

**「リソスフェアの短波長不均質構造の物理的解釈」
研究集会プログラム**

日時：2005年1月5日（水）・6日（木）

場所：東京大学地震研究所 第2会議室

●1月5日（水）

○開会の挨拶

13:00 河原 純（茨城大）

【座長：中原 恒】

13:10 西上欽也（京大防災研）・Anshu Jin（地震予知振興会／防災科研）

「活断層地域における地殻不均質構造の推定—2004年新潟県中越地震の序報的解析も—」

13:35 浅野陽一（防災科研）

「地震波散乱からみた東北日本の地殻不均質構造」

14:00 西條裕介（神戸大）

「東北日本弧の減衰構造と強震動」

14:25 古村孝志（東大地震研）

「不均質プレート内の高周波の散乱・トラップと異常震域の形成」

14:50 （休憩）

【座長：吉本和生】

15:10 田島文子（広島大）

「スタグナントスラブ複雑系を強くサンプルした波形から示唆される構造的不均質」

15:35 小原一成・松村 稔（防災科研）

「大規模不均質構造の形状に起因する地震波動現象」

16:00 小菅正裕（弘前大）

「人工地震の波動場の時間発展」

16:25 （休憩）

【座長：松本 聡】

16:40 熊澤峰夫（核燃料サイクル開発機構）・藤井直之（名大）

「地震発生場の能動監視対象は構造敏感散乱体」

17:05 代田健二（茨城大）

「弾性波動場におけるラメ係数同定逆問題に対する数値解法の研究」

17:30 蓬田 清（北大）・平 貴昭（カーネギー研）

「微細不均質性の物性量の推定：スペクトログラムの新しいパラメータ化によるイメージング」

○懇親会（18:15～20:15）

●1月6日 (木)

【座長：蓬田 清】

9:00 松本 聡 (九大)

「地震計アレイを用いた散乱体密度推定の試み (2)」

9:25 亀井理映 (京大)・羽藤正実 (JGI)・松岡俊文 (京大)

「Bi-modal 分布をもつ不均質媒質によるメタンハイドレート層モデル化」

9:50 三ヶ田均 (京大)

「弾性波散乱現象を利用した構造探査への一考察」

10:15 西澤 修 (産総研)

「地震波ゆらぎと地下探査技術の問題点」

10:40 (休憩)

【座長：筧 楽磨】

11:00 安井利尚・真田佳典・松岡俊文 (京大)

「変位不連続理論を用いた個別要素法による不連続面の定量解析」

11:25 本多 亮 (防災科研)

「K-NETをアレイに見立てたセンブランス解析による2003年十勝沖地震のアスペリティ位置の推定」

11:50 中原 恒 (東北大)

「想定宮城県沖地震の震源域近傍における強震計アレイ観測」

12:15 (昼食)

【座長：小原一成】

13:30 佐藤春夫 (東北大)

「マルコフ近似に基づく弾性波のエンベロープ導出法：ガウス型自己相関関数を持つ2次元ランダム媒質の場合」

13:55 齊藤竜彦 (産総研)

「異方性をもつランダム媒質における波形エンベロープの理論的導出」

14:20 河原 純 (茨城大)・蓬田 清 (北大)

「空隙群を含む2次元媒質中のSH波エンベロープ：数値波動シミュレーションと輻射伝達理論の比較」

14:45 前田拓人・佐藤春夫・西村太志 (東北大)

「表面波-実体波間の変換散乱を考慮した半無限ランダム媒質中のエンベロープ合成モデル」

15:10 (休憩)

【座長：西上欽也】

15:30 吉本和生 (横浜市大)

「日本における近地地震のSコーダ波エネルギーの空間分布」

15:55 高木伸昌・佐藤春夫・西村太志 (東北大)

「コーダ波の相互相関解析に基づく散乱波エネルギーの流れの検出」

16:20 高橋 努・佐藤春夫・西村太志 (東北大)・小原一成 (防災科研)

「東北日本における高周波数地震波エンベロープ拡大現象の地域性」

○閉会の挨拶

16:45 山下輝夫 (東大地震研)

活断層地域における地殻不均質構造の推定

—2004年新潟県中越地震の序報的解析も—

西上欽也 (京大防災研)・Anshu Jin (地震予知振興会/防災科研)

1. はじめに

近地地震のコーダ波は地殻・上部マントル内部の不均質構造による散乱波と考えられ、直達波を用いた解析よりも広域の媒質特性を抽出することができる。最近では、高密度観測網データを用いて地震波散乱強度の三次元分布を推定するインバージョン解析が行われ、その有効性が示されている (Nishigami, 1991, 1997, 2000 ; Asano and Hasegawa, 2004)。本研究では、防災科研 Hi-net データを用いて、日本全域 (の主要な活断層地域) における地殻・上部マントルの短波長不均質構造を系統的に推定し、その地域性および地震発生域における特徴的構造の抽出等を目指す。

2. 解析方法

解析には Nishigami (1991) の方法を用いた。まず、地震観測網で得られるコーダ波エンベロープに対して、一次等方散乱モデルの仮定により期待されるエンベロープからの揺らぎの時間空間分布を算出して観測量とする。それらに対応する地震波散乱強度の揺らぎ (解析領域内における相対的な散乱係数) の三次元空間分布について、両者を関係づける観測方程式をインバージョンにより解いて推定する。

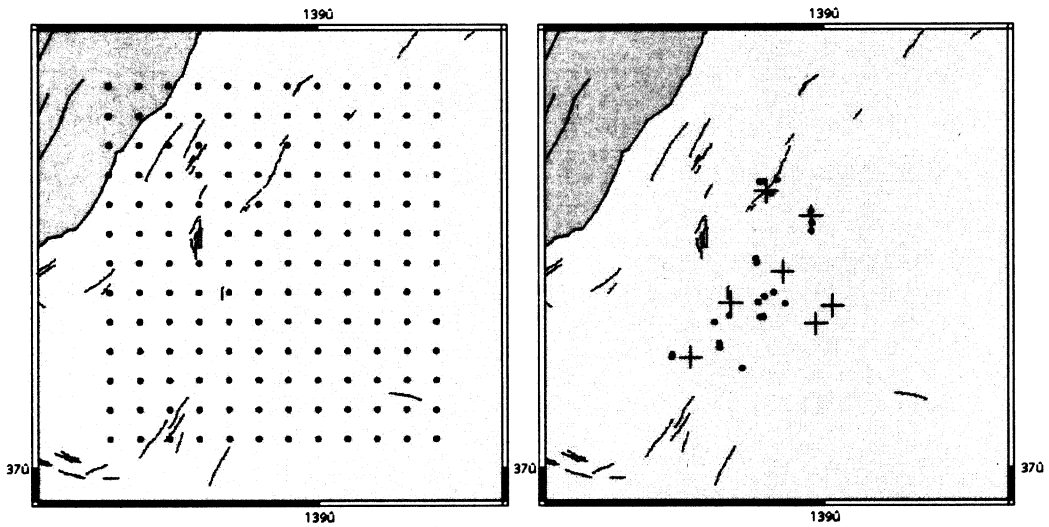
3. 活断層周辺における地殻不均質構造の特徴

これまでの研究では、サンアンドレアス断層、山崎断層、跡津川断層、野島断層、福井地震断層、鳥取県西部地震震源域等において、活断層や震源断層あるいはサイズシティの高い領域と散乱強度の高い領域が対応すること、および M6-7 クラス地震の主要な破壊域では相対的に散乱強度が低いこと、等が示されている。散乱波のインバージョン解析により、活断層の深部不均質構造の推定のみならず、地震破壊に関する特性の推定が可能となると考えられる。

4. 2004年新潟県中越地震の震源域における不均質構造の推定 (序報)

図1に示す約70km四方を解析領域とし、この範囲内(中心部の約30km四方)に分布するHi-net、気象庁観測点および京大・九大合同臨時観測点の計7点、30地震(2004.11.01-11.07、3.0<M<5.5)、合計138の地震波形トレースを解析に用いた。波形には7-15Hzのバンドパスフィルターをかけ、解析領域を水平、深さ方向、各5kmのブロックに分割し、走時計算にはこの地域の水平成層速度構造を用いた。得られた散乱強度分布を図2、3に示す。今回の地震発生域の地殻内部において地震波散乱強度が大きいことが分かる(図3)。今のところデータ数が少なく、解の分解能が十分でないものの、本震(M6.8)の震源付近で散乱係数が相対的に大きいことが推定された。今後、データを追加して解の分解能を高め、震源域の詳細な不均質構造と地震発生との関係(例えば、M6クラス余震の発生に伴う散乱構造の変化、等)を推定する。

解析には防災科研Hi-net、気象庁の波形データ、および京大・九大合同臨時観測による波形データ、JHD震源データを使用した。記して感謝する。



Analysis area: $60 \times 65 \times 60 \text{ km}^3$
 Blocks: 1,872, Size: $5 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$

Stations: 7
 Events: 30 ($3.0 < M < 5.5$)

図1 2004年新潟県中越地震の震源域を含む解析領域 ($60 \times 65 \times 60 \text{ km}^3$)、および解析に用いた7観測点 (+)、30地震 (•) の分布。

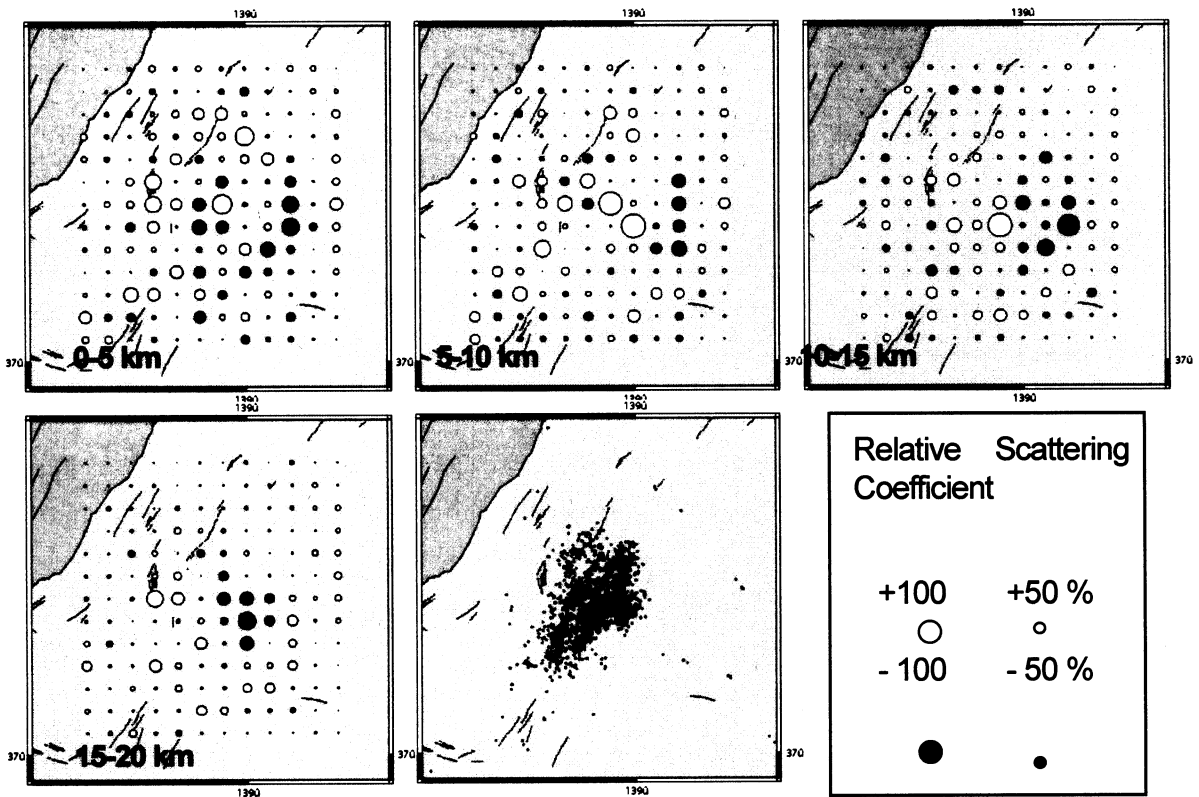


図2 解析領域内における相対的な地震波散乱係数の分布 (深さ 0-5km~15-20km)。○は平均よりも散乱係数が大きく、●は平均よりも小さい。JHD法による震源分布 (2004.10.23~11.05、京大・九大合同観測による) も合わせて示す。

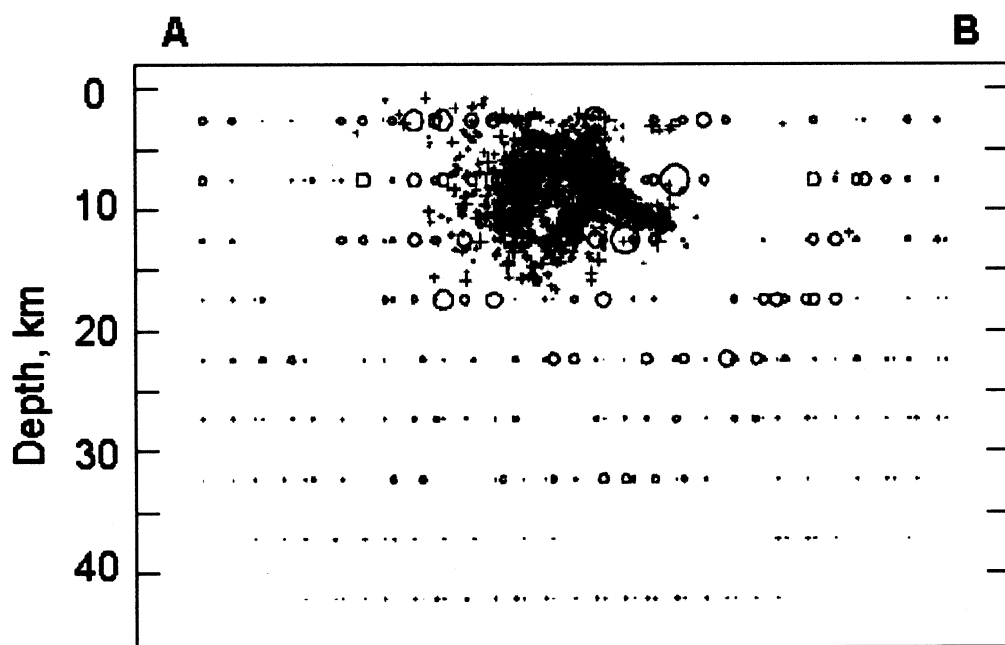
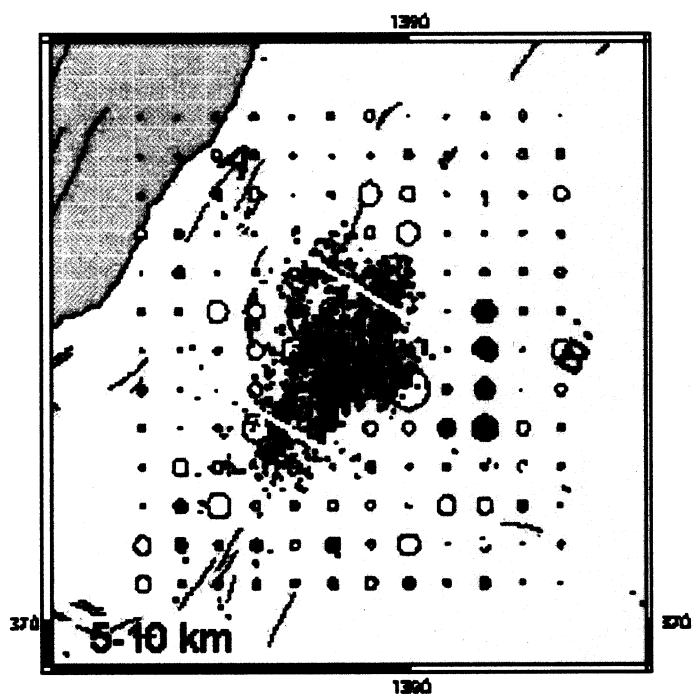


図3 矩形領域の範囲についての散乱係数および地震 (+) の深さ断面図。

5. 小平尾断層における断層トラップ波の観測 (震源アレイ解析)

2004年新潟県中越地震の発生に伴い撓曲変位の認められた小平尾断層において断層トラップ波を検出し、震源断層に関する地震学的な調査を行うために、断層直上 (HRK1) および約 1km 離れた岩盤基準点 (HRK2) において地震観測を行った (図4)。

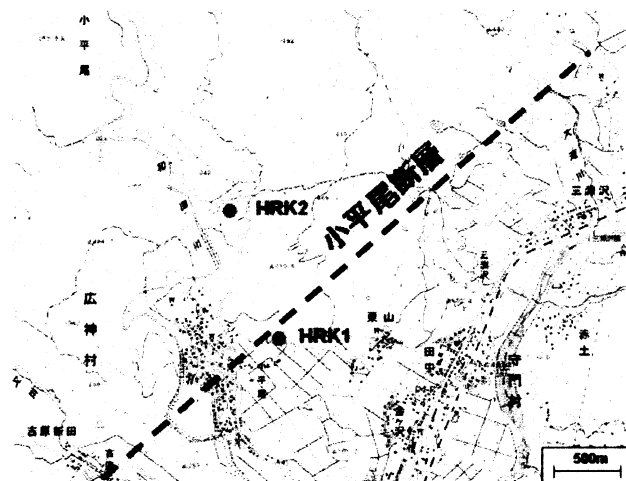


図4 小平尾断層における断層トラップ波の観測。HRK1：断層直上、HRK2：岩盤基準点。

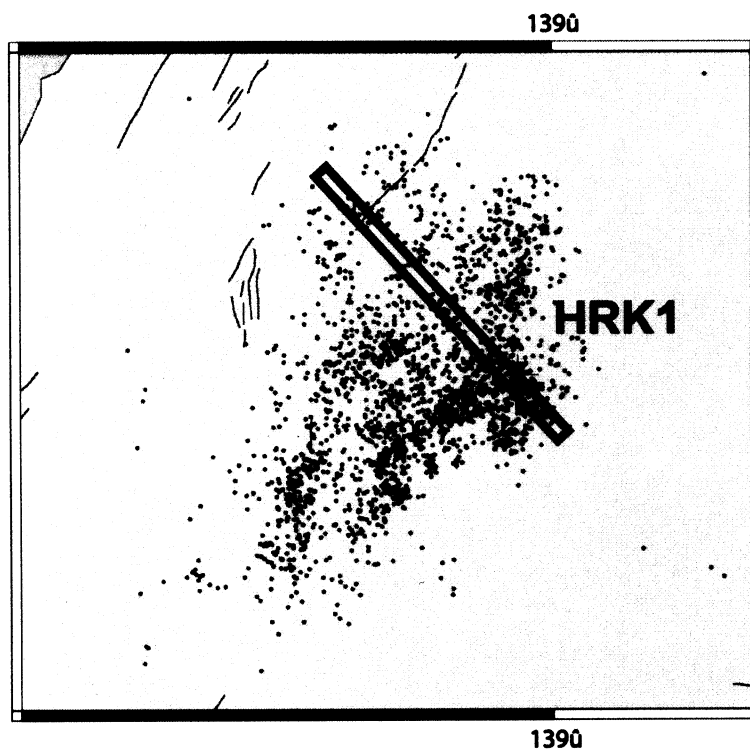


図5 震源アレイ解析に用いた地震の範囲 (N40° W 方向)。

震源アレイ解析の例を図6に示す。HRK1 から北西約 2-4km の震央位置の地震に対して断層トラップ波と考えてもよさそうな波群が見える (図の枠内)。解析に用いる地震分布を回転することにより、震源位置とトラップ波生成の関係を検討して、断層トラップ波の同定が可能となる。また、2観測点間の直達波走時の差を利用することにより、震源精度を補い、解析の精度を高めることができる。

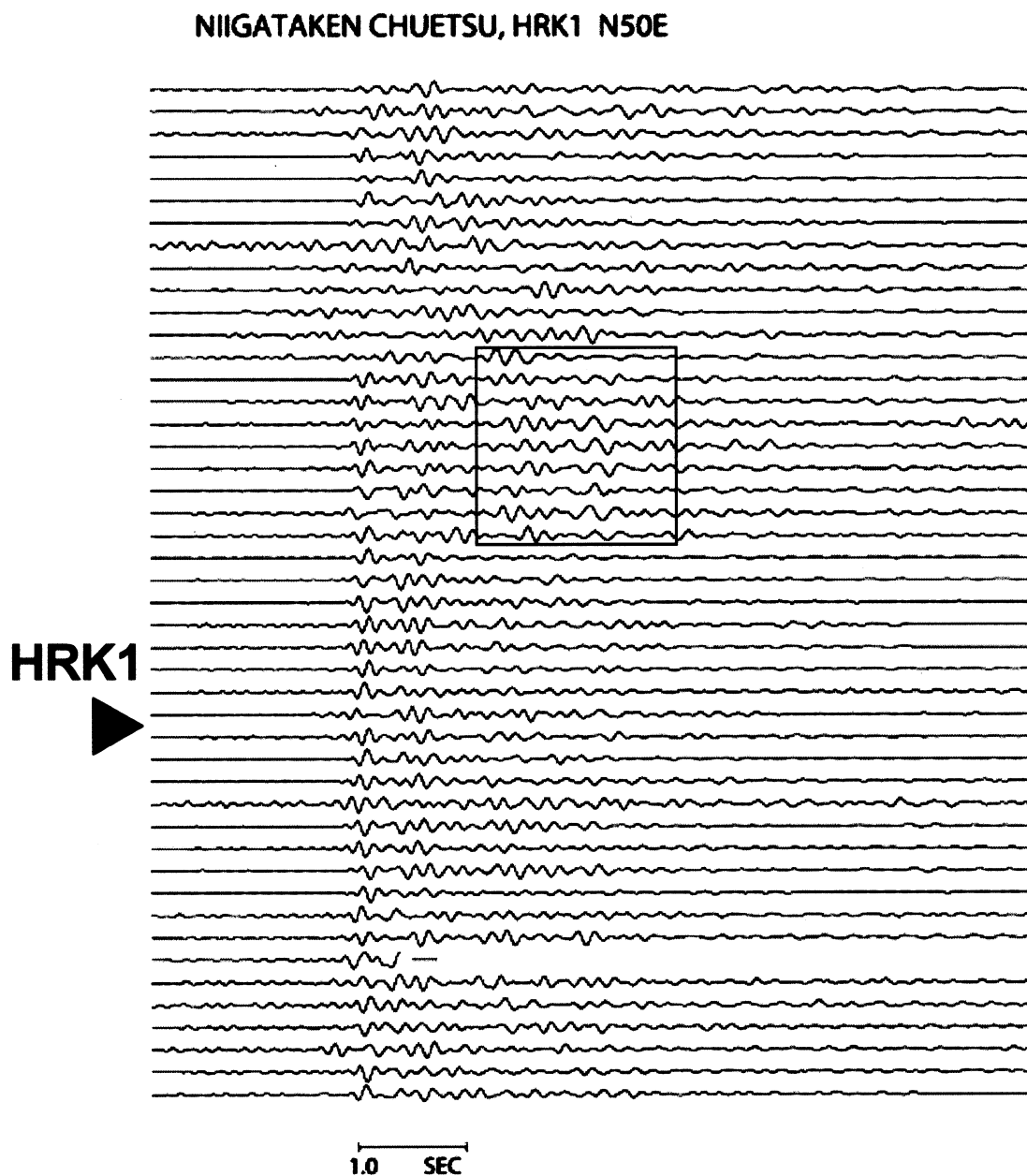


図6 HRK1 における波形の例 (小平尾断層にほぼ平行な N50° E 成分)。図5の矩形領域内の地震について、上から下へ、震源位置 (北西～南東方向) の順に並べた。1-9Hz バンドパスフィルターをかけ、S波の位置でそろえた。

地震波散乱からみた東北日本の地殻不均質構造

浅野陽一（防災科学技術研究所）

1：はじめに 東北日本弧の内陸地殻内で発生する浅発地震は、主に沈み込む太平洋プレートから受ける東西圧縮応力によって発生していると考えられているが、その活動度は空間的に一様ではなく、脊梁山地に沿った帯状の領域で高い。Asano et al. (2004) によると、この帯状の領域の南端に位置する宮城県北部地域では、活火山や 1962 年宮城県北部地震 (M 6.5) の震源域から下部地殻へと伸びる散乱係数の高異常域が存在すること、また、この高異常域が地震波速度構造から推定されている流体の供給経路 [Nakajima and Hasegawa (2003)] と空間的にきわめて良く一致していることが指摘されている。この結果は、地殻内の流体分布に関連した短波長不均質構造が散乱係数の高異常域としてイメージされ得ることを示唆している。このような流体の分布と地震活動や地表変形などとの関係を明らかにするためには、より広域にわたって散乱係数の分布を調べるのが重要である。そこで我々は、東北日本のほぼ全域にわたる散乱係数の分布を微小地震記録のエンベロープ解析によって調べた。

2：データ・解析 東北脊梁山地合同観測の臨時観測点と東北大学、気象庁、および防災科研の定常観測点によって観測された記録波形を解析に使用した。ここでは、1997 年～2003 年にかけて東北地方で発生した浅発微小地震の中から 809 個の地震を選び出し、これらの地震を 237 点の観測点で記録した 3408 組の 3 成分記録から観測エンベロープを合成した。具体的には、バンドパスフィルタ（通過帯域：4 - 8 Hz）を通したそれぞれの成分の記録から 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。この観測エンベロープの形状をよく説明するような散乱係数の空間分布をインバージョン [Asano and Hasegawa (2004)] によって推定する。本研究では、計算機的能力やインバージョンの性質を考慮して、東北日本全域の散乱係数分布を同時に推定せずに、互いに重なるように配置した 12 の計算領域内で散乱係数分布をそれぞれ推定した。それぞれの計算領域には、水平方向に 7.5 または 15 km、深さ方向に 6 または 12 km 間隔で設定した 2471 個のグリッドを配置し、このグリッドでの散乱係数をモデルパラメータとした。インバージョンの際に仮定した各種パラメータや採用した初期モデルは、Asano et al. (2004) と同じものを使用した。初期モデルから 3 回のモデルパラメータ修正を行った結果、重みつき残差二乗和は初期モデルに対して約 12～72 % 減少し、解はほぼ収束した。

3：結果と考察 12 の計算領域についてそれぞれ推定された散乱係数の空間分布を、重み平均によって合成した結果を示す [図(a)]。それによると、散乱係数は前弧側の北上地域で小さく、脊梁山地周辺や背弧側では大きい。特に、散乱係数が 0.01 km^{-1} を超えるような顕著な高異常域は、(1) 岩手山・秋田駒ヶ岳周辺、(2) 栗駒山・鳴子周辺、といった活火山の周辺や、(3) 1962 年宮城県北部地震の震源域から長町 - 利府断層周辺にかけて分布する。また、(4) 横手盆地東縁断層帯周辺や、(5) 鳥海山周辺でも散乱係数はやや大きい。こうした高異常域は、主として火山や断層などに関連した不均質構造を見ているものと考えられるが、必ずしもすべての活断層周辺で散乱係数が高いわけではない。高異常域は、活断層の分布よりもむしろ、地震活動が活発な領域と空間的に良く対応しており、その特徴は脊梁山地のほぼ全域にわたって顕著である。冒頭で述べた

宮城県北部の場合と同様な不均質構造を考えると、本研究で推定された散乱係数の分布は、脊梁山地に沿った地震活動域の殆どいたるところでその直下に水が分布することを示唆している。そのような水が地殻物質を軟化させるとすれば、その水の分布によって地殻が非一様に変形する可能性がある [たとえば、長谷川・他 (2004)]. GPS データの解析結果 [佐藤・他 (2002)]によると、歪速度の東西成分の大きな領域は主に脊梁山地周辺や 1962 年宮城県北部地震の震源域から長町 - 利府断層周辺にかけて分布し [図(b)], それらは散乱係数の大きな領域と空間的に良く対応している。こうした対応関係は、スラブ起源の水が地殻物質を軟化させることによって歪集中や活発な浅発微小地震活動を引き起こすという長谷川・他 (2004) のモデルを支持する結果の一つと考えられる。

[参考文献]

Asano and Hasegawa (2004), *J. Geophys. Res.*, 109, B06306, doi:10.1029/2003JB002761.
 Asano et al. (2004), *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24615, doi:10.1029/2004GL021261.
 長谷川・他 (2004), *地震* 2, 56, 457-469.
 Nakajima and Hasegawa (2003), *J. Vol. Geotherm. Res.*, 127, 1-18.
 佐藤・他 (2002), *地震* 2, 55, 181-191.

