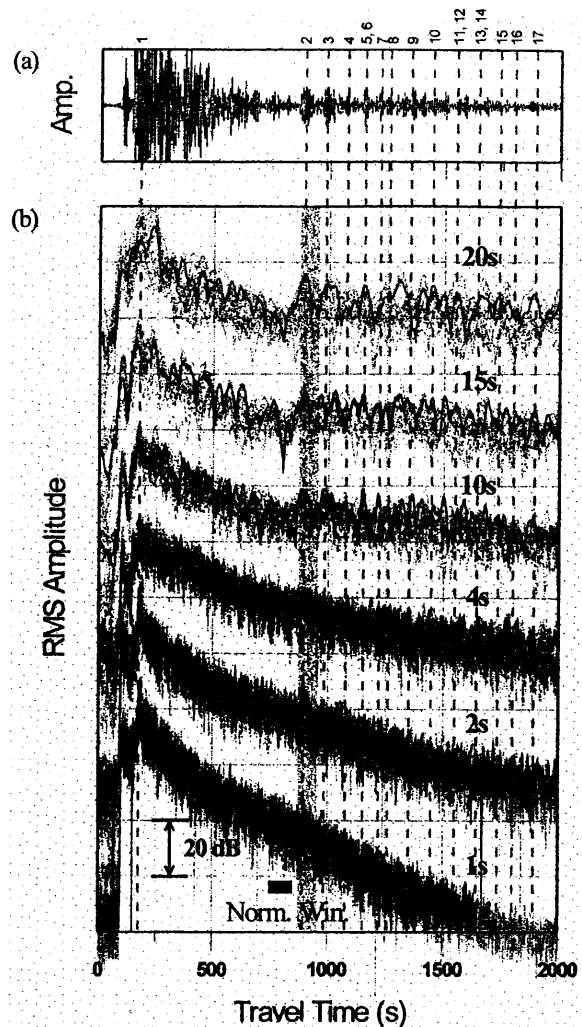
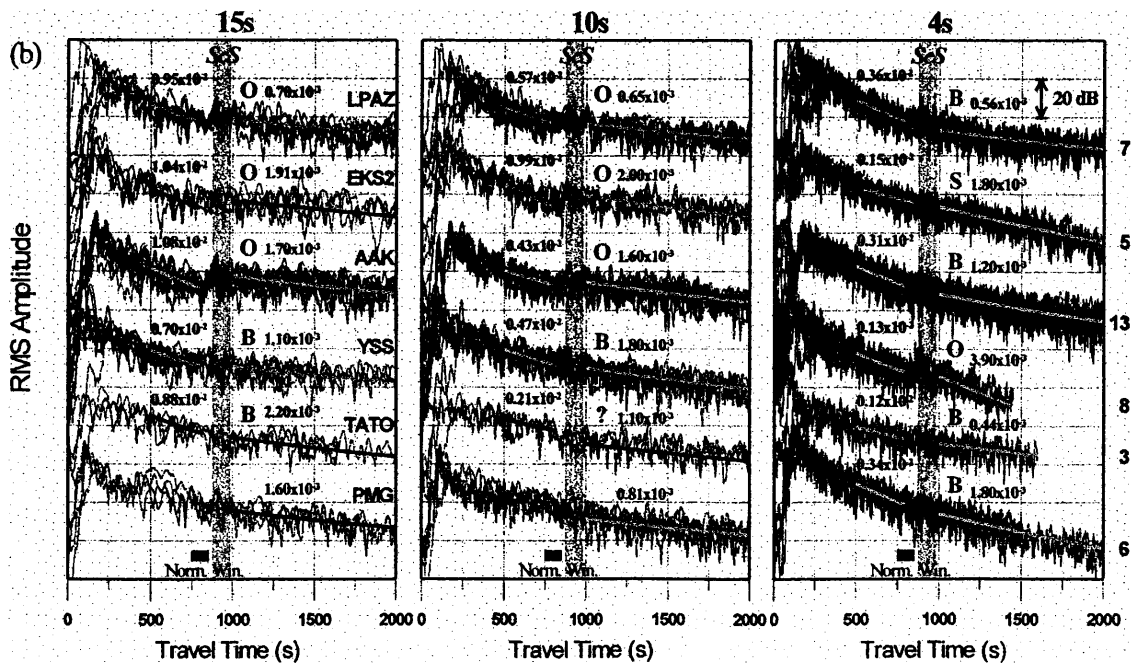


図2 (下図)

世界各地〔6ヶ所〕で記録された NS 成分 RMS エンベロープの片対数プロット. 地震の震央距離は 2000km 以内, 深度 150km 以上. 右端の数字は解析に用いた地震数.



長周期 Rayleigh 波コーダへの高次モードの寄与

前田拓人・佐藤春夫・大竹政和

(東北大学大学院理学研究科)

E-mail: maeda@zisin.geophys.tohoku.ac.jp

はじめに

周期 100 秒程度の長周期地震波形記録には、沈み込むスラブ・プリューム・異方性構造・地形変化などの様々な不均質構造の影響が現れていると考えられる。特に、M7 級の大地震での速度波形を 2 乗・平滑化した MS エンベロープを調べると、地球を周回する Rayleigh 波だけでは説明のつかないような振幅が約 1 日にわたって観測される (図 1)。我々はこの MS エンベロープ形状を、球面上の輻射伝達理論によるモデル化と、アレイ解析によるエンベロープ形成要素の推定という二つのアプローチで再現を試みてきた (前田ほか, 2002 年合同大会)。本研究では、観測点を増やし解析を精緻化すると共に、複数の異なる深さ・メカニズムの地震についてアレイ解析を行い、その構成要素を調査した。

F-K パワースペクトル解析によるエンベロープ構成要素の推定

図 2 に解析に用いた地震の深さとメカニズムを、図 3 に F-K スペクトル解析に用いた観測点を示す。j 番目の観測波形を $u_j(t)$ 、全観測点数を M とする。F-K パワースペクトルは、波動場の時間・空間に関する自己相関関数 $R(\xi, \tau)$ を用いて、

$$P(k, \omega) = \iiint R(\xi, \tau) e^{-i(\omega\tau - k\xi)} d\tau d\xi$$

で表される。空間方向の積分は、重み付きのビームフォーミング $X(t; \omega) \equiv \sum_{j=1}^M f_j^*(k, \omega) u_j(t)$ で代用し、

$$\hat{P}(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E[X(t+\tau)X(\tau)] e^{-i\omega\tau} d\tau = \sum_{i,j=1}^M f_i(k, \omega) C_{ij}(\omega) f_j^*(k, \omega)$$

で推定する。ここで C_{ij} は ij 番目の観測記録間のクロススペクトル密度関数である。重み係数 f_i は単位振幅の平面波のスペクトル振幅を保持しつつ、アレイの形状に起因するスペクトルの漏れを最小にする条件から決定し、最終的に

$$\hat{P}(k, \omega) = \frac{1}{m^T C^{-1} m} \quad (m = [e^{-ikr_1}, e^{-ikr_2}, \dots, e^{-ikr_M}]^T)$$

で推定する。このスペクトルは Capon 法による F-K スペクトル (Capon, 1967) として知られる推定量である。スペクトルを推定する時間窓は 512s とし、初期到来波の到達から、経過時刻 65,000s まで卓越する F-K スペクトルの時間変化を調べた。

図 3 に F-K パワースペクトルの推定例を示す。左下図のように直達 Rayleigh 波に対応するピークがほぼ大円経路と一致する方向に定まっているのに対し、R1 と R2 の間には右下図のように大きく異なる方向から到来する散乱波が検出された。とくにこの散乱波は浅い地震で多く見られた。図 4・図 5 にそれぞれ Izmit 地震, Fiji 深発地震での、卓越するスローネスの時間変化を示す。どちらの場合でも、一定の経過時間の後には基本モードの Rayleigh 波がほとんど見られなくなり、より位相速度の早い高次モード波群がエンベロープ振幅に大きく寄与する。図 4 右側の PREM から予想される位相速度分散曲線との比較から、このモードはスフェロイダルモード自由振動の 10 次程度の高次モードであると推定される。このモードが震源から輻射されたものを直接見ているのか、それとも

散乱・モード変換によって二次的に生成されたものなのかはこの解析から明らかにすることが出来ない。しかし、いずれにしても経過時間が長いことから、分散や散乱の効果によって地球表面上に一樣に広がったエネルギーが、主として内部減衰によってゆっくりと減衰していつていると推測される。高次モード波群は、一般に基本モード Rayleigh 波よりも深い構造に敏感であるため、減衰が小さい。そのため、もともとのエネルギーが小さくとも、超長時間経過後には、はるかに輻射量の大きな基本モード Rayleigh 波よりも大きなエネルギーをもつようになると考えられる。

浅い地震同士でメカニズムによる違いは確認されなかったが、Fiji の深発地震と Hindu-Kush でのやや深発地震では、いずれも基本モードが卓越する時間長が高々 20,000s と短かった。

全エンベロープモデル

この解析から、長周期上下動速度波形記録の全エンベロープ形状は、基本モードレイリー波の一次散乱モデルと、高次モードの一樣減衰の重ねあわせで表現できることが期待される。

球面上の輻射伝達理論による一次等方散乱エネルギー密度は、

$$E^1(\Delta_0, t) = \int_0^{2\pi} \Phi(\phi') d\phi' \int_0^\infty R^2 \sin \theta' d\theta' \int_{-\infty}^\infty dt' \frac{e^{-(g_0+g_i)W(t-t')}}{2\pi R |\sin \theta'} \delta(Vt - Vt' - R\theta') g_0 V E^0(\theta', t')$$

で表される (Sato and Nohechi, 2001)。ここで、 R は地球半径、 Δ_0 は震央角距離、 V は Rayleigh 波群速度、 W は震源から輻射される全エネルギー、 $\Phi(\phi')$ は震源からの輻射特性、 g_0 および g_i は散乱係数と内部減衰定数である。

特に今回は、従来数値積分で推定していたエネルギー密度の、震源からの輻射が等方的 ($\Phi(\phi')=1$) な場合の解析解を新たに導出した。この解析解は、第一種の完全・不完全楕円積分 $K(v)$, $F(\phi|v)$ を用いて、

$$E^1(\Delta_0, t) = \frac{W g_0 e^{-(g_0+g_i)Wt}}{4\pi^2 R} \frac{2n_s(\Delta_0, Vt/R)}{\sqrt{\sin\left(\frac{Vt}{2R} + \frac{\Delta_0}{2}\right) \sin\left(\frac{Vt}{2R} - \frac{\Delta_0}{2}\right)}} \times \begin{cases} K\left(\sin^2 \frac{\Delta_0}{2}\right) & \text{for } 2(n-1)\pi + \Delta_0 < \tau < 2n\pi - \Delta_0 \\ \left[K\left(\sin^2 \frac{\Delta_0}{2}\right) - F\left(\sin^{-1}\left[\csc \frac{\Delta_0}{2}\right] \middle| \sin^2 \frac{\Delta_0}{2}\right) \right] & \text{for } 2n\pi - \Delta_0 < \tau < 2n\pi + \Delta_0. \end{cases}$$

と表される。ただし、 $n_s(\Delta_0, \tau)$ は等時散乱曲線の個数で、

$$n_s(\Delta_0, \tau) = \left\lfloor \frac{\tau - \Delta_0}{2\pi} \right\rfloor + \left\lfloor \frac{\tau + \Delta_0}{2\pi} \right\rfloor + 1$$

で表される量である。

高次モードは、球面上で一樣に広がることを考慮し、 $E^h(t) = \frac{W^h}{4\pi R^2} e^{-Q_h^{-1}\omega t}$ と置く。輻射量に対応する W^h と内部減衰 Q_h^{-1} は、アレイ解析の結果から、高次モードのみが卓越すると判断される 35,000s から 60,000s までの対数 2 乗振幅に対して最小 2 乗法を用いて求めた。 W^h は地震の規模によって異なる値を示したが、 Q_h^{-1} は地殻内で起こった浅い地震で 2.4×10^{-3} 、やや深発・深発地震で 2.0×10^{-3} であった。また、この値は PREM から予測される 10~12 次程度の高次モードの減衰量に相当し、アレイ解析からのモード次数推定に矛盾しない。図 7 に、Izmit 地震・観測点 YAK での観測記録と理論予測されるエンベロープの散乱モデル・高次モードのそれぞれの寄与を示す。以上から、上下動の長周期速度波形の MS エンベロープに高次モードの強い寄与が存在することが明らかになった。

参考文献

Capon, J., R. J. Greenfield, and R. J. Kolker, Multidimensional maximum-likelihood processing of a large aperture seismic array, *Proc. IEEE*, 55, 192-211, 1967.

Sato, H., and M. Nohechi, Envelope formation of long-period Rayleigh waves in vertical component seismograms: Single isotropic scattering model, *J. Geophys. Res.*, 106, 6589-6594, 2001.

謝辞

本研究では、防災科学技術研究所の F-net 及び The IRIS Consortium により収録された広帯域地震計データを使わせていただきました。記して感謝いたします。

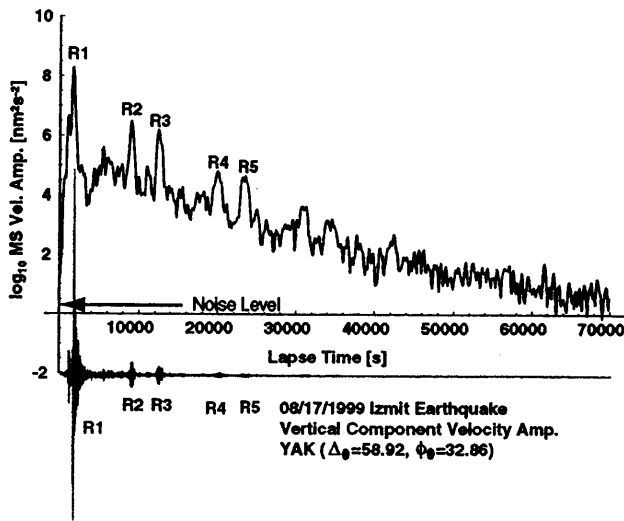


図 1. 90s-180s の周期で観測された上下動速度波形 (赤線) と、その MS エンベロープの例。

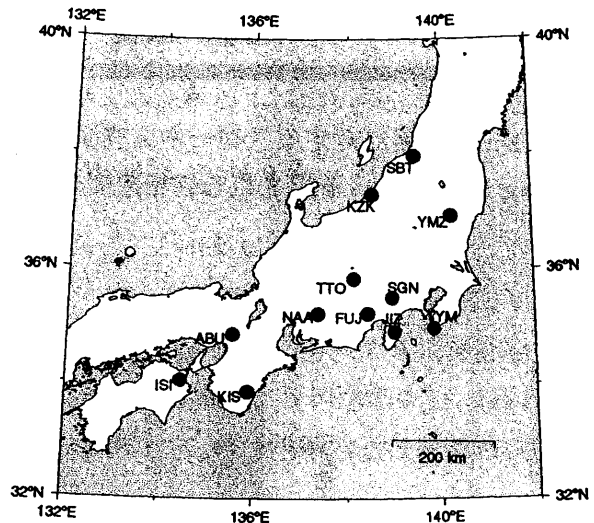


図 3. アレイを構成した F-net 観測点分布。

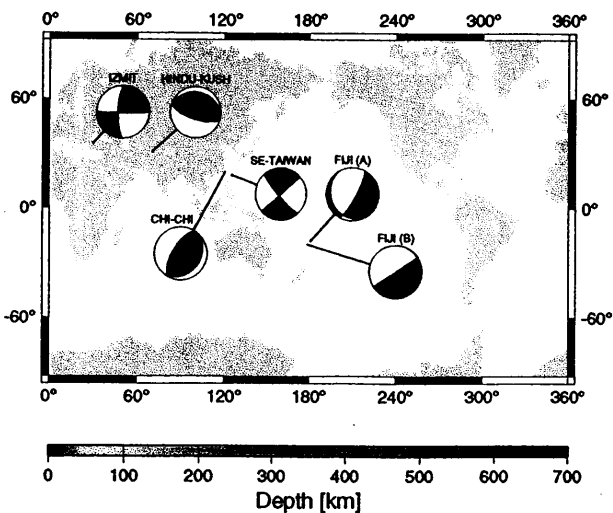


図 2. F-K パワースペクトル解析に利用した地震のメカニズム解。色は震源の深さを表す。

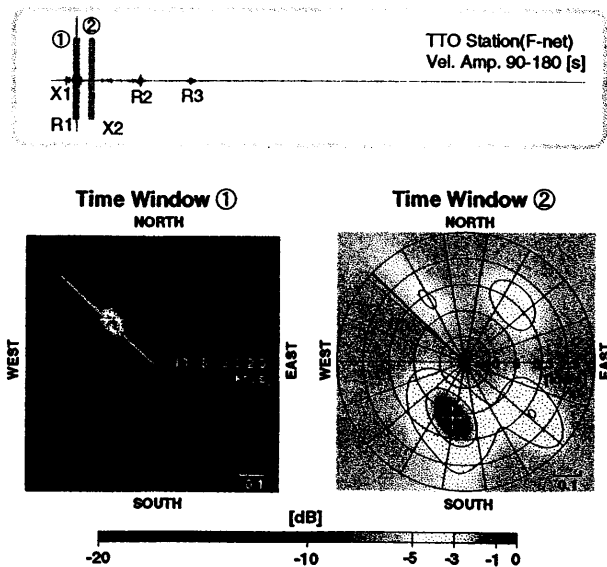


図 4. Izmit 地震に対する F-K スペクトル解析結果例。(左) Rayleigh 波直達波部分, (右) R1, R2 間に検出された大円経路から大きく外れたピーク。

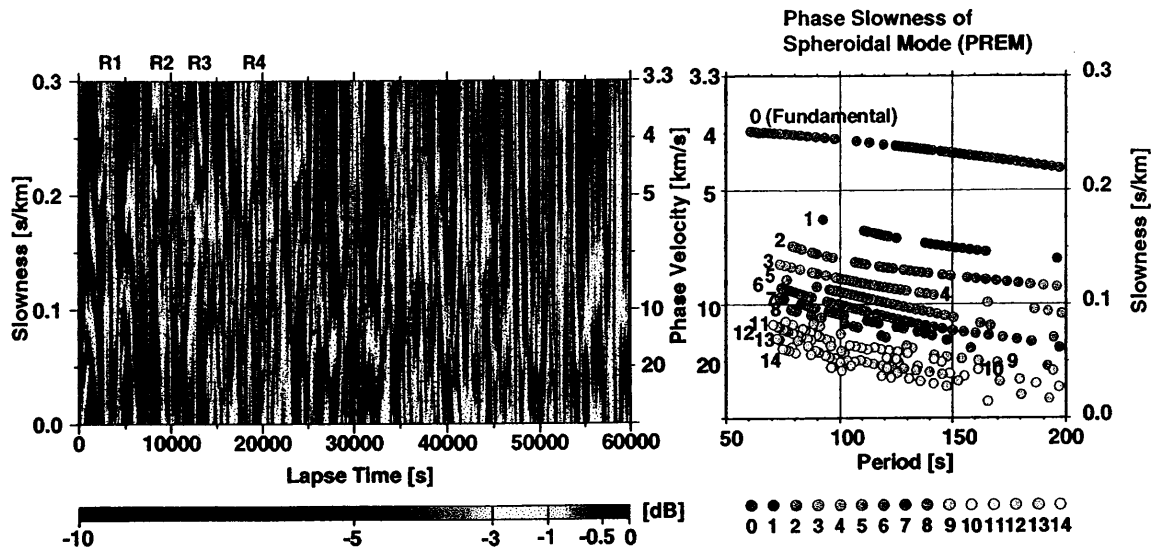


図 5. Izmit 地震に対するスローネス空間動径方向の F-K パワースペクトルの時間変化 (左) と、Isotropic PREM から予想される位相速度の逆数の分散関係 (右)。