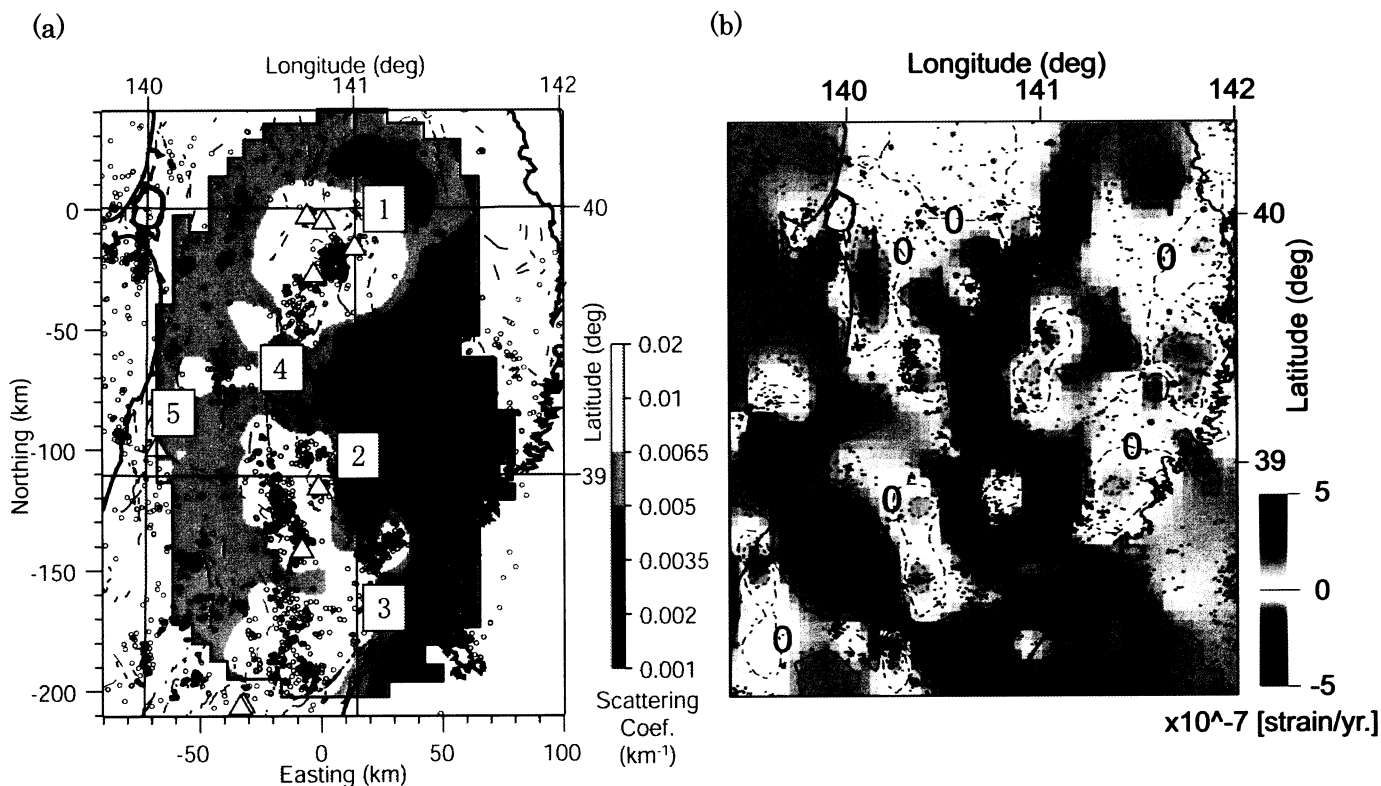


図. (a) 深さ 12 km における散乱係数. グレースケールは散乱係数の大きさを表す. 1997 年 10 月から 2003 年 5 月にかけての期間に発生した $M1.5$ 以上の地震の震央を丸印で示す. また、活火山と活断層を三角印と細い実線でそれぞれ示す. 図中に示した数字は、本文中で指摘した散乱係数の高異常域のおおよその位置を表す. (b) GPS 観測による 1997 年から 2001 年までの期間の平均歪速度 (東西成分). カラースケールは歪速度を表す. コンター間隔は 10^{-7} strain/yr.

東北日本弧の減衰構造と強震動

西條 裕介(神戸大学大学院・自然科学)・寛 楽磨(神戸大・理)

1. はじめに

東北日本弧では、地殻浅部からマントルウェッジに至る深さにおいて、火山フロントに沿って低 Q 値領域が存在することが指摘されている(例えば[中村・植竹(2004)]図1)。このような島弧下の減衰構造が regional な強震動分布に与える影響を見るために、K-NET, KiK-net の強震記録の解析を行った。

2. データの解析

主に、2003年5月26日の宮城県沖地震(Mj=7.1.スラブ内)

の強震記録を以下の観点から解析した。

- ・強震動の空間分布(最大加速度、最大速度、周波数別速度)
- ・直線状の観測点アレイで波形を見る
- ・距離減衰式との比較
- ・スペクトルの空間分布

さらに東北地方で発生した他の地震の強震記録を用いて

- ・震源位置による強震動分布の違いの検討
- を行った。

3. 解析結果

<強震動の空間分布>

2003年宮城県沖地震のKiK-net観測点(地中)最大加速度分布(図2)を見ると、震央を中心とする同心円状には分布せず、火山フロントの前弧側で振幅が大きく、背弧側に行く急速に振幅が減少している。また、周波数別最大速度分布(図3)を見ると、低周波域では大振幅の領域が背弧側にも広がっているのに対し、高周波域では大振幅の領域は前弧側に限定されている。

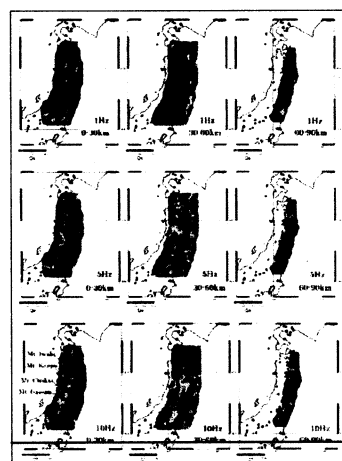


図1 中村・植竹(2004)による周波数別

3次元 Qs 構造

0.1-2.0Hz

2.0-10.0Hz

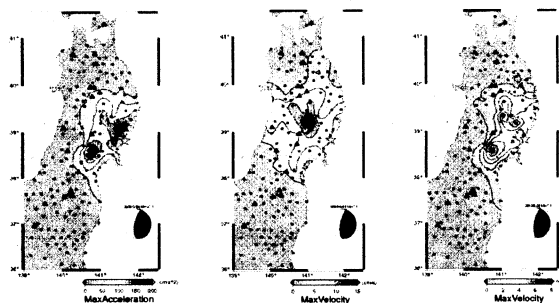


図2 KiK-net 地中記録(EW成分)による最大加速度分布

図3 KiK-net 地中記録(EW成分)による周波数別最大速度分布(0.1-2.0Hz, 2.0-10.0Hz)

<直線状の観測点アレイで波形を見る>

図4のように4本の測線を取り、K-NET 加速度波形の震央距離プロフィールを示す。前弧側を通るline01, line03に比べ、火山フロントを横切るline02, line04は火山フロントの辺りを境に背弧側で振幅が劇的に小さくなっており、火山フロント下の低Q値領域により高周波数成分の振幅が著しく減少したことを示唆している。

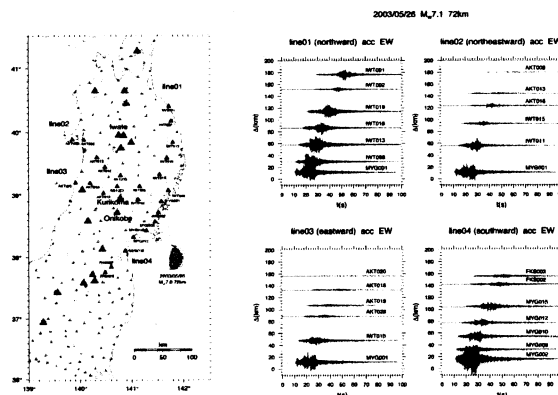


図4 2003年宮城県沖地震によるK-NET 加速度波形の震央距離プロフィール

<距離減衰式との比較>

図5には、司・翠川(1999)のスラブ内地震に対する距離減衰式による最大加速度の予測値と2003年宮城県沖地震の際の観測値の比較を示す。前弧側(○)のデータの大部分は距離減衰式による予測値の標準偏差内に収まるが、背弧側(●)のデータの大部分は予測値の標準偏差を超えて系統的に振幅が小さい。

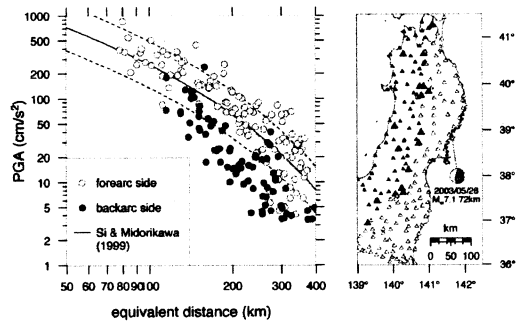


図5 司・翠川(1999)の距離減衰式による最大加速度の予測値と2003年宮城県沖地震による最大加速度の観測値の比較

<スペクトルの空間分布>

図6に2003年宮城県沖地震のKiK-net地中記録(S波部分10秒間)の加速度スペクトルのフーリエスペクトルを示す(細線:前弧側観測点、太線:背弧側観測点)。1Hzよりも高周波数領域において、背弧側の記録の振幅が前弧側のそれよりも目立って小さくなっていて、右下がりのスペクトル形状になっていることがわかる。

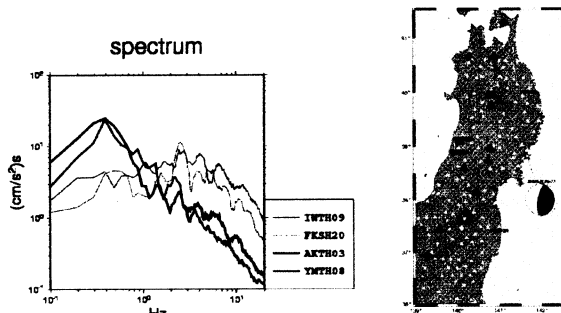


図6 2003年宮城県沖地震によるKiK-net地中加速度波形(EW成分, S波部分10秒間)のフーリエスペクトル。前弧側(細線)の観測点と背弧側(太線)の観測点の違い。

<震源位置による強震動分布の違いの検討>

震源位置による強震動分布の違いを検討するために、1997年10月27日の地震(Mj=5.0, 火山フロント下, 震源深さ約121km)によるK-NET記録を解析した。最大加速度は前弧側と背弧側で大きく、間の火山フロント沿いで小さいという特異な空間分布を示す。火山フロント上の観測点(AOM014)と前弧側の観測点(IWT007)の加速度スペクトル(EW成分, S波部分5秒間)を比較すると、3Hzより高周波で火山フロント上のAOM014の振幅が際立って小さくなっていることがわかる。これらは火山フロント下の低Q値領域による高周波地震波の減衰を強く示唆する。

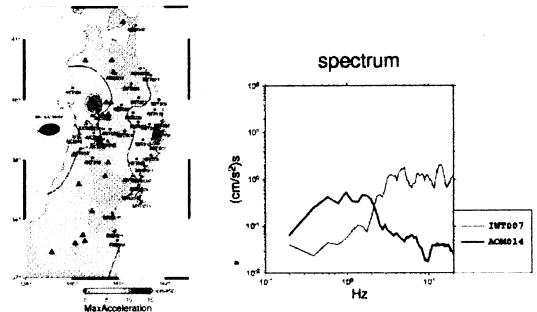


図7 左:1997年10月27日の地震(Mj=5.0)のK-NET加速度記録の最大振幅分布。右:火山フロント上の観測点(太線)と前弧側の観測点(細線)の加速度スペクトルの比較。

4. まとめ

2003年宮城県沖地震他による強震データを解析した結果、火山フロントを境に背弧側で高周波地震動が減衰している傾向が系統的に見られることを示した。火山フロント下の下部地殻から上部マントルにかけての低Q値領域がこの地域のregionalな強震動分布に強く影響を与えたと考えられる。

謝辞

解析には防災科学研究所(K-NET, KiK-net, F-NET)の記録, 気象庁一元化震源データを使わせていただきました。記して感謝いたします。

不均質プレート内の高周波の散乱・トラップと異常震域の形成

古村孝志 (東大地震研)・BLN Kennett (オーストラリア国立大)

異常震域と宇津モデル

太平洋プレートの深発地震では、関東～東北～北海道の太平洋側の広い範囲で震度が大きくなる「異常震域」が出現することがよく知られている。たとえば、2003年11月12日の紀伊半島南東沖の地震 ($h=369\text{km}$, $M_w6.4$) では、震央に近い和歌山が無感であったにも関わらず、震央から400kmも離れた東京が震度4の強い揺れに見舞われ、有感の範囲は1000km以上にわたって日本列島の太平洋側を縦断した。

異常震域の成因は、1900年代前半の近代地震観測の当初からずっと議論されてきた (Hasegawa, 1918; Ishikawa, 1926ab; Wadati, 1928; Ishikawa, 1930)。Utsu (1966; 1967) は、日本弧の下に深発地震が発生する dipping seismic zone (地震帯) が存在すること、そして地震帯 (沈み込みプレート) では地震波の減衰が小さく、地震の起きない周囲の部分 (マントル) では減衰が大きいというモデル (宇津モデル) を提唱した。Utsu and Okada (1968) は、火山フロントを境に前弧と背弧で1～4にもなる震度差を説明するために、プレートのQ値は周囲のマントルよりも10倍以上大きいことを示した。

本研究では、この高Q値がプレート内の散乱体で高周波が強く前方散乱することにより起きていることを示す。すなわち異常震域の生成は、高周波地震動がプレート内の横長の散乱体を全反射しながら遠方までよく伝わることを表している。

異常震域と広帯域波波形

深発地震の地震波形を詳しく眺めると、低周波数 ($f < 0.25\text{Hz}$) の先駆波の後に、震度に関係する高周波 ($f > 2\text{Hz}$) の大震幅の後続相が遅れて到来することがわかる (たとえば、Idaka and Mizoue, 1991; Abers, 2000)。また、高周波後続相は何分以上にもわたる長いコーダを伴っている (図1)。いったい、高周波はどこで低周波と分離し、また長いコーダを生成したのであろうか。

このような波形の特徴は、地震波がプレート内を長く伝播した時によく見られ、たとえば南アメリカのナスカプレート (Snoko, Sacks and Okada, 1974; Martin et al., 2003)、バヌアツ地域 (Chiu et al., 1985)、ニカラグアのココスプレート (Abers et al., 2003)、そしてマリアナ盆地 (Ouchi, 1981) な

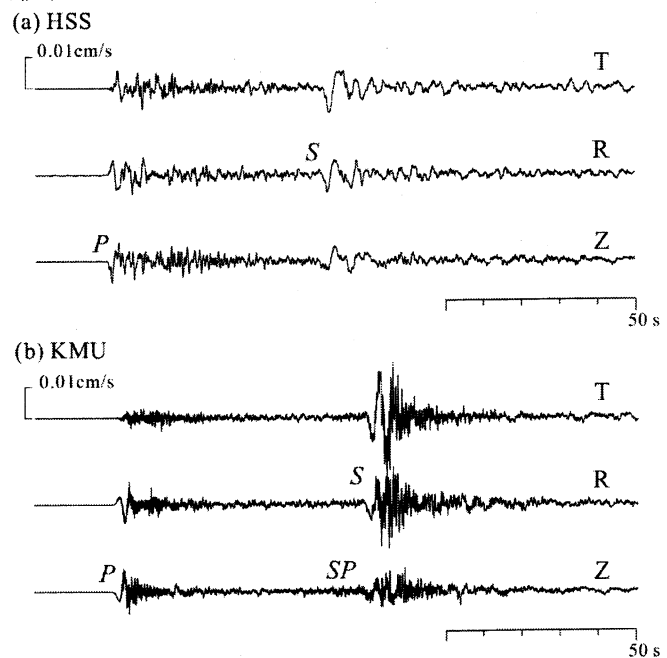


図1 深発地震の広帯域波形の例 (2002年2月2日のウラジオストックの地震。(a)背弧側(HSS 札幌)と(b)前弧側 (KMU 上杵臼) の3成分速度記録。

どでも同様の報告がある。

高周波後続相の成因とその到着遅れの原因として、プレート上面にある低速度の海洋性地殻の存在がこれまで議論されている(Abers 2000; Abers et al., 2003; Martin et al., 2003)。薄い低速度層内にトラップされた高周波は、海洋性マントルを伝わる初動よりも到達が遅れ、また低速度層内を多重反射するにつれて波群が次第に延びることが期待されるからである。現に、西南日本に沈み込むフィリピン海プレートの海洋性地殻内の浅い($h < 60\text{km}$)地震では大振幅の後続相が明瞭に見られることがよく知られている(Fukao et al., 1983; Hori et al., 1985; Oda et al., 1990)。

しかしながら、このモデルを深さ 200~500km で起きている太平洋プレートの深発地震にそのまま当てはめるには無理がある。プレートの沈み込みに伴って脱水した海洋性地殻は高速化するためである。プレート上面での SP 変換波の研究などから、東北日本下に沈み込む太平洋プレートの海洋性地殻はせいぜい 110~160km までしか低速度を保持しないと考えられる(Matsuzawa et al., 1987)。

このほかにも、沈み込むプレート内の境界面での反射(Snoke et al., 1974)やプレート

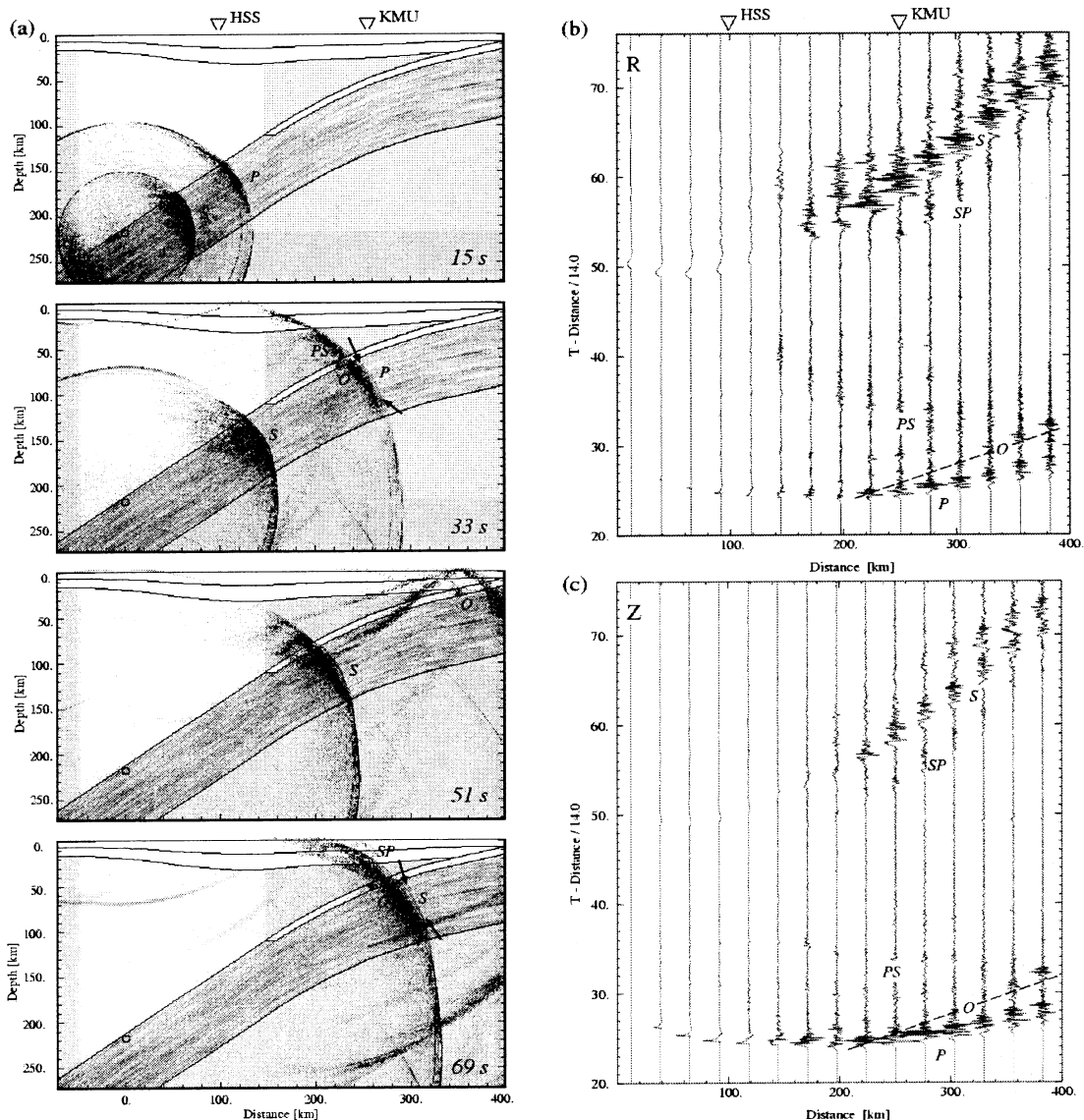


図2 不均質プレート内を伝わる地震動の FDM シミュレーション結果。(a)波動伝播のスナップショット、(b)地表観測点の地震動 Radial 成分、(c)上下動成分。低周波先駆波を矢印で、また海洋性地殻トラップ波を O 印で示す。

内部の境界面を伝わる屈折波 (Iidaka and Mizoue, 1991) などの別のモデルも議論されてきたが、いずれも高周波の長い後続相の成因を十分に説明することはできない。

不均質プレートによる高周波の散乱とトラップ

本研究ではプレート内に強い不均質性が存在し、高周波が強く散乱されることにより長い後続相ができるという、全く新しいプレートモデルを考える。陸の下部地殻の物性値には強いランダム揺らぎが存在することが議論されており (Nielsen et al., 2003)、海洋性プレートにもこれと同様の現象が期待されるからである。散乱体の大きさは長周期地震動 ($f < 0.25\text{Hz}$) の伝播には影響を与えないよう、十分に小さいことが必要である。また、揺らぎの相関距離は前述の研究に習い、水平方向に長く、厚み方向には短いものを考える。

北海道下の島弧を北西 400km、深さ 280km の範囲に選び、この 2次元断面を 60m の細かな格子間隔でモデル化し、高周波 ($f < 18\text{Hz}$) 地震動の波動伝播を FDM 計算により評価した。各種のプレートモデルを用いた計算と広帯域波形記録との比較から、プレート沈み込み方向に 10km、厚さ方向に 0.5km の相関距離を持つ、標準偏差が 2%の不均質揺らぎを持つフォン・カルマン型のモデルが観測を良く説明することがわかった。計算から求められた地震波形は、低周波の先駆波の分離と長い高周波後続相をよく再現できた (図 2)。

不均質プレート内の高周波伝播のメカニズムは次の通りである。高周波地震動は、プレート内の扁平な散乱体で広角反射 (前方散乱) を繰り返し、プレートに沿って遠地までよく伝わる。これに対して、波長の長い低周波地震動は波長に比べてずっと小さな散乱体をすり抜ける (Tunneling; Fuchs and Shulz, 1976) ため、プレートを高速度で伝わる。このため、前弧側の観測点では低周波の先駆波の後に高周波の主要動が分離して到着する。二つの相の分離時間はプレートの湾曲形状と観測点の位置関係により決まる。

プレート内の媒質揺らぎが等方的な場合には上記のような低周波/高周波の分離は起きない。また、散乱が全方位に強く起きると高周波地震動は高速度のプレートから周囲のマントルへと散逸するために距離減衰が大きくなる。

地球シミュレータによる異常震域の再現：

最後に 3次元 FDM シミュレーションにより、前述の紀伊半島沖の地震を再現した。中部日本の $512\text{km} \times 1024\text{km} \times 480\text{km}$ の領域を水平 0.5km、深さ 0.25km の格子でモデル