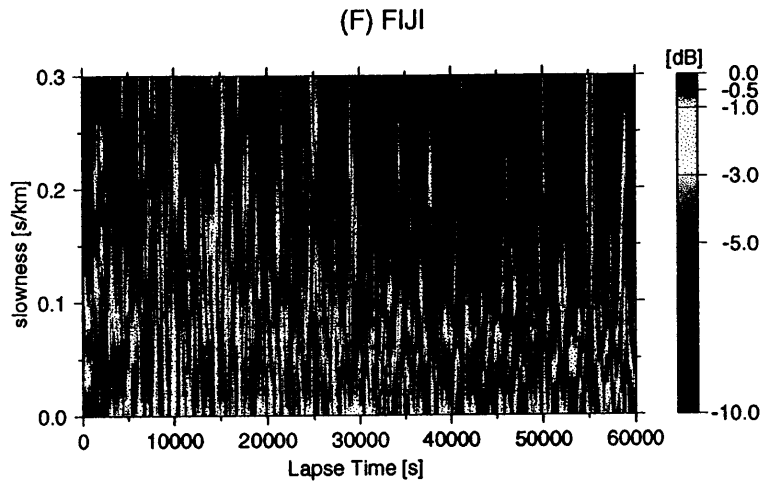


図 6. FIJI の深発地震 ($z=670\text{km}$) に対するスローネス空間動径方向の F-K パワースペクトルの時間変化。

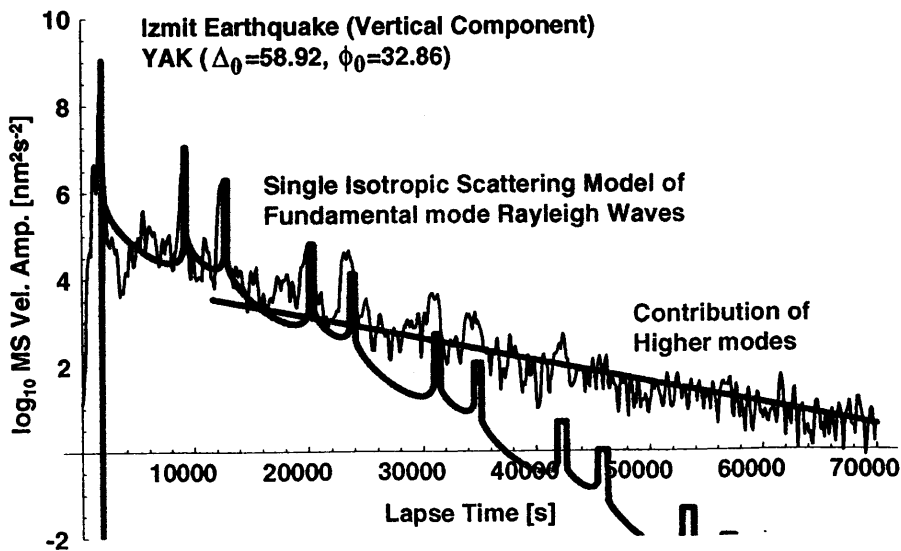


図 7. 一次等方散乱モデルと高次モードの存在も考慮したエンベロップフィッティング。

短スパン3成分アレイ観測を用いた散乱波のF-Kおよび偏向面解析

平 貴昭・蓬田 清 (北大・理・地球惑星科学)

F-K and polarization analyses of scattered waves

using a dense three-component seismic array

Taka'aki Taira and Kiyoshi Yomogida (Hokkaido Univ.)

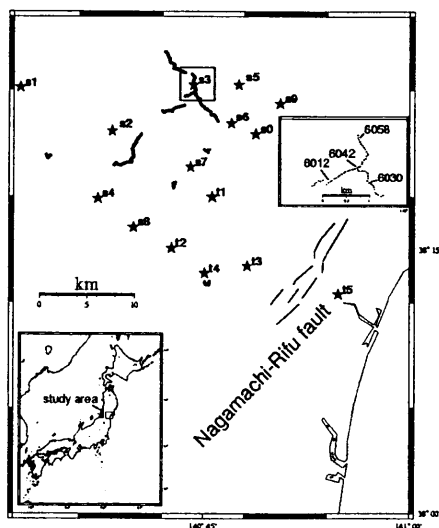
1. はじめに

これまで、散乱波を用いた微細不均質構造の推定は数多く行われてきた。短スパンアレイで観測された爆破地震動記録を用いて、散乱係数が微小地震活動と関係していることが示され(松本・他, 1999; 浅野・他, 1999), 自然地震においても稠密地震観測網を用いた解析から、破碎帯と散乱係数との関連性が明らかになりつつある(Revenaugh and Reasoner, 1997; Nishigami, 2000). さらに、散乱・反射波の偏向面が高い直線性を示すことを利用し, Soma *et al.* (2002)は、3成分地震波形記録にウェーブレット変換による偏向面解析を行い、散乱波の検出精度を向上させ、地熱貯留層の推定を行っている。

本研究は、短スパン3成分アレイ観測の利点を生かすためF-K解析と偏向面データをあわせて、散乱波の到来方向および振動方向から散乱体の位置と性質を推定する。波形記録は、長町-利府断層で2001年夏に展開された短スパン3成分アレイを用いた(Research Group for Deep Structure of Nagamachi-Rifu Fault, 2002).

2. データ

地震計は、Mark Products社製のL28-B(固有周期:4.5Hz, 減衰定数:0.707)を使用し、サンプリング周波数は100Hzである。速度記録の波形に地震計の応答をデコンボリューションし、積分した変位記録を解析に用いた。アレイの形状はT字型で、60の観測点で構成されている(Fig. 1)。観測点の間隔はおよそ50mなので、表層のP波速度を2km/sと仮定すると20Hzより高い周波数を持つ波がアレイに到達すると空間的なエイリアシングが生じる。また、2Hz以下の周波数帯ではノイズの寄与が大きいので、本研究では2-20Hzの周波数帯のみ解析を行った(Fig. 2)。



★ shot point ○ station
Fig. 1 Map showing station and shot.

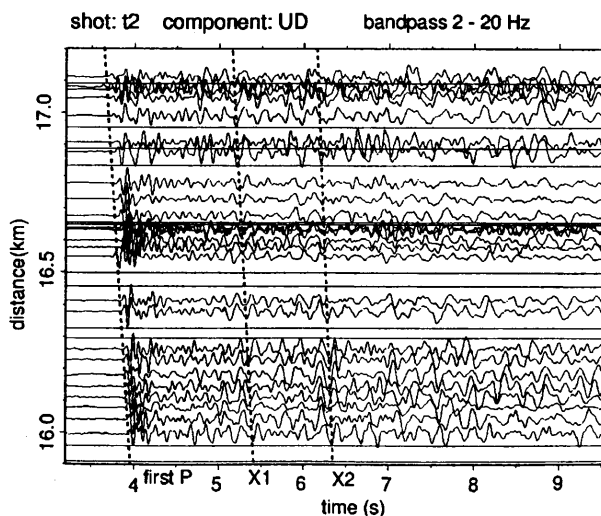


Fig.2 Observed seismograms for t2.

3. F-K 解析

F-K スペクトルの推定は Beam-Forming Method (Lacoss *et. al.*, 1969)に基づいて行うが、この手法ではスペクトルを求める際にフーリエ変換を用いているため、対象とする地震波の波長にデータ長が近い場合、分解能が低下する (Matsushima and Okada, 1990). そこで、スペクトルの推定には、データ長による分解能の制約がない自己回帰モデル (AR model) を適用し、解析を行った。タイムウインドウごとの地震波形を定常確率過程とみなす問題点はあるが、時間一周波数領域においてフーリエ変換よりも分解能の高いスペクトルの推定が期待される (赤池・北川, 1994). 最適なラグ m はデータ数 N の平方根の 2.5 倍 (日野, 1997) とした。

微動アレイ探査においても、同様な解析法により空間自己相関法を自己回帰モデルで適用し、精度の高い位相速度の推定がなされている (山本・他, 1998). 西澤・北川 (2002) は、レーザードップラー振動計を用いた波動伝播モデル室内実験の結果に多変量自己回帰モデル (MAR model) を適用し、コヒーレンシーから花崗岩の不均質構造を推定している。しかし、実際に観測された散乱波に MAR model を適用した例は少ない。

本研究では、タイムウインドウを 0.32 秒とし、ウインドウの移動幅は半分の 0.16 秒とした。Fig. 3 にショット t2 における上下動成分の F-K 解析の結果を示す。初動 P 波以外に、5.2 秒 (X1) および 6.2 秒 (X2) にパワースペクトルがノイズレベルよりも有意に大きい位相が検出された。それぞれの後続波の到来方向は、N172° W と N130° W、見かけ速度は 4.41 km/s と 3.67 km/s、卓越周波数はどちらも 5.5 Hz である。水平成分については、見かけ速度が 3 km/s 以下の位相を表面波であると仮定した場合、実体波で顕著な位相は検出されなかった。同様の解析をショット t1 においても行い、上下動成分において二つの位相 (X3, X4 と呼ぶ) を検出した。

4. 偏向面解析

次に、アレイの中心の観測点 6042 において、偏向面解析を行った。particle motion の直線性を判断する基準として偏向係数 P_E を用いる。 P_E は particle motion が直線であれば 0 に近い値を、逆に球状であれば 1 に近い値を取る。MAR モデルに基づいた 3 成分波形のパワースペクトルおよびクロススペクトルを用いて周波数領域で共分散行列を定義し、最大の固有値 λ_0 の複素固有ベクトル (Fig. 4) から偏向面を推定した (Vidale, 1986). タイムウインドウは F-K 解析と同様に 0.32 秒とした。X1 と X2 の位相において 5.5 Hz の周波数帯では偏向係数は 0.03, 0.08 と高い直線性を示した (Fig. 5). 偏向面の振動方向 (Θ_H) は N12° E と N158° E、水平面から傾き (Θ_V) は 76° と 65° である。X1 は到来方向と振動方向のなす角 (ψ) が 4° で到来方向と振動方向は平行に近い。一方、X2 の振動方向は、その到来方向とほぼ直交 (108°) する。見かけ速度も考慮して、X1

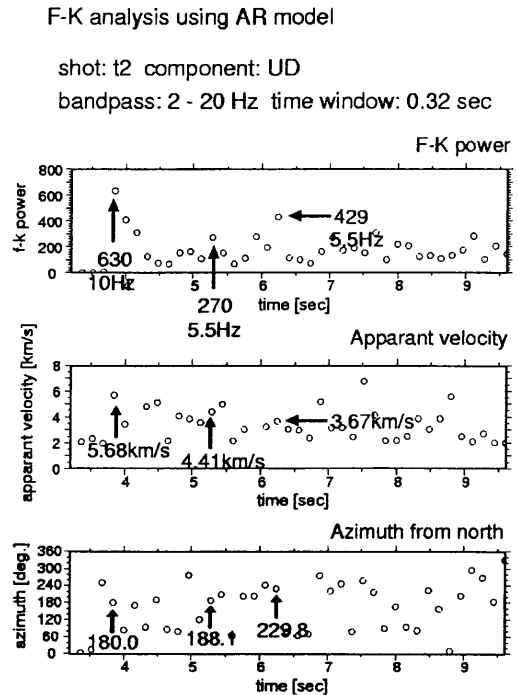


Fig.3 Result of F-K analysis for t2.

と X2 の位相をそれぞれ P-P 散乱, P-S 散乱と結論した. 同様の解析を X3, X4 においても行い, どちらも P-P 散乱と結論した.

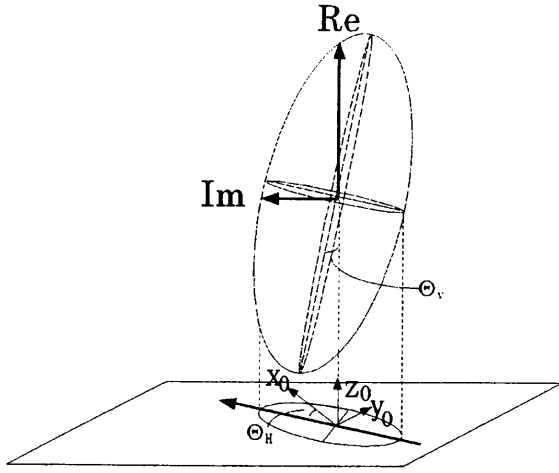


Fig.4 Schematic view of the polarization angle.

Principal component analysis using multivariate AR model
 shot: t2 station: 6042
 frequency: 5.5 Hz phase: X1 and X2
 bandpass: 2 - 20 Hz tw: 0.32 sec

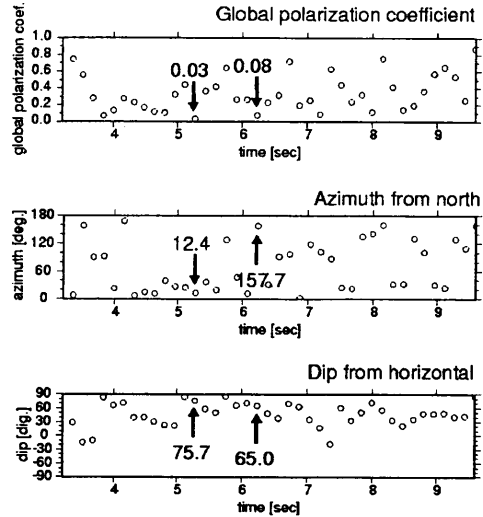


Fig.5 Result of polarization analysis for t2 at 6042.

5. 散乱体の位置

散乱体の位置決定には, キルヒホッフ積分を用いたマイグレーションを行った(Schneider, 1978). キルヒホッフ型マイグレーションには, 差分法や FK 法にみられる観測点が等間隔に並ぶ制約がない. マイグレーションの手順は, 地表での地震記録($z=0$)から通常は全方向に波動場を外挿していく. ここでは, F-K 解析で散乱波の到来方向が得られている利点を生かして, その到来方向の断面においてのみ, 順次地下深部へ外挿していき(下方接続), 各深度 $t=0$ の振幅値を取り出して地下構造をイメージングする. 速度構造は, Nakajima *et al.* (2002)で得られた1次元速度構造を用いた. その結果, X1, X3 および X2, X4 は同一の散乱体からの散乱波と考えられ, アレイから見て, 南に 2km, 深さ 1.2km, 南西に 3.5km, 深さ 3.2km があると推定される(Fig. 6).

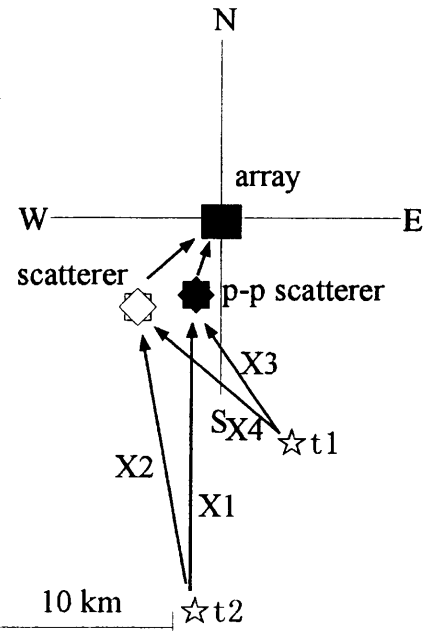


Fig.6 Spatial distribution of scatterers estimated for t1 and t2.

謝辞：本研究では、長町－利府断層深部構造研究グループの観測記録を使用させていただいた。関係者各位に記して感謝します。

参考文献：赤池・北川, 1994, 時系列解析の実際, 朝倉書店. 浅野・他, 1999, 地震2, **52**, 379-394. 日野, 1997, スペクトル解析, 朝倉書店. Lacoss *et al.*, 1969, *Geophysics*, **34**, 21-38. 松本・他, 1999, 地震2, **52**, 283-297. Matsushima, T. and H. Okada, 1990, *BUTSURI-TANSA*, **43**, 21-33. Nakajima *et al.*, 2002, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **130**, 31-47. Nishigami, K., 2000, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7983-7998. 西澤・北川, 2002, 日本地震学会秋季大会, P098. Soma *et al.*, 2002, *Pure Appl. Geophys.*, **159**, 543-562. Schneider, W. A., 1978, *Geophysics*, **40**, 23-48. Research Group for Deep Structure of Nagamachi-Rifu Fault, 2002, *Tohoku Geophys. Journ.*, **36**, 311-356. Revenaugh, J. and C. Reasoner, 1997, *Geology*, **25**, 123-126. Vidale, J. E., 1986, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 1393-1405. 山本・他, 1998, 物理探査, **51**, 70-76.

S コーダ波エンベロープをデータとする散乱係数空間分布の推定法

浅野 陽一・長谷川昭（東北大学理学研究科 地震・噴火予知研究観測センター）

はじめに 地震波の直達P波やS波の後に続くコーダ部分（以下ではコーダ波）は，地下の地震波速度や密度の不均質な空間分布によって散乱された散乱波群から構成されていると考えられている．実際に，観測点で観測されるコーダ波の時間減衰の様子（以下ではエンベロープ形状）が，空間一様なランダム不均質媒質を仮定した一次等方散乱理論によって比較的よく説明される [Sato (1977)] ことはよく知られている．近年では，観測されたSコーダ波のエンベロープの複雑な形状を，空間的に非一様な散乱係数（または相対的な散乱強度）の分布によって説明する研究も行われている [Nishigami (1991), (2000), Obara (1997), Chen (2000) など]．Nishigami (1991) は，観測されたコーダエンベロープから一次等方散乱理論に基づく減衰曲線を取り除いた後のゆらぎに着目し，このエンベロープ振幅のゆらぎを説明するような散乱係数のパータベーションを推定するインバージョン法を提案した．本研究では Nishigami (1991) の手法を改良し，観測されたSコーダ波のエンベロープ形状そのものを説明するような散乱係数の空間分布を推定するインバージョン法を開発した．

手法 理論エンベロープの合成は，Obara (1997) や小原・他 (2001) と同様に，解析対象領域を分割した小ブロックからの一次S散乱波のエネルギー寄与の和をとることで計算した．ただし，本研究では減衰パラメータとしてコーダQは使わずに，散乱波の波線（震源-ブロック中心-観測点）に沿った内部減衰と散乱減衰の影響をそれぞれ評価する．これによって，散乱係数の大きな領域を通過してくる地震波が受ける，強い散乱減衰の効果を表現することが可能となる，ただし，後述のインバージョンでは内部減衰のパラメータは推定せずに，Hoshiba (1991) を参考にしてアプリオリに与えた．また本研究では，一連のエンベロープ合成の際に，ダブルカップル型の震源放射パターンと深さ依存型の速度構造を導入することで，より現実に近いエンベロープモデリングを実現した．

インバージョンのための観測方程式は，コーダ規格化した理論エンベロープと観測エンベロープとの関係を表す形とした．これによって，震源放射エネルギーやサイト増幅の効果を無視することができる．以下では，この観測方程式を用いて，規格化された理論エンベロープと観測エンベロープの重み付き残差自乗和を最小にするようなモデルパラメータ（散乱係数）を推定する．実際には，散乱減衰を評価する際に既にモデルパラメータである散乱係数を必要とするため，このインバージョンは非線形である．本研究では，線形化法によってこのインバージョンを線形化し，ある初期モデルをイタレイティブに修正することで最終的なモデルを得た．

実データへの適用 本研究で開発したインバージョン法を2000年鳥取県西部地震後に実施された余震観測 [2000年鳥取県西部地震合同稠密余震観測グループ (2001)] のデータに適用し，震源域周辺の散乱係数の空間分布を推定した．この解析では，使用する震源の分布がなるべく空間的に一様になるように82個の地震を選んだ．これらの地震は，2000/10/15から10/30の間に発生したM2.0からM3.0の地震のうち，震源位置もメカニズム解も精度よく決められた地震の中から選んだ．選ばれた82個の地震を59点の観測点で観測した記録長30秒の速度記録の中から更に質の良い記録のみを選び，最終的に3567組の3成分速度記録から観測エンベロープを合成した（図1参照）．1観測点で観測された1地震について，通過帯域4.5 - 9.0 Hzのバンドパスフィルタにかけたそれぞれの成分の速度記録から3成分自乗振幅記録を合成し，互いに重ならない幅1秒のタイムウィンドウ内で平均したものを”観測エンベロープ”として使用した．また，理論エンベロープ合成の際には，地震波の周波数は6 Hz，内部減衰パラメータは0.017，S波速度 V_s は深さ z の関数 $V_s = 3.23 + 0.027z$ をそれぞれ仮定した．このインバージョン解析では，鳥取県西部地震の余震域周辺に対して5または10 km間隔で設定した2459個のグリッドにおける散乱係数をモデルパラメータとして推定した．この際に，散乱係数は $g = 0.005$ で空間的に一様に分布するようなモデルを初期モデルとして与え，イタレイティブに解を修正した．3回のイタレイションによってRMSは，初期モデルに対する約0.60から0.43へと減少し，ほぼ収束した．

2000年鳥取県西部地震震源域周辺の散乱係数分布 3回のイタレイション終了後の散乱係数空間分布を深さ毎に図2に示す。図2に見られる分布の主要な特徴は以下の通り。(1)深さ5 km および10 kmでは、震源断層近傍とその周辺に散乱係数の大きな領域が分布、(2)深さ15 kmおよび20 kmでは、震源域北部の直下に散乱係数の大きな領域が局在、(3)大山火山近傍にも散乱係数が大きな領域が分布、(4)モホ面も散乱係数が大きい領域としてイメージング(深さ30 km)。特に(2)については、自然地震の反射S波を用いた解析[土生・他(2002)]や反射法地震探査のマイグレーション断面[阿部・他(2002)]と矛盾せず、本研究の解析手法が散乱体や反射面の検出やその空間的な広がりを把握する上で有効であることが確かめられた。推定された散乱係数の高異常域と鳥取県西部地震の震源域との対応は極めて興味深い、その解釈については今後の課題としたい。

謝辞 本研究は、気象庁、防災科技研、東大地震研、および京大防災研の定常観測点の一部を含む、2000年鳥取県西部地震合同稠密余震観測の波形データを使用させていただきました。また、解析に使用した地震の直達波到達時刻の読取值、およびP波初動極性データも同観測によるものを使用させていただきました。記して感謝します。

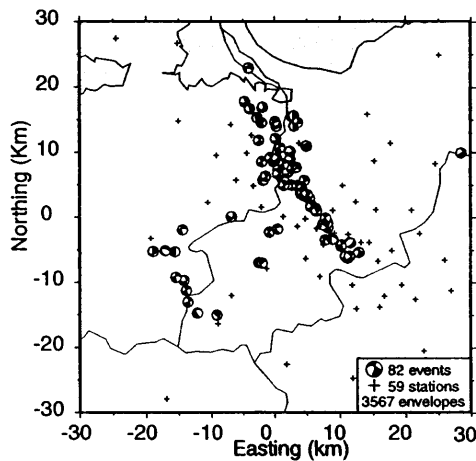
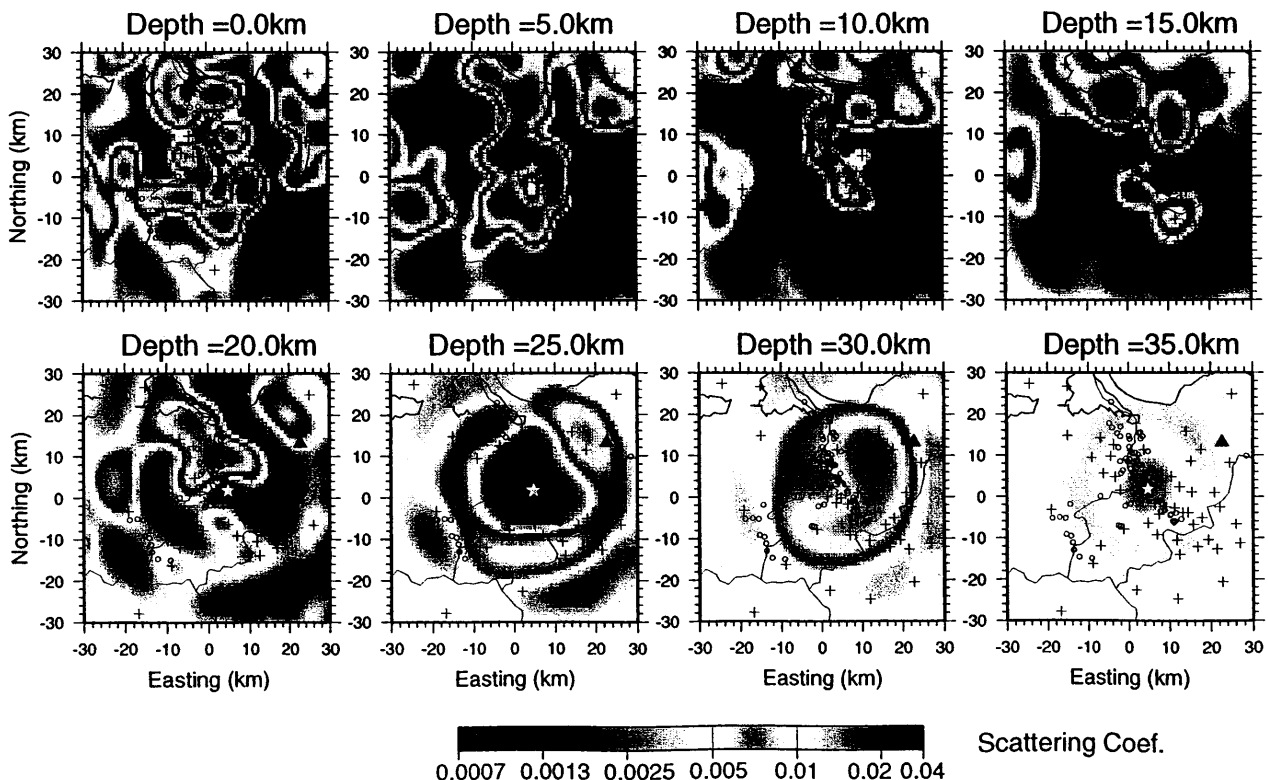


図1 (左). 解析に使用したイベントのメカニズム解および観測点. インバージョンで使った地震のメカニズム解を下半球等積投影で震央位置にプロット. メカニズム解はP波初動の極性デー

図2 (下). 推定された散乱係数の空間分布. 合同稠密余震観測のデータから推定された散乱係数の空間分布を深さ毎に示す. 解析に使用した観測点および地震の震央の位置を、+印および○印でそれぞれ表す. また、大山および本震震央の位置を△印および☆印で併せて示す.



Scattering Coef.

0.0007 0.0013 0.0025 0.005 0.01 0.02 0.04

2000年鳥取県西部地震の震源域における反射体・散乱体の三次元分布

西上欽也 (京大防災研)・土井一生 (京大理)・田所敬一・下川明子 (名大環境学研究所)

1. はじめに

2000年鳥取県西部地震 (M_w 6.6) の埋もれた震源断層の特性および震源域における不均質構造を調べるために、われわれは幾つかの地震学的な調査を行ってきた (断層トラップ波、S波偏向異方性)。今回は S 波反射体、および散乱体分布について述べる予定であったが、散乱波解析がまだ途上のため、主に反射体分布について紹介する。

2. S 波反射体の二次元分布

地震発生直後に実施された稠密余震観測 (2000年鳥取県西部地震合同稠密余震観測グループ、2001) のデータを用いた。まず、余震分布におおむね沿う 4 観測点のデータを用いて S 波コーダ部分のノーマル・ムーブアウト (NMO) 補正処理を行った。走時から反射面深度への変換は Inamori et al. (1992) と同様に行ったが、速度構造はこの地域で推定されている水平成層構造を用いた (表層: 0-3km, 3.18km/s、第2層: 3-16km, 3.50km/s、第3層: 16-32km, 3.82km/s、第4層: >32km, 4.62km/s)。振幅の処理に関しては、S 波初動から 1 秒間をミュートした後、幾何減衰、非弾性減衰 ($Q=780$) の影響を補正した。さらに地震規模および各観測点の増幅特性を除くために、発震時からの経過時間 23-27 秒 (S 波走時の 2 倍以後に相当) におけるコーダ波の平均振幅で規格化し (コーダ規格法)、すべての波形トレースを共通ゲインでプロットした (図 1)。各トレースは深さ 20km における反射点位置が北西-南東方向に並ぶような順番にソートされている。

図 1 から、余震域直下のほぼ全域にわたり、深さ約 16-25km および 28-37km において反射が強いことが分かる。これらは下部地殻の上面および下面にほぼ一致する。2つの反射層の深さと反射の強さは余震域に沿って変化し、本震震源付近では2つの反射層の強さが大きく変化する。なお、本震震源の南東側、深さ 50-60km 付近にも反射の強い領域が見られる。

3. S 波反射体の三次元分布

57 観測点、847 地震、14,894 波形トレースを用いて NMO 補正処理を行い、解析領域に 1km 間隔 (断層走向方向)、および 2-4km 間隔 (断層直交方向) に割り当てたグリッドにおける反射波強度 (NMO 補正後の振幅二乗和の平均) を推定した。図 1 に示した 2つの反射層は断層直交方向にも大きく変化することが分かる (図 2)。余震域の直下では反射波強度が小さい、あるいは、反射波強度の分布パターンが変わる境界に相当するよう見える。これは本震震源断層には何らかの下部延長が存在し、それが下部地殻の下面あたりまで連続していることを示唆する。本震震源のやや西方、深さ 30-35km 付近に低周波地震が発生しているが (大見、2002)、この付近では反射波強度がやや大きい。

今後、散乱波解析の結果も合わせて、本震震源断層を含む領域の不均質構造について検討したい。

謝辞: 2000年鳥取県西部地震合同稠密余震観測による波形および震源データを使用させていただいた。記して感謝する。

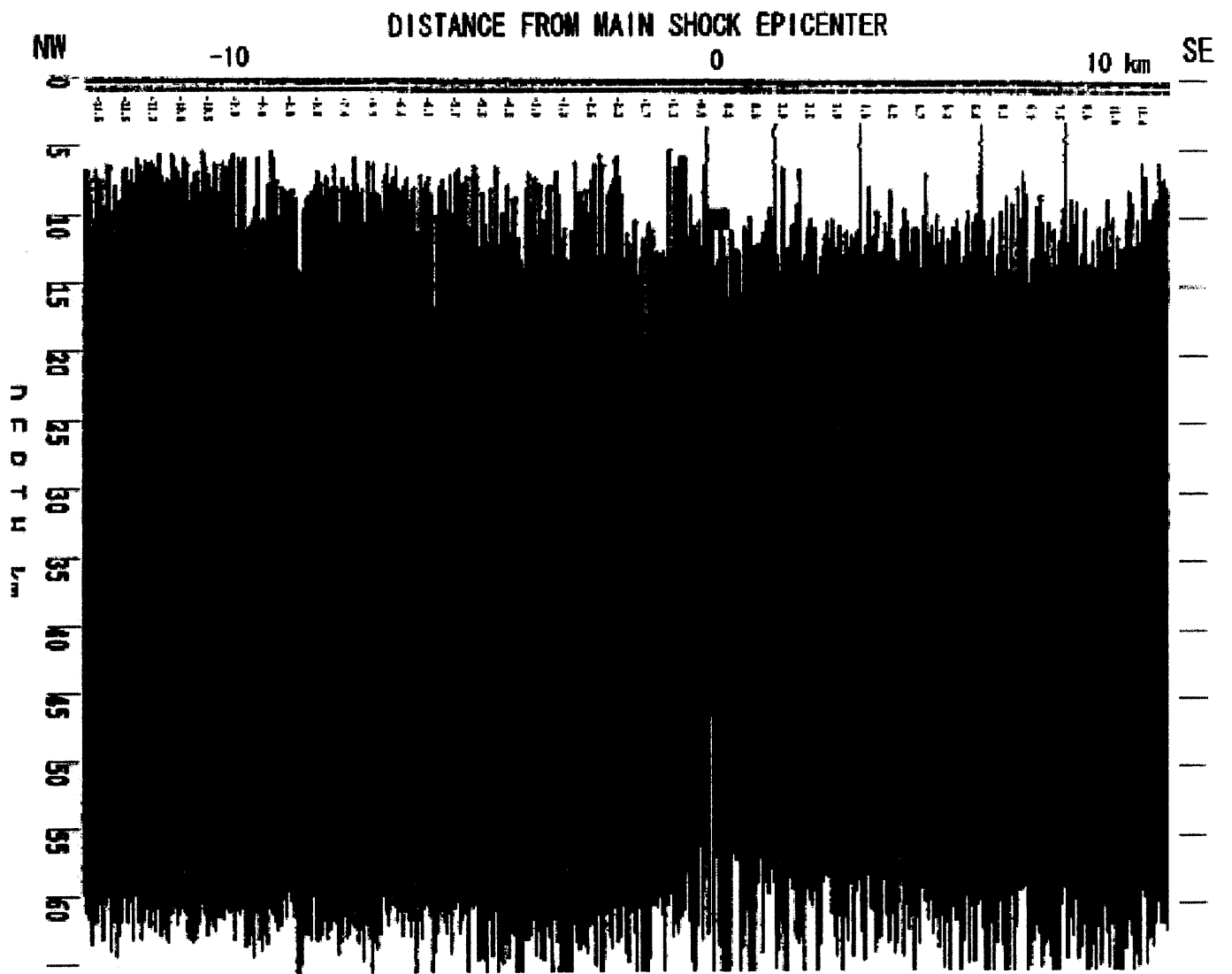


図1 NMO 補正処理による断層走向（北西—南東）方向の反射構造。□：本震震源位置。

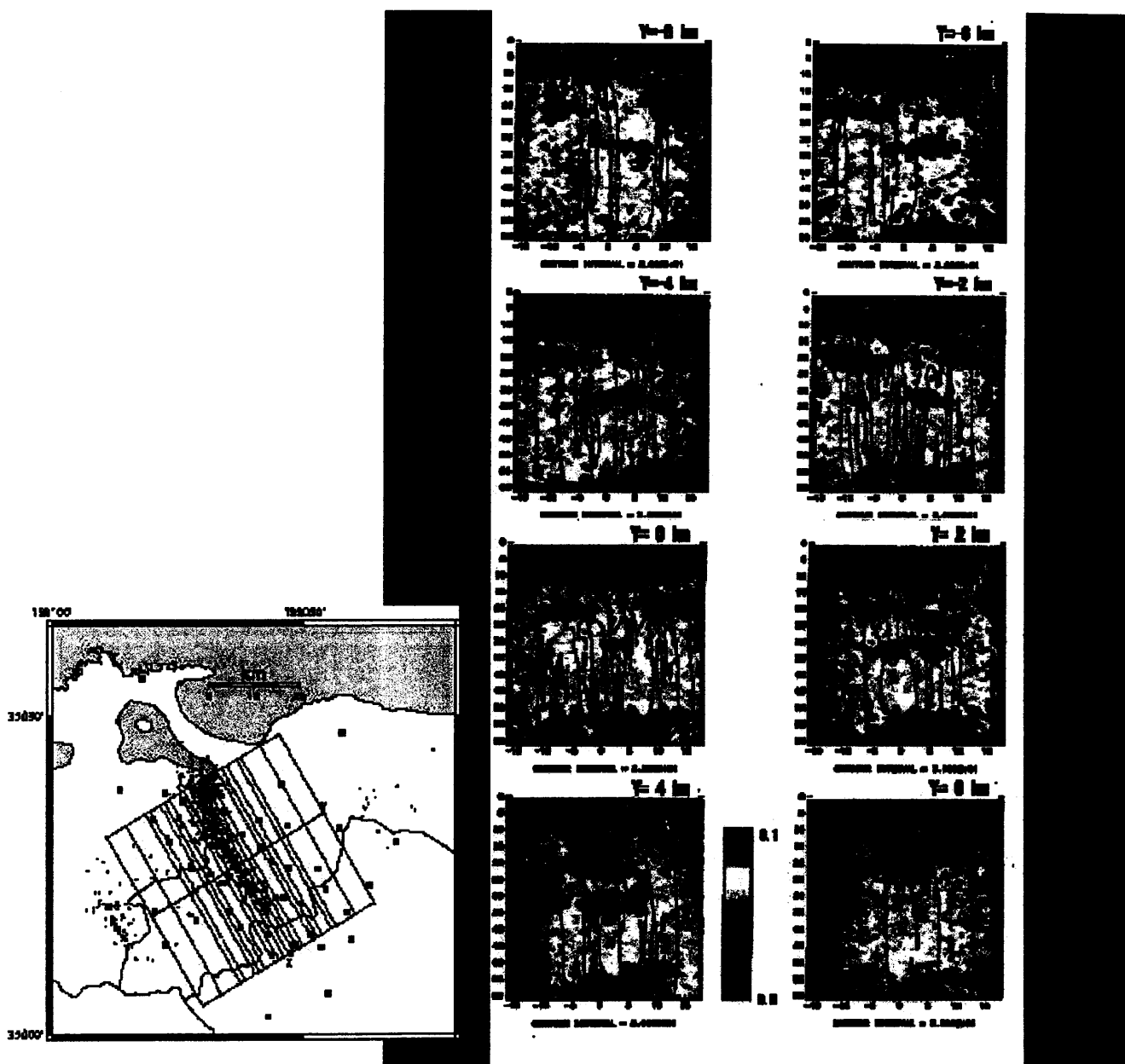


図2 NMO 補正処理による反射波強度の三次元分布。断層走向（北西－南東）方向に平行な複数の断面を南西側（ $Y=8\text{km}$ ）から北東側（ $Y=6\text{km}$ ）に示す。 $Y=0\text{km}$ が余震域直下で、図1に相当する断面図。

アレイ観測に基づく散乱係数推定の試み(2)

°松本 聡(九大・理)

Estimation of scattering strength distribution based on seismic array observation (2)

S. Matsumoto (SEVO, Kyushu Univ.)

はじめに. 従来までにアレイ観測データを用いた散乱係数推定について述べてきた. アレイが十分な口径を持ち, その応答関数がほとんど δ 関数的であると仮定して, slant-stack した波形のエンベロープに係数をかけるだけで散乱係数を評価できることを示した. すなわち, コーダ部分のエネルギー流速密度の直達波のエネルギー密度に対する

$$R(r_0, t) = E'_c(r_0, t) / E'^{total}_d(r_0)$$

$$= g_0 \frac{\beta}{2\pi} (v^2 - 2v \cos \theta + 1)^{-1} \quad (1)$$

$$\therefore g_0 = R(r_0, t) \cdot C(v, \theta);$$

$$C(v, \theta) = \frac{2\pi}{\beta} (v^2 - 2v \cos \theta + 1)$$

比, R は(1)のように表せる. ここで r_0 は震源距離である. (1)中の係数 C は震源方向と slant-stack する方向のなす角 (θ) と直達波走時で規格化された走時 v の関数である. この補正係数を直達波部分のエネルギー密度で規格化された slant-stack 波形の 2 乗エンベロープにかければよい. しかしながら, 実際のアレイ観測においてはいくつかの問題点が挙げられる. それは, アレイ応答が δ 関数的にならない(口径が小さい), 地表にアレイを展開した場合の増幅特性, 震源からの輻射特性などの問題である. これらは散乱係数の推定に直接影響を及ぼす. 本研究では特にアレイ応答の除去の問題について議論する.