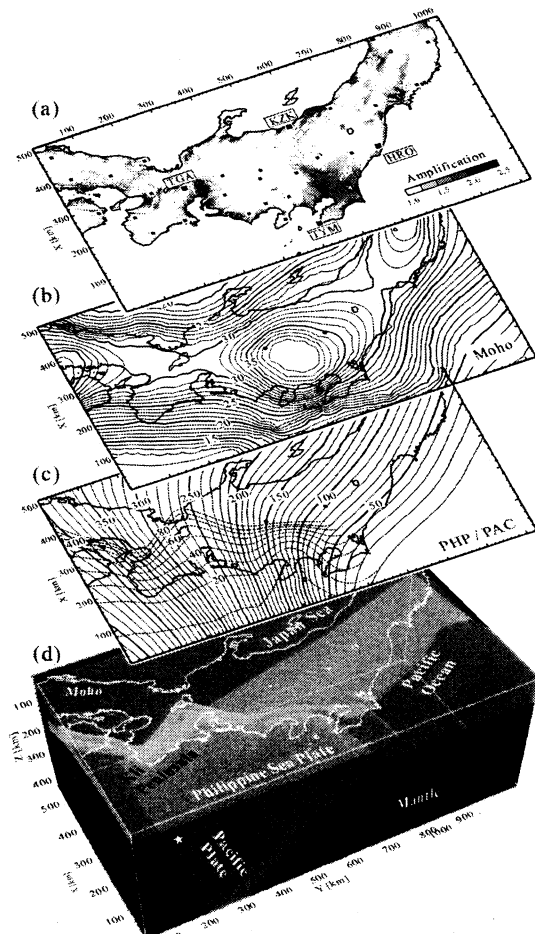


図 3 中部日本の 3D シミュレーションモデル。(a)表層地盤増幅係数、(b)モホ面深度、(c)プレート上面の深度、(d)モデル鳥瞰図。

化し(図3)、地球シミュレータを用いて3 Hzまでの波動伝播を評価した。震源はダブル・カップル型の点震源(Yamanaka, 2003)で近似し、計算波形に対して Nakamura and Miyatake(2000)の震源時間関数をコンボリューションすることにより、Mw6.4のプレート内地震の加速度波形と計測震度を求めた。計算結果には表層地盤の増幅係数(図3a)を乗じた。

各種のプレートモデル(プレートあり・なし、不均質性あり・なし)を用いてFDM計算を行い、震度分布を比べた。まず、プレートが無い(すなわち、高減衰のマンテルウエッジもない)場合には、震央付近に震度2の揺れが現れ、震度分布はほぼ同心円状になった(図4a)。関東や名古屋の飛び地で震度が大きくなったのは、軟弱な表層地盤の増幅による。次に、High-QプレートとLow-Qマンテルウエッジをモデルに組み込んだ場合には、地震波がプレートに沿って関東から東北にかけて良く伝わり、南関東に震度3の領域が移動してきた(図4b)。また背弧側(日本海側)の震度の減衰が大きくなり、異常震域の形状が強められた。最後に、プレートの物性値に適切な不均質ゆらぎを与えると、プレートに沿って東北地域に大きな震度の範囲が延び(図4c)、観測(図4d)をよく説明できるようになった。

おわりに

宇津モデルのHigh-Qプレートは、プレートの内部減衰(intrinsic Q)よりは、むしろ散乱による減衰(scattering Q)の影響が大きいのである。このことは、東北や北海道の前弧側の地震波解析で求められた、 Q_s 値が高い周波数依存性を持つ($Q_s=100f^{1.0}$; 佐藤・巽, 2002など)ことから伺い知ることができる。

これまでの強震動シミュレーションではこのようなQ値とその周波数依存性をintrinsic Qモデル(たとえば Graves, 1996)と一緒に組み込むのが一般である。しかし、実体波や表面波の振幅だけでなく後続相を含む高周波地震動を正しく評価するためには、不均質と散乱の影響の正しい評価と、この効果をモデルに正しく組み込んだ高精度の計算が必要である。

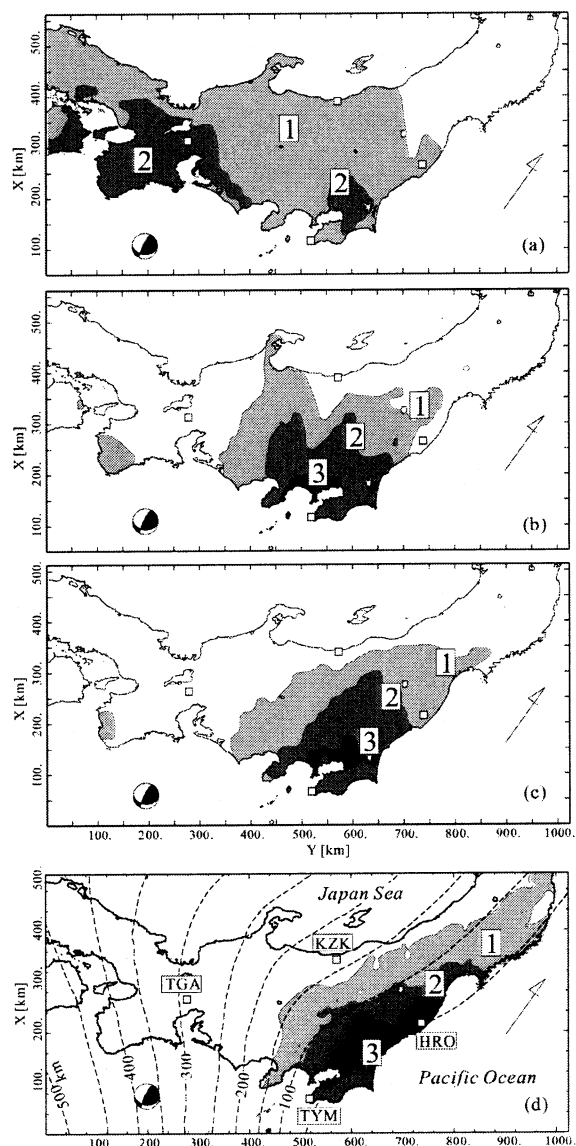


図4 FDMシミュレーションにより求められた2003年11月12日の紀伊半島沖の地震の計測震度分布。(a)プレートなし、(b)プレートあり、(c)不均質プレート、(d)観測された震度分布。点線は太平洋プレート上面深度。

[深発地震 P 波形の異常]

上部マントル遷移層に低温のスラブが停滞することにより、地震波速度が速くなり、negative Clapeyron slope により 660 km の不連続面（相転移の深さ）が下降することは '80 年代に予測されていた（Ringwood and Irifune, 1988）が、'90 年代には、地震波走時トモグラフィーモデルにより、千島から日本の沈み込み帯にかけて沈み込んだリソスフェアが、上部マントル遷移層（深さ約 410~660 km）でほぼ水平に変形し停滞しているイメージが鮮明に捉えられた。これらは、スタグナントスラブ* とよばれている。その後、波形解析により、スタグナントスラブに対応する高速度異常は遷移層下部（500km 以深）にあり、660 km の不連続面の下降を伴うことも検証された（層構造モデル M3.11; Tajima and Grand, (1995, 1998) 参照）。この稿では、スタグナントスラブを直接 強くサンプルした波形** から示唆される構造的不均質について報告する

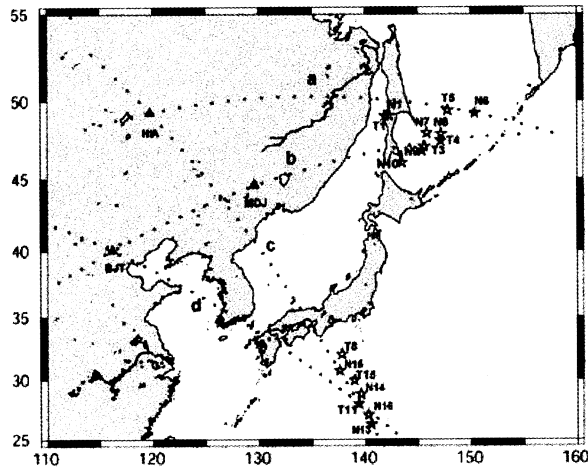


Fig. 1. Regional map of northwestern Pacific subduction zones. The stars show some deep focus events in the southern Kurile and Izu Bonin subduction zones that are investigated in the waveform modeling. Dotted lines a., b., c., and d. indicate the paths along which cross section profiles of the tomography model by Fukao et al. (2001) are shown in Fig.3

Fig.2 で示されている P 波形は、千島の沈み込み帯で起こった深発地震 T1, T3, T4 が中国の HIA 観測点で観測されたものであり、波線 a. に沿ってほぼ真西に伝播し、この付近のスタグナントスラブを強くサンプルしている。T3, T4 の波形は、モデル M3.11 で説明がつかきれいな三重合波形であるが、T1 はコーダ波のような異常な広がり(broadening) をみ

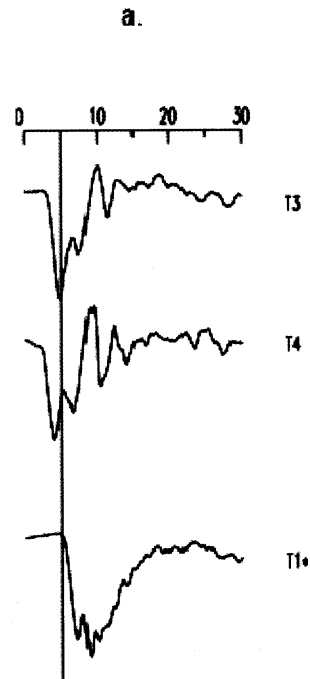


Fig. 2 P Waveforms of deep focus events T1, T3, and T4 observed at HIA station. While the waveforms of T3 and T4 show nice triplication and are modeled with M3.11 (layered model for the transition zone with stagnant slab; see Tajima and Grand (1995, 1998)), T1 waveform shows anomalous broadening. The approximate ray paths are along profile a. in Fig. 1 where the image of subhorizontal high velocity anomaly was obtained in tomography studies (e.g., Fukao et al., 1992).

せている。ちなみに、これら3つの地震の震源過程は、単純で短いことが遠地波形データの解析から分かっている。Fig.1 および Fig.3.a で見ても、これらの地震波はスタグナントスラブを強くサンプルしてあるが、トモグラフィイメージでは構造の区別はつかない。プロフィール c.の

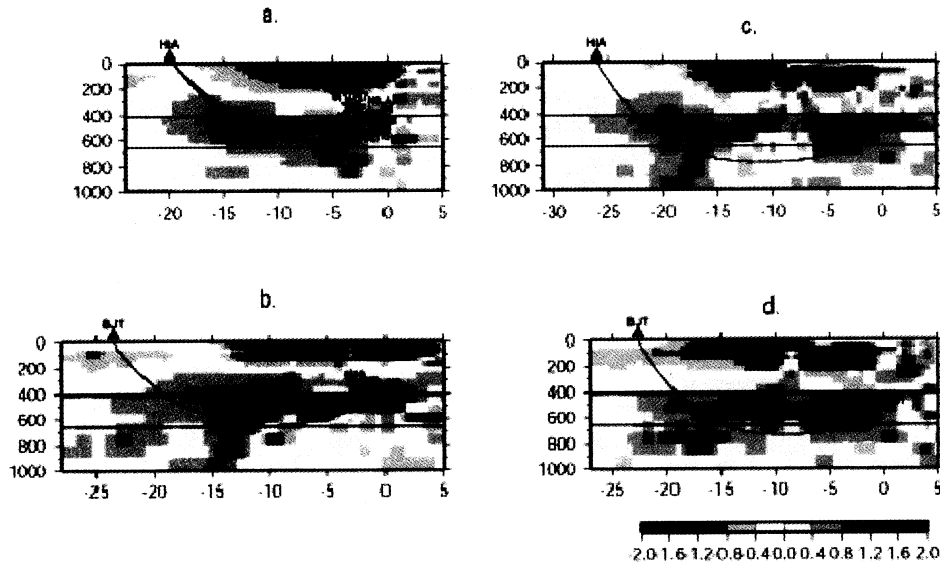


Fig. 3. Cross section images from the tomographic model (Fukao et al., 2001) along profiles a., b., c., and d. in Fig. 1. Blue shows high velocity anomaly, and indicates flattened stagnant slab in each of the cross sections. The ray paths between events (shown with stars) and stations HIA, and BJT are also drawn (see the locations in Fig.1).

速度構造は、遷移層下部に高速度異常があるということでは M3.11 と同様であるが、不連続面の下降は伴わない（モデル M2.0）。

a. や c. にそった観測波形は大概 M3.11 あるいは M2.0 で説明がつくが、時折、Fig. 2 T1 のようにコーダ状の異常な広がりをもつことがある。この原因が反射や (S→P) 変換によるものであると仮定し、Fig.2 T1 の例で簡単に見積もってみる。遷移層下部の P 波の速度は 10.2 km/s（下部マントル最上部は 10.9 km/s）、S 波は 5.55 km/s（下部マントル最上部は 6.02 km/s）ほどであるので、震源近傍（100 数十キロメートルほど）に反射や変換を起こす不均質性が存在すると思われる。Fig. 3 のプロフィールで明らかのように、波線は震源を出て間もなく最深点に達し上向きに伝わるので、この不均質性はスタグナントスラブの下面付近にあると考えられる。いずれにしても、T1, T3, T4 などの波線はお互いに近傍を伝播しており、不均質性はごく局所的なものと思われる。

[スラブ内の相平衡と相転移の複雑さに関わる解釈]

このような不均質性は、低温異常、含水、組成の複雑さを有するスラブのどのような物理的背景によるものであろうか？ 最近の高温高压物性実験の分野では、この疑問にヒントを与える成果が豊富に発表されている。Fig. 4 は、Ohtani et al. (2004) から借用した相図に、遷移層底

部を示したものである。

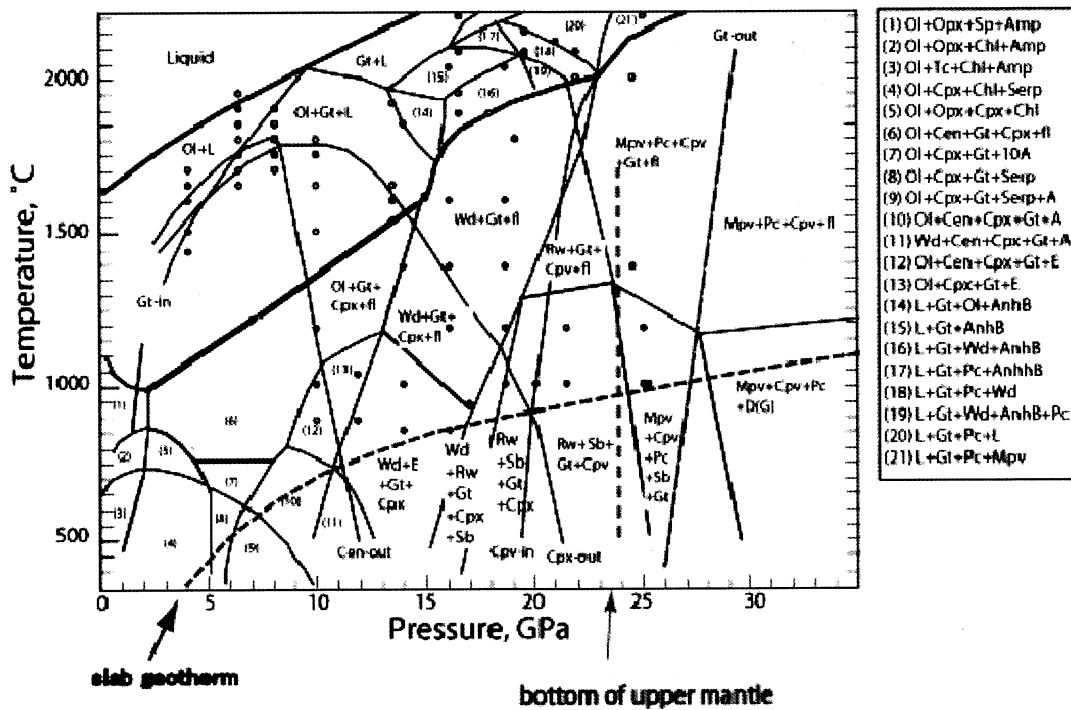


Fig.4. Phase relation of peridotite-2 wt. % water to 30 GPa (see Ohtani et al. (2004) for details). The slab geotherm and the pressure at the bottom of the upper mantle are indicated (slightly modified from Ohtani et al. (2004))

この図は、2%の水を含んだペリドタイトの相平衡や転移をまとめたものであるが、スラブの低温異常や含水の影響が様相を複雑にし、スラブに伴った深さ方向・水平方向の温度勾配を考慮すると、反射の原因となる散乱体やS→P変換を起こす不均質性が、局所的に出来る条件は大いにあると思われる。Garnet (~3.7 g/cm³)は、perovskite (~4.1 g/cm³)より軽いので遷移層に残る可能性が高い。下部マントルは水を含みにくいで遷移層で脱水した水が局所的にたまり、その影響が波形に現れているかもしれない。など、地震波に現れる不均質性の成因の可能性はいろいろ考えられる。

現在のトモグラフィーモデルは長波長のイメージに留まるので、実験から示唆されている組成の物性パラメータや相転移の多様性など、複雑系の解像度はないが、遷移層を強くサンプルした広帯域実体波形解析は、スラブにともなった微細構造解析の情報を豊富に持っている。というのがこの研究の出発点である。

注：* トモグラフィーモデルでは、千島から日本列島の背弧遷移層（深さ410 kmから660 km）一帯に、広範囲にわたり高速度異常が見られ、これらはスタグナントスラと呼ばれる。実体波形解析では、対応する高速度異常は遷移層下部（~500 kmから660 km）にのみ

見られる。

- ** 遷移層の境界にある不連続面の影響で波線が折れ曲がり三重合を起こしている広帯域実体波は、この深さ付近で最深点に達し観測点に伝わるので、水平に横たわったスラブを含んだ構造を強くサンプルする。一方、トモグラフィーモデルは、長波長 (> 100 km) のイメージは捉えているが、スラブに伴った複雑な構造の解像度はない。

詳しくは、Tajima and Grand (*GRL*, 1995, *JGR*, 1998)、Tajima et al. (*EPS*, 1998) を参照。

謝辞: IFREE・深尾良夫領域長、大林政行博士には、最近のトモグラフィーモデルのデータを、東北大学・大谷栄治教授には、Fig.4 の原図を提供していただいた。

大規模不均質構造の形状に起因する地震波動現象

小原一成・松村稔 (防災科学技術研究所)

【はじめに】 地震波は伝播経路の不均質構造によって様々な影響を受けるが、特に構造境界においては明瞭な反射、散乱、変換波が2次的に生成されることが予想される。近年、日本列島に高密度に展開された地震観測網により、微小地震等の検知能力が格段に向上しただけでなく、地震波動場を面的に観察することもある程度可能になり、不均質構造によって生成される様々な波動現象が検出されてきた。本講演では、その中でスラブや巨大海底山脈などの大規模な不均質構造の形状に起因すると考えられる地震波動について、観測事例を紹介する。

【逆伝播表面波】 2003年十勝沖地震の地震波形記録には、九州方面から震源域に向かって逆方向に伝播する表面波が存在する(図1)。これは、優弧に沿って地球の反対側を回ってきた波に比べて時間的にかなり早く出現し、伝播速度は約3.5km/sであるため、九州付近で2次的に生成された表面波であると考えられる。このような逆伝播する波群は、十勝沖地震の主な余震や2004年11・12月の釧路沖地震でも確認されたほか、2004年10月の新潟県中越地震でも同様の逆伝播波が観測された。特に中越地震の場合、表面波初動が日本列島の両端に向かって伝播するが、北海道側から震源に向かう波動はみられず、逆伝播波動は九州方面からのみであった。このような逆伝播波の発生源を調べるため、グリッドサーチによるセンブランス解析を行った。その結果、推定された発生源は九州南東海域の九州—パラオ海嶺～大東海台付近に相当する。これらの海底山脈下には、島弧地殻と同様に「厚い地殻」が形成されていると考えられ、海盆下の地殻構造とは極めて対照的である。従って、このような大規模海底地形に対応する地殻構造の急激な変化が表面波を散乱させ、逆伝播波を生じたものと思われる。山脈を通過する際に表面波が散乱して逆方向に伝播する現象はシミュレーションによっても明らかにされており(坪井, 2004)、逆伝播表面波の特徴を詳しく調べることは、地殻構造に関する研究に対しても有効である。

【スラブ構造に関わる高周波波群】 沈み込むプレート内で発生する深発地震では異常震域だけでなく、スラブ形状に起因すると考えられる様々な波動現象が観測される。例えば、東海中に発生する深発地震を関東地方太平洋沿岸で観測すると、S波の約10秒前から徐々に振幅が増加する波群が存在する。この波群は上下動高周波数成分に卓越することから、スラブ内を効率良く伝播したS波がスラブ内あるいはスラブ境界でSP散乱し、観測点に到達した波であると考えられる。このような波群は九州や北海道でも観測されている。図2は、オホーツク海で発生した深発地震を西南日本で観測したときのバーストアップであるが、P、S間に高周波、上下動成分に卓越した波群が観測される。走時や波形の特徴から、スラブ内を効率よく伝播したS波が屈曲するスラブ表面でSP散乱したのと考えられる。図3は、マリアナ諸島付近で発生したやや深発地震の波形記録であるが、関東地方以北でS波の後から高周波数成分に卓越した継続時間の長い波群が観測される。この波群は西南日本では見られず、また関東地方ではS波初動とほぼ同時に到達するが、北に向かうに従ってS波初動との走時差が拡大し、またS波初動に比べて高周波後続波群の振幅が大きいことなどの特徴から、この波群はスラブ内トラップ波であり、関東地方下で屈曲したスラブの中を伝わりさらに東北日本まで達したのと考えられる。

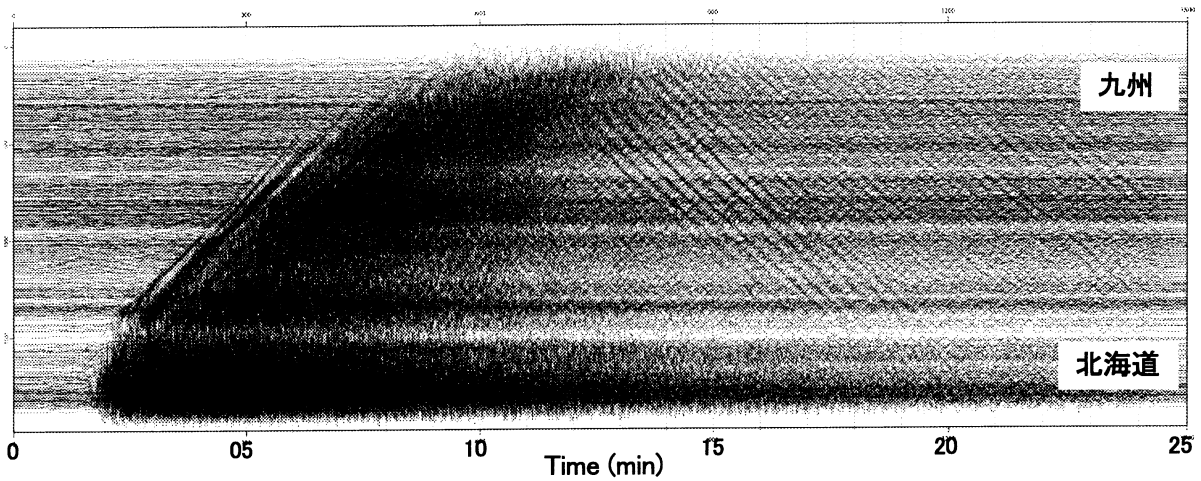


図 1. 2003 年十勝沖地震の変位波形トランスバース成分ペーストアップ(25 分間). 防災科研 Hi-net の速度計データを用いた. 表面波初動とほぼ同じ見かけ速度で, 九州から北海道に向かって逆伝播する波動が見られる. 主な逆伝播波動の継続時間は約 200 秒であるが, その後も同様の位相が何度か観測されている.

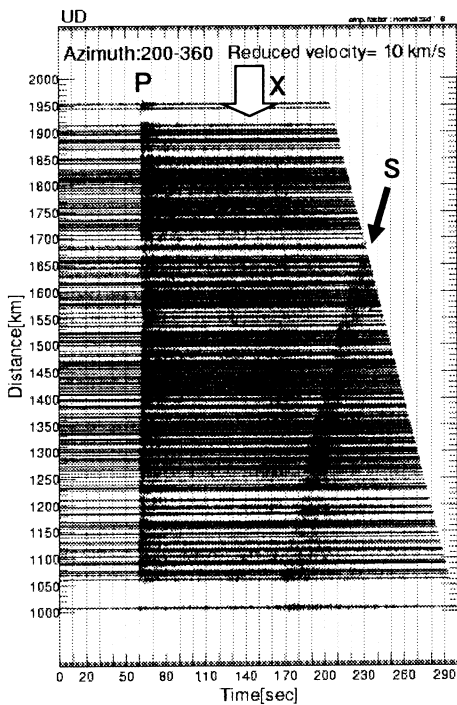


図 2. オホーツク海の深発地震 (2002 年 2 月 10 日: 深さ 360km)の西南日本における上下動成分ペーストアップ波形例. PS 間に P 波よりも見かけ速度の速い波群が存在し, その波群は S 波に比べると高周波数成分に卓越する.

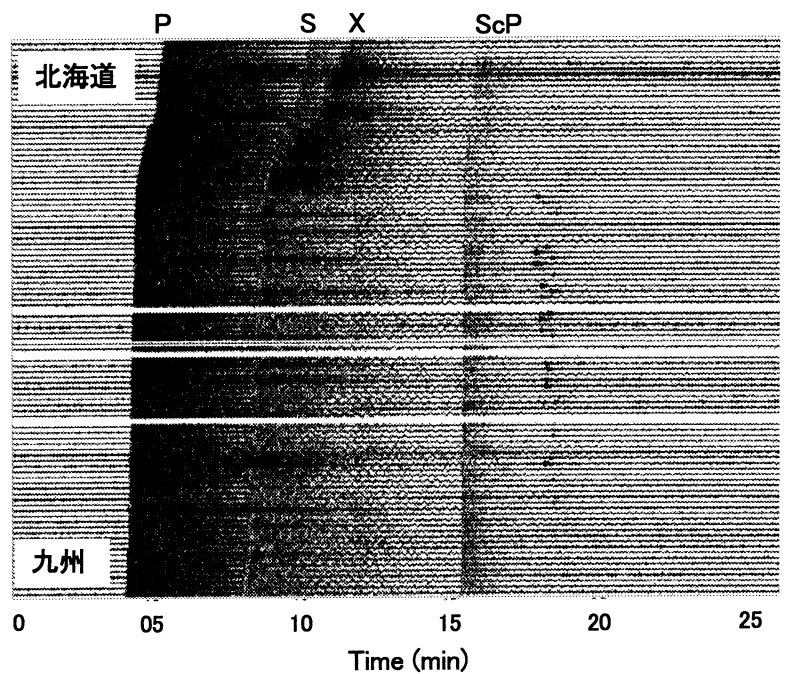


図 3. マリアナ諸島のやや深発地震 (2002 年 8 月 14 日: 深さ 65km)の日本全国における上下動成分観測波形例. S 波初動はやや低周波で, その後に高周波数成分に卓越する継続時間の長い波群が, 関東地方以北で観測される. 12 分ごろと 16 分ごろに日本全国でほぼ同じ時間に出現する波群はそれぞれ PcP と ScP である.

人工地震の波動場の時間発展

小菅 正裕 (弘前大学理工学部)

はじめに

岩手山 (図 1) では 1998 年の初めから火山活動が活発化したため、各種の観測が行われた。その一環としての火山体構造探査が 1999 年と 2000 年に行われた。2000 年 10 月の探査では地震計が面的に多数配置され、人工地震の発震も多点において行われた (田中・他, 2002) ので、そのデータを利用して、人工地震からの波動場の時間発展を調べた。

データと解析方法

人工地震探査は、図 1 の 9 か所の発破点において薬量 200-250 kg のダイナマイトを爆発させることによって行われた。約 330 点の観測点には固有周波数 2 Hz の上下動地震計が設置され、サンプリング周波数 250 Hz、分解能 16 bit で波形データが収録された。

波動場の時間発展を視覚化するため、各観測点での rms エンベロープ波形を作成し、その振幅の時空間変化を求めた。解析は 4 Hz 帯において行った。エンベロープ波形は、オクターブ幅のバンドパスフィルターを通した波形の 2 乗平均振幅の平方根をとって求めた。2 乗平均の時間ウィンドウ幅は中心周期の 2 倍とし、ウィンドウをその幅の半分ずつずらしながら求

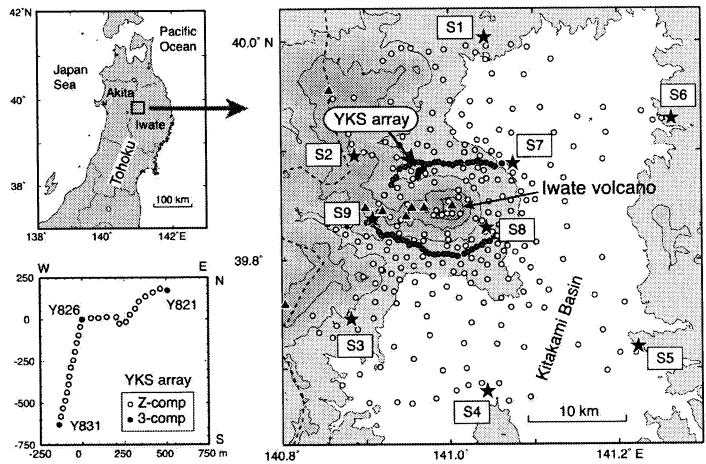


図 1 岩手山の位置と、2000 年 10 月の構造探査における人工地震の震源 (星印) 及び観測点 (丸印) の分布。

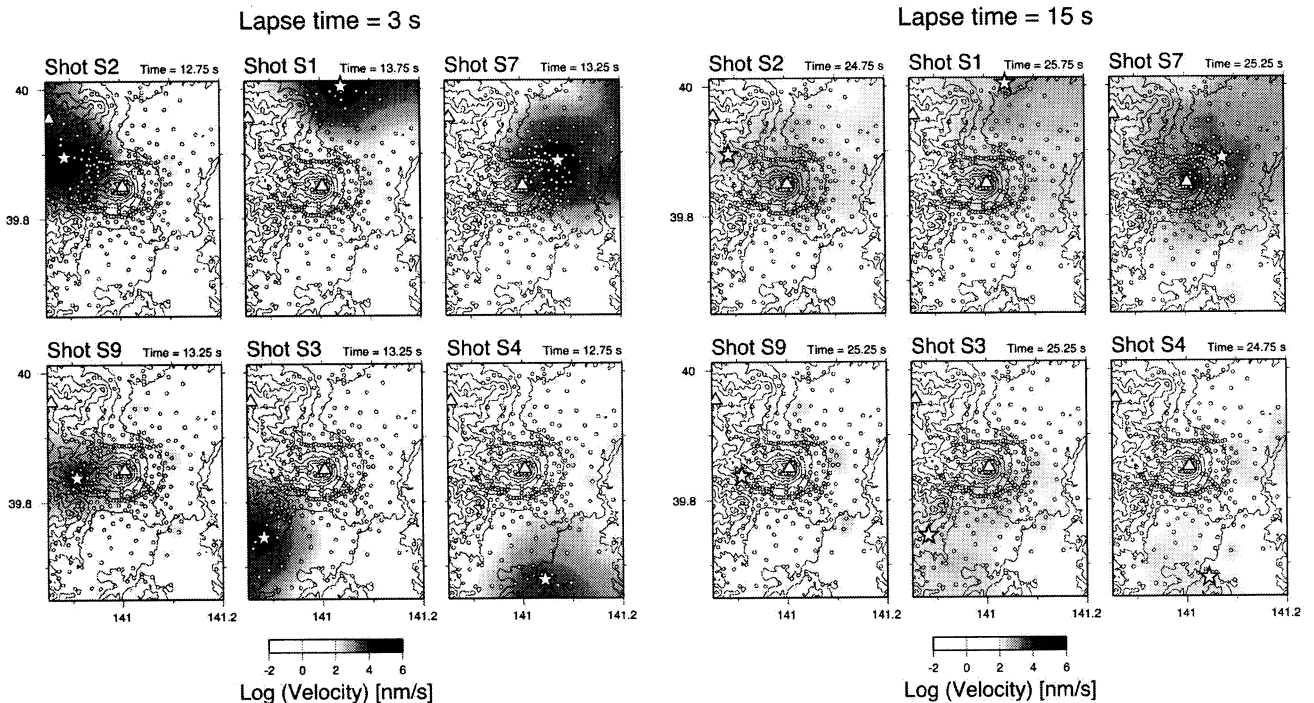


図 2 人工地震の発震から (a) 3 秒後及び (b) 15 秒後における rms 振幅の空間分布。星印は発破点、丸印は観測点、三角印は岩手山及び秋田駒ヶ岳の山頂の位置を表す。

めた。各時間ウィンドウにおいて求められた振幅データを空間的に内挿することにより、空間分布図を作成した。

rms 振幅の時空間分布

6か所の人工地震の発震から3秒後及び15秒後のrms振幅の空間分布を図2に示す。発震から3秒程度までは、振幅の大きい領域は震源を中心に同心円状に広がっていく。より時間が経過すると、振幅は幾何減衰の効果によって低下するとともに、波面の形状は不規則になる。15秒後においては、岩手山よりも北側での人工地震（図の上側）、特にS7からの波動エネルギーが長時間残存することが明らかになった。図3は、S7の発震から16秒後におけるrms振幅の分布を、震源からの距離の関数として表したものである。この図を見ると、波動エネルギーは震源（または岩手山の山頂）近傍にピークを持つ分布をしていることがわかる。これは、震源周辺において多重散乱が卓越するため、波動エネルギーが波面とともに広がってはいかないことを表している。

地震波速度構造・減衰構造との対応

Tanaka et al. (2002) は、本解析で用いた人工地震の走時データのトモグラフィ解析から、P波速度構造を推定した。その結果によれば、岩手山の山頂直下からその東の浅部（深さ1 km以浅）にかけては低速度領域となっていて、未固結の火山砕屑物によると解釈されている。地震波の減衰構造に関する情報を得るため、P波初動到達時刻から0.2秒間のウィンドウにおける最大振幅の空間分布を調べた。図4には実体波の距離減衰を補正した振幅分布を示す。これを見ると、岩手山山頂からその東にかけての低速度領域は、強い減衰域とはなっていないと考えられる。

従って、人工地震S7からの波動エネルギーが震源近傍に長時間滞留することは、震源が低速度領域内にあるために多重散乱が特に卓越することと、減衰の効果が小さいことによると考えることができる。ただし、低速度ではあるが減衰は強くないという物質がどのようなものかについては、今後の検討が必要である。

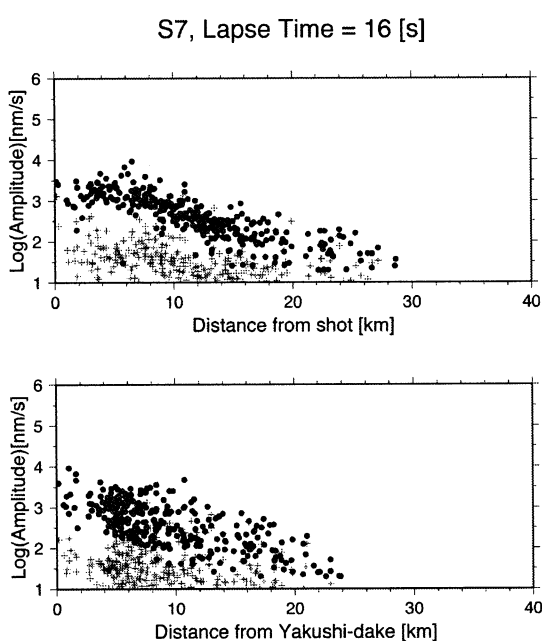


図3 人工地震S7の発震から16秒後におけるrms振幅の空間分布。震源及び岩手山山頂からの距離の関数として表す。

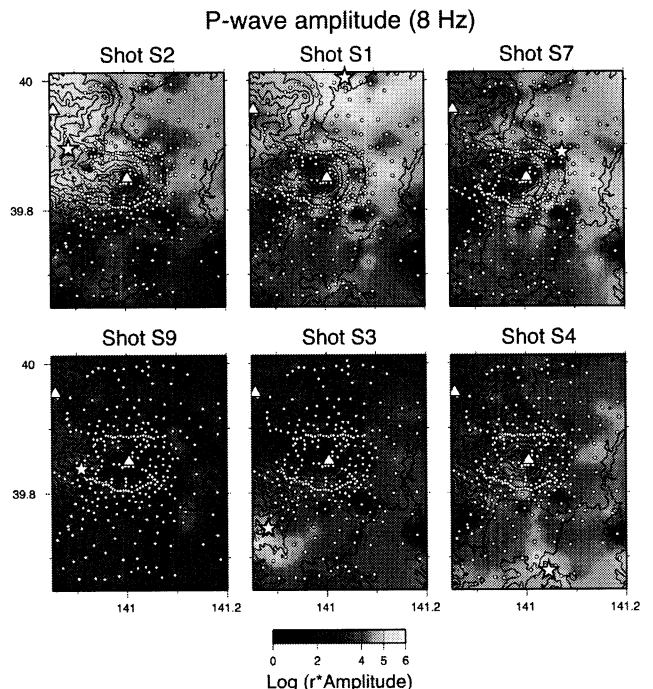


図4 距離減衰の補正をしたP波初動振幅の空間分布。黒い領域は相対的に減衰の大きい領域を表す。

弾性波動場におけるラメ係数同定逆問題に対する数値解法の研究

代田健二 (茨城大・理)

〒 310-8512 茨城県水戸市文京 2-1-1, E-mail: shirota@mx.ibaraki.ac.jp

1 はじめに

本研究では、弾性波動方程式の係数同定問題について考察する。ここで弾性体は、線形かつ等方性であるものを対象とする。取り扱う弾性問題としては、2次元問題である平面ひずみ問題について考える。

$\Omega \subset \mathbf{R}^2$ を、平面ひずみ状態にある有界かつ滑らかな境界を持つ3次元弾性体の断面とする。 u_i ($i = 1, 2$) [m] を x_i 方向への変位、 ε_{ij} をひずみテンソルの ij 成分、 σ_{ij} を応力テンソルの ij 成分とする。このとき変位-ひずみの関係式、応力-ひずみの関係式は、それぞれ $\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$, $\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij}$ となる。ここで $','$ は $\partial/\partial x_j$ を意味し、 λ, μ はラメの弾性係数である。支配方程式は、次の波動方程式が成り立つとする：

$$\rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} \quad \text{in } \Omega \times (0, T]. \quad (1)$$

$\ddot{\cdot}$ は $\partial/\partial t$ を意味し、 ρ は密度 [kg/m³], $T > 0$ は観測時間の長さ [s] である。ラメ係数 λ, μ は場所にものみ依存する有界な可積分関数であるととし、

$$0 < C_\lambda^{(1)} \leq \lambda(\mathbf{x}) \leq C_\lambda^{(2)}, \quad 0 < C_\mu^{(1)} \leq \mu(\mathbf{x}) \leq C_\mu^{(2)} \quad \text{for all } \mathbf{x} \in \bar{\Omega} \quad (2)$$

を満たすものとする。ただし $C_\lambda^{(p)}, C_\mu^{(p)}$ ($p = 1, 2$) は、与えられた正定数である。条件 (2) は、ラメ係数に対する通常の仮定 [1] より強いものである。初期値 $u_i(\cdot, 0)|_\Omega$, 初速度 $\dot{u}_i(\cdot, 0)|_\Omega$, 密度 ρ は既知であると仮定する。

弾性波動場における逆問題については、様々な問題 [6] が考察されており、それらに対する数値解法についても研究されている。本研究では、次の係数同定問題に対する数値解法について考える：与えられた N 組の表面変位 $\bar{u}_i^{(m)}$, 表面力 $\bar{S}_i^{(m)}$ ($m = 1, 2, \dots, N$) よりラメ係数 $\lambda(\mathbf{x})$, $\mu(\mathbf{x})$ を同定せよ。ラメ係数同定逆問題の一意性と安定性は、係数・境界値・初期データに適切な条件を課すことにより、理論的に保証される [2]。

ラメ係数同定問題に対する数値解法として、随伴数値解法 [9, 10] を採用する。この手法は、制御理論 [5] において主に用いられているものであるが、本研究ではラメ係数同定問題への適用を試みる。元の問題の解を、変分法により導出された2変数汎関数に対する最小化問題の解により同定する。導出した汎関数の第一変分を理論的に求め、それをを用いた射影勾配法により最小化関数を同定する。また数値実験により、本手法の有効性を検討する。

2 随伴数値解法によるラメ係数同定

$u_i^{(m)}$ を、ラメ係数 λ, μ , 表面変位 $\bar{u}_i^{(m)}$ が与えられたときの (1) の解とする。このとき未知係数 λ, μ を、次の制約条件付き最小化問題を解くことにより同定する：次に定義する汎関数 J を最小にする (λ, μ) ($C_\lambda^{(1)} \leq \lambda \leq C_\lambda^{(2)}, C_\mu^{(1)} \leq \mu \leq C_\mu^{(2)}$) を見つけよ。

$$J(\lambda, \mu) = \frac{\bar{\eta}}{N} \sum_{m=1}^N \sum_{i=1}^2 \int_0^T \int_{\partial\Omega} |S_i^{(m)} - \bar{S}_i^{(m)}|^2 ds dt.$$

ここで $S_i^{(m)}$ は $u_i^{(m)}$ より導かれる表面力、 $\bar{\eta}$ は代表的な速さである。

制約条件付き最小化問題に対する数値解法として、本研究では射影勾配法 [4, 7] を採用する： $l = 0, 1, 2, \dots$ に対して、

$$\begin{pmatrix} \lambda_{l+1} \\ \mu_{l+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_\lambda(\lambda_l - \alpha_l J_\lambda(\lambda_l, \mu_l)) \\ P_\mu(\mu_l - \alpha_l J_\mu(\lambda_l, \mu_l)) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

ここで α_l は適切に選ばれた探索の幅である。写像 P_λ, P_μ は、次により定義される cut-off 作用素 [8] である：

$$P_\lambda(\lambda)(\mathbf{x}) = \begin{cases} C_\lambda^{(1)} & (\lambda(\mathbf{x}) < C_\lambda^{(1)}) \\ \lambda(\mathbf{x}) & (C_\lambda^{(1)} \leq \lambda(\mathbf{x}) \leq C_\lambda^{(2)}) \\ C_\lambda^{(2)} & (\lambda(\mathbf{x}) > C_\lambda^{(2)}) \end{cases}, \quad P_\mu(\mu)(\mathbf{x}) = \begin{cases} C_\mu^{(1)} & (\mu(\mathbf{x}) < C_\mu^{(1)}) \\ \mu(\mathbf{x}) & (C_\mu^{(1)} \leq \mu(\mathbf{x}) \leq C_\mu^{(2)}) \\ C_\mu^{(2)} & (\mu(\mathbf{x}) > C_\mu^{(2)}) \end{cases}.$$

$J_\lambda(\lambda, \mu)$, $J_\mu(\lambda, \mu)$ は、それぞれ λ 方向, μ 方向に対する汎関数 J の第一変分

$$J(\lambda + \delta\lambda, \mu) - J(\lambda, \mu) = \int_{\Omega} J_\lambda(\lambda, \mu) \delta\lambda dx + o(\|\delta\lambda\|), \quad J(\lambda, \mu + \delta\mu) - J(\lambda, \mu) = \int_{\Omega} J_\mu(\lambda, \mu) \delta\mu dx + o(\|\delta\mu\|)$$

である。ここで $\|\varphi\| := \operatorname{ess\,sup}_{x \in \Omega} |\varphi(x)|$ とする。

第一変分を求めるために、次の関数を導入する: 関数 $v_i^{(m)}$ を, $t = T$ を初期時刻とする初期値境界値問題

$$\begin{cases} \rho \ddot{v}_i^{(m)} = \hat{\sigma}_{ij,j}^{(m)} & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ \hat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (v_{i,j}^{(m)} + v_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ \hat{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \hat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \hat{\varepsilon}_{kk}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ v_i^{(m)} = w_i^{(m)}, \quad \dot{v}_i^{(m)} = 0 & \text{on } \Omega \times \{T\}, \\ v_i^{(m)} = 2 (S_i^{(m)} - \bar{S}_i^{(m)}) & \text{on } \partial\Omega \times [0, T) \end{cases} \quad (4)$$

の解の第 i 成分とする。ここで $w_i^{(m)}$ は境界値問題

$$\begin{cases} \tilde{\sigma}_{ij,j}^{(m)} = 0 & \text{in } \Omega, \\ \tilde{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (w_{i,j}^{(m)} + w_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega, \\ \tilde{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \tilde{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \tilde{\varepsilon}_{kk}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega, \\ w_i^{(m)} = 2 (S_i^{(m)}(\cdot, T) - \bar{S}_i^{(m)}(\cdot, T)) & \text{on } \partial\Omega \end{cases} \quad (5)$$

の解の第 i 成分である。また関数 $U_i^{(m)}[p, q]$ を問題

$$\begin{cases} \rho \ddot{U}_i^{(m)} = \check{\sigma}_{ij,j}^{(m)} + F_i^{(m)}[p, q] & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ \check{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (U_{i,j}^{(m)} + U_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ \check{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \check{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \check{\varepsilon}_{ij}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ U_i^{(m)} = 0, \quad \dot{U}_i^{(m)} = 0 & \text{on } \Omega \times \{0\}, \\ U_i^{(m)} = 0 & \text{on } \partial\Omega \times (0, T] \end{cases}$$

の解の第 i 成分とする。ここで $F_i^{(m)}[p, q] = \tau_{ij,j}^{(m)}[p, q]$ であり, $\tau_{ij}^{(m)}[p, q] = 2q\varepsilon_{ij}^{(m)} + p\varepsilon_{kk}^{(m)}\delta_{ij}$ である。 $\varepsilon_{ij}^{(m)}$ は $u_i^{(m)}$ より導かれるひずみテンソルの第 ij 成分である。これら導入した関数と, スカラー波動場における結果 [3] を用いると, 次のとおりに第一変分が導出される:

$$J_\lambda(\lambda, \mu) = \frac{\bar{\eta}}{N} \left(\int_0^T \varepsilon_{kk}^{(m)} \hat{\varepsilon}_{pp}^{(m)} dt + s_\lambda \right), \quad J_\mu(\lambda, \mu) = \frac{\bar{\eta}}{N} \left(\int_0^T 2\varepsilon_{ij}^{(m)} \hat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} dt + s_\mu \right).$$

ここで関数 s_λ, s_μ は,

$$\int_{\Omega} h s_\lambda dx = \int_{\Omega} \rho \dot{U}_i^{(m)}[h, 0](\cdot, T) w_i^{(m)} dx \quad \text{for } \forall h \in L^\infty(\Omega), \quad (6)$$

$$\int_{\Omega} h s_\mu dx = \int_{\Omega} \rho \dot{U}_i^{(m)}[0, h](\cdot, T) w_i^{(m)} dx \quad \text{for } \forall h \in L^\infty(\Omega). \quad (7)$$

を満たす可積分関数である。これら関数は, λ, μ に対して唯一つに定まる。

以上を纏めると, 係数同定アルゴリズムは次の通りになる:

ラメ係数同定アルゴリズム

1. 条件 (2) を満たす初期係数 λ_0, μ_0 を与える。

2. $l = 0, 1, 2, \dots$ に対して,

(a) 表面変位 $\bar{u}_i^{(m)}$ を境界値とする弾性波動方程式 (1) を解き, $\varepsilon_{ij}^{(m)}$ と $S_i^{(m)}$ を求める ($m = 1, 2, \dots, N$).

(b) 境界値問題 (5) を解き, $w_i^{(m)}$ を求める ($m = 1, 2, \dots, N$).

(c) 初期値境界値問題 (4) を解き, $\hat{\varepsilon}_{ij}^{(m)}$ を求める ($m = 1, 2, \dots, N$).

- (d) 関数 s_λ, s_μ を, (6), (7) により定める.
- (e) 第一変分 $J_\lambda(\lambda_l, \mu_l), J_\mu(\lambda_l, \mu_l)$ を求める.
- (f) 探索の幅 α_l を適切に定める.
- (g) 係数を (3) により更新する.

3 計算例

同定アルゴリズムを用いた数値例を示す. 領域 Ω は原点を中心とする半径 $L = 1$ [m] の円とし, 密度 $\rho = 10.0 \times 10^3$ [kg/m³], 観測時間の長さ $T = 1.01 \times 10^{-3}$ [s] とする. このとき真のラメ係数 λ, μ は, それぞれ

$$\lambda(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1.15 \times 10^{11} & (0 \leq |\mathbf{x}|_\infty < 0.15) \\ 1.51 \times 10^{11} & (\text{その他}) \end{cases}, \quad \mu(\mathbf{x}) = \begin{cases} 0.77 \times 10^{11} & (0 \leq |\mathbf{x}|_\infty < 0.15) \\ 0.65 \times 10^{11} & (\text{その他}) \end{cases}$$

とする (図 1, 図 2). ここで $|\mathbf{x}|_\infty := \max\{|x_1|, |x_2|\}$ である.

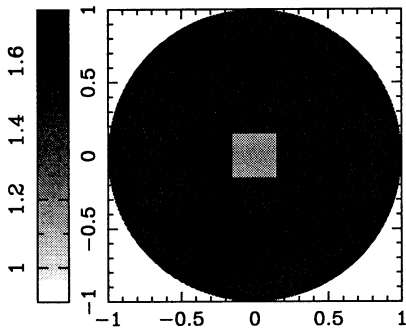


Fig. 1 真のラメ係数 λ

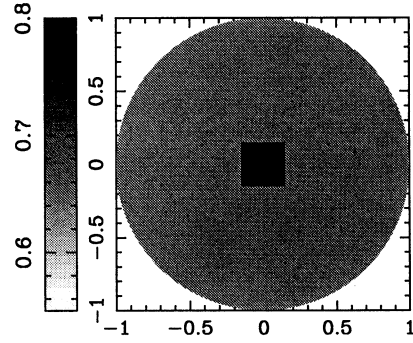


Fig. 2 真のラメ係数 μ

初期変位 $u_i^{(m)}(\cdot, 0) = 0.0$, 初期速度 $\dot{u}_i^{(m)}(\cdot, 0) = 0.0$ とする. 定数は, $C_\lambda^{(1)} = 1.00 \times 10^{11}$, $C_\lambda^{(2)} = 1.75 \times 10^{11}$, $C_\mu^{(1)} = 0.55 \times 10^{11}$, $C_\mu^{(2)} = 0.90 \times 10^{11}$ と与える. 代表的な速さ $\bar{\eta}$ は, 境界 $\partial\Omega$ における横波の速さを採用する.

観測境界値は, 表面力 $\bar{S}_i^{(m)}|_{\partial\Omega_m \times (0, T]} = -p(t)n_i$, $\bar{S}_i^{(m)}|_{(\partial\Omega \setminus \partial\Omega_m) \times (0, T]} = 0.0$ を境界値とする線形弾性波動問題を近似計算し, その境界上での近似値を採用する. ここで

$$\partial\Omega_m = \left\{ (\cos \theta, \sin \theta) \mid -\frac{\pi}{50} < \theta - (m-1)\frac{\pi}{4} < \frac{\pi}{50} \right\}$$

であり, $p(t) = \sin(12.5\pi\bar{\eta}t/L)$ ($0 \leq t \leq 0.16L/\bar{\eta}$), $p(t) = 0.0$ ($t > 0.16L/\bar{\eta}$) である. 境界データ組数は $N = 3$ とする.

初期係数関数を $\lambda_0 = \lambda|_{\partial\Omega} = 1.51 \times 10^{11}$, $\mu_0 = \mu|_{\partial\Omega} = 0.65 \times 10^{11}$ としたとき, 175 ステップ目の同定結果は図 3, 図 4 のとおりである. また相対誤差分布は, それぞれ図 5, 図 6 の通りである. λ に対する相対誤差の最大値は 17.86%, μ に対する相対誤差の最大値は 17.03% である. これらの結果が示すとおり, 分布については一定の精度で同定することができたものの, 値については不十分な結果であった. この原因は, 同定係数関数の収束が十分でないことが考えられる. より高速な最小化法を適用することにより, 同定精度を向上させる必要がある.