論する.

アレイ応答の除去

slant-stack によって得られる 2 乗エンベロープは K は重み関数 (=アレイ応答関数 W) として, 等方散乱の場合, 以下のように書ける.

$$E(r_0, t) = H(v-1) \frac{W_0}{4\pi r_0^2} \frac{2\pi}{2\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^\pi d\theta \frac{g_0 \sin \theta}{v^2 - 2v \cos \theta + 1} K(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0)$$

g_0 は散乱係数, θ_0, φ_0 は slant-stack をする方位である.

一般に slant-stack をすると図 1 に示すようにほかのスローネスの成分にエネルギーが染み出してしまふ. ここでは 19 点の Y 字型アレイの場合を示している. 人工地震や自然地震観測の場合得られる波形は非定常過程なのでフーリエ変換等を用いると結果として分解能が低下してしまう恐れがある. そこで, 本研究ではコーダエンベロープを Ripple 部と Smooth 部に分けて考える.

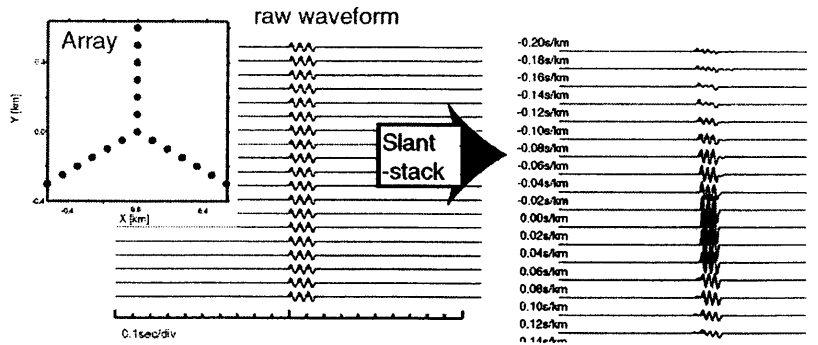


図 1. Y 字型アレイでのテスト波形および slant-stack 波形例.

・Ripple 部は図 2 に模式的に示すように, 特定された方位からの散乱波を仮定し, 与えられた震源波形を元に波形合成, slant-stack, エンベロープ計算する. その結果と観測エンベロープから最適な大きさ, オフセット値を最小 2 乗法によって求め, 観測波形から差し引く. これを顕著な phase について繰り返すことでエンベロープ中の Ripple を除き, その際求められた係数から散乱係数を評価する.

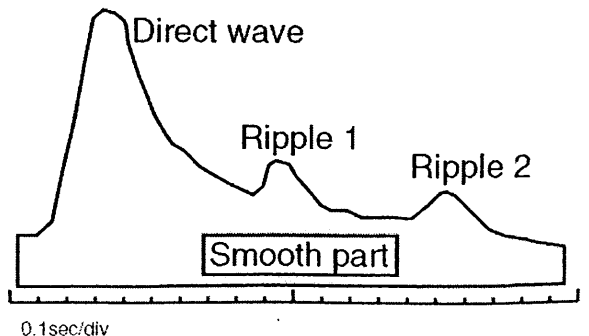
・Smooth 部は特定の方角からの強い散乱波はなくほぼ一様(アレイ応答の広がりの中で)にアレイに到達していると考え. その場合, アレイ応答が δ 関数的だと仮定した場合のエネルギー E_{IMP} は方位にほぼよらないことになり, アレイ応答関数の角度に関する積分を評価して, それを観測されたエンベロープに補正係数として除することで見積もることができる. 実際の波形に対しては以上のような計算

$$E_{OBS}(r_0, t) \propto \int_0^\pi d\theta E_{IMP}(\theta) W(\theta - \theta_0)$$

$$\approx E_{IMP} \int_0^\pi d\theta W(\theta - \theta_0)$$

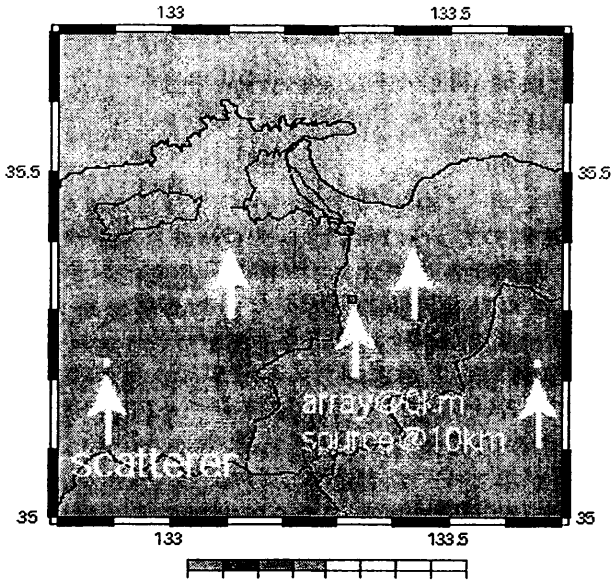
を行い, さらに, 地表への入射特性, 震源輻射特性を補正して最終的な結果を求めることができる.

ms-envelope of slant stacked waveform

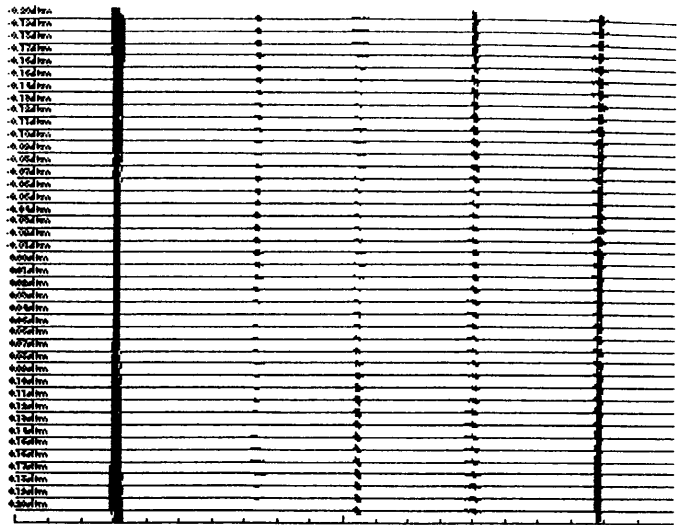


0.1sec/div

Model:
Depth= 10km

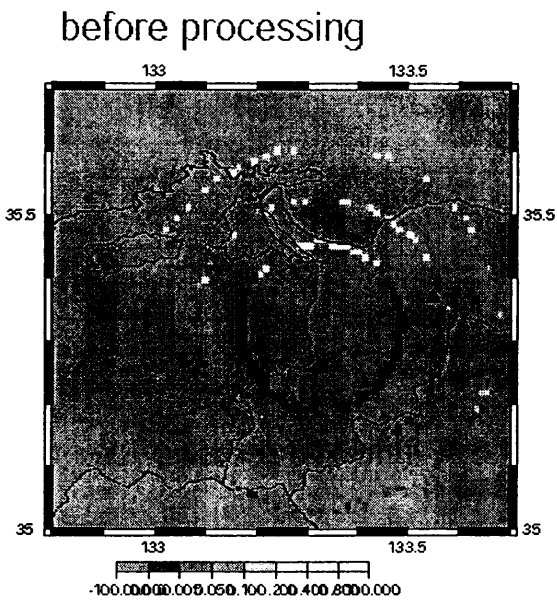


slant stacked waveform

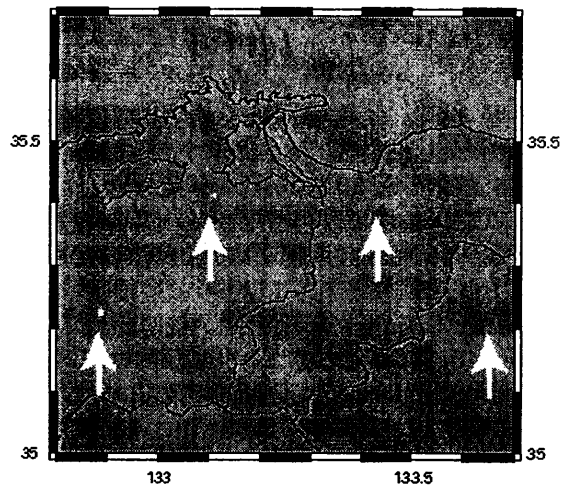


Ripple part 検出テスト. 左図に散乱体位置, 右図にシミュレーション波形を示す.

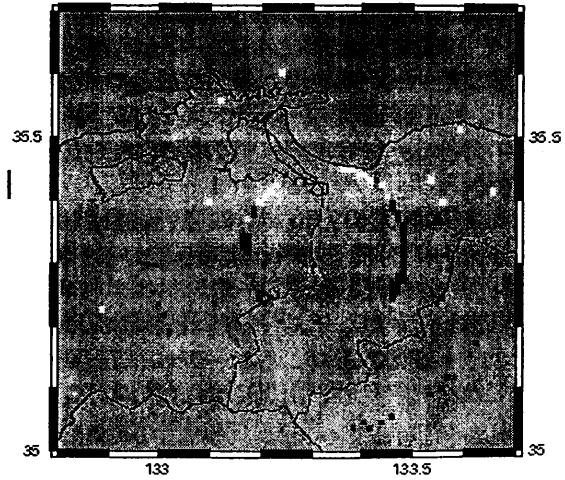
Scattering coefficient distribution



ripple



ripple
+ residual



Ripple part 検出テスト結果. 左図は処理前, 右図は処理後の散乱係数分布を示す.

雲仙火山下に見られる反射面

渡邊篤志・松本聡・植平賢司・清水洋（九州大）

Reflectors beneath Unzen Volcano
Atsushi Watanabe, Satoshi Matsumoto, Kenji Uehira,
Hiroshi Shimizu (Kyushu Univ.)

はじめに

2001年12月、「科学掘削による噴火機構とマグマ活動解明のための国際共同研究」の一環として雲仙火山において地震探査が実施された。大型バイブレーターを用いた反射法調査が行われた。雲仙火山下数 km には反射面が存在していることが指摘されている(たとえば、筒井・他, 1997; 栗山・他, 2001)。我々は、バイブレーターからの信号を既存の観測点でとらえた記録を用いて、反射面の検出を試みた。

観測概要

反射法調査は、2001年12月15日から24日にかけて行われた。測線は平成新山の西約2kmを通り、ほぼ南北に12kmにわたって展開された。大型バイブレーター3台を震源に使用し、発震点ごとに34回発震した。スイープ長は15秒、スイープ周波数は5~50Hz、総発震点数は201点であった。

観測は、九州大学地震火山観測研究センターの定常観測点を使用した。固有周期1秒の地震計を使用し、100Hzサンプリングで連続観測されている。図1に発震点と観測点の配置を示す。

これらの観測点で得られたデータは相反性から、観測点で発震し、測線上で収録したものと等価であり、発震点に制限がある山岳地域での探査では、このような観測は有効である。

波形処理

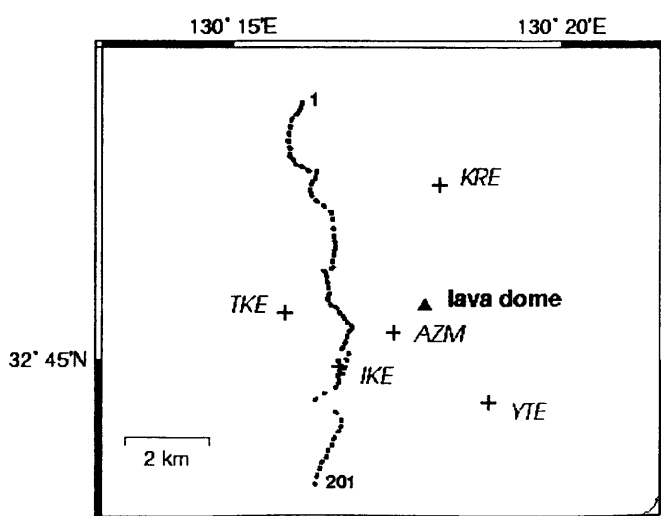


図1：発震点と観測点の配置。十字は発震点を、点は観測点を示す

連続記録から該当する時間帯の記録を切り出し、発震時刻にあわせて発震点ごとにスタックした。次に、スイープ信号との相関をとり、10~15Hzのバンドパスフィルターをかけた。初動後1秒から3秒程度に見られる後続波群は、反射断面にみられるものとおよそ対応が付き、このようなデータセットでも同様の反射面を推定することができることが分かった。また、反射断面ではよく見えなかった8秒以降の波群が複数の観測点の波形に認められた。

観測波形をNMO補正したり深度断面へ変換したりするには速度構造が必要であるが、観測点が測線上にないため反射法で行うような速度解析が出来ない。そこで、1995年に行われた火山体構造探査の解析結果を参考に1次元速度構造を仮定した。図2にNMO断面の一例を示す。往復走時4秒前後や8秒前後に後続波を見る事が出来る。仮定した1次元速度構造を用いて反射面の深度を求めると、それぞれ6kmと16kmとなる。この深さは地殻変動から推定される圧力原(Cソース、Dソース)とほぼ同じ深さであり、反射面と圧力源の間には何らかの関係があるのかもしれない。

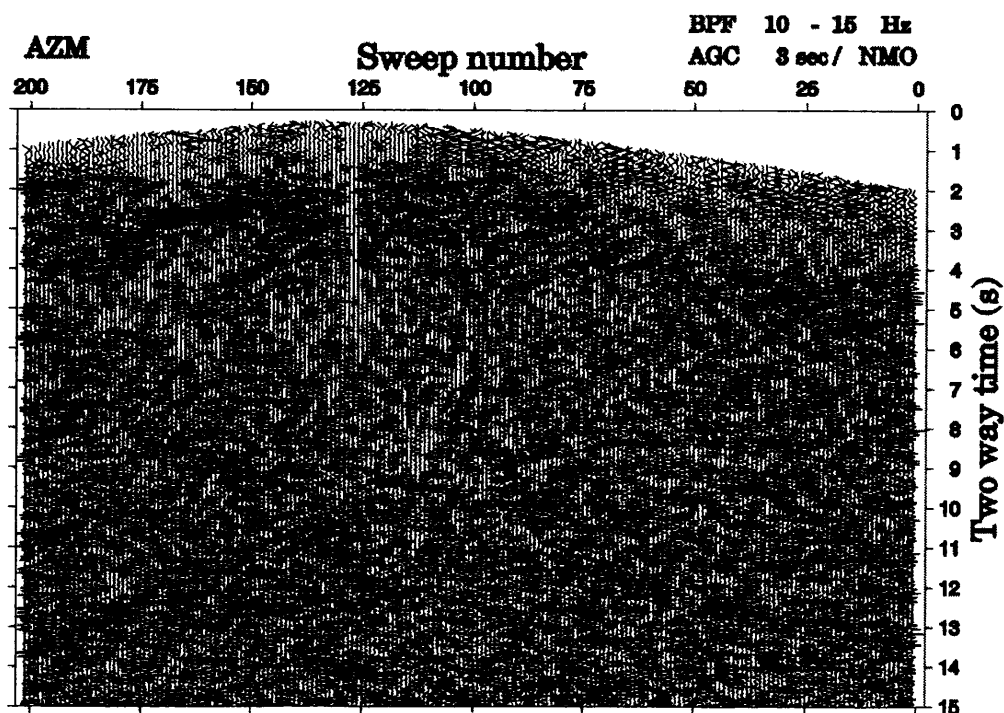


図2:観測点AZMでの波形例。10~15Hzのバンドパスフィルター、NMO補正、3秒のAGCが施されている。

地震波散乱構造と低周波地震

Scattering structure in the lithosphere and low-frequency earthquakes

小菅正裕 (弘前大学理工学部附属地震火山観測所)

相澤信吾 (弘前大学大学院理学研究科)

1. はじめに

最近、深部低周波地震は非火山地域においても発生していることや、西南日本において低周波微動が広域的に発生していることが明らかになったことから、震源域としての下部地殻の構造に関心が集まっている。我々は、低周波地震発生域である岩手山及び十和田において地震波散乱構造の推定を行ったので、それらの結果を紹介する。

2. 岩手山における人工地震のアレイ解析

(1) 観測

岩手山においては1998年2月より火山活動が活発化したため、1999年6月と9月及び2000年10月の3回にわたって人工地震探査実験が実施された。実験の目的は、3次元地震波速度構造を精度良く求めることと、構造の時間変化に関する情報を得ることであった。我々は、人工地震からの散乱波を用いて岩手山深部の地下構造を推定することを目的に、岩手山の北山麓(焼切沢)においてアレイ地震観測を実施した(図1)。アレイの形状はL字型で、観測点数は27点、観測点間隔は50m、L字の片腕の長さは約650mである。固有周波数2Hzの地震計からの信号は分解能16ビット、サンプリング周波数250Hzでデータロガーに連続収録した。以下の解析は上下動成分を用いて行った。

(2) 散乱波の特徴

山体周辺9か所で行われた発破のうち、最高峰の薬師岳山体東側の発破S7と三ツ石山付近の発破S9において、直達P波から数秒の間に顕著な後続波が観測された。この現象は4Hzを中心とした周波数帯で見られた。センブル解析の結果、S7からの後続波群は主に薬師岳の方向から、初動と同程度か一部はより小さなスローネスをもって到来する波であることがわかった。S9からの後続波群は主に発破点の方向から、初動よりもや

や大きなスローネスをもって到来した。これら以外の発破では、センブル値の上昇は初動部だけに限られていた。

(3) 散乱体分布の推定

Matsumoto et al. (1998) 及び松本・他 (1999) の方法に基づき、アレイ記録から散乱強度分布を推定した。速度構造としては、東北大学におけるルーチン処理の震源決定に用いられている構造を使用した。以下では焼切沢アレイにおける4Hz帯での解析結果を示す(図2)。

S7からの強散乱域は、薬師岳山頂の東側約5kmの深さ0~6kmと、山頂の南東の深さ0~12kmに位置する。薬師岳山頂を通る東西断面に投影した散乱強度分布を見ると、薬師岳山頂よりも東側での散乱強度が相対的に強い。これは、西岩手からはコヒーレントな散乱波が到来しないことと符合する。一方、S9に対して散乱強度の大きな領域の位置は、深さ3kmではアレイの南西側約10kmを中心とする円弧状の領域、深さ6kmではアレイと発破点の中間付近と推定された。これらの位置はセンブル解析からの定性的な予想と調和的である。なお、表層の低速度層の存在を考慮すると、S7に対する強散乱域は2~3km浅くなると考えられる。