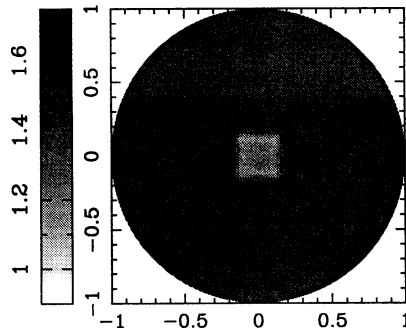


Fig. 3 同定結果 (ラメ係数 λ , 175 ステップ)

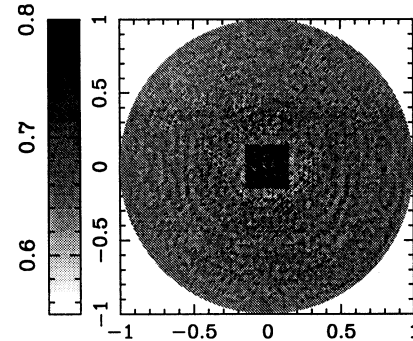


Fig. 4 同定結果 (ラメ係数 μ , 175 ステップ)

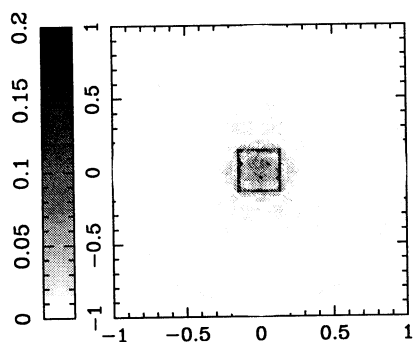


Fig. 5 相対誤差分布 (ラメ係数 λ)

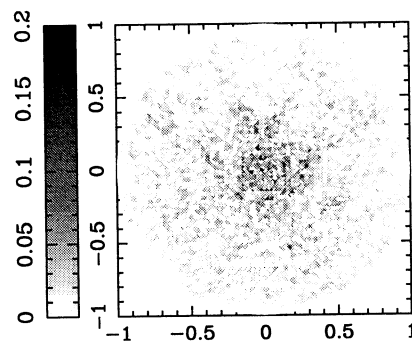


Fig. 6 相対誤差分布 (ラメ係数 μ)

4 まとめ

本研究では、弾性波動方程式の係数同定問題に対する数値解法について考察した。対象とする弾性体は、線形かつ等方性であるものとした。弾性問題としては、2次元問題である平面ひずみ問題を対象とした。観測値として複数組の表面変位と表面力が与えられていることを仮定し、それら観測値からラメの弾性係数を同定することを考えた。未知のラメ係数を数値的に同定する方法として、本研究では随伴数値解法を採用した。元の問題を、2変数汎関数に対する制約条件付き最小化問題に帰着させ、射影勾配法により解くことを考察した。3種類の線形弾性問題を導入し、それらの解を用いて第一変分を導出した。また導出した手法について数値実験を行ない、未知係数関数の分布については一定の結果を得られることを確認した。しかし係数関数の値については、十分な結果を得ることはできなかった。今後は、高速な最小化法を用いて同定手法の改良を試みる。また、観測誤差を伴う場合に本手法を用いるために、正則化法の適用を試みる。

参考文献

- [1] P.G. Ciarlet, *Mathematical Elasticity*, North-Holland, Amsterdam, 1993.
- [2] V. Isakov, A nonhyperbolic Cauchy problem for $\square_b \square_c$ and its applications to elasticity theory, *Comm. Pure Appl. Math.*, Vol. 39, pp.747-767, 1986.
- [3] C. Choi and G. Nakamura, Variational approach for identifying the coefficient of wave equation, preprint.
- [4] J. W. Daniel, *The Approximate Minimization of Functionals*, Prentice-Hall Inc., 1971.
- [5] R. Lattes and J. L. Lions, *The Method of Quasi-reversibility: Applications to Partial Differential Equations*, American Elsevier Publishing Company Inc., New-York, 1969.
- [6] 中村玄, 弾性体の逆問題の数学解析, 月刊 地球, Vol.24-2, pp.132-145, 2002.
- [7] E. Polak, *Optimization: Algorithms and Consistent Approximations*, Applied Mathematical Sciences, Vol. 124, Springer-Verlag, New York, 1997.
- [8] 志水清孝, 最適制御の理論と計算法, コロナ社, 1994.
- [9] K. Shirota and K. Onishi, Adjoint method for numerical solution of inverse boundary value and coefficient identification problems, *Surveys Math. Indust.*, to appear.
- [10] 代田健二, 弾性波動場におけるラメ係数同定に対する随伴数値解法, 応用力学論文集, Vol. 7, pp.167-174, 2004.

微細不均質性の物性量の推定：

スペクトログラムの新しいパラメーター化によるイメージング
蓬田 清（北海道大学大学院理学研究科）・平 貴昭（カーネギー研 DTM）

Estimation of physical properties of small-scale heterogeneities:

Imaging with new parameterization of spectrograms

Kiyoshi YOMOGIDA¹ and Taka'aki TAIRA²

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

²Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington,
Washington, D.C. 20015, U.S.A.

散乱理論に基づく地殻・上部マントルの微細不均質性の空間分布のイメージングは、多くの研究結果が得られるようになってきた(例: Nishigami, 2000; Revenaugh, 2000; Taira, 2004)。その空間分解能は観測の高度化より今後に飛躍的な向上が予想されるが、これまで得られたイメージとは、散乱係数すなわち散乱の相対的強度のみである。Taira (2004)では、これに加えて周波数依存性と P-P 対 P-S 散乱強度比によって、散乱体のサイズや液体の存在の可能性を考察した。本研究では、これをさらに発展させ、実際の観測データについての新しいパラメーターの計測を提案し、散乱係数とは独立した新しいイメージを得ることで、散乱体の物性量の推定として、どのような手がかりが得られるかを考察した。

Taira (2004)に従って、アレイ観測で得られた波形データについて、包絡線の時間減衰推定と継続時間の長いコーダ部分での規格化から、ソース、全体的なパス、及びサイト補正を周波数毎に行なう。さらに、Maximum Entropy 法を応用して、F-K 解析から時間・周波数領域で高分解能のスペクトログラムを得る(図1左)。従来は、ここでのピーク値を散乱係数(あるいは強度)としてイメージングしていた。スペクトログラム上のピークをよく見ると、(1)時間・周波数での拡がり具合(図1右)、(2)すそ野の面積、が大きく異なる。各ピークの周波数・時間領域での半値幅を $\delta\omega$, δt として、 $\delta\omega$ の逆数と δt の差とこの積を“flat rate”, “area”という新しいパラメーターで導入(図2)し、各ピークについて、散乱係数と同様にこれらの空間分布を求めた。図3は長町・利府断層付近での2つの深さにおける新しいパラメーターの分布である。散乱係数のみで見ると、断層付近とカルデラ跡は「散乱係数大」という同じ結果だが、新しいパラメーターから見ると、前者は flat rate が負で area が大、後者はその反対、のように散乱の様式が明らかに異なっている。

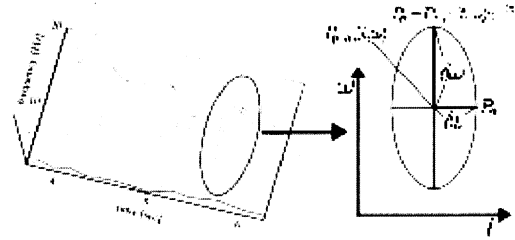
Yomogida et al. (1997)では、小さな散乱体が多数極在した場合、その集合全体のスケールに対応した時間・周波数領域で大きな幅を持つピークの存在を数値計算で示した(図4左の fa)。つまり、孤立した散乱体に比べて、小さな多数の散乱体集合は“area”が大きくなる。一方、低速度と高速度の散乱体では、前者はエネルギーのトラップが若干あるので、後続波が大きく長くなる、すなわち時間領域で長い散乱波が励起される(図4右下、“flat rate”が負)。図3の結果は、断層付近の散乱体は多数の低速度、カルデラ跡では孤立した高速度の散乱体が存在していることを示唆する。より定量的な対応を把握することで、散乱体の物性量を具体的に推定できる可能性がある。

謝辞：長町—利府断層深部構造研究グループの観測記録を、本研究では使用させていただいた。また、日本学術振興会の平成15年度特定国派遣研究者事業によって、本研究の一部(K.Y.)は援助された。

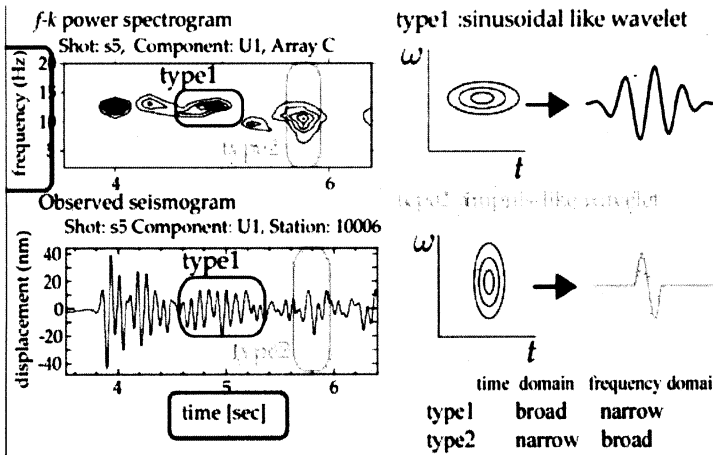
引用文献：

Nishigami, K., *J. Geophys. Res.*, **105**, 7983-7998, 2000.
 Revenaugh, J., *J. Geophys. Res.*, **105**, 25403-25422, 2000.
 Taira, T., *Ph.D. Thesis*, Hokkaido Univ, 130pp, 2004.
 Yomogida, K., R. Benites, P.M. Roberts & M. Fehler, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **104**, 175-192, 1997.

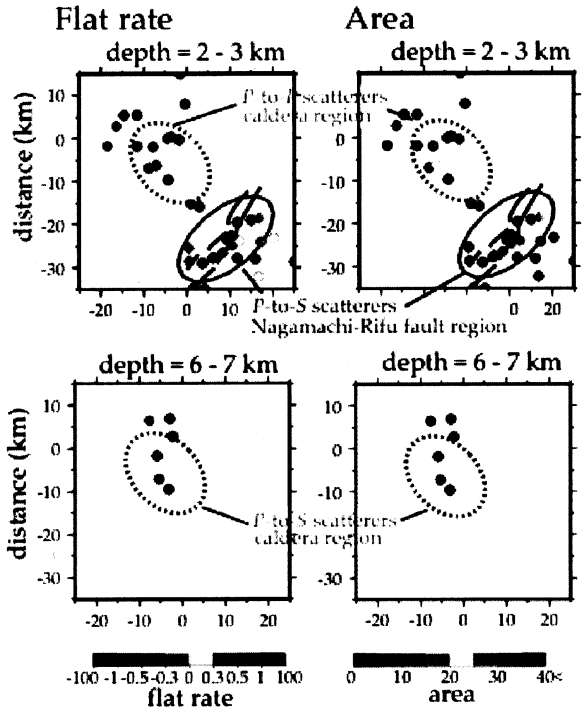
(a) definition of $\hat{\sigma}_t^2$ and $\hat{\theta}_\omega$



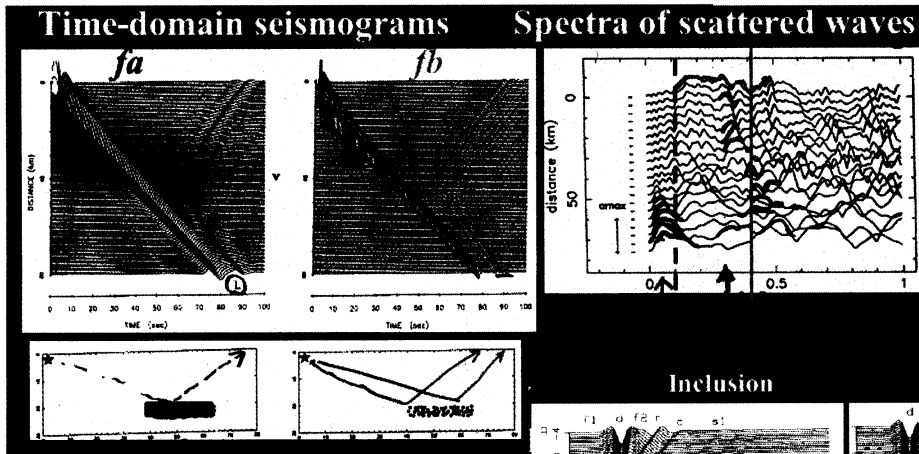
⊗ 2



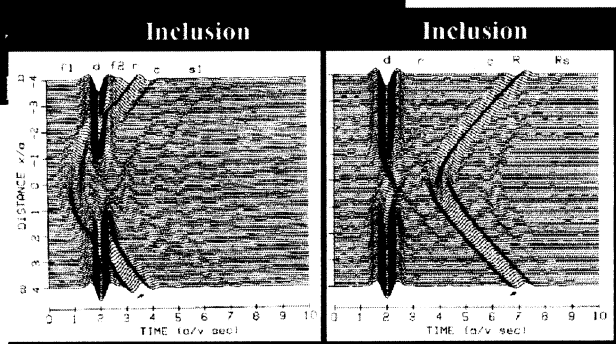
⊗ 1



⊗ 3



⊗ 4



地震計アレイを用いた散乱体密度推定の試み(2)

松本聡 九大・地震火山センター

Estimating scatterer density in the earth by seismic array processing

Satoshi Matsumoto

Institute of Seismology and Volcanology, Kyushu University, Shimabara, Japan.

はじめに.

地殻内部散乱体の分布は地震観測網や地震計アレイを用いて推定されてきた. 得られた散乱体分布はいろいろな特徴を示し, 下部地殻や地震発生域などとの対応関係が明らかになってきた(Matsumoto, 1998; Nishigami, 2000). これらの研究は地殻内部に散乱体として振舞う短波長不均質構造が多く分布していることを示している. 一方, 松本・他(2001)などは多くの散乱体の位置をイメージングしているが, 必ずしもすべての散乱体が他の情報, すなわち震源分布, 活断層, 速度異常などと対応しているわけではない. こういった場合, 散乱体分布を特徴付けるパラメータの導入が必要となる. つまり, 不均質媒質を全体として表現することで, 地殻の不均質の状態を表す情報が得られるのではないかと考えられる. 本研究では, このパラメータのひとつとして, 散乱体分布密度を導入し, その推定方法について議論する.

方法.

不均質構造を離散化された散乱体分布として表すことを考える. 一般に散乱係数 g , 散乱体分布密度 n , 散乱断面積 σ の関係は次のように定義される.

$$g = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

この立体角平均は

$$g_0 = n\sigma_0 = n \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

と書ける. コード波の震源距離 r_0 におけるエネルギー密度時間変化は Sato & Fehler (1998) によると

$$E_c(r_0, t) = \sum_{scatterer} \frac{W_0}{V 4\pi r_1^2 4\pi r_2^2} \sigma_0 \delta(t - \frac{r_1 + r_2}{V}) \exp(-g_0 V t)$$

(1)

ここで, W_0 は震源エネルギー, r_1 and r_2 は震源-散乱体, 散乱体-アレイの距離を示す. この式はもし, n が小さいときはその波の数を認識することによって n を推定できることを示唆している. 本研究ではこの値をアレイ解析によく用いられるセンブランス係数を介して推定することを試みる.

散乱体分布密度とセンブランス

(1) 式からもわかるように, 観測点に到達する散乱波の数から散乱体密度を推定することができる.

1次散乱モデルが適用できると仮定した場合, ある経過時間 t_0 から dt のウィンドウ内に L の波が到達した場合, 散乱体密度 n と L の関係は, L が $t_0 - t_0 + dt$ scattering shell にはさまれた領域の散乱体の数であることから

$$L = n dV(t_0 + dt - t_0),$$

ここで, dV ははさまれた領域の体積で, 媒質が均質な速度 α を持ち, 震源距離が r_0 である場合には

$$dV(t_0 + dt, t_0) = V(t_0 + dt) - V(t_0),$$

$$V(t) = \frac{\pi}{6} \alpha t (\alpha^2 t^2 - r_0^2)$$

である. この場合の時間に対する L/n の関係を図 x 1 に示す. この図から, 経過時間が増えるにしたがって, L が3乗で増えることがわかる.

さて, L を推定すれば n が得られることがわかったが, L を推定するために, 直接到来波数をカウントすればよいことになる. しかしながら, 実際のデータ上で L が多い場合, カウントすることは困難な場合が多い. そこで, L を反映するパラメータとして, ここでは地震計アレイを用いることにする. ある時間 t , スローネスベクトル s のセンブランス係数は i 番目の観測点の波形 d_i とし, 観測点の位置ベクトルを x とすると

$$S(t, s) = \frac{\sum_{j=1}^M \left[\sum_{i=1}^N d_i(t_j - s \cdot x_i) \right]^2}{N \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N d_i(t_j - s \cdot x_i)^2}$$

$$t_j = t + dt(j-1)$$

で定義される. ここで dt, M はサンプリング間隔, センブランスをとるタイムウィンドウ内に含まれるデータサンプル数である. スローネスベクトルと波数ベクトル, 角周波数の関係 $s = k/\omega$ を用い, 行列形式で書くと

$$S(k, t) = \frac{1}{N} \frac{W^H d d^H W}{d^H d}$$

ここで H は Hermitian を示す. W はステアリングベクトルと呼ばれ,

$$W(k) = [\exp(-ik \cdot x_1), \exp(-ik \cdot x_2), \dots, \exp(-ik \cdot x_N)]^T$$

である. これは, アレイレスポンス関数とも呼ばれる.

$$d = [d_1(t), d_2(t), \dots, d_N(t)]^T \quad (N: \text{the number of sensors})$$

さて, L とセンブランスの関係を考える,

アレイに振幅 $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_L$ の L 個の波がそれぞれ波数 k_i ($i=1, 2, \dots, L$) をもって入射した場合を考える。すると、入力波 \mathbf{d} は

$$\mathbf{d} = [W(k_01), W(k_02), \dots, a(k_0L)] [\boldsymbol{\alpha}]$$

$$\mathbf{d} = \begin{bmatrix} \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_1} \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_2} \\ \vdots \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_N} \end{bmatrix}$$

$W(\mathbf{k}_i) = [\exp(-i \mathbf{k}_i^0 \cdot \mathbf{x}_1), \dots, \exp(-i \mathbf{k}_i^0 \cdot \mathbf{x}_N)]^T$
 \mathbf{k} 方向へのスラントスタック波形は

$$\mathbf{W}^H \mathbf{d} = \begin{bmatrix} e^{ik \cdot \mathbf{x}_1} & e^{ik \cdot \mathbf{x}_2} & \dots & e^{ik \cdot \mathbf{x}_N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_1} \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_2} \\ \vdots \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_N} \end{bmatrix}$$

このときもし、 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$ つまり、入力は方向にステアリングした場合、

$$\mathbf{W}(\mathbf{k}_r)^H \mathbf{d} = N\alpha_r + O(\mathbf{k}_r)$$

$$O(\mathbf{k}_r) = \sum_j \left(e^{-ik_r \cdot \mathbf{x}_j} \sum_{l \neq r} \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_j} \right)$$

もし、アレイレスポンスが十分にシャープであれば、 O は無視できる。

$$\mathbf{d}^H \mathbf{d} = \left[\sum_l \alpha_l e^{ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_1}, \sum_l \alpha_l e^{ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_2}, \dots, \sum_l \alpha_l e^{ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_N} \right] \begin{bmatrix} \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_1} \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_2} \\ \vdots \\ \sum_l \alpha_l e^{-ik_l^0 \cdot \mathbf{x}_N} \end{bmatrix}$$

ここで、もし、散乱波振幅がタイムウィンドウ内で1の場合、 $\alpha_l=1$

$$\mathbf{d}^H \mathbf{d} = NL + \sum_j O'(\mathbf{x}_j), \quad O'(\mathbf{x}_j) = \sum_{l_1} \sum_{l_2 \neq l_1} 2 \cos\{(\mathbf{k}_{l_1}^0 - \mathbf{k}_{l_2}^0) \cdot \mathbf{x}_j\}$$

以上のことから、 $\alpha_l=1$ 、センブランス係数は O, O' が無視できた場合

$$\mathbf{s} \doteq 1/N (N^*N/NL) = 1/L \quad (2)$$

incident waves(L) - max. semblance

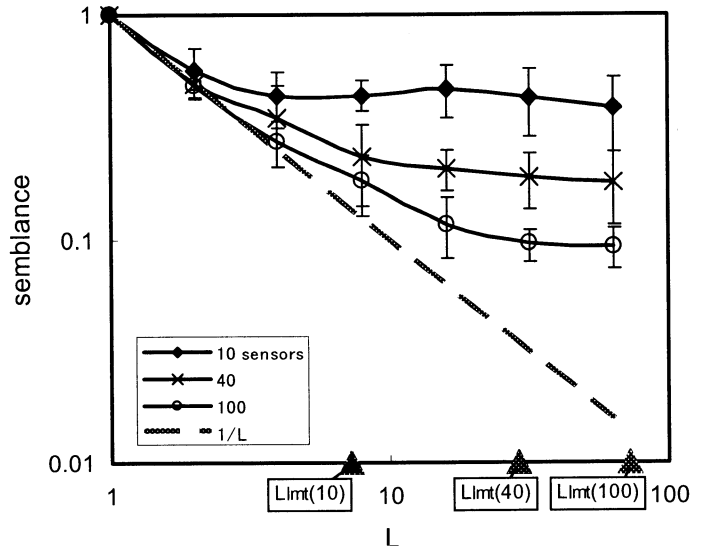


図1. 直線アレイ(N=10, 40, 100)における, Lに対するセンブランス値変化.横軸の▲は各アレイの分解能限界を示す。

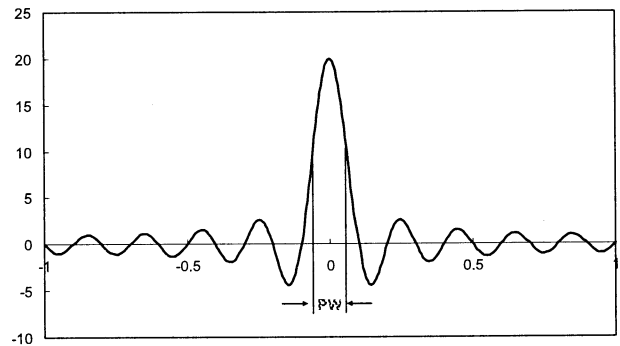


図2 アレイ応答関数 W と分解能. 直線アレイにおける例. 横軸は波数.

となる。これは、アレイに入射する波が互いに無相関であれば正しい解であるが、散乱波の場合はすべてソーススペクトルが同じであるために、相関波となり、上式は第1近似となる。この式より、センブランス値と散乱体密度は $s = 1/n / dV(t_0+dt - t_0)$ と近似的に表すことができる。一般のアレイ形状の場合は、行列 \mathbf{w} が複雑になるため、数値的に計算するしかない。

直線アレイの場合の L とセンブランスの関係を示したのが図 x x である。直線アレイにランダムに波数が与えられる L の波が入射した場合のセンブランスを(7)式より計算したものを示している。

さて、この図から、 L が小さいときは $1/L$ の直線に近いものの、徐々にそこからはずれ、 L が一定以上増えるとセンブランスが一定になる。これはアレイ応答関数の波数分解能に依存する。この分解能よりも \mathbf{k} が近接した波が入ってきても分離できない。このため、 L が増えてもそれが分解できずに一定値になる。分解能はPWとして図2のように定義される。定義される。

解析例.

これらの知見から実際のデータへの適用を試みる。図3に鳥取県西部地震震源域でのアレイ形状と震源分布を示す。パイプレータ震源の波形記録からセンブリانس解析を行った。バンドパスフィルター (16-24 Hz) をかけて、ウィンドウ 0.2 秒ごとにセンブリانس値、2乗振幅値を計算し、時間変化を求めた。2乗振幅値の時間変化から、一次散乱モデルを用いて、内部減衰がないと仮定し g を推定した。その結果、おおむね 0.001 km^{-1} となった。この値を用いて、20 Hz のサイン波を震源波形として用い、適当な n を与えてセンブリانس時間変化をフィッティングした。その結果を図5に示す。これらから n は 0.01 程度であることが明らかになった。この解析で得られた値は概算であるけれども今後は精度向上を考えたい。

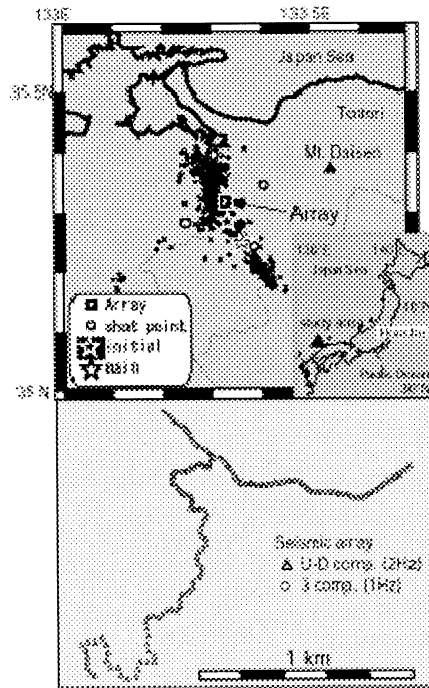


図3 鳥取県西部地震震源域でのアレイ観測のアレイ形状と震源分布。

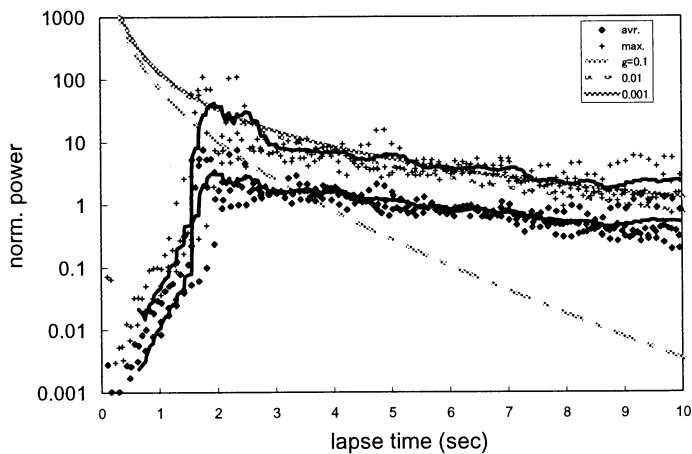
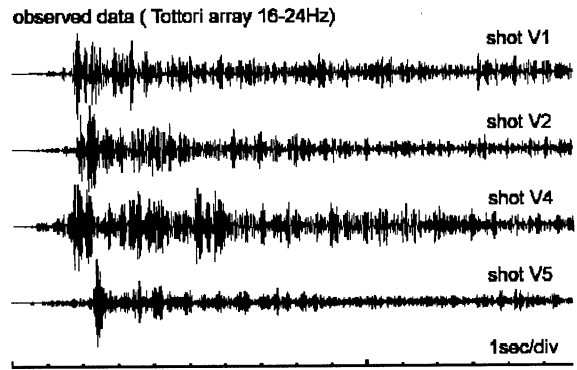
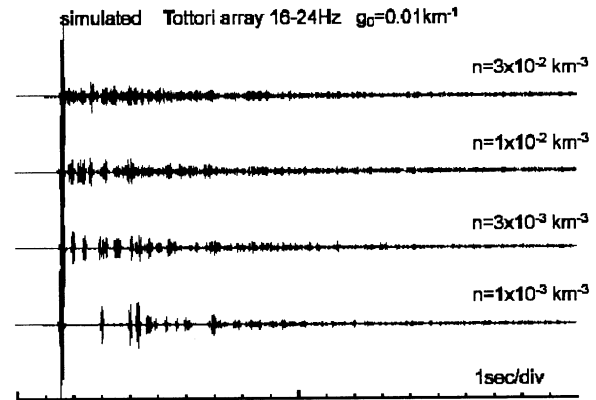


図4 2乗振幅時間変化と一次散乱モデルによる $g=0.1, 0.01, 0.001$ の曲線。



4カ所のパイプレータ震源で得られた波形例



$V=6 \text{ km/sec}$ $\Delta=10 \text{ km}$, $g=0.01$ として計算した波形例。

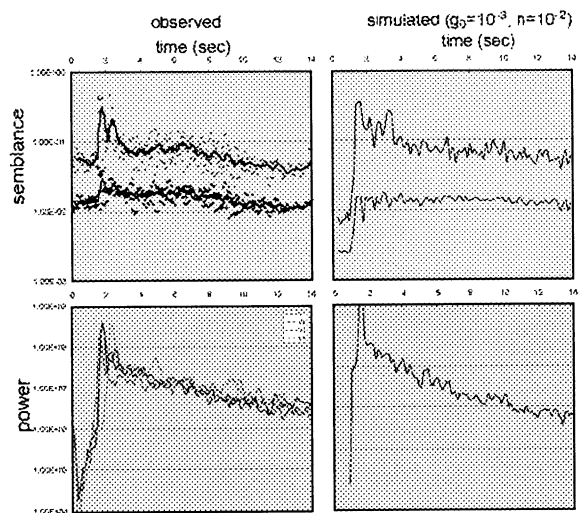


図5 観測されたセンブリانس、2乗振幅時間変化とシミュレーションによる時間変化

Bimodal 分布を持つランダム不均質媒質による メタンハイドレート層のモデル化

亀井理映*, 羽藤正実**, 松岡俊文*

*京都大学大学院工学研究科, ** JGI

はじめに

メタンハイドレートは大陸縁辺部の深海底もしくは永久凍土下に莫大に存在していると考えられ, 将来のエネルギー資源として期待されている物質である. これまでの海洋における掘削結果からハイドレートが様々な形態で分布していることが分かっている. また, ハイドレートは大きな弾性波速度をもち, 音波検層データに表れるハイドレート層における速度変化はランダム分布しているように見える. このことは, ハイドレートは地層中にかなり不均質に分布していることを想像させる.