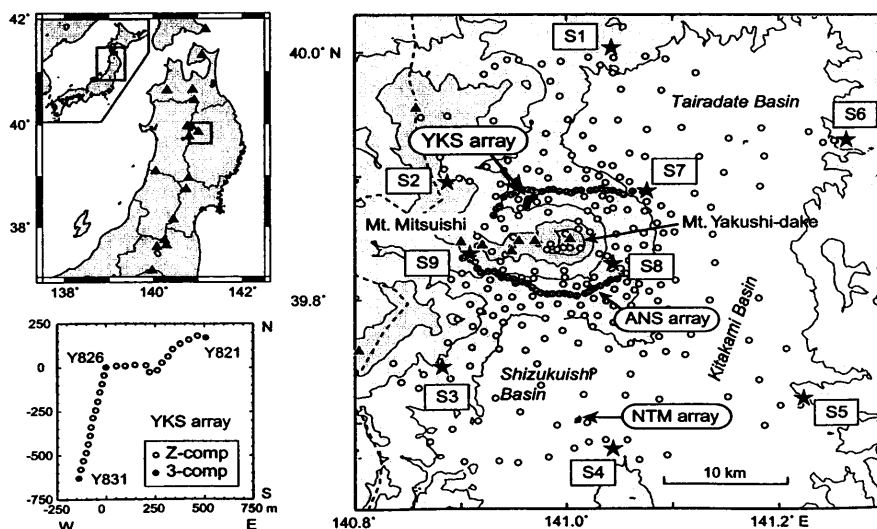


図1 岩手山における2000年人工地震探査の発破点(★)観測点(○)とアレイの位置。焼切沢(YKS)アレイの地震計配置を左下に示す。

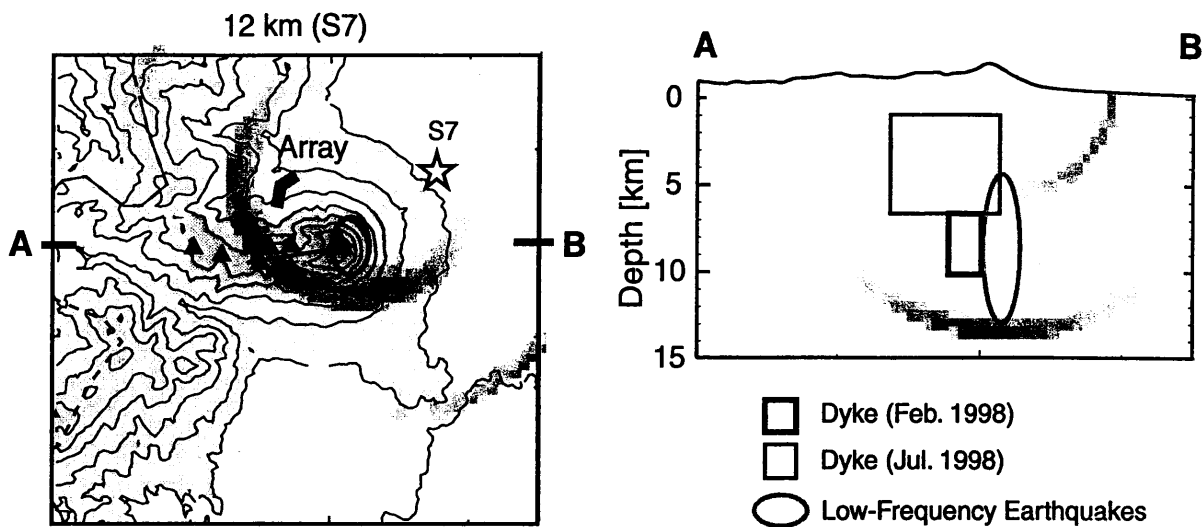


図2 アレイ解析から推定された散乱強度の強い領域（灰色の円弧状の領域）と、地殻変動から推定されたダイクの位置（□）及び低周波地震発生域（楕円）の位置。

(4) 火山活動等との対応

地殻変動データから推定された開口割れ目（ダイク）や球状圧力源の位置と散乱強度分布を比較すると、S9において見られた三ツ石山付近浅部の強散乱域は球状圧力源、長周期地震の震源、及び高 V_p/V_s 領域に対応する。一方、S7から推定した薬師岳付近深部の強散乱域は、1998年の火山活動初期のダイク及び低周波地震の震源域の両者の底部に対応する（図2）。広域的なトモグラフィー（Nakajima et al., 2001）やレシーバ関数解析（Nakamichi et al., 2002）からは、低周波地震震源域の下方（深さ12~20 km）がS波の低速度域となっていることが示されている。これらのことから我々は、ダイクや低周波地震震源域へのマグマの供給源が、強散乱域でかつS波の低速度域となっていると解釈した。

3. 東北地方北部及び北海道南部における浅発地震のエンベロープ

十和田近傍で発生した浅発地震に対して、その近傍の観測点での地震波エンベロープを見ると、地震発生から約17秒後に顕著な振幅増加が見られることがわかった（図3）。これはリソスフェア内に顕著な散乱源が存在することを示唆するが、走時から見て、散乱源はモホ近傍に位置する可能性がある。そこで我々は、東北地方北部と北海道南部の高密度観測網のデータを用いて、エンベロープの特徴をやや詳しく調べた。

(1) データ及び解析法

解析には、北海道大学・弘前大学・東北大学・青森県地震観測システム及びHi-netの各観測点での波形記録を用いた。浅発地震の3成分合成速度波形にバ

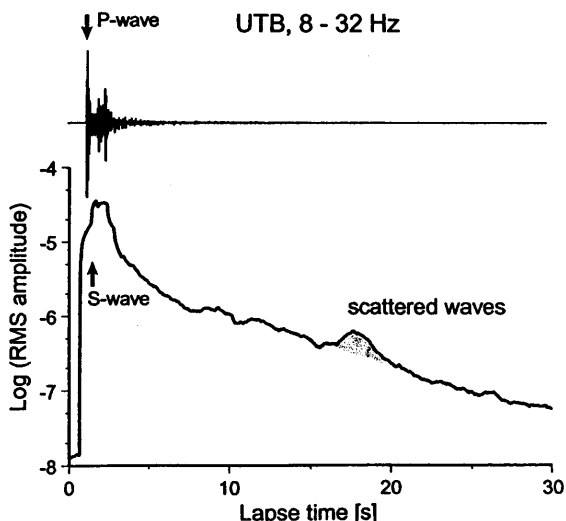
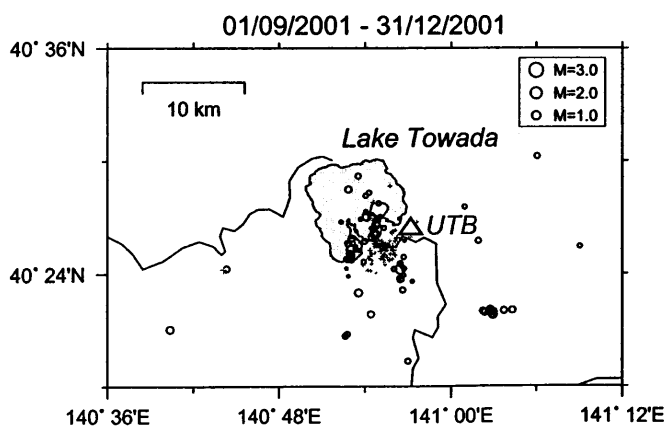


図3 十和田近傍の宇樽部（UTB）において観測された浅発地震の波形（右上）とエンベロープ（右下）。

ンドパス・フィルタリング、平滑化、振幅の対数表示を行ってエンベロープを作成した。以後、エンベロープ中で顕著な振幅増加が見られる部分を「散乱パケット」と呼ぶことにする。散乱パケットの抽出は、エンベロープと1次散乱モデルからの理論曲線との比較によって行った。パケットのピーク時刻は振幅比がピークとなる時刻、振幅は観測エンベロープと理論曲線の振幅比、継続時間は比の半値幅として求めた。

(2) 散乱パケットが出現する領域

散乱パケットの出現は観測点に依存する(図4)。火山フロントに沿った多くの観測点ではパケットが確認されたが、東北地方背弧側の多くの観測点では確認されなかった。しかし、前弧側では宮古付近、背弧側では奥尻島の一部の観測点ではパケットが確認された。なお、今回は観測点に近い地震のみを扱ったので、地震の分布に偏りがあることに注意が必要である。パケットが観測された観測点での対数振幅比は1.3~2.0の値をとり、中でも十和田湖付近のUTB(図3の観測点)とSHGHでは、1.7~2.0と非常に大きな値を示した。また、パケット出現には周波数依存性があり、高周波側、特に8~32 Hzの帯域において確認された観測点が多い。この周波数が散乱源の波長に対応すると考えると、その大きさは100 mのオーダーになる。

(3) 散乱源の深さ

パケット到達時刻は観測点によって若干の差はあるが、総じてorigin timeからの経過時間が10~20秒の範囲にある。震央距離依存性を調べた結果、震央距離が大きな観測点では散乱パケットが確認されないことがわかった。これは、パケットが観測された観測点の下方に散乱源があることを示唆する。そこで、SS散乱を仮定し、パケットのピーク時刻から散乱源のおおよその深さを見積もった。その結果、深さの範囲は25~45 kmとなったが、以下のような地域分けができることもわかった。すなわち、(1)青森県及び北海道南部の火山フロント付近(散乱源の深さ35 km程度)、(2)岩手山周辺の火山フロント付近(25 km程度)、(3)宮古付近(35~45 km)、(4)奥尻島(30 km程度)である。(1)の深さは、Zhao et al. (1990)が推定したモホの深さにほぼ一致する。(2)はモホの深さよりは有意に浅いが、この領域は深部低周波地震活動が活発であることと関係があるかもしれない。(3)の深さはその領域でのプレートの上面の深さに近い。このように、散乱パケットを生じる散乱源の深さ及び散乱を生じる構造は場所ごとに異なる可能性があるため、今後は振幅比の時系列を空間分布に置き換え、散乱強度の3次元分布を推定する予定

である。なお、振幅増加の継続時間にはあまり地域性がなく、1.0~2.5秒であった。これをそのまま散乱源の厚さと解釈すると、4~10 km程度となる。

4. まとめ

岩手山における人工地震のアレイ解析からは、最高峰の薬師岳付近の深さ10 km前後に強散乱域があることがわかった。これは地殻変動から推定されたダイクの位置及び低周波地震の震源域の両者の底部に対応するので、マグマの供給源が強散乱域になっていると解釈した。一方、東北地方北部と北海道南部で発生した浅発地震のエンベロープ解析からは、モホ・低周波地震発生域・プレート境界等に起因すると考えられる散乱波を検出した。このように、地殻中部から最上部マントルにかけての領域で、強散乱域がある場合は連続的に、ある場合は孤立的に存在する可能性がある。後者としては、マントル中を上昇して地殻に付加したマグマの集積が散乱体を形成していることが想像される。しかし、その実体の解明には、散乱強度の3次元分布を広域にわたって推定する必要がある。

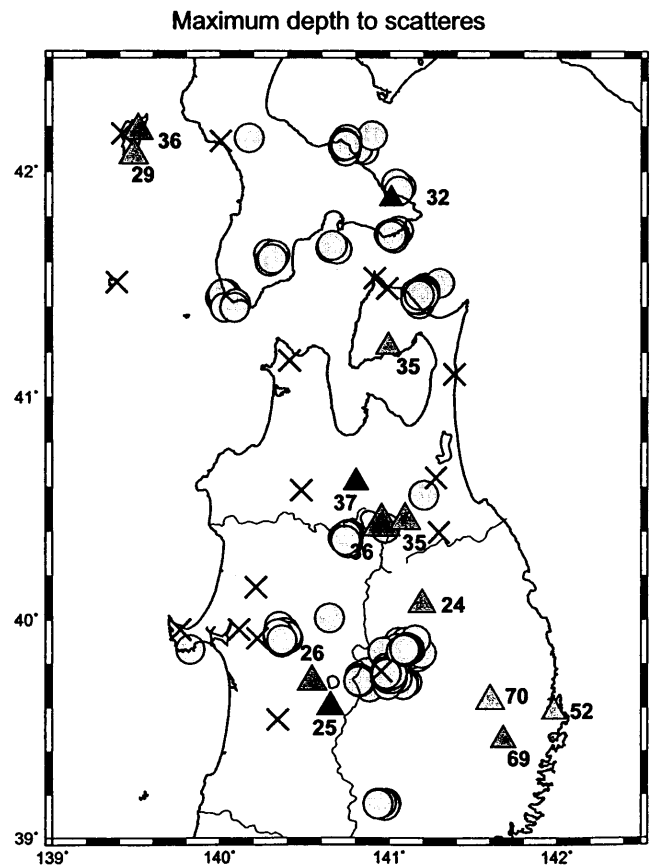


図4 観測点近傍の地震に対して、散乱パケットが認められた観測点(△)と認められなかった観測点(×)の分布。パケットのピーク時刻から見積もった散乱源の深さを数字で示す(単位km)。○は低周波地震の震央。

低・高周波の2つのS波を持つ地震波形：

スラブ上面の局所的な減衰・散乱領域

蓬田 清（北海道大学大学院理学研究科）・勝俣 啓（北海道大学
地震火山研究観測センター）・平 貴昭（北海道大学大学院理学研究科）

Seismic waveforms with two distinct S-wave phases of high and low frequencies:

Localized large attenuation and scattering areas above a slab

Kiyoshi Yomogida¹, Kei Katsumata² and Taka'aki Taira¹

¹Division of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Hokkaido Univ., Sapporo 060-0810, Japan

²Institute of Seismology and Volcanology, Graduate School of Science, Hokkaido Univ., Sapporo 060-0810, Japan

沈み込むスラブ内部、上側境界面、そしてその上のいわゆるマンテルウェッジは、古くから地震波の減衰および散乱の異常な領域であることが知られている。最近では、Obara and Sato (1995) が関東・東海地方において、火山フロントの内側と外側を伝播する波形のエンベロープ形状の大きな違いから、ランダム媒質のタイプを定量的に見積もった。本研究では、北海道東部のスラブ内部での深発地震からほぼ真上に伝播する場合に観測される、極めて特徴的な波形より、その成因を考察する。

図1は、1997年12月12日に●の地点の深さ156kmでの地震（沈み込む太平洋プレートの二重深発地震面の下面）からのふたつの観測点の観測波形である。この例には以下の大きな特徴が認められる：（1）特に異常のないP直達波（2）高周波成分（2 Hz以上）が落ちているS直達波、（3）S直達波から約6秒遅れて2 Hz以上の高周波成分を持ち、継続時間も多くは10秒以内の比較的立ち上がり明瞭な後続波。このような特徴をもつ波形は、特定の観測点または地震で常に観測されるのではなく、あるイベントー観測点の組み合わせのみで認められる。（1）とも合わせて、震源過程や観測点直下の影響ではなく、途中のS波の伝播現象によるものと結論できる。（2）と（3）の一方のみが強く現われる記録もあり、（2）は「高周波S波の非弾性減衰」、（3）は「高周波S波の散乱」が局所的に強い領域によるものと仮定する。

図2は、（2）の特徴に注目した一例である。●のイベントについて4つのプロファイルでのNS成分を比較し、直達S波の高周波成分が減衰している観測点を○で示す。単純に火山フロントからの距離によるのではなく、火山フロント（あるいは沈み込むスラブの走向）に沿っても急激な波形の変化がわかる。他の多くの震源での観測とも合わせると、高周波S波の減衰の大きい領域がスラブ上面の深さ80 kmほどの上側にパッチ状に存在し、その海溝側の境界は極めて明瞭である。一方、（3）の後続の高周波S波は、異なった地震ー観測点の組み合わせでの直達波との走時差より、釧路～根室直下スラブ上面近くの散乱が著しく大きい領域に起因すると推定される（図3にまとめる）。

他の多くの震源での観測とも合わせると、北海道東部の火山フロント付近および外側のスラブの上側の領域は、地震波走時トモグラフィで考えられる（Katsumata et al., 2002）よりもはるかに大きな、2 Hz以上の高周波のS波（P波に比べて）に対して、減衰および散乱が局所的に大きな領域な数カ所は存在する。

（1）2 Hz以上の高周波S波が大きく減衰する領域が、火山フロントに沿って4つほど推定される。

（2）スラブ上面全体からの寄与もあるが、特に釧路付近の下で高周波S波の散乱が大きな領域が、S直達波との時間差から示唆される。

（3）深さは同定できないが、同じ観測点でも地震によって波形が大きく異なるので、減衰や散乱が大きな領域は地殻内やその直下などではなく、スラブ上面近くの深部にある。

このような特徴を持つ地震波形は、北海道南西部、さらには伊豆半島直下でのスラブ内地震からの記録の一部でも認められることから、火山フロントなどの大規模構造に加えて、高周波S波の減衰または散乱が大きい領域がさらに細かく局在していることが、沈み込むスラブ領域では普遍的であることを示唆する。

謝辞 本研究で使用した地震波形記録については、北大地震火山研究観測センターと気象庁から提供していただいた。また、一部の記録については、防災科学技術研究所のHi-netの波形記録をWEBサイトから手動でダウンロードして使用させていただいた。

引用文献

- Obara and Sato, *J. Geophys. Res.*, 100, 2103-2121, 1995.
- Katsumata, Wada, and Kasahara, *Abstracts SSJ fall meeting*, P180, 2002.

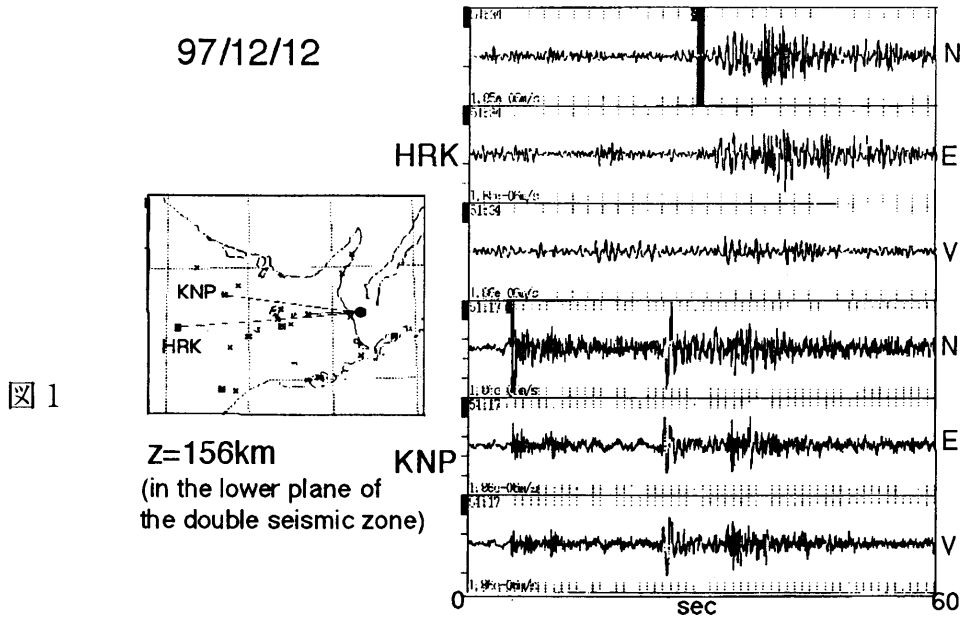
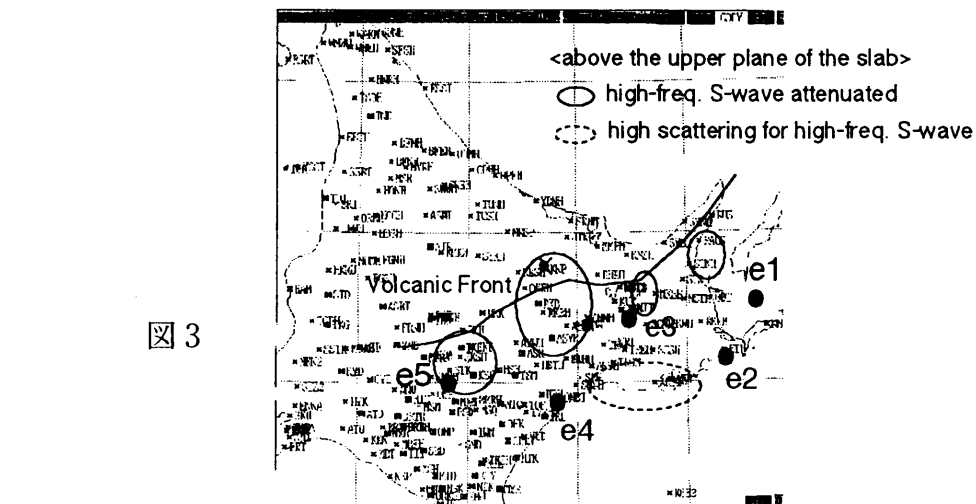
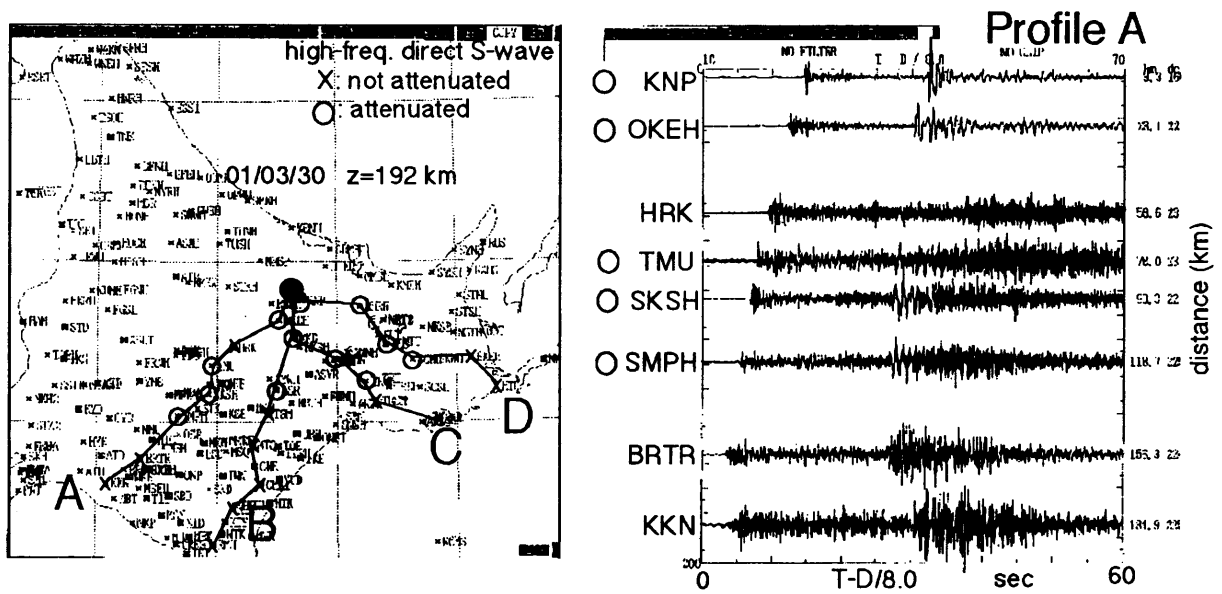


図 1



東北地方の地殻及び最上部マンツルの内部減衰と散乱減衰 —速度勾配構造モデルを用いた測定アプローチ—

吉本和生 (東北大学大学院理学研究科)

E-mail: yoshi@zisin.geophys.tohoku.ac.jp

1. はじめに

東北地方では火山フロントがほぼ南北に縦断しており、その東西 (前弧側と背弧側) では、直達 P 波や S 波の振幅及び卓越周波数に差異が見られる (例えば、海野・長谷川(1984))。散乱された波群によって構成されるコーダ波についても、その振幅などに違いが見られるのであろうか?

2. S コーダ波エネルギーの空間分布

東北地方で発生した二つの地震 (①1998/09/03 16:58, 39.8°N, 140.9°E, 10km, M6.1, ②2001/12/02 22:02, 39.4°N, 141.3°E, 130km, M6.3 (図 1)) の K-net の波形記録を使用して、S コーダ波エネルギーの空間分布の特徴を調べた。震央に近い岩手県と秋田県の観測点で得られた加速度波形の南北成分を解析に用いた (図 2)。周波数依存性を明らかにするために、2-4,4-8,8-16Hz のバンドパスフィルタを使用した。5 秒間のタイムウィンドウを設定し、震源経過時間が 60,70,80 秒での加速度波形の 2 乗平均振幅を測定した。以下の議論では、サイト増幅特性が地域性を持たないと仮定する。

地震②について求めた S コーダ波エネルギーの空間分布を図 3 に示す。S コーダ波エネルギーは、火山フロント (及び奥羽脊梁山地) を挟んで前弧側で有意に大きいことが分かる。前弧側では、火山フロントからのオフセット距離によらず概ね一定値をとる。背弧側では、その値は、オフセット距離とともに一定の割合で小さくなる。S コーダ波エネルギーのオフセット距離に対する減少率は、周波数が高くなるほど大きくなる。火山フロントの近傍では、S コーダ波エネルギーの大きさは連続的に変化して、不連続的な食い違いは示さない。S コーダ波エネルギーの非一様な空間分布は、震源経過時間が変化してもほとんど変わらない。地震①についても同様の特徴が確認された。

3. シミュレーションによる考察

S コーダ波エネルギーの非一様な空間分布の要因について、等方多重散乱モデルを採用してフォワードモデリングによる考察をおこなった。等方輻射点震源モデルを仮定し、地殻及び最上部マンツルの内部減衰と散乱減衰の大きさを変化させて、モンテカルロシミュレーション (Yoshimoto, 2000) によって S コーダ波エンベロープを合成した。地震波速度構造には、東北大学のルーチン震源決定のモデルを用いた。内部減衰の大きい領域が火山フロントの直下 (のみ) と背弧側全域に広がる構造モデルについて、S コーダ波エンベロープを合成した。両者の比較から、観測データに見られた前弧側と背弧側での S コーダ波エネルギーの空間分布の特徴は、背弧側で広域的に内部減衰が増大している場合についてのみ説明可能であることが分かった。定量的な評価にまでは至っていないが、観測結果を説明するためには、背弧側における Q 値は少なくとも 500 よりは小さくしなければならない。

4. まとめ

近地震の S コーダ波エネルギーの空間分布には、火山フロントを挟んで明瞭な差異が認められた。背弧側の S コーダ波エネルギーは、前弧側のそれと比較して著しく小さい。また、S コーダ波エネルギーは、前弧側において概ね一様であるが、背弧側では火山フロントからのオフセット距離とともにその値を小さくする。この知見を踏まえて、等方多重散乱モデルに基づいた S コーダ波エンベロープのシミュレーションを行った。その結果、火山フロントを境にして、背弧側で広域的に内部減衰が増大していることが推定された。

謝辞: 本研究では、独立行政法人防災科学技術研究所の K-net の地震波形データを使用させていただきました。ここに記して感謝いたします。

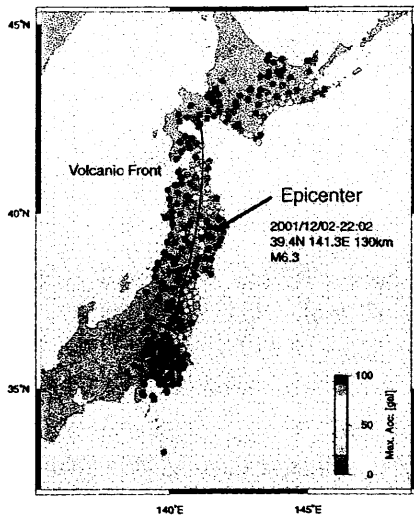


図 1

図 2

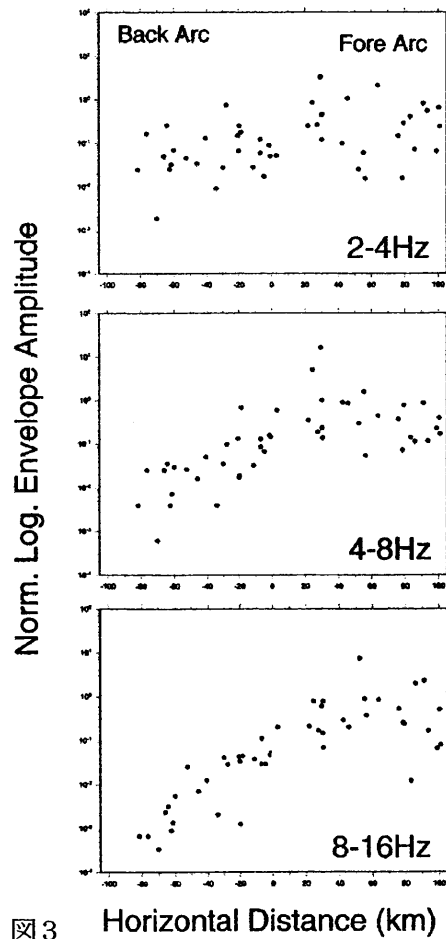


図 3 Horizontal Distance (km)

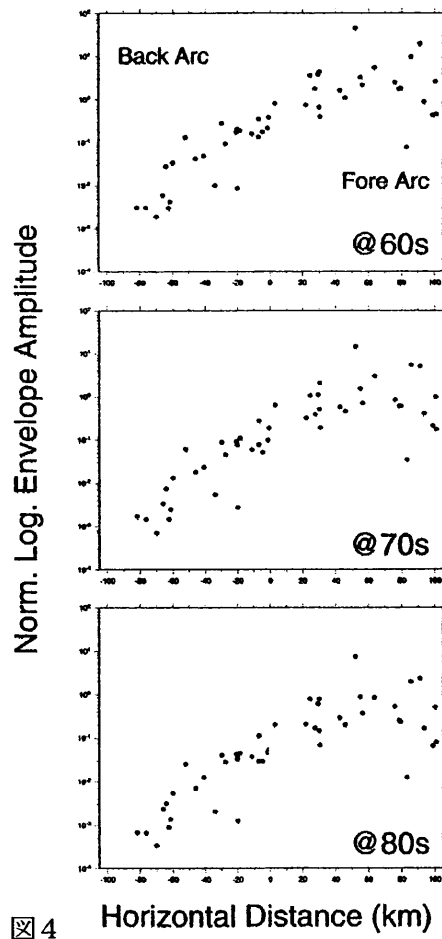


図 4 Horizontal Distance (km)

図 1. 2001 年 12 月 2 日に岩手県で発生した地震の K-net 観測点における最大加速度振幅の空間分布。

図 2. 秋田県の観測点で収録された加速度地震波形 (NS 成分)。

図 3. S コーダ波エネルギーの空間分布とその周波数依存性. 奥羽脊梁山地から東向きに測った距離に対してプロット. 震源経過時間が 80 秒の波形を解析に用いた.

図 4. S コーダ波エネルギーの空間分布とその震源経過時間依存性. 奥羽脊梁山地から東向きに測った距離に対してプロット. 周波数帯は 8-16Hz.

東北日本・火山フロント前弧側における
 中小規模地震の見かけ応力の規模依存性および地域性
 高橋努^[1]・佐藤春夫^[1]・大竹政和^[1]・小原一成^[2]
 [1]東北大学大学院理学研究科・[2]防災科学技術研究所

1. はじめに

見かけ応力は、地震波エネルギー E_s と地震モーメント M_0 の比と剛性率 μ の積により定義される。

$$\sigma_{ap} = \mu \frac{E_s}{M_0} \quad (1)$$

M_0 は断層面積と平均滑り量に比例し、 E_s は断層破壊時の平均応力に比例すると考えられる。また E_s は断層破壊時のエネルギー解放量から断層面形成や塑性変形に消費されたエネルギーとも考えられ、断層破壊過程について理解を深めるために重要なパラメータと考えられる。1970年代から多くの研究がなされているが、高周波数地震波の減衰やサイト増幅特性を正確に取り入れた解析は少ない。本研究では、減衰を表す Q^{-1} 値およびサイト増幅特性をコーダ規格化法を用いて独立に推定し、その結果を用いて震源スペクトルの推定を行った。

2. データ・解析手法

解析対象は、北海道南部から関東中部にかけて沈み込む太平洋プレート上面で発生したとした地震164個(図1)の地震記録で、Hi-netの水平動2成分の速度波形(100Hz sampling)を解析に使用した。解析に先立ち、0.5~30Hzの帯域で計器特性の補正を行った。

本研究では以下の手順で解析を行った。i番目の地震をj番目の観測点で観測したときの速度スペクトル $v_{ij}(f)$ は次式のように表現できる。

$$v_{ij}(f) = R_{\theta\phi} S_i(f) g(\Delta_{ij}, h_i) \exp(-\pi f Q^{-1}(f) t_{s,ij}) G_j(f) F_s \quad (2)$$

ここで、 $R_{\theta\phi}$ は Radiation pattern, $S_i(f)$ は震源速度スペクトル, $\exp(-\pi f Q^{-1}(f) t_{s,ij})$ は内部減衰や散乱減衰 ($t_{s,ij}$ は S 波走時), そして $G_j(f)$ はサイト増幅特性を表す。 F_s は地表面からの反射波についての補正項を表し、 $F_s = 2$ としている。幾何減衰 $g(\Delta_{ij}, h_i) = r^{-1(\Delta_{ij}, h_i)}$ は一次元速度構造(東北大観測所ルーチン速度構造)に波線理論を適用して推定した (Δ_{ij}, h_i はそれぞれ震央距離と震源の深さ)。 Q^{-1} 値については、コーダ規格化法により対象領域全体のデータから推定したのものを使用し、サイト増幅特性についてもコーダ規格化法を用いて基準点(SNDH に設定)に対する相対値を推定した。各観測点の記録について、直達 S 波を時間窓 T_s で切り出し減衰項を補正した後 ($v_{ij}(f) \Rightarrow v'_{ij}(f)$ とする), それらの RMS (Root Mean Square) をもとに震源スペクトルを推定した。

$$\frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{j=1}^N v'_{ij}(f)^2} = \frac{R_{\theta\phi}^{\text{RMS}}}{4\pi\rho\beta^3} (2\pi f) M_0(f) \quad (3)$$

得られた震源スペクトルに ω^{-2} モデルを fitting することによって地震モーメントとコーナー周波数を推定し、速度スペクトルの2乗積分($f_{\min} \sim 30\text{Hz}$)から地震波エネルギーを推定した。推定の際には $\beta = 4.3 \text{ [km/s]}$, $\rho = 3.3 \text{ [g/cm}^3\text{]}$, $\mu = 67 \text{ [GPa]}$, $R_{\theta\phi}^{\text{RMS}} = \sqrt{2/5}$ とした。なお、 T_s および f_{\min} は以下のように設定した。

$$T_s = \begin{cases} 1.5 \text{ [sec]} & M_{\text{JMA}} \leq 2.0 \\ 2.0 \text{ [sec]} & 2.0 < M_{\text{JMA}} \leq 3.0 \\ 2.5 \text{ [sec]} & 3.0 < M_{\text{JMA}} \leq 4.0 \\ 4.0 \text{ [sec]} & 4.0 < M_{\text{JMA}} \leq 5.0 \\ 6.0 \text{ [sec]} & 5.0 \leq M_{\text{JMA}} \end{cases} \quad f_{\min} = \begin{cases} 2.0 \text{ [Hz]} & M_{\text{JMA}} \leq 2.0 \\ 1.0 \text{ [Hz]} & 2.0 < M_{\text{JMA}} \leq 3.0 \\ 0.5 \text{ [Hz]} & 3.0 < M_{\text{JMA}} \end{cases}$$

3. サイト増幅特性の推定

i 番目の地震について、j 番目の観測点において震源時からの経過時間 t_c でのコーダ波は、次式のように表現できる。

$$A_{ij}(f, t_c) = S_i(f)C(f, t_c)G_j(f) \quad (4)$$

$C(f, t_c)$ はコーダ波の励起を特徴づける関数であり、ある一定の領域内では散乱や減衰の効果を考えに入れても t_c のみの関数と考えてよい。ある共通のイベント i について k 番目の観測点と j 番目の観測点で得られるコーダ波のスペクトル振幅比から、サイト増幅特性の比が得られる。

$$\frac{A_{ij}(f, t_c)}{A_{ik}(f, t_c)} = \frac{S_i(f)G_j(f)C(f, t_c)}{S_i(f)G_k(f)C(f, t_c)} = \frac{G_j(f)}{G_k(f)} \quad (5)$$

図 2 に示すように 5 秒ずつずらして得られる 5 つの 10 秒間の時間窓（両矢印）におけるスペクトルを解析に用いた。対象領域が広いので、全体を小領域に分割しそれぞれの中で解析を行い、それを最終的に基準点 (SNDH) との相対値に変換した。最終的に得られた結果を図 3 に示す。新第三紀以降の新しい堆積岩の観測点で低周波側で増幅、高周波側で減衰という傾向を示している。

4. Q^{-1} 値の推定

本解析では、直達 S 波を切り出す時間窓 T_s をマグニチュードによって変えて、大きい地震が長い継続時間を持つことを考慮に入れる。この時間窓は、前方散乱や回折で遅れてきた波を含んでいる。この時間窓において推定したパワースペクトルに対して、コーダ規格化法を適用する。S 波及びコーダ波のパワースペクトル (P_s, P_c) の比より次式が得られる。

$$\ln \left(\frac{r^{2\gamma(\Delta, h)} P_s(f, t_s)}{P_c(f, t_c)} \right) = -\frac{2\pi f}{Q} t_s + \ln R_{\text{qp}}^2 - \ln C(f, t_c)^2 \quad (6)$$

これを全観測点の全イベントについて比を求め、その S 波走時に対する傾きをから Q^{-1} 値を求めた。ここで、 R_{qp} は様々なメカニズムのイベントについて多点のデータを用いていることから一様にばらつくと仮定し、 $C(f, t_c)$ についてはあらかじめ規模依存性を調べ回帰直線から $\pm 1\sigma$ に分布するデータを用いることで地域的なコーダ波の変化の影響を抑えた。得られた結果を図 4 に示す。Hoshiba (1993) などによってなされた MLTW 法による Q_{total}^{-1} の推定値に比べて小さい値となっている。これは前方散乱によるパルスの崩れを散乱減衰とみなしていないためと考えられる。

5. 解析結果

図 5 に求められたコーナー周波数と地震モーメントの関係を、図 6 に地震波エネルギーと地震モーメントの関係を、そして図 7 に見かけ応力と地震モーメントの関係を示す。地震波エネルギーと見かけ応力の図にある灰色のシンボルは、解析帯域外の周波数帯のスペクトルの寄与を ω^{-2} モデルの震源スペクトルを仮定して補正した結果を示している。見かけ応力については、補正の有無にかかわらず明瞭な規模依存性を示している。見かけ応力の規模依存性の回帰直線からの偏差を図 8 に示す。これは岩手沖で系統的に小さな値を示し、宮城沖や青森沖では逆の傾向を示している。岩手沖の幾つかのイベントはプレート境界の地震であることが確認できているが、それ以外はまだ区別できていない。

6. まとめ

東北日本に沈み込む太平洋プレート上面で発生した M1.8~M5.5 の地震 164 個について調べたところ、見かけ応力には明瞭な規模依存性が見える。過去に大地震の発生した記録のない岩手沖においてプレート境界で発生した地震では、見かけ応力が比較的小さい。また、プレート内部の地震も同様の傾向を示し、宮城沖や青森沖の大地震発生域では大きな見かけ応力となっている。今後は減衰の地域性などを考慮した解析を進め、速度構造などとの結果と対比しつつ考察を行っていきたいと考えている。