一方, 地震探査データ上においては, 震源の仕様 (周波数帯域) が異なることによる BSR (海底疑似反射面) の出現様相の変化, ハイドレートの濃集との関連性が予測されているブランキング現象や坑井間地震探査における著しい減衰などが知られている. こうした現象に対する説明は, Chapman et al.(2002) などによりなされているが, 散乱による影響の考察はほとんどなされていない.

そこで, 我々は, 検層データをもとに, ランダムな不均質媒質によるハイドレート層のモデル化を試みた. その際, ハイドレート層の自己相関関数は von Karman 型とし, また確率密度分布として 2 箇所に極大点を持つ bimodal 分布を適用した. この bimodal 分布は正規分布の重ね合わせとして表現され, 極大点はそれぞれ, ハイドレートが高濃集している高速度部と, ハイドレートがほとんどない低速度部を表している. 作成したモデルに対し, 弾性波シミュレーションを行い, 観測結果との比較を行った.

ハイドレート層のランダムモデル

ランダム不均質媒質は, 1) 自己相関関数で記述される空間的な揺らぎと, 2) 確率密度関数で記述される速度自身のランダムな分布によって構成される (河原,1997).

ハイドレート層の P 波検層記録に見られる不均質性は von Karman 型の自己相関関数により特徴づけられる. その関数系 $N(r)$, その 2 次元フーリエ変換 $P_2(K)$ は式 (1),(2) で表される (河原, 1997).

$$N(r) = \frac{2^{1-\nu} 2^{1-\nu}}{\Gamma(\nu) \Gamma(\nu)} \left(\frac{r}{a}\right)^\nu K_\nu \left(\frac{r}{a}\right) \quad (1)$$

$$P_2(K) = \frac{2\nu a^2}{(1 + K^2 a^2)^{\nu+1}} \quad (2)$$

2次元媒質では異方性を考慮し, 水平方向の相関距離を a , 深度方向の相関距離を b としたとき

$$K/a = \sqrt{(K_x/a)^2 + (K_z/b)^2} \quad (a \geq b) \quad (3)$$

とすればよい (Ikelle et al. (1993)). $b/a = 1$ のときが等方性媒質であり, $b/a = 0$ は 1 次元媒質に相当する.

また, ハイドレート層が高速の高濃集部分と低速の低濃集部分から成ると考えると, ハイドレート層における弾性波速度の確率密度関数は, 正規分布のように 極大点を 1 つ持つのではなく, 2 箇所に極大点を持つと考えられる. この分布は bimodal 分布とよばれ, その確率密度関数は,

$$h(c_b) = \sum_{i=1}^2 w_i \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left[-\frac{(v - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (4)$$

のように正規分布の重ねあわせとして表記される. ここで μ_i は平均速度, σ_i は標準偏差, w_i は各部の割合であり, 添え字 i はハイドレートの高濃集部, 低濃集部を示す.

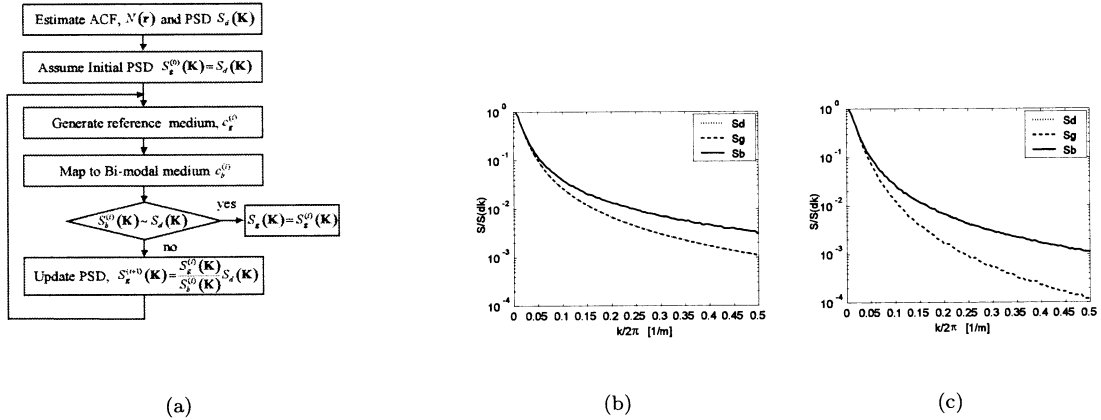


Fig. 1 : (a) Generation procedure of random media with bimodal distribution, (b) spectrals before iterations and (c) spectrals after convergence

モデル作成法

正規分布を示す不均質媒質は、Wiener-Kitchine の公式より相関関数とパワースペクトルがフーリエ変換にて関係づけられることから、1) 自己相関関数を推定、2) フーリエ変換しパワースペクトルを決定、2) 位相スペクトルをランダム乱数から生成、3) 逆フーリエ変換により距離空間でのモデルを求める、という手順で作成される (たとえば Frankel and Clayton (1983) など)。この方法は中心極限定理より、正規分布を持つ媒質しか作成できず、bimodal 分布など非正規分布を持つ媒質の場合は、正規分布を持つ媒質から、累積分布関数が一致するように変換して求められる (Goff et al., 1994. Yamazaki and Shinozuka, 1988, Alder and Thovert, 1999)。

$$H_b(c_b(\mathbf{x})) = H_g(c_{g0}(\mathbf{x})) \quad (5)$$

ここで、 H_g , H_b は正規分布および bimodal 分布の累積分布関数である。しかし、この変換の非線形性により、変換前後でパワースペクトルは一致しなくなる (Fig. 1(b))。この問題を解決するために、繰り返し変換法 (Yamazaki and Shinozuka, 1988) や関数分解による方法 (Albert and Thovert, 1999) が提案されており、我々は前者を用いることとした。この手法では、元となる正規分布を持つ媒質のパワースペクトルを以下の式により繰り返しアップデートし、変換後の媒質のパワースペクトルを求めたいパワースペクトルと一致させる (Fig. 1)

$$S_g^{(i+1)}(\mathbf{K}) = \frac{S_g^{(i)}(\mathbf{K})}{S_b^{(i)}(\mathbf{K})} S_d(\mathbf{K}) \quad (6)$$

合成速度検層ログ

前節で提案したモデル作成法を用い、南海トラフにおける P 波速度検層データのモデリングを行った (Fig. 2)。実データ (Fig. 2(a)) に見られるハイドレート濃集部を示唆する複数のピークは合成データ (Fig. 2(b)) にも同様に見られる。また、相関関数 (Fig. 2(c))、ヒストグラム (Fig. 2(d), Fig. 2(e)) も実データと合成データの間でよく一致し、前節のモデル作成法の妥当性が示された。

弾性波シミュレーション

不均質媒質によりハイドレート層のモデルを作成した場合、ハイドレート賦存域における反射法地震探査および坑井間地震探査データでの地震波応答の特徴を、差分法による弾性波シミュレーション (Levander, 1988) により検討した。

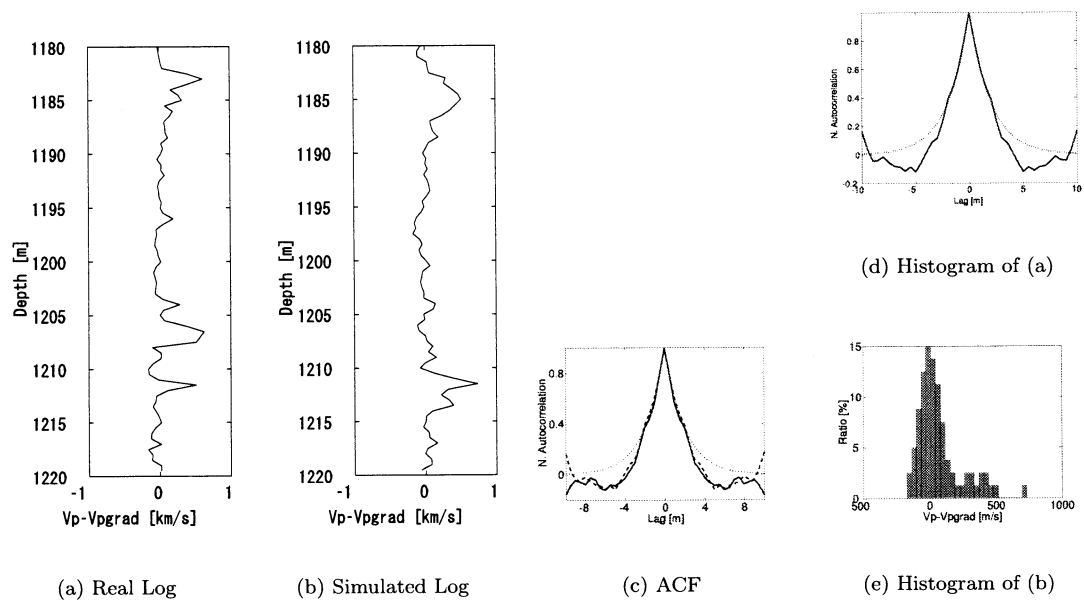


Fig. 2 : Well Log data of Nankai Trough Post Survey #1 and created log. (c) Solid line is ACF of real well log data, dotted line is estimated ACF and dashed line is that of created log. (d) Columns are histogram of real well log data and solid line is estimated probability density function.

反射法地震探査

ハイドレート賦存域において、2種類の震源システム(エアガン, DTAGS)を用いた反射法地震探査が行われ、その周波数帯域は、4-100 Hz および 250-650 Hz であった。エアガン震源では、一般にBSRは明瞭に認められるが、DTAGSでは必ずしも明瞭ではなく、時にはほぼ確認されないこともある(Chapmann et al., 2002)。シミュレーションにおいてもこの2種類の周波数帯域を用い、再現を試みた。Fig. 3(a)に示す速度モデルを用い、ハイドレート層には、bimodal分布を持つ速度不均質性を、また上下の堆積層およびフリーガス層には、正規分布を持つ速度不均質性を仮定した。また、異方性は $b/a = 0.25$ と仮定した。ハイドレート層における kb は、0.27(低周波数震源)、1.6(高周波数震源)である。ハイドレート層とフリーガス層の境界から、BSR様の反射波が生じることが期待される。低周波数震源では、期待された走時に強い負の反射波が見られる(Fig. 3(b))が、高周波数震源の場合には低周波数震源の場合に比べ確認が困難になっている(Fig. 3(c))。これは、低周波数震源においては、 $kb = 0.27$ と波長に比べ不均質性が小さすぎ散乱を高周波震源に比べ引き起こしにくいと考えられる。すなわち、低周波数震源の場合、ハイドレート層は一つの均質な層に近くなり、その下のフリーガス層との間で強い反射を生み出したと考えられる。

坑井間地震探査

メタンハイドレート生産テスト時に実施された坑井間地震探査では、ハイドレート層における地震波の強い減衰が確認された。Fig. 4(a)に示すようなハイドレート層と堆積層からなるモデルを用い、再現を試みた。先ほどと同様、ハイドレート層には、bimodal分布を、堆積層には、正規分布を仮定し、異方性は $b/a = 0.5$ とした。中心周波数1kHzのRickerウェーブレットを震源関数とし、ハイドレート層における kb は1.6である。Fig. 4(b)に同レベルの合成記録を示す。ハイドレート層において、強い減衰により、初動が不明瞭になっていることが確認できる。

まとめ

P波層記録は、ハイドレート層が、von Karman型の自己相関関数と、bimodal確率密度関数により特徴づけられるランダムな不均質性を持つことを示唆した。そこで、我々はこれらの特徴を反映可能な不均質

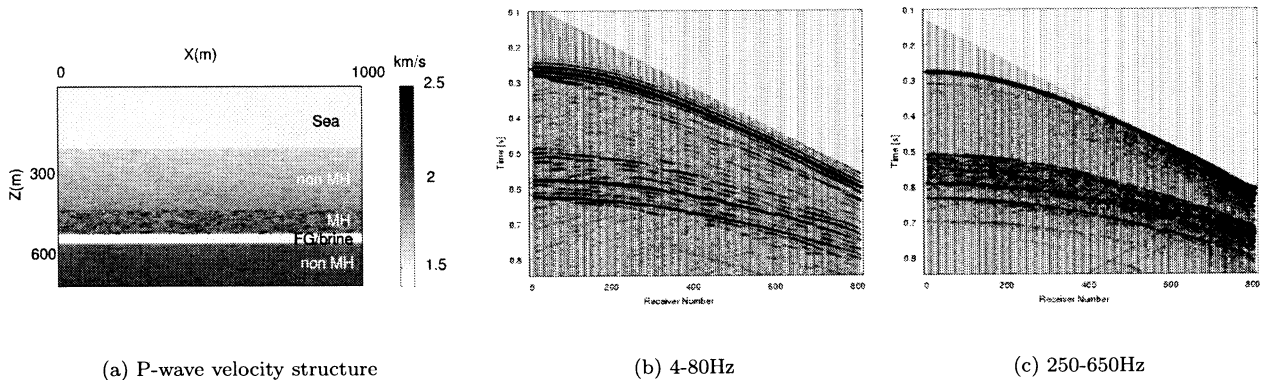


Fig. 3 : (a) Velocity structure and (b,c) shot gathers of with reverse polarities for synthetic reflection test.

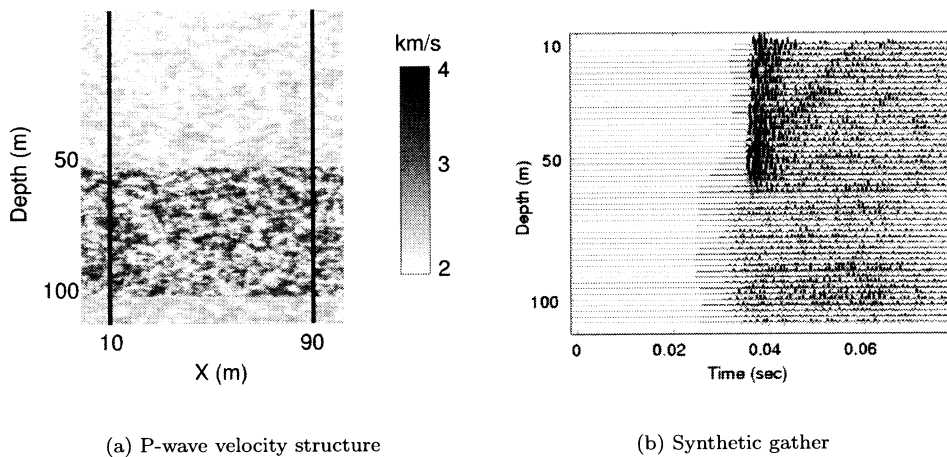


Fig. 4 : (a) Velocity structure and (b) same level gather for synthetic crosswell test.

モデル作成法を提案し、合成検層記録と実記録の比較により、妥当性を示した。弾性波シミュレーションによる合成地震記録は、反射法地震探査における BSR の震源周波数依存性および坑井間地震探査における地震波減衰が、散乱による可能性を示唆した。散乱の影響は、 kb に強く支配されると考えられることから、地震探査記録と kb および b/a の関係を定性的・定量的に詳細に評価することで、ハイドレートの資源量評価に応用可能と考えられる。

謝辞

名古屋大学大学院環境学研究科の渡辺俊樹助教授には弾性波動シミュレーションのプログラムを提供していただきました。ここに記して感謝します。

参考文献

- Alder, P. M. and Thover, (1999), Fractures and Fracture Networks, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 429
- Chapman, N. R., Gettrust, Walia, Hannay, Spence, Wood, Hyndman (2002) Geophys, 67, 1038-1047.
- Frankel, A., R. W. Clayton, 1986, Bull. Seism. Soc. Am., 77, 1223-1251
- Goff, J. A., Holliger, Levander (1994), Geophys. Res. Lett., 21, 493-496
- Guerin, G. and Goldberg (1990) J. Geophys. Res., 107, No. B5, EPM1
- Ikelle, L. T., Yung, (1993), Geophysics, 58, 1359-1372
- Kawahara, J. (1997) 地震, 50, 135-156
- Levander, A., (1988), Geophys., 53, 1425-1436
- Shinozuka, M and Deodatis, (1991), Appl. Mech. Rev., 44, 191-204
- Watanabe, T., Shimizu, Asakawa, Kamei, Matsuoka, GSC, 544. Accepted.
- Yamazaki, F. and Shinozuka (1988), J. Eng. Mech., ASCE, 116, 268-287

弾性波散乱現象を利用した構造探査への一考察

三ヶ田 均 (京都大学工学研究科)

はじめに

地殻の不均質構造についてこれまで多くの成果が上げられている。これら成果から、地震波のコーダの生成にこうした不均質による散乱波が大きく関わっていることが導かれている。他方、地震波を用いた構造探査は、コヒーレントな散乱波を用い、地下構造を可視化することに努めている。前者が Stochastic な手法であるのに対し、後者は決定論的な手法と考えることができる。この両者をどう結びつけるかは、今後の地殻構造解明に大きく影響する。

散乱波と地下構造

散乱波を用いる構造探査では、反射法に代表されるように、多点の観測点を効果的に配置し、地層境界のような得たい情報を引き出すコヒーレントな信号を取得する。インコヒーレントと思われる信号はノイズとして扱われることとなるため、散乱波が複数の観測点でコヒーレントとなるような観測点配置を設計する。もとは、S/N 比を改善することが目的であったが、実は、波線理論から更に進んだ波動理論を適用する環境を目指すことと等価であったことは、Claerbout (1975) により示されている。堆積岩環境での資源探査を中心に適用された反射法は、Volcanic, Carbonate や Clastic 環境にある地域を除けば、十分にその威力を発揮している。また、地下の地層流体変化等の物性情報についても、時間変化する地下構造という観点に立ち、徐々に探査そのものの比重を重くして来ている。現在も、散乱波と物性変化を結びつけるための努力が払われている。

Stochastic な手法との接点

こうした可視化を目的とした探査手法とエンベロープから得られる不均質構造には、果たして接点があるのだろうか？ 回答は是であると考えられる。例えば、Aki (2004) によれば、1989 年の Loma Prieta 地震等の発生前後にコーダ Q インバース値が変化すること、この値が地殻の脆性を示すと考えられることが示されている。このことは、これまであまり試みられることのなかった地殻の脆性という物性値の把握に Stochastic な手法が有効となる可能性を示している。自然現象を理解するためには、先ず得られたデータを説明可能な自然現象に関する物理モデルが必要である。自然科学の分野では、決定論的な手法が用いられることはあまりないが、地震や噴火予知の分野では、物理探査分野同様に、決定論的な手法に繋がっていくことになると考えられるし、決定論的な手法を用いて来た物理探査の世界から、こうした Stochastic な手法を取り

込む必要もあると思われる。物理探査は、対象となる堆積岩と貯留槽という空間スケールに応じた発展を遂げたが、現在更に高解像度を必要とする物性値取得への発展段階にある。こうした異なる空間スケールの構造を把握する際に、これまで通りの手法が適用可能であるとは限らない。今後は、Stochastic なアプローチ手法を十分に考慮し、Deterministic な手法を編み出して行くことが求められている。

Physical:

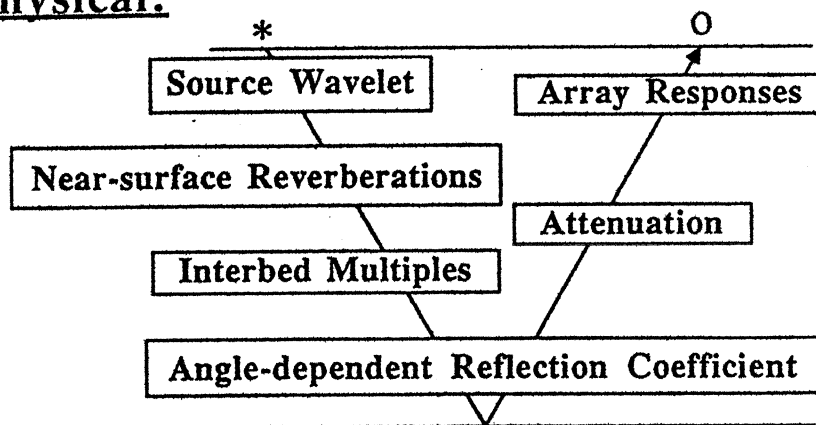


図1 物理探査反射法で考慮されている現象

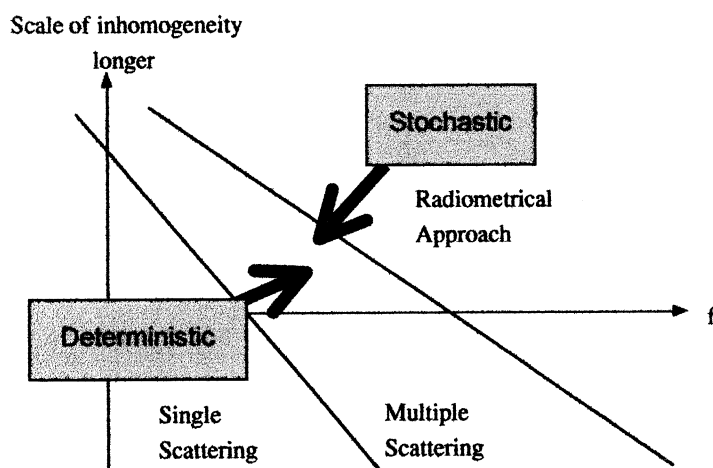


図2 今後の方向性. Deterministic 及び Stochastic な手法双方からのアプローチが重要である。

地震波ゆらぎと地下探査技術の問題点

。西澤 修^[1]^[1] 産業技術総合研究所・地圏資源環境研究部門

Problems of seismic explorations associated with seismic wave fluctuation

Osamu NISHIZAWA^[1]^[1]Institute of Advanced Industrial Science and Technology

1. 地下探査技術に対する地震波ゆらぎの影響

地殻内部の不均質構造は、我々が形状を把握できる「確定的構造」と、その構造からの「ずれ」あるいは「ゆらぎ」に対応する「小規模不均質構造」とに分けることができる。小規模不均質構造を分解能以下のゆらぎとみなし、これをランダム不均質構造と考えるのが合理的であろう。ランダム不均質構造からはインコヒーレントな波（散乱波）が発生し、確定的構造に起因する波（シグナル波またはイベント波）にゆらぎを与える。地震波から地下構造を求めるためのアルゴリズムを数値的にテストする際、確定構造から得た地震波記録に「ノイズ」を加え、それを原記録としてデータ解析アルゴリズムの効果を評価することが行われる。地震波を「時系列情報と外部からのノイズ」とみなせば、この方法は理にかなっている。しかし、地震波ゆらぎの原因をランダム不均質構造に求めるならば、空間的なランダムネスによって作り出された時系列上のランダムネスとするのが妥当であろう。この場合、時系列上で見られる「ノイズ」の特性は震源の波と伝播途中の不均質から決めなければならない。地下構造探査のための地震波データ処理法の研究では、時系列上に根拠の定かでないノイズを与えて波形を乱すのではなく、ランダム不均質を伝播した波形を原記録としたほうが事実を反映しているように思えるが、この視点からの研究は少ない。

地震波（時系列）のゆらぎは、伝播経路の小規模不均質（空間的ランダムネス）と何らかの関係を持っており、これらの関係を調べることで、地震波探査におけるデータ処理の適切な手法が見出せるはずである。あるいはこの逆に、地震波（時系列）の擾乱を空間的なランダム不均質に対応させることができれば、空間的なランダム不均質の性質をあきらかにすることができる。コーダ波や地震波エンベロープを利用した研究の多くは、後者の視点に立って地殻のランダム不均質構造を明らかにした。

2. 実験とその結果

時系列上のゆらぎと空間的ゆらぎの対応を調べるため、ランダム不均質媒質中を伝播する地震波の振幅と位相が周波数に対してどう変動するかを室内モデル実験で調べた。震源放射パターンが等しく等価均質媒質では同じ伝播距離

にある観測点の波形を採取し、それらの波形のクロススペクトルを調べれば、相互の振幅・位相関係が明らかになる。この場合、位相ゆらぎは低周波では小さく高周波で大きくなるのが予想されるが、位相ゆらぎが著しく大きくなる周波数はランダム不均質の特徴的サイズとの関係で決まる。この関係を定量的に明らかにすることがモデル実験の目的である。