謝辞

本研究では震源情報について気象庁・文部科学省が協力してデータを処理した結果を使用させていただきました。

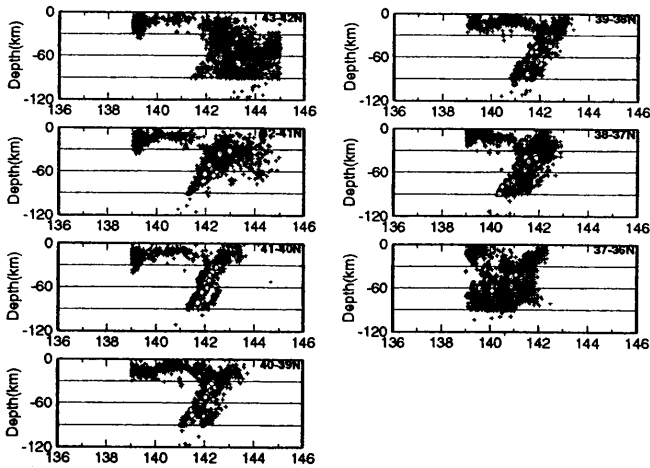
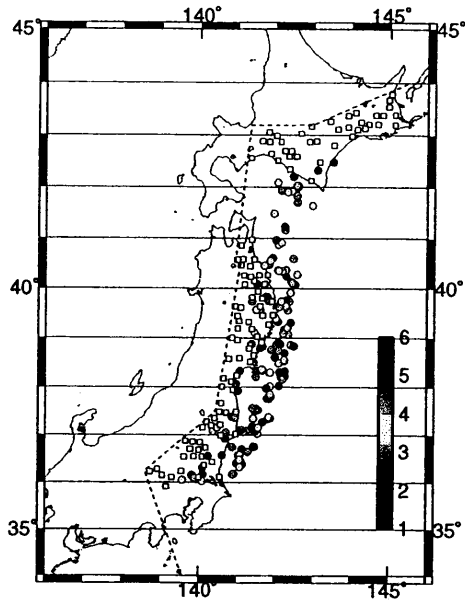


図1 解析に用いた震源(○印)及び観測点(□印)。カラースケールは気象庁マグニチュードを表す。

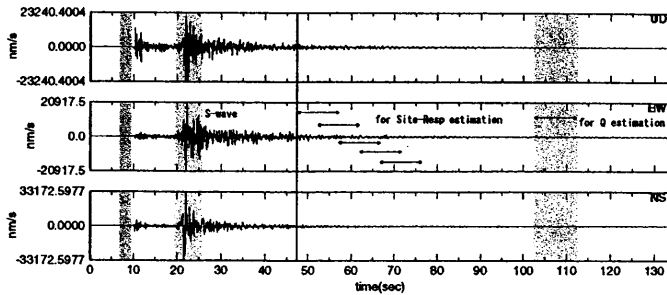


図2 速度波形の例。2001/04/03に青森沖(40.61° N, 141.9° E, dep=63.39km)で発生した地震(M_{JMA}=5.4)のIWZH(岩泉)における記録。

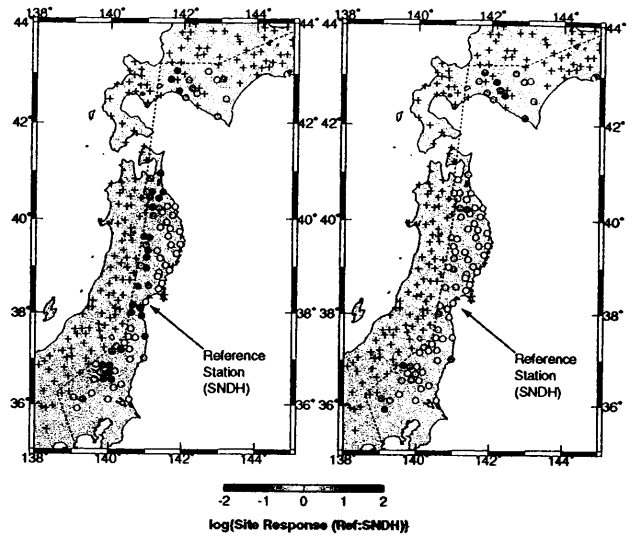


図3 サイト増幅特性。左側が0.5~1.0Hz, 右側が16.0~32.0Hz。

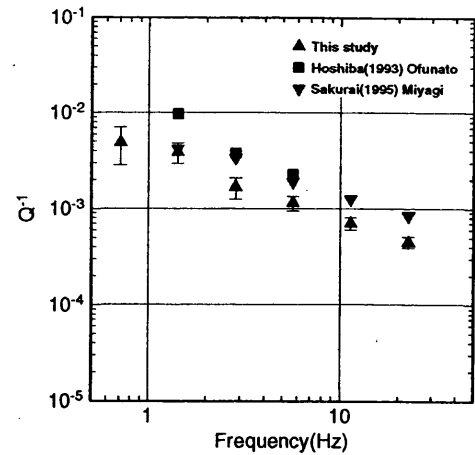


図4 Q^{-1} 値の推定結果。MTLW法によって得られている Q_{total}^{-1} とあわせて示している。

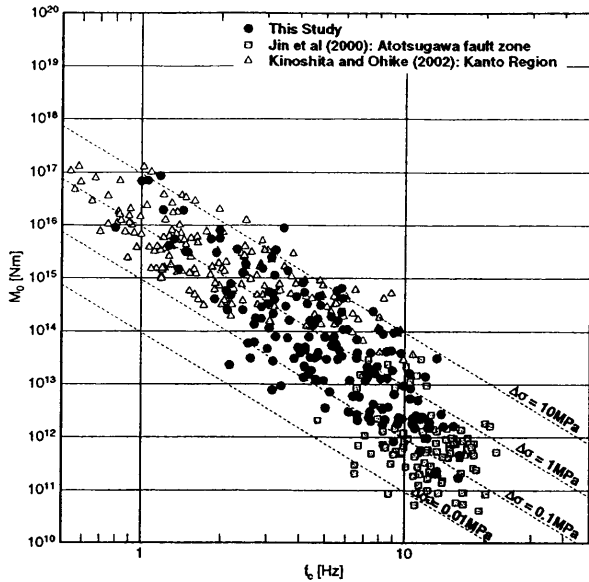


図5 コーナー周波数と地震モーメント. 破線は $\beta = 4.3$ [km/s]を仮定したときの constant Brune's stress drop を示している.

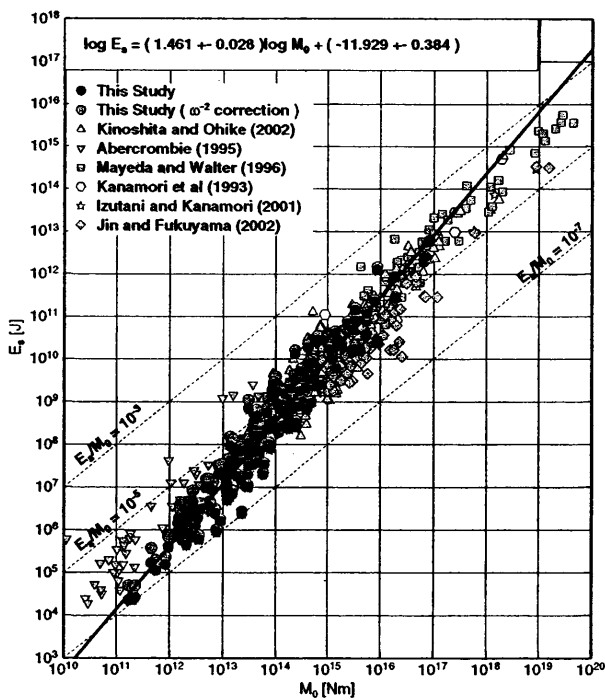


図6 地震モーメントと地震波エネルギー. 破線は E_s/M_0 が一定値となることを示している.

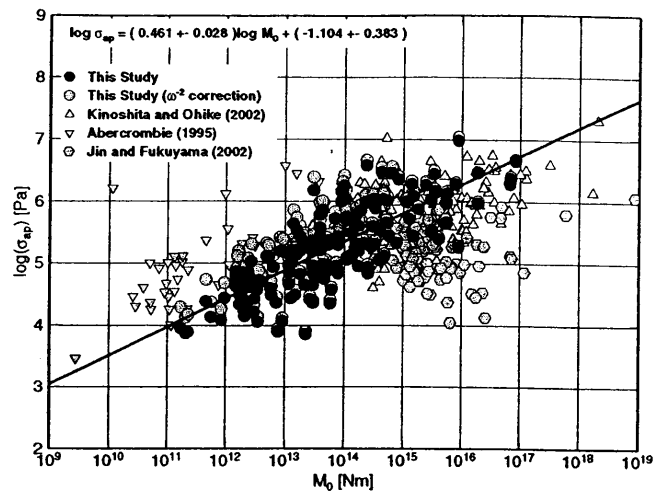


図7 地震モーメントと見かけ応力. 灰色のシンボルは、解析対象としていない周波数帯の寄与を補完した結果を示している.

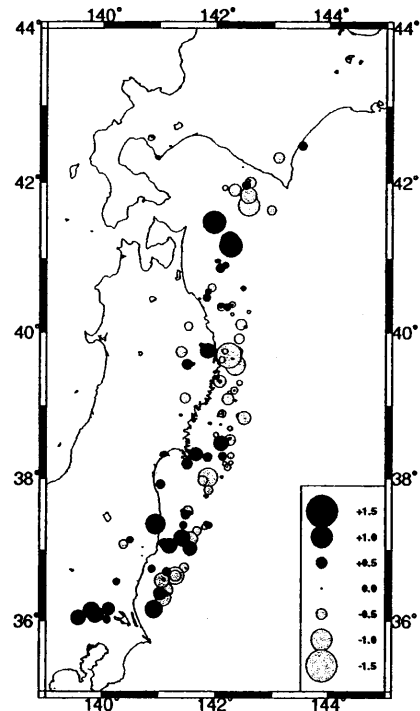


図8 見かけ応力の図7中の回帰直線からの偏差. ここでいう偏差は、次式で与えられるものとする.

$$\log(\sigma_{ap}^{obs}) - \log(\sigma_{ap}^{reg-line}(M_0))$$

σ_{ap}^{obs} を観測された見かけ応力, $\sigma_{ap}^{reg-line}(M_0)$ は回帰直線によって与えられる見かけ応力としている.

高密度強震観測網データによる2001年芸予地震の詳細な震源過程：

スラブの構造との関連および強震動との関連

寛 案磨 (神戸大理)

1. 高密度な観測網の威力：linear arrayとしての利用

2001年3月24日の芸予地震 ($M_{JMA}=6.7$) の近地強震記録を見ると、震源域の北側観測点のNS成分に大振幅のパルス波が見える。断層面1枚を仮定した波形インバージョン (rakeは可変) では、この顕著なパルス波を説明することができない。

防災科学技術研究所のK-NET, KiK-netの観測点は非常に高密度に配置されているため、linear arrayとして観測点を選ぶことが可能となる (図上)。震央距離に応じたlinear arrayの波形profileを作ることにより、北側観測点のパルス波は、震源断層面南部の点 (以下point Aと呼ぶ) から、震源での破壊開始後約8秒後に射出されたS波の走時で説明できることがわかった (図1下)。自然地震でありながら、人工地震の解析のように波形profileを作ることができることは、高密度強震観測網の威力を端的に物語っている。

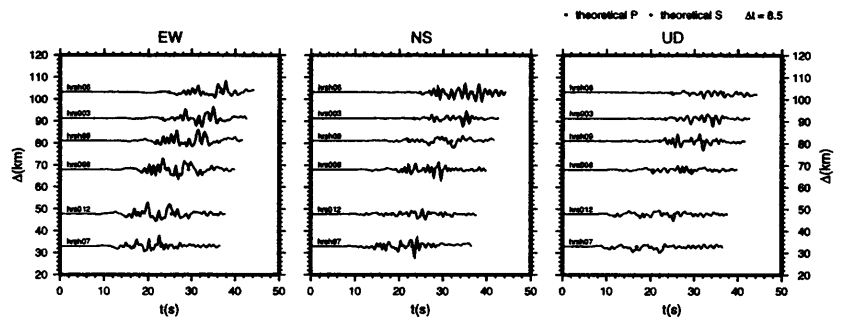
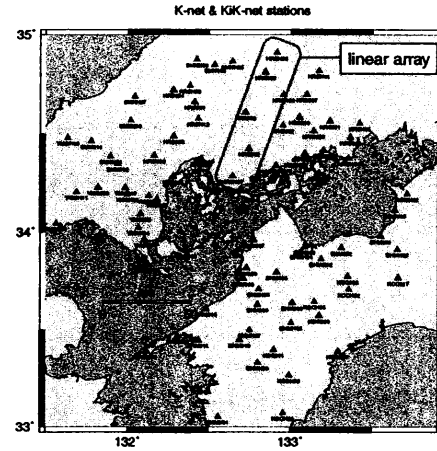


図1 linear array で北側観測点のNS成分のパルス波を追跡する。

2. 断層面+point sourceの波形インバージョン

断層面1枚の波形インバージョン (rake可変) で、北側観測点のパルス波が再現できないことは、このパルス波に関しては仮定した断層面とは全く異なるメカニズム解の震源を考える必要があることを示している。そこで、1枚の断層面に加え、point Aに追加のpoint sourceを置き、断層面のmultiple time window analysisとpoint sourceのmoment tensor inversionを同時に行い、point Aのメカニズムの推定を行った。その結果、横ずれ成分に富むメカニズム解が得られ、北側観測点のパルス波もかなり再現されるようになった (図2)。

走時と波形が説明できたこと、余震波形に約8秒遅れの顕著なphaseは見えないことから、北側観測点のパルス波は震源起因と結論づけられる。

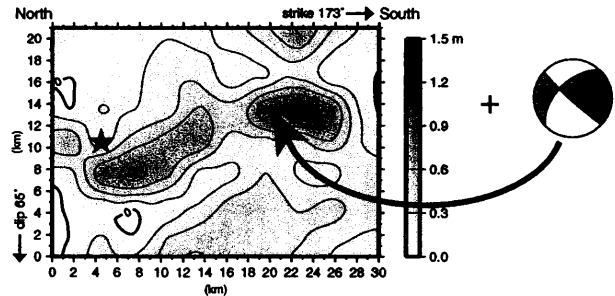
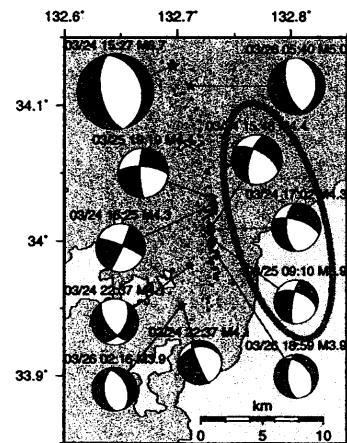


図2 1枚断層面上のすべり分布とpoint sourceのメカニズム解。

3. 余震のメカニズム解との比較

規模の大きい余震のメカニズム解を図3に示す。point Aのところでは、横ずれ成分に富むメカニズム解の余震が生じており、上述のpoint sourceのメカニズム解と整合する。

図3 本震と主な余震のP波初動によるメカニズム解 (気象庁一元化震源による)。03/26 02:16の余震のみF-netメカニズム解。



4. 2枚の断層面を仮定した波形インバージョン

これまでの解析は、いずれも震源域の北部と南部が異なる断層面をもつことを示唆している。そこで、異なる2枚の断層面を仮定した波形インバージョンを行うことにした。

予備的な解析として、北部と南部にpoint sourceを1個ずつ置いたmoment tensorインバージョンを行い、その結果を参照して、図4に示すような2枚の断層面を設定した。南側の断層面は、北側と異なるstrikeを持ち、dipも少し低角になっている。

2枚の断層面を仮定した波形インバージョンの結果を図5, 6右に示す。一部合いのよくない観測点もあるが、北側観測点のパルス波も含めておおむね波形の再現性はよい。モーメント解放量は、北側断層面の破壊開始点付近、南側断層面の浅部と深部で大きく、震源過程が複雑であることを示している。

5. フィリピン海スラブの速度構造との比較

三好・石橋 (2002) は、震源分布からフィリピン海スラブの上面深さを推定しており、それによるとこの付近でのスラブ上面の深さは約40kmである。

大倉・瀬野 (2002) は、2001年芸予地震の本震と余震の実体波の波形を調べ、震源の浅い地震の多くについて、先行する小振幅のphaseとそれに続く大振幅のphase (彼らはこれを後続波と呼んでいる) が続くこと、これは震源が低速度の海洋性地殻内に位置することを示していることを報告している。後続波の有無の深さ境界は、スラブ内の海洋性地殻とスラブマントルの境界に対応するが、気象庁一元化震源ではその深さは約46km前後である。

これらのスラブの構造の情報と断層面上のモーメント解放量分布を比較したのが、図6である。これを見ると、2001年芸予地震の破壊はスラブマントルと海洋性地殻の両方に及んでいることがわかる。

謝辞

解析には防災科学技術研究所のK-NET, KiK-netの強震記録、気象庁一元化震源データを使わせていただきました。京都大学の太倉敬宏氏には、後続波に関連した震源情報を教えていただきました。記して感謝いたします。

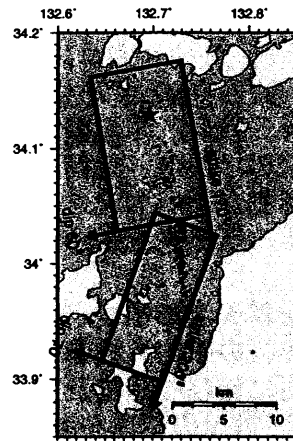


図4 波形インバージョンに使った2枚断層面モデル。

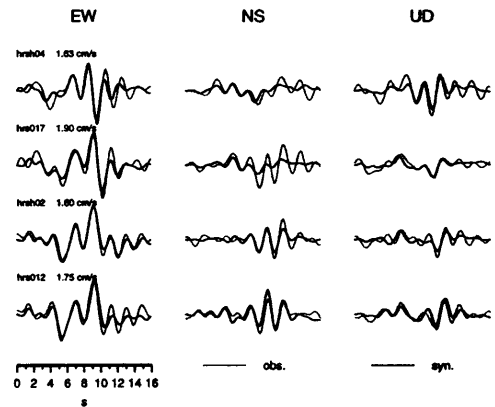


図5 2枚の断層面を仮定した波形インバージョンの結果。観測波形と合成波形の比較 (抜粋)。

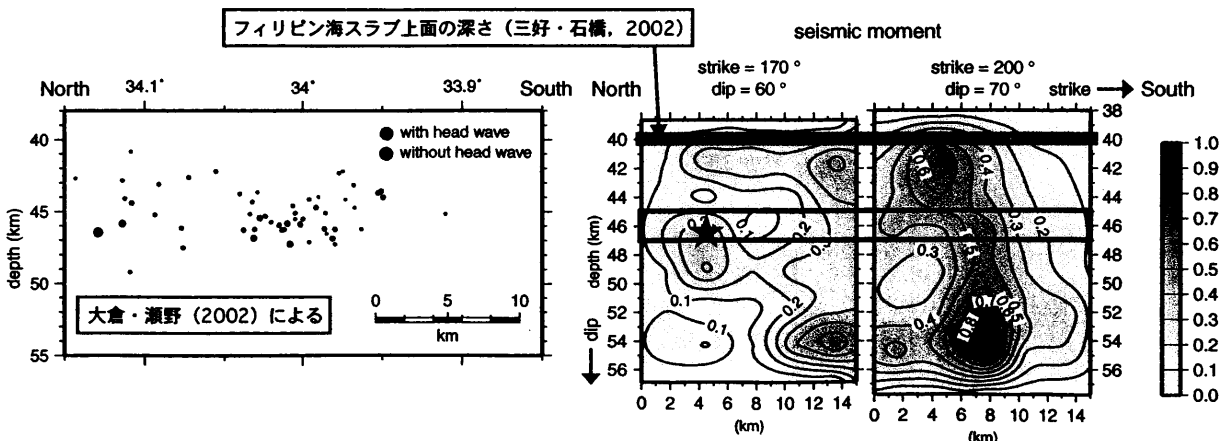


図6 2枚の断層面を仮定した波形インバージョンによるモーメント解放量分布とフィリピン海スラブの構造との比較。

強震記録の波形インバージョンから推定される 2001年兵庫県北部地震の震源過程の不均質性

木村武志(神戸大院自然)・笈楽磨(神戸大理)