Fig. 1 は弾性波計測実験の震源-観測点配置である。直径 5mm で厚み方向の振動モードを持つ円盤状圧電素子に 1 サイクルまたは 2 サイクルの正弦波振動を与える。圧電素子からの P 波、S 波放射パターンは円盤状素子の中心軸に対して回転対称であるため、もし媒質が均質であれば軸を中心とした観測点すべてで同じ波形が観測されるはずである。しかし、実際は媒質のランダム不均質のため相互に乱れた波形が観測される。観測点を 2 度おきに 180 点配置し、それらの中のふたつの観測点で得られた波形ペアのクロススペクトルを求め、クロススペクトル全体の振幅と位相のばらつきを調べる。

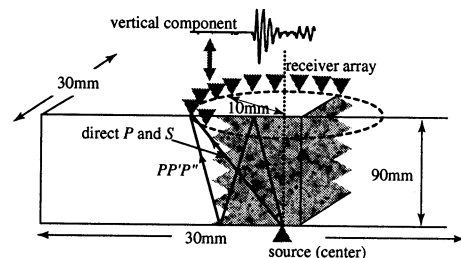


Fig. 1 実験における震源-観測点の配置。震源は円盤状の厚み方向振動モードの圧電素子（直径 5mm）で、円盤の軸を回転対称とする P 波、S 波の放射パターンを持つため媒質による波のゆらぎがなければ、軸の周囲に配置された観測点すべてで同等の波形が観測されるはずである。

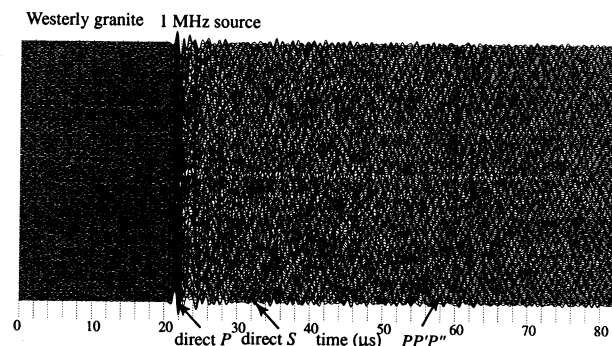


Fig. 2 Fig. 1 の震源-観測点配置で得られた波形。観測点は 2 度おきに配置されているので、180 個の波形が得られる。波形はランダム不均質に起因するゆらぎを含み、互いに少しずつ異なっている。

波形のゆらぎはランダム現象であり、波形ゆらぎを示すパラメータの分布がわかれば、現象を記述することができる。そこで、波形を $6 \mu\text{s}$ の時間ウィンドウ（サンプル数 300）で取り出し、多変量 AR モデルを用いてクロススペクトルを計算し（北川, 1993）、そのばらつきを調べる。

Fig. 3 は振幅と位相のクロススペクトルで、円形アレイの 7 点ずつをスキップした 180 個のペアに対する結果である。上段のふたつはウェスタリー花崗岩の直達 P 波部分と 2 回反射の $PP'P''$ 部分を示し、下段のふたつは鋼鉄サンプルに対する同じ部分のクロススペクトルである。

振幅スペクトルのばらつきは周波数依存性が小さいが、位相スペクトルのばらつきは周波数に強く依存している。鋼鉄試料は完全な均質媒質とみなせるので、岩石試料での大きなばらつきは岩石のランダム不均質に起因するものである。1 MHz 以上の周波数では鋼鉄試料でも位相がばらついているが、この原因はレーザービームや圧電素子の位置のばらつきが弾性波の波長（高周波ほど小さい）に比べ十分小さくないなど、測定法（レーザードップラー振動計を用いる）の精度に起因するものである。スペクトルの分布幅はゆらぎの大きさを示すと考えてよい。位相ゆらぎが急激に大きくなるのは、地震波の波数 k とランダム不均質の特徴的サイズ a で正規化されたパラメータ ka で示すと、 $ka = 2$ から $ka = 3$ の付近である。

3. 実験結果の応用

地下探査技術の研究では、データ処理アルゴリズムの妥当性を調べるため、既知構造からの波形を数値シミュレーションで求め、その波形にノイズを混入させたものを観測データとして既知構造の再現性をテストする。こうした研究では、多くの場合、アルゴリズムの有効性に対する肯定的結果が得られるが、これは小規模構造の影響を無視して独立にノイズを加えたためである。小規模不均質構造に起因するゆらぎを考えると、波形全体で同じ性質を持ったゆらぎではなく、シグナル波部分とシグナル波を含まない部分とで異なるゆらぎを与える必要がある。

小規模不均質構造からのゆらぎを含む地震波をモデル化は以下のように行う。

- 位相のゆらぎが周波数に依存することを再現させる。
- 波形の各部分で性質の異なるゆらぎを与える。
- 位相ゆらぎは実験から得た経験的分布をもとにする。

今回、実験室規模のモデルを用いて得た振幅および位相ゆらぎを経験値として利用することができる。

いっぽう、モデル実験は数値シミュレーションでも可能である。たとえば、トモグラフィーなどインバージョン問題のアルゴリズムの妥当性を検討するには以下のようなシミュレーションを行う必要がある。

- ゆらぎの特徴を示すパラメータをもとに確定構造の内部および境界にゆらぎを与える。
- 上の構造を伝播する波形を数値シミュレーションで求める。
- 上で得られた波形をデータとしてインバージョンを行い、既知構造の再現性を評価してアルゴリズムの適用妥当性を検討する。

Fehler et al. (2004) は強い散乱体からの散乱波のデータ処理に関して、上と同様のモデル化を行っている。

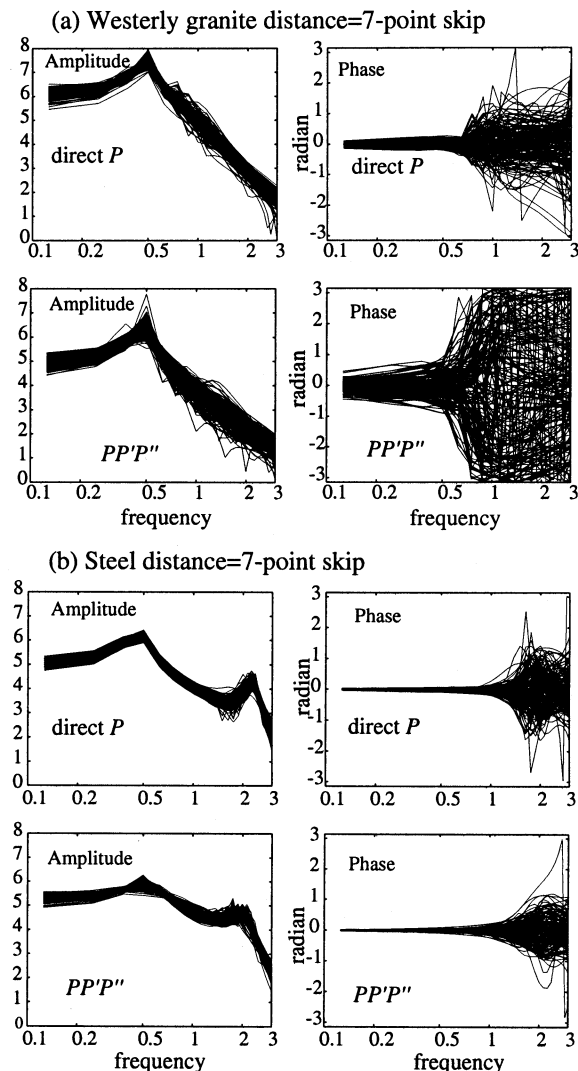


Fig. 3 等価な伝播経路を持つアレイで観測されたクロススペクトルの振幅と位相。上段の図はウェスタリー花崗岩の直達波部分と反射波部分のクロススペクトル。下段の図は鋼鉄を試料としたときの同じ波形部分のクロススペクトル。鋼鉄試料は完全な均質媒質とみなせるので、ウェスタリー花崗岩における位相ゆらぎの幅はランダム不均質によるものである。ウェスタリー花崗岩ではクロススペクトルの位相のばらつきが特定の周波数から急激に大きくなっており、対応する周波数は鋼鉄の場合より低い。これは、ランダム不均質での位相のばらつきが特定周波数以上で一般的なランダムネスを持ち、完全にインコヒーレントになることを意味する。

文献

Fehler, M., Wu, R. S., Huang, L., and Xie, X. B., 2004, Proceedings of the 7th SEGJ Int. Symposium, Nov. 2004 Sendai, Japan.
北川源四郎, 1993, FORTRAN 77 時系列解析プログラミング, 岩波書店

変位不連続理論を用いた個別要素法による不連続面の定量解析

安井利尚*・真田佳典・松岡俊文

(京都大学大学院工学研究科)

Toshinao Yasui*, Yoshinori Sanada, Toshifumi Matuoka,
(Dept. of Civil and Earth Resources Engineering, Kyoto University)

1. はじめに

反射法地震探査においては、多数の亀裂群を含む地層をマクロに捕らえ、その様な地層からの反射波を利用し、亀裂群に関する情報を取得したい場合がある。そのため数値シミュレーションを用いて亀裂群からの反射波を定量的に解析する研究は、既に村井¹⁾を始め多くの研究が行われている。本研究では変位不連続理論^{2,3)}を用い亀裂をモデル化し、媒質は粒状体で近似し個別要素法を用いる方法で、簡単に亀裂を含む波動シミュレーションを実現したので報告する。さらに crack density によって定義された亀裂群モデルでの反射シミュレーションを行い、その反射係数の評価を行った。

2. 変位不連続理論 (Displacement Discontinuity Theory, DDT)

弾性波が亀裂を通過する際、応力は亀裂の境界前後で連続であるが、変位成分や変位速度成分は連続的に伝播しない。そこで亀裂に応力が作用する場合、その応力とそれによって発生する変位が線形であると仮定する考え方が変位不連続理論 (DDT) である。

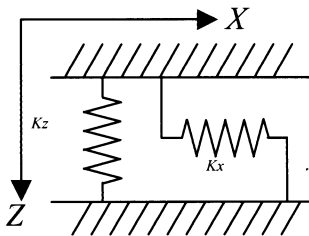


Fig.1 Specific Stiffness

変位不連続理論では Fig.1 のように亀裂内にバネがあると仮定し、このバネが亀裂の固有弾性係数 (Specific Stiffness) を表しているとする。また亀裂の上下面の変位の差と応力の差が線形

であると仮定したので、その変位と応力の比を亀裂の固有弾性係数 (K_z, K_x) とした。

$$K_z = \frac{\partial \sigma_z}{\partial D(\sigma_z)}, \quad K_x = \frac{\partial \sigma_x}{\partial D(\sigma_x)} \quad (1)$$

3. 個別要素法 (DEM) による亀裂モデル

上述の DDT 理論を用いた数値シミュレーションの適用を考えると、媒質をばねでつながれた粒状体で表現する個別要素法は、非常に適用しやすいことが想像できる^{4,5)}。この手法では DDT 理論による亀裂を表現する際、仮想ばねのばね定数を変えることで表現できるため、差分法では複雑になりがちな亀裂に対する境界条件の設定が容易に行うことができる。

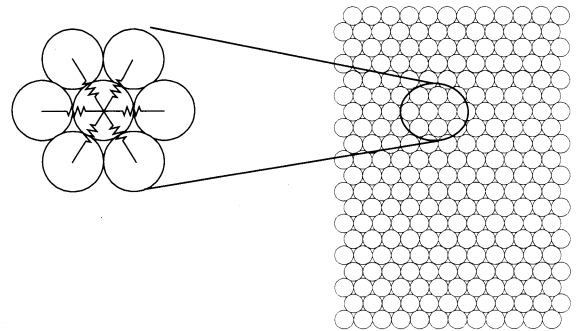


Fig.2 Particles arrangement

個別要素法において仮想粒子間の力のやりとりはフックの法則により定義されている。

$$F_{(i,j)} = K_{(i,j)} (r_{(i,j)} - r_{0(i,j)}) \quad (2)$$

ここでは K 仮想バネのバネ定数、 r は粒子間距離、 r_0 静止状態での粒子間距離である。

具体的には、Fig.3 の様に点線のバネ定数を変えることによって亀裂部分をモデル化する。亀裂

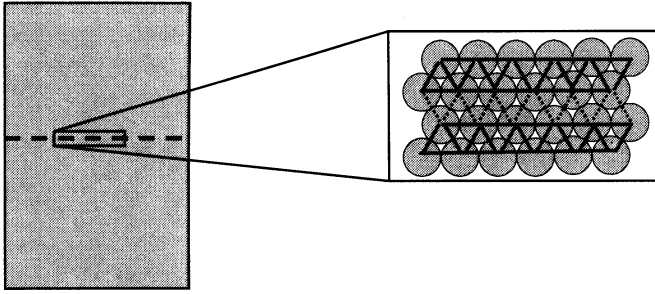


Fig.3 Fractured DEM model

部分においても力のやりとりはフックの法則によって定義される。また個別要素法では圧縮力と引張力を別のバネ定数で扱うことも可能である。

$$F_{(i,j)} = \begin{cases} K_{bond(i,j)}^t (r_{(i,j)} - r_{0(i,j)}) & r_{(i,j)} > r_{0(i,j)} \\ K_{bond(i,j)}^c (r_{(i,j)} - r_{0(i,j)}) & r_{(i,j)} < r_{0(i,j)} \end{cases} \quad (3)$$

また、亀裂部分のバネ定数 K_{bond} と DDT における固有弾性係数 Specific stiffness は共にバネ定数として対応させることができる。表1に本論文で用いたモデルを示す。表中の%は、媒質部分のバネ定数に対する亀裂部分のバネ定数の大きさの比である。

Table.1 Compressional and Tensile Bond Stiffnesses Normal and Shear Specific Stiffness

K_{bond}^c	K_{bond}^t	K_{spec_n} (Gpa/m)	K_{spec_t} (Gpa/m)
10%	10%	4.56	1.52
20%	20%	10.24	3.48
50%	50%	41.08	13.68

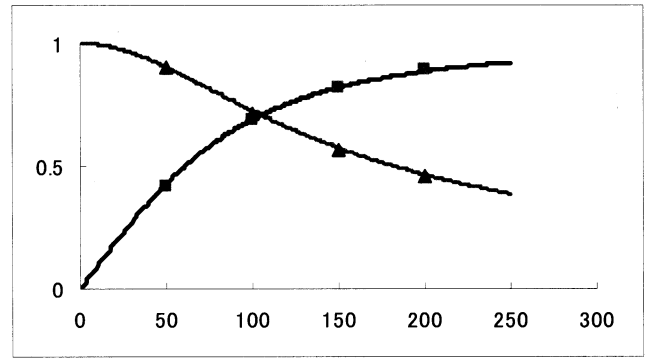
次にこの個別要素法での亀裂モデルを用いてシミュレーションを行い、変位不連続理論による亀裂の反射係数と透過係数の理論値との比較を行った。

入射波には 50、100、150、200Hz の sin 平面波を用い、入射と反射、透過の振幅比を計算することにより、反射係数、透過係数とした。DDT 理論によると入射波の周波数によって亀裂からの反射、透過係数が異なってくることが知られている。結果を Fig4 に示す。個別要素法でのシミュレーション結果と、変位不連続理論による反射係数の周波数依存性はよく一致しており、粒状体モデルでの亀裂モデルが定量化できたとと言える。

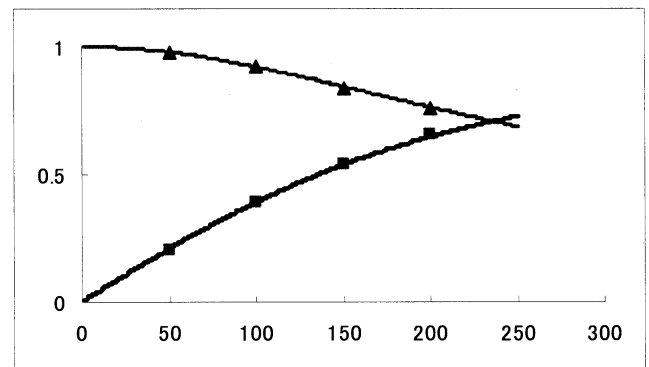
4. 亀裂群モデルでの反射波シミュレーション

4.1. Crack density

$$K_{bond}^c = K_{bond}^t = 10\%$$



$$K_{bond}^c = K_{bond}^t = 20\%$$



$$K_{bond}^c = K_{bond}^t = 50\%$$

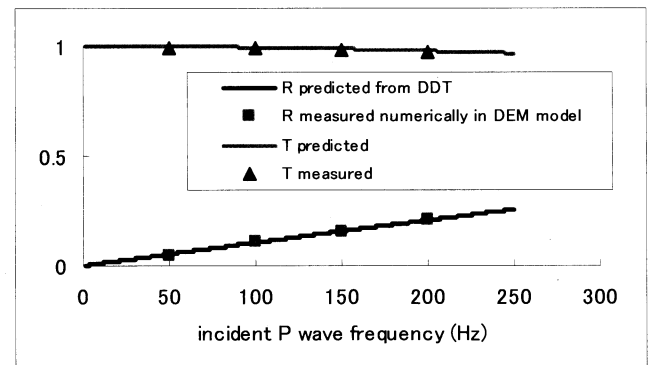


Fig.4 Reflection and Transmission coefficients of DEM fractures for Incident P wave.

亀裂のような不連続面を多数含む亀裂群の定量的な定義として、ここでは Crack density の考え方をを用いる⁶⁾。

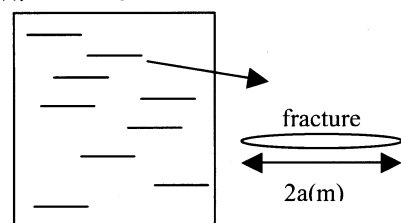


Fig.5 distributed fractures

亀裂群の存在する領域 A に開口半径 a_i のフラクチャが N 個存在する場合、Crack density は次のように定義される。

$$\rho_{cd} = 1/A \sum_{i=1}^N a_i^2 \quad (4)$$

また、Fig.6 のように同じ crack density 設定フラクチャの長さによってフラクチャの数が異なる。

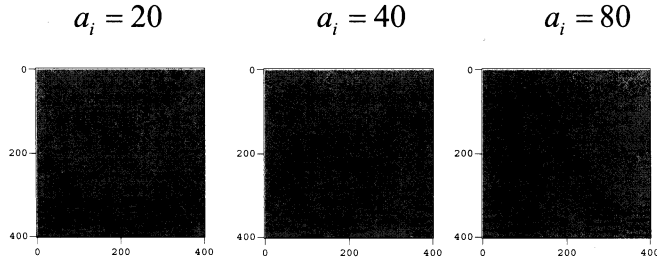


Fig.6 Fracture area Image at $\rho_{cd} = 0.4$

Fig. 5 のように平行な亀裂がランダムに入っている亀裂群の媒質は non-interacting approximation (NIA) と the differential scheme (DS) の 2 つの理論によって次のように考えることができる^{7,8)}。それぞれの理論によれば、亀裂群内のヤング率と剛性率は、以下の式で定義される⁸⁾。

$$\begin{aligned} E_2(NIA) &= E \cdot [1 + 2\pi\rho_{cd}]^{-1} \\ E_2(DS) &= E \cdot e^{-2\pi\rho_{cd}} \\ G(NIA) &= G \cdot [1 + 2\pi\rho_{cd}e^{\pi\rho_{cd}}]^{-1} \\ G(DS) &= G \cdot e^{-\pi(1-\nu)\rho_{cd}} \end{aligned} \quad (5)$$

そして次の行列(6)の要素により、弾性波群速度が(7)のように定義される。

$$\begin{bmatrix} \langle c_{11} \rangle & \langle c_{12} \rangle & 0 \\ \langle c_{12} \rangle & \langle c_{22} \rangle & 0 \\ 0 & 0 & \langle c_{44} \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1-\nu^2}{E_1} & -\frac{\nu(1+\nu)}{E} & 0 \\ -\frac{\nu(1+\nu)}{E} & \frac{1-\nu^2}{\langle E_2 \rangle} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\langle G \rangle} \end{bmatrix}^{-1} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} v_{p,eff} &= \sqrt{c_{22}/\rho_{g,eff}} \\ v_{s,eff} &= \sqrt{c_{44}/\rho_{g,eff}} \end{aligned} \quad (7)$$

求められた速度より、反射係数が次のように決められる。

$$R_{pp} = \frac{v_{p,eff}\rho_{eff} - v_{p,1}\rho_1}{v_{p,1}\rho_{g,1} + v_{p,eff}\rho_{eff}} \quad (8)$$

4. 2. 個別要素法モデル

まず Fig.7 のような点震源のモデルを考える。モデルのパラメータを Table.2 に示す。

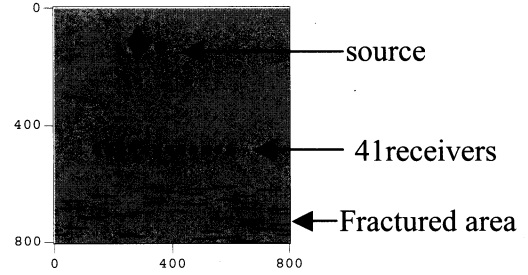
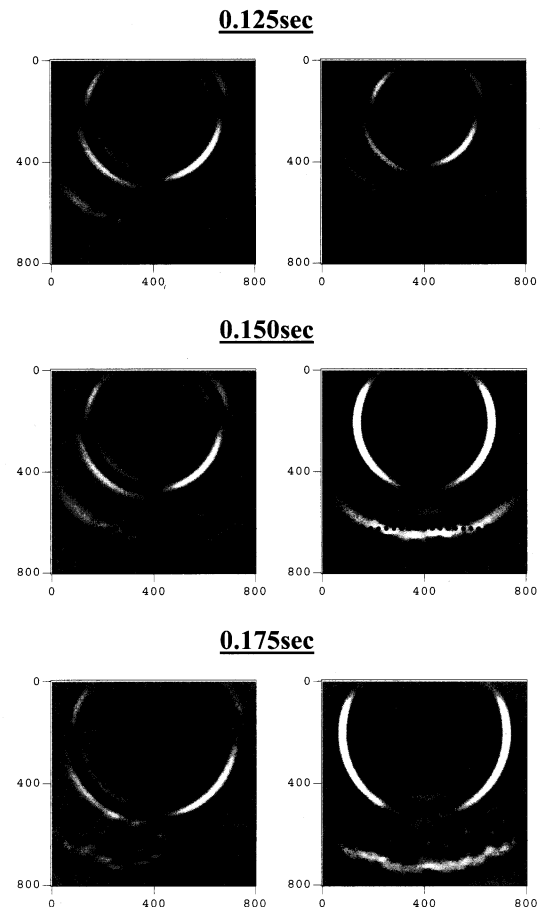


Fig.7 simulation model ①

Table.2 Model parameters

Model parameters	Crack density
$V_p = 4000m/s$	$\rho_{cd} = 1/A \sum_{i=1}^N a_i^2 = 0.8$ $A = 800 \times 200 = 160000m^2$ $a_i = 40.0m$ $N = 80$
$V_s = 2310m/s$	
$\rho = 2000.0kg/m^3$	
$\nu = 0.25$	
$k_{bond}^c = k_{bond}^t = k \times 10(\%)/100$	



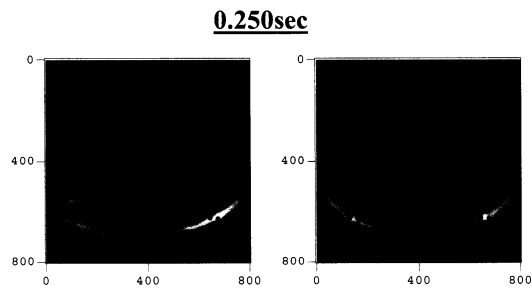
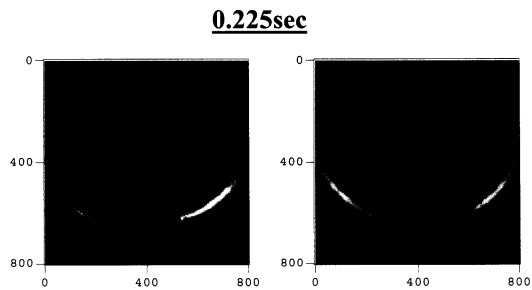
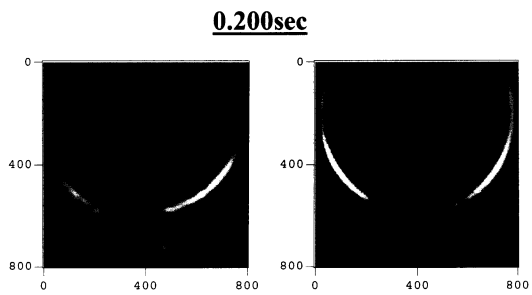


Fig.8 Snapshots (Ricker wave 30Hz)
(left : x-component, right : y-component)

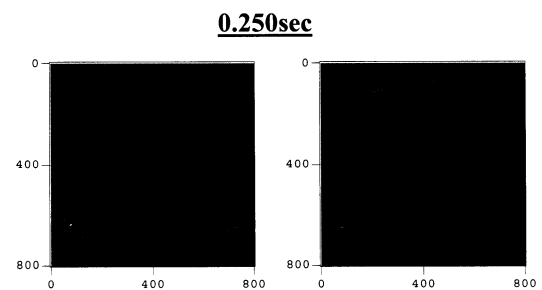
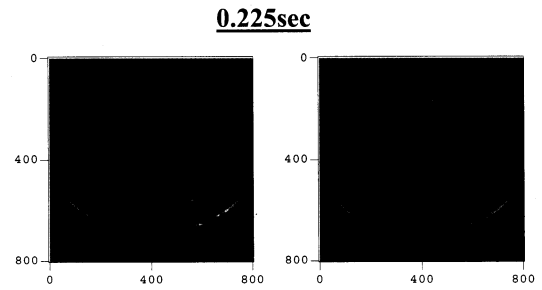
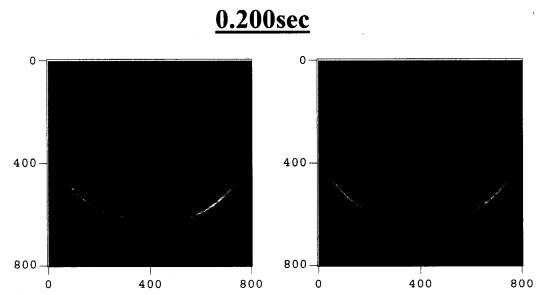
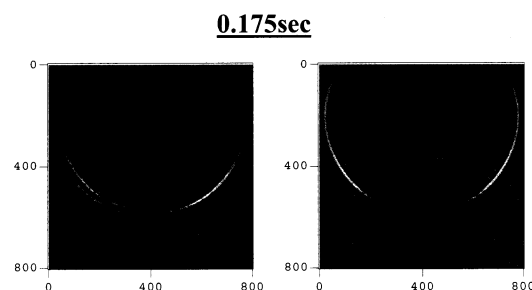
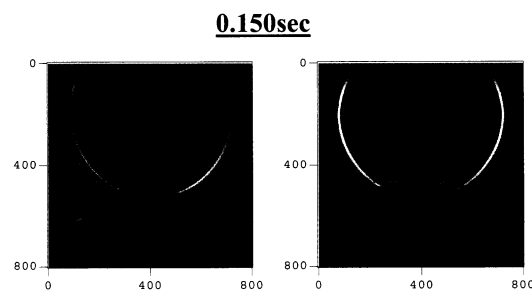
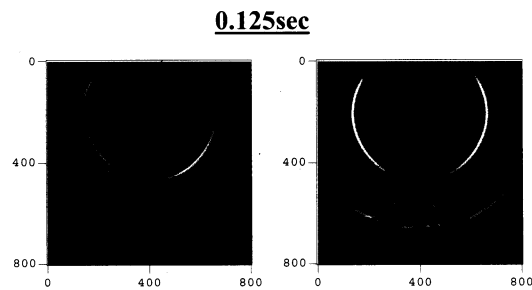