1. 概要

2000年12月上旬より兵庫県北部で群発的な地震活動が始まった。2001年1月12日に発生した最大地震(Mw5.2、以下本震と呼ぶ)のメカニズム解は、ほぼ北西-南東方向を圧縮軸とする横ずれ断層型であった。本震発生後は、本震断層面に沿うほぼ東西走向の線状の活動と、北西-南東に伸びる線状の活発な活動が続いて起こった(図1、以下これらの本震後の活動を余震と呼ぶ)。

この研究では、まず強震記録の波形インバージョンにより、本震の震源過程の不均質性を推定する。次に本震を含む東西に伸びる活動及び北西-南東に伸びる活動と地下構造の関連を論じる。最後に、本震と粒の大きい余震について ΔCFF を計算し、活発な群発的活動の時空間的な推移との対応を見る。

2. 強震記録の波形インバージョンによる本震の震源過程の不均質性

防災科学技術研究所のK-NET、KiK-netの強震動記録を使い、本震の詳細な震源過程を求めた。使用した観測点を図2に示す。解析には、数値積分によって得られた速度波形に0.4~1.0Hzのバンドパスフィルターを施した波形のS波部分4秒間を使用した。

震源断層モデルは、モーメントテンソルイン

バージョンの結果と余震分布より、走向99°、傾斜81°、すべり角172°、震源断層面の長さ6km、幅4kmとした。この震源断層面を0.5km×0.5km(12個×8個)のメッシュに分割し、各メッシュにはrise timeが0.4秒のtime-windowを4つ置き、multiple time window analysisを行った。Green関数の計算に使った速度構造を表1に示す。

得られたすべり量分布、波形比較、スナップショットを図3~5に示す。全体の地震モーメントは 1.71×10^{17} Nm (F-net: 0.71×10^{17} Nm)、破壊継続時間は約2.7秒と見積もられた。震源過程は3つのアスペリティを持ち、しかもそれぞれのすべり角が異なる。これらのアスペリティ、すべり角の違いは各観測点の観測波形を説明するために、必要であることは確認した。このようにM5クラスの地震であっても震源過程はかなり不均質であることが確認出来た。おそらくそれに応じた場の不均質性があると考えられる。また図6にすべり量分布と前震、余震分布を比較したものを示す。これを見ると余震は、アスペリティの周辺に分布しているように見える。

3. 群発的余震活動と地下構造の不均質性

Kubo et al. (2002)は、応力テンソルインバージョンを用いた解析を行い、この群発地震を通して最大圧縮軸はほぼ同じ西北西-東南東であり、この地域の広域応力場と概ね一致すると

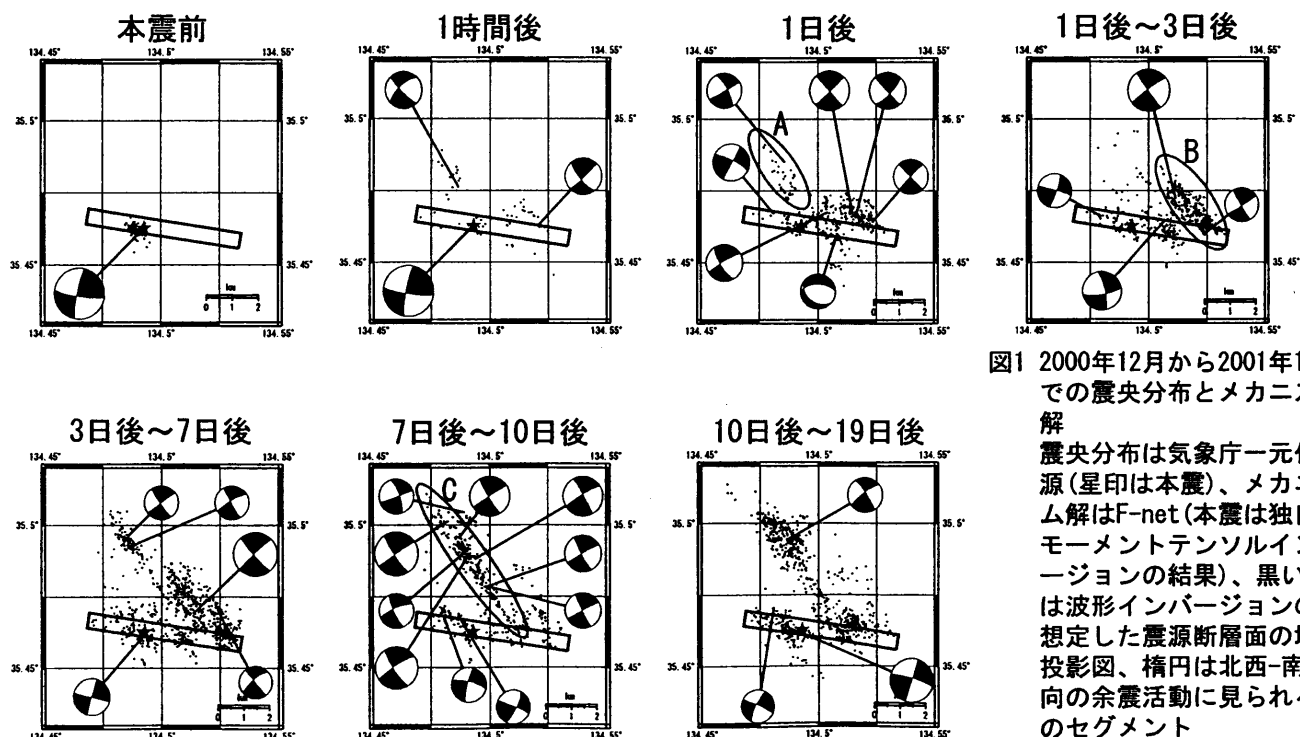


図1 2000年12月から2001年1月までの震央分布とメカニズム解

震央分布は気象庁一元化震源分布(星印は本震)、メカニズム解はF-net(本震は独自のモーメントテンソルインバージョンの結果)、黒い矩形は波形インバージョンの際想定した震源断層面の地表投影図、楕円は北西-南東方向の余震活動に見られる3つのセグメント

いう結果を得ている。また、平松他(2002)は、重力異常および地質のデータより、この群発地震の活動域は中新世に形成されたカルデラ構造(美方コールドロン)に含まれることを示した(図7)。さらに、彼らはカルデラ構造内に震央分布と対応するような東西方向、北西-南東方向に走向をもつ断層構造の存在も示し、メカニズム解の複雑さは、応力場の複雑さではなく、局所的な構造の不均質性を反映したものであろうとしている。

4. Δ CFFと群発的余震活動の時空間的な推移

北西-南東方向に伸びる余震活動が、本震後急激に活発化していることから、このような余震活動は本震によってtriggerされた可能性が考えられる。そこで波形インバージョンによって推定されたすべり量分布から、北西-南東に伸びる余震活動に対する Δ CFFを計算した。しかし、この Δ CFFと余震活動との相関は、本震後時間が経過するにつれ悪くなった。そこで $M_w \geq 4.0$ の余震による Δ CFFも随時加味して、余震分布と比較した。 Δ CFFを計算する余震の震源断層面の大きさは全て $0.5\text{km} \times 0.5\text{km}$ とし、F-netの地震モーメントからすべり量を、メカニズム解と震央分布から走向、傾斜、すべり角を見積もった。内部摩擦係数は0.4とした。これを図8に示す。結果として、図1に示した3つの余震活動のセグメント(A、B、C)について、各活動の開始領域と Δ CFFの相関は良かった。しかしそれ以外は悪かった。この原因として、本震の地震モーメントが大きく見積もられた(F-netの2倍以上)のために、その Δ CFFが大きく見積もられてしまい、余震による Δ CFFがマスクされてしまった可能性がある。また、非常に狭い領域で見ているため、構造の不均質性の影響が大きい可能性も考えられる。

謝辞

解析には気象庁一元化震源、防災科学技術研究所のK-NET, KiK-net, F-netのデータを使わせていただきました。また京都大学防災研究所の橋本学教授には Δ CFFの計算プログラムを、同研究所の大見士朗博士にはGreen関数の計算に用いた速度構造データを提供していただきました。記して感謝いたします。

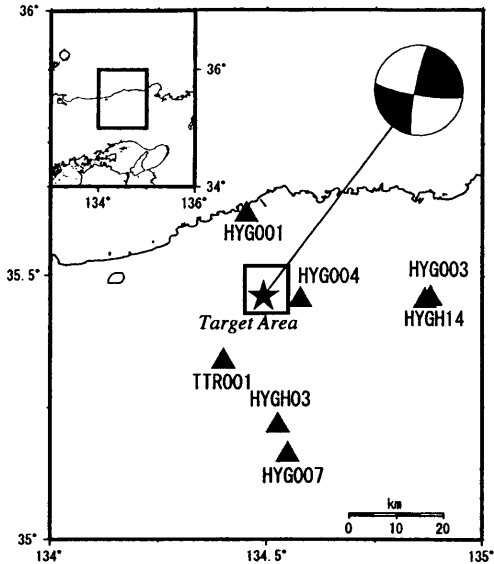


図2 波形インバージョンに用いた観測点

表1 Green関数の計算に用いた速度構造

上面の深さ (km)	Vp (km/sec)	Vs (km/sec)	密度 (g/cm ³)	Qp	Qs
0.0	5.50	3.18	2.6	200	100
3.0	6.05	3.50	2.7	300	150
16.0	6.60	3.82	3.0	500	250
32.0	8.00	4.62	3.5	1000	500

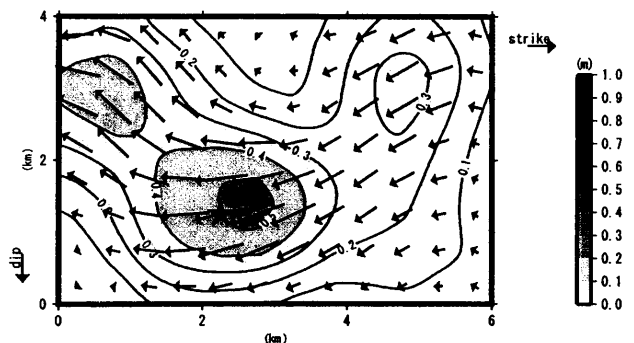


図3 波形インバージョンの結果得られたすべり量分布

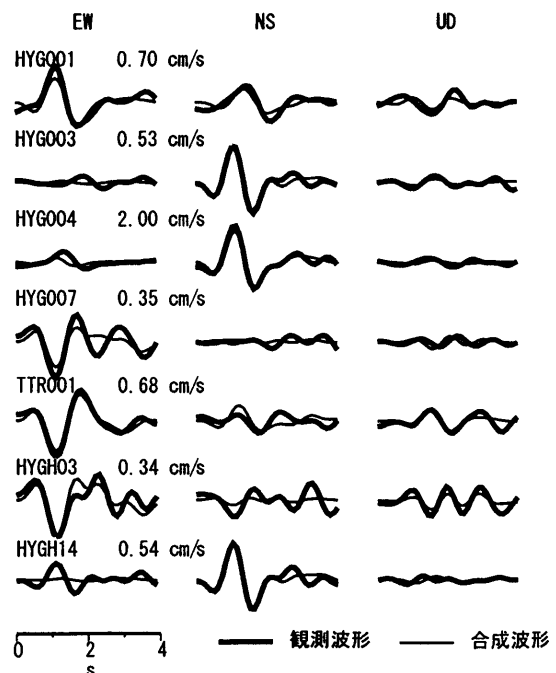


図4 観測波形と合成波形の比較
数字はそれぞれの観測点の観測波形の最大振幅

参考文献

Kubo, A., Fukuyama, E., Kawai, H., and Nonomura, K. 2002, NIED seismic moment tensor catalogue for regional earthquakes around Japan: quality test and application, *Tectonophys.*, 356, 23-48.

平松良浩・本多亮・河野芳輝, 2002, 中新世カルデラ“美方コールドロン”で発生した兵庫県北部地震と中国地方の重力異常, *月刊地球*, 号外38, 102-108

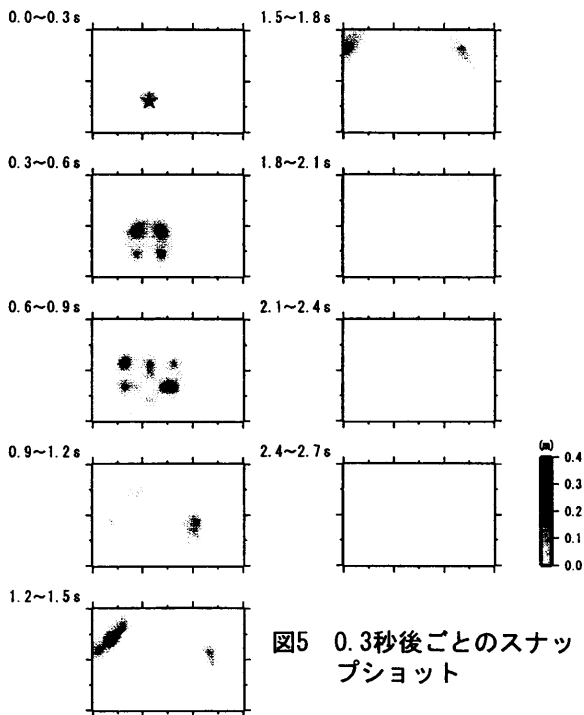


図5 0.3秒後ごとのスナップショット

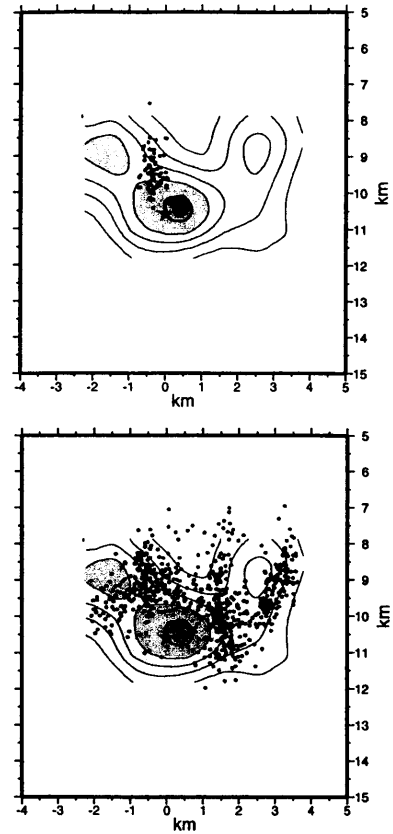


図6 本震のすべり量分布と12月からの前震(上)、1月末までの余震(下)の震源分布
震源分布は図1の本震の震源断層面の地表投影図(黒い矩形で示した領域)の幅の分のみプロット共に鉛直断面に投影

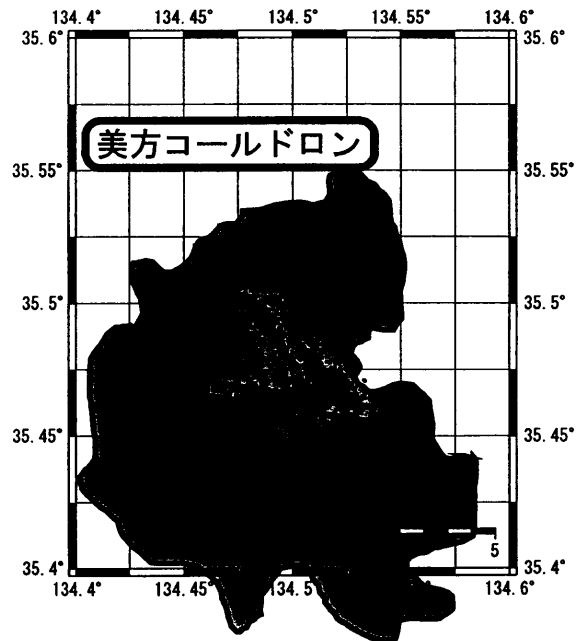


図7 本震から1月末までの震央分布と平松他(2002)による美方コールドロンの地表投影図

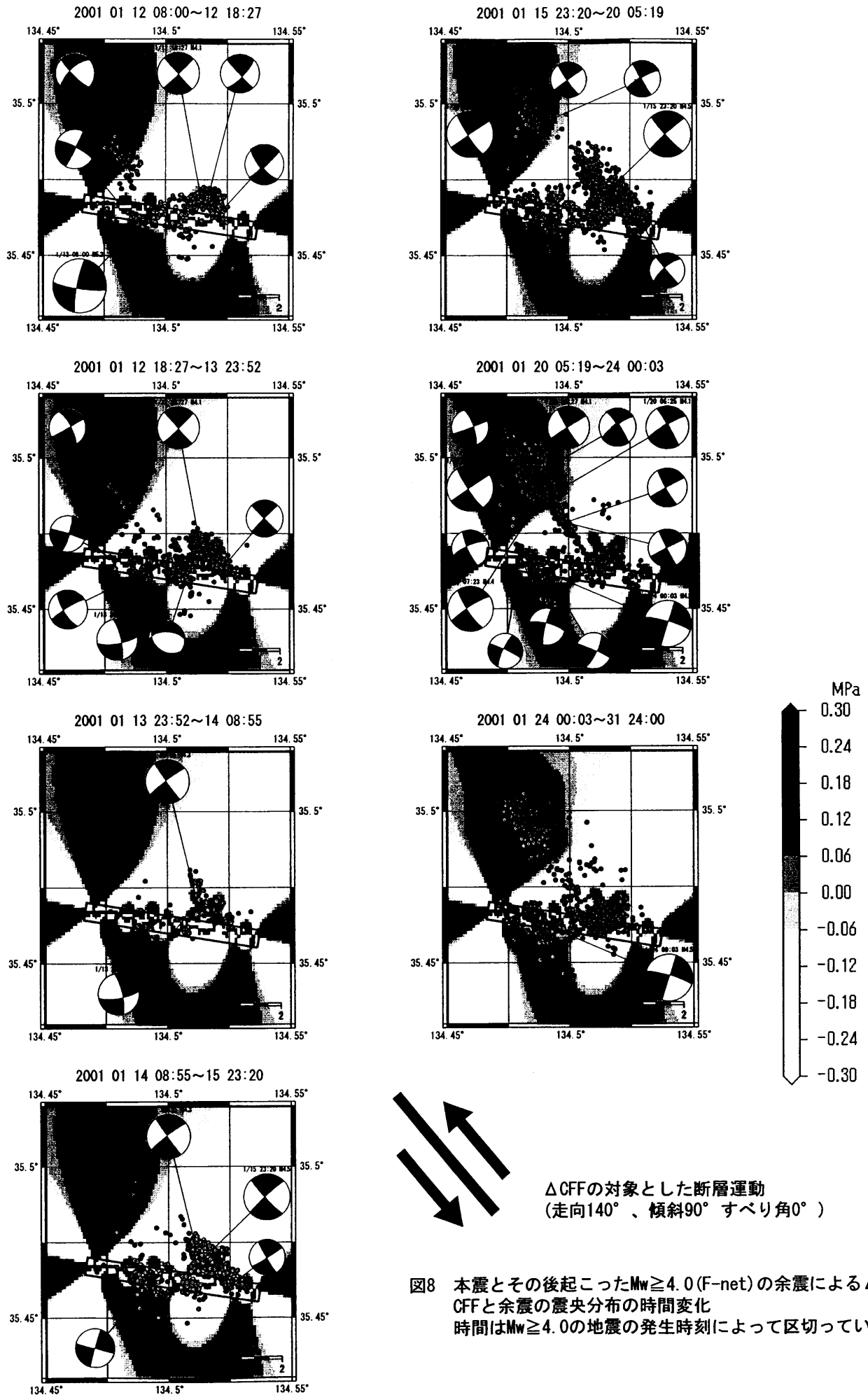


図8 本震とその後起こったMw \geq 4.0 (F-net)の余震による Δ CFFと余震の震央分布の時間変化
時間はMw \geq 4.0の地震の発生時刻によって区切っている