Fig.9 Snapshots (Ricker wave 100Hz)
(left : x-component, right : y-component)

Fig.8	Fig.9
Ricker wave 30Hz	Ricker wave 100Hz wave length < crack length

Fig.8, Fig.9 はシミュレーションのスナップショットである。左側が X 成分、右側が Y 成分である。これらのスナップショットから、亀裂群に入射した P 波がそれぞれの方向に散乱しながら反射していく様子が観察できる。また、亀裂の長さに対して、波長が短い方が、散乱が強く現れている様子が観察できる。

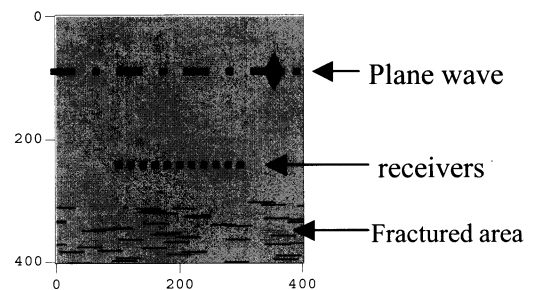


Fig.10 simulation model ②

4. 3. 反射係数の評価

この亀裂群モデルを用いて反射係数を算出し、理論値との比較により評価を行った。反射波の算出には Fig.10 のようなモデルで平面波を亀裂群に対して鉛直方向に入射し、41 個の受振器で入射波、反射波を記録する。反射波は、亀裂群から散乱しながら反射するので Fig.11 の p-p 反射波の部分の振幅の平均値と入射波の振幅に比を反射係数とする。

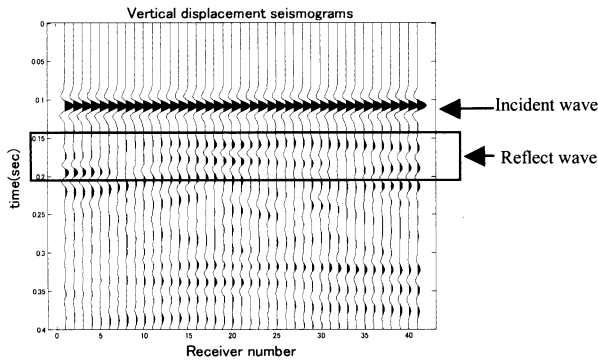
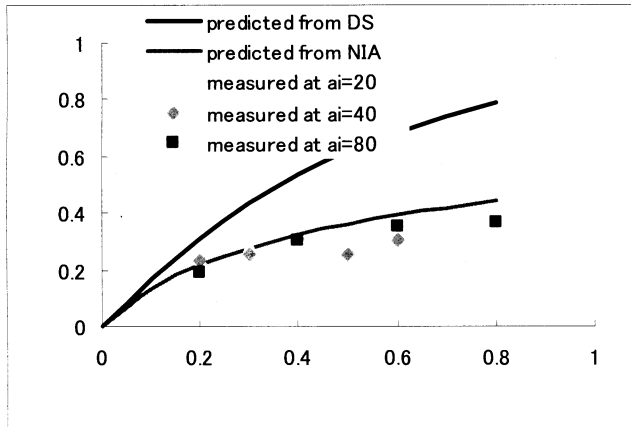


Fig.10 Vertical displacement seismograms

このようにして反射係数を求めると Fig.11 のようになる。横軸が crack density、縦軸が反射係数である。

30Hz



100Hz

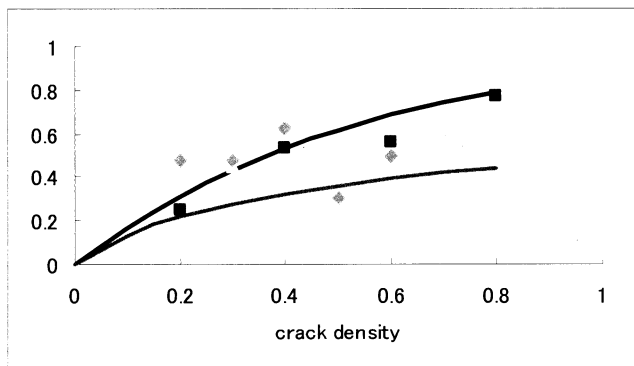


Fig.12 Reflect coefficients

波長が亀裂に比べて大きい時 (30Hz)、NIA による理論値とよく合っている。また、波長が亀裂に比べて小さい時 (100Hz) は DS による理論値に近い反射係数の傾向であるが、反射波の散乱のためか、あまり理論値と合っているとは言いがたい。

また、30Hz の時、Fig.6 で示したような crack density が同じ値でフラクチャの大きさが異なる亀裂群において反射係数が理論値とよく合っているのは、なかなか興味深い結果であるといえる。

5. まとめと今後の方針

今回、変位不連続理論による個別要素法の亀裂モデルの定量化を行い、亀裂群の反射シミュレーションを行った。シミュレーションから入射波の波長と亀裂の長さは散乱や反射係数に大きく影響することが分かった。

今後は波長と亀裂の関係についての理解を深めるとともに、個別要素法のモデルで粒子を小さくとるとモデルにどう影響するかなどを検討していきたい。

参考文献

- 1) 村井芳夫：断層破碎帯の反射係数の波数依存性、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その波動的作用」2000
- 2) Schoenberg, M., Elastic wave behavior across liner slip interfaces, J. Acoust. Soc. Am.,68(5), 1516-1521, 1980.
- 3) Pyrak-Nolte, L. J., L. R. Myer, and N. G. W. Cook, Transmission of Seismic Waves across Single Natural Fractures, J. Geophys. Res., 95(B6), 8617-8638,1990.
- 4) Toomey, A. and Bean, C. J: Numerical simulation of seismic waves using a discrete particle scheme, Geophys. J. Int. vol.141, 595-604, (2000).
- 5) Toomey, A. and Bean, C. J, :Fracture properties from seismic data, Geophysical research letters, vol.29, No.4 ,10.1029 /2001GL013867, 2002
- 6) Bristow, J. Microcracks, and the static and the dynamic elastic constants of annealed and heavily cold-worked metals. British Journal of Applied Physics, 11:81-85,1960
- 7) Kruger, O.S., Sanger, E.H., Buske, S. and Shapiro, S.A.: :Reflection coefficients of fractured rocks: A numerical study, SEG2004
- 8) B. Orlowsky, Erik H. Saenger, Y. gueguen and S.A. Shapiro: Effects of parallel crack distributions on effective elastic properties-A numerical study, International Journal of Fracture 124: L171-L178, 2003

強震観測網をアレイに見立てたセンブルランス解析による 2003年十勝沖地震のアスペリティ位置の推定

本多 亮・青井真・森川信之（防災科研）・関口春子（産総研）・藤原広行（防災科研）

Location of Asperities of the 2003 Tokachi-oki Earthquake Estimated by Semblance
Analysis with Dense Strong-Motion Seismograph Network
Honda R., S. Aoi, N. Morikawa, H. Sekiguchi and H. Fujiwara

はじめに

我々はこれまでに、防災科研の強震観測網の波形記録を用いたインバージョンを行い、2003年十勝沖地震の震源過程について解析を行ってきた。その結果、図1に示すように (A) 震央付近、(B) 震央北西部および (C) 釧路沖、の3つのアスペリティが推定された (Honda et al., 2004)。これらのうち、最大のすべり量をもつアスペリティ (B) については他の多くの解析においても同様に再現されるが、(A)、(C) についてはまだ議論の余地がある。我々のインバージョンでは (C) のアスペリティはやや不明瞭である。しかし、最大のアスペリティの破壊に対し、バックワード側に位置する十勝平野より東側の観測点でもパルス的な波形が観測されており、これらはアスペリティ (C) の存在を強く示唆する。

本発表では、K-NET 及び KiK-net の稠密な観測網を利用した新しい試みとして、いくつかの観測点をアレイに見立てて波の到来方向と見かけ速度を見積もることにより詳細にアスペリティの位置を再検討する。

手法と解析結果

図2に示すように十勝平野より東側では最大のアスペリティ (B) に由来する波に続いて、周期数秒のパルス的な波形が見られる。まず、この波形が観測される観測点数個を一組のアレイに見立てセンブルランス解析を行うことにより、波の到来方向と見かけ速度を推定した (図3)。周期 5-50 秒のフィルターをかけた速度波形に対して、10 秒の時間窓を 2.5 秒ずつずらしながらセンブルランス値を各成分ごとに独立して計算し、最後に 3 成分の平均を

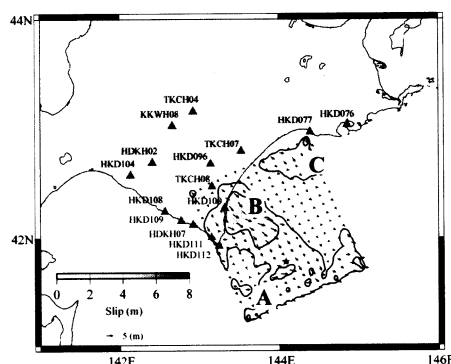


図1 : Honda et al (2004)によるすべり量分布とインバージョンで使用した観測点。A,B,Cはそれぞれインバージョンで得られたアスペリティを示す。★印は破壊の開始点 (JAM, 2004)。

取った。対象とする波群の到達時刻は、各アレイの基準点でのパーティクルモーションから推定した。その結果、アレイ A,B,C の各基準点への到達時刻は 4 : 50 : 00 を 0 秒として 62.5 秒後、55 秒後、57.5 秒後となり、波群の見かけ速度は約 5km/s と推定された。波源域は、各アレイで推定された到来方向の交差する領域であると推定される (図 4)。

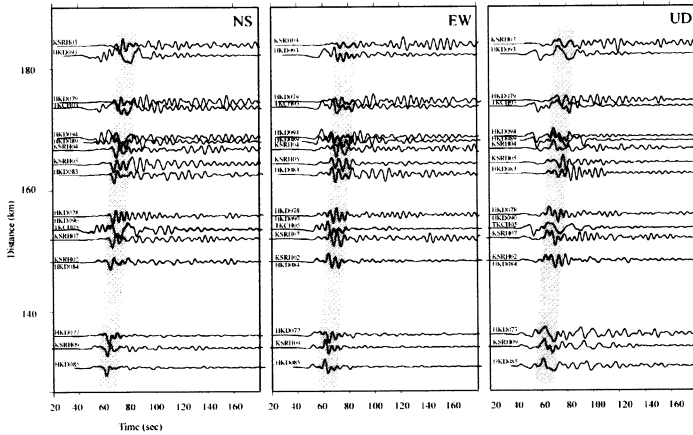


図 2 : 周期 5-50 秒のフィルターをかけた速度波形。縦軸は破壊の開始点からの距離。横軸は 4 : 50 : 00 を 0 としたときの経過時間。各記録ごとに最大値で規格化してある。

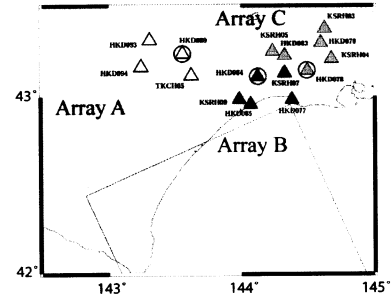
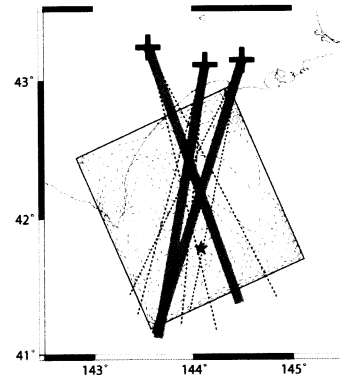


図 3 : アレイと断層面の位置関係。○囲いは各アレイの基準点。

図 4 : 各アレイで推定された波群の伝播方向。点線はセンプランス値のピークから 10% の範囲を示す。十字はアレイの基準点の位置を、★は破壊開始点をそれぞれ示す。



そこで、以下のような手法を用いて断層面上のどの部分からの寄与が大きいかを見積もった。断層面を 10km 四方の小断層に分割し、ある小断層からアレイの基準点までの直達波の走時 T_{so} とその他の観測点までの走時 T_{sj} との走時差 dt_j を用いて (1) 式からセンプランス値を計算し、その値を対応する小断層上にプロットする (図 5)。

$$S = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^M A_j(t+dt_j) \right)^2}{\sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^M A_j^2(t+dt_j) \right)} \quad (1)$$

ここで A_j は j 番目の観測点の振幅、 N は時間窓に含まれるポイント数、 M はアレイに含まれる観測点数である。3つのアレイについて同様の手法を適用し結果を重ね合わせることで、最もその波群を説明できる小断層の位置を求める。速度構造は、余震の波形を用いて 4 秒程度までの波形を説明できるようにチューニングを行った。

本研究ではアレイの観測点間隔が 10km 程度と大きいため、5 秒以上の長周期の波を使っている。そのためアレイのレイアウトによって到来方向についてはよく拘束できるが、走

時差による拘束が弱く距離については解像度が悪くなっている。そこでさらに波源の位置を特定するために、小断層毎にそれぞれのアレイの結果から期待される破壊時刻のずれに応じて重み W をかける。

$$1/W = \sum_{k=1}^3 (Tr_k - \bar{Tr})^2 / 3 \quad (2)$$

ここで、 Tr_k は k 番目のアレイの基準点までの走時から期待される破壊開始時刻、 \bar{Tr} は 3 つのアレイで得られた破壊開始時刻の平均である。最終的な結果を図 6 に示す。道東で見られるパルスの発震源はインバージョンで求められたアスペリティ C よりもやや浅い部分にあると推定される。このピーク部分の破壊開始点からの距離は約 73km であり、期待される破壊時刻は震源での破壊開始の約 23 秒後である。従って、破壊開始点からこのアスペリティまでの平均的な破壊伝播速度は約 3.2km/s となる。

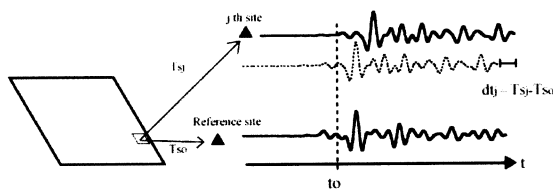
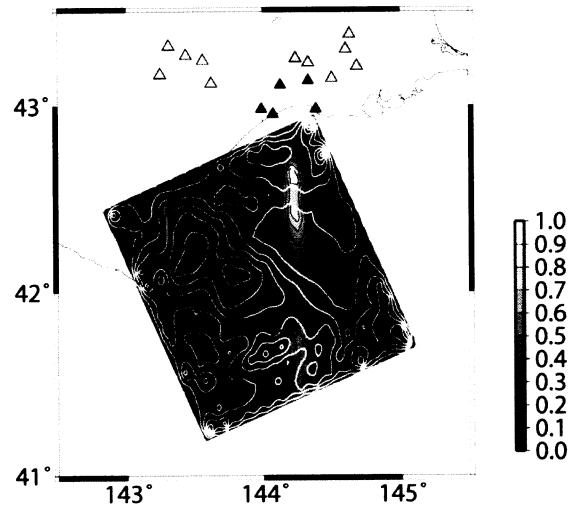


図 5：センプランス値を求めるための時間ずれの計算方法

図 6：最終的に推定されたアスペリティの位置。▲は使用した観測点。白線はインバージョンで得られたすべり量分布。



まとめ

強震観測網をアレイに見立ててアスペリティの位置の推定を行った。道東の観測点で顕著に見られるパルスの見かけ速度は約 5km/s であり、到来方向はインバージョンによって求められたアスペリティ C のやや南側と推定された。余震を使ってチューニングした速度構造モデルを用いて、断層面上で波形の相関が良くなる部分を推定すると、釧路沖約 43km から 69km、深さ約 48km から 56km 付近に波源が存在することがわかった。このアスペリティの破壊時刻は震源での破壊開始 4 : 50 : 08 (JMA, 2004) から約 23 秒後であり、震源からの破壊伝播速度は平均して約 3.2km/s と推定された。これはインバージョンによって得られた 3.6km/s よりも遅く、位置もインバージョンで推定されたアスペリティ C よりもやや浅い。Honda et al (2004) では道東の観測点が 2 点しか使われておらずデータによる拘束が弱いために、最大アスペリティでの破壊伝播速度に大きく影響されて、実際よりも震源から離れた位置にずれている可能性がある。またインバージョンにより得ら

れたアスペリティ C のすべり時間関数は時間窓の後半部分に大きなピークを持っていることから、実際は破壊伝播速度が 3.6km/s よりも遅いことが示唆される。Morikawa et al (2004)の経験的グリーン関数法による推定でも、釧路沖にアスペリティが存在し破壊の伝播速度は 3.2km/s と推定されており、本研究の結果と調和的である。

参考文献

Honda R., S. Aoi, N. Morikawa, H. Sekiguchi, T. Kunugi and H. Fujiwara, Ground motion and rupture process of the 2003 Tokachi-oki earthquake obtained from strong motion data of K-NET and KiK-net, Earth Planet Space, vol. 56 No. 3, 2004.

Morikawa, N., S. Aoi, R. Honda and H. Fujiwara, Characterized source model of the 2003 Tokachi-oki earthquake for broadband strong ground motion evaluation, The 2004 Japan Earth and Planetary Science Joint Meeting, S046-P004, Chiba, Japan, 2004.

Japan Meteorological Agency, The Seismological and Volcanological Bulletin of Japan, Japan Meteorological Agency, Tokyo, 2003.

想定宮城県沖地震の震源域近傍における強震計アレイ観測

中原 恒 (東北大学大学院理学研究科)

Array observation by strong-motion seismometers in the vicinity of the source region of the expected Miyagi-Ken-Oki earthquake

°Hisashi NAKAHARA (Graduate School of Science, Tohoku Univ.)

1. はじめに

地震調査委員会によると、今後30年以内に次の宮城県沖地震が発生する確率は約99%と報告されており、次の宮城県沖地震はいつ起きてもおかしくない状態にあると考えられる。そのような中、想定震源域に近い宮城県牡鹿郡牡鹿町内(図1参照)に7台の強震計からなる口径約500mの稠密アレイを設置し、観測を開始した。ここではその観測の概要とアレイ解析の初期結果を紹介する。

2. 観測の目的

観測の目的は、発生が危惧されている次の宮城県沖地震やその周辺での中地震の地震波形記録を稠密強震計アレイにより観測し、アレイ解析に基づき震源断層面上の波動輻射点の直接推定を行うことである。この手法(例えばSpudich and Cranswick, 1984)は波群の到来方向の推定の際に観測点間の波形の相関を利用するため、既存強震計ネットワーク(平均地震計間隔約20km)に比べて局所的であるが稠密なアレイを用いることが必要となる。その分、この手法は破壊の進展を仮定しないで波動輻射点を推定できる点で、従来の波形インバージョン法より優れている。

3. 観測の概要

宮城県牡鹿郡牡鹿町内にKinematics社の強震計Altus-K2を7台設置した。アレイの形状は図1挿入図のとおりで、平均地震計間隔は約150mである。80cm四方、高さ20cmのコンクリート基礎を70cmの木の杭9本で地面に結合させ、その上に強震計を固定した。各強震計は、サンプリング周波数100Hz、A/D分解能24bitで、イベントトリガ方式により現地収録されている。GPSの時刻信号により時刻精度0.5msが確保されている。2004年6月から12月までの期間に7台中5台以上の地震計で記録された地震は計21個である(図1の☆印)。

4. アレイ解析

記録の1例として、2004年7月22日17時23分に宮城・福島県境沖で発生した地震(M4.5; 図1の★印)の上下動加速度記録を図2に示す。1-2.5Hzのバンドパスフィルタをかけており、各観測点の波形の間にはよい相関が見られる。この記録のP波部分2.56秒間の記録を用いて波動の到来方向を推定するため、次の3つの手法(1)Beam-former法、(2)Capon法、(3)MUSIC (Multiple Signal Classification) 法を用いた。その結果を図3に示す。いずれの手法でもスローネス-周波数スペクトルは震央方向にピークをもつ。しかし、このアレイは観測点数が7点と限られているため、Beam-former法では入射波動の到来方向の分解能は良くない。これに対し、適応フィルタの考え方を用いたCapon法、MUSIC法はかなり高い分解能で入射波の到来方向を推定できている。またシンセティックテストによりMUSIC法はCapon法に比べて複数の波動の入射に対しても有効であることが分かった。

5. まとめ

ここでは想定宮城県沖地震の破壊伝播の直接推定を主たる目的とした強震計アレイ観測の概要と解析の初期結果を紹介した。今後、必要な解析プログラムの整備、小・中地震の記録の解析による構造の影響の評価、観測点の維持管理を行い、来るべき地震を万全の体制で観測し、解析・解明することが重要である。

謝辞 観測にあたっては、東北大学大学院理学研究科の佐藤春夫氏、西村太志氏、高木伸昌氏、防災科学技術研究所の藤原広行氏にご協力いただきました。また東北大学21世紀COEプログラム「先端地球科学技術による地球の未来像創出」より観測費用の一部の援助を受けました。ここに記して感謝します。

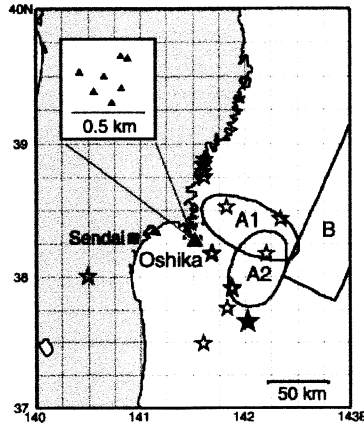


図1 牡鹿アレイ観測点の位置 (▲印) と宮城県沖地震の想定震源域 (地震調査委員会による震源域 A1, A2, B) . 挿入図は7観測点からなるアレイの配置を示す. ☆印は5点以上の地震計により記録された地震の震央. ★印は図2, 3に記録を示す地震の震央.

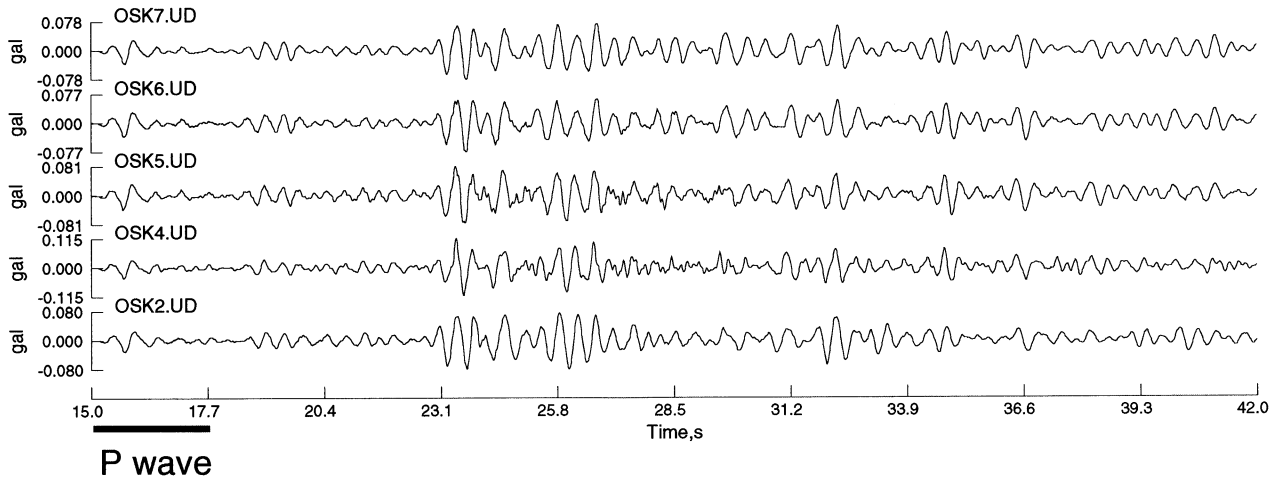


図2 2004年7月22日17時23分宮城・福島県境沖の地震 (M4.5) の観測記録 (上下動加速度記録, 1-2.5Hzの周波数帯). 下線部2.56秒間の直達P波部分の記録を用いて波動の到来方向を推定した結果を図3に示す.

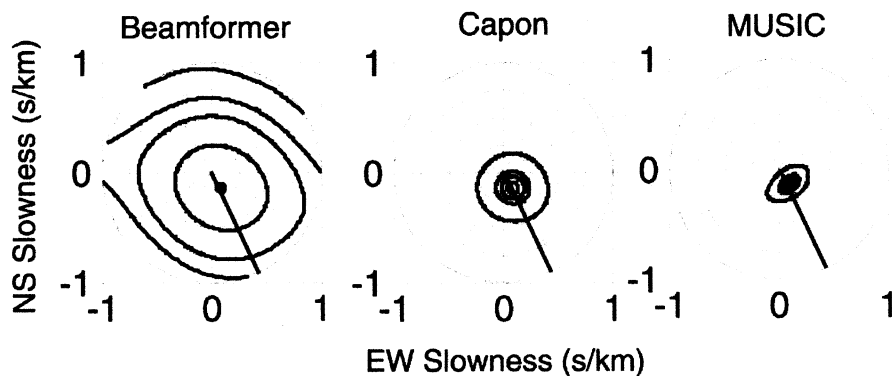


図3 図2の記録の直達P波部分を用いて推定した波動の到来方向を, 横軸は東西方向, 縦軸は南北方向のスローネス平面上に示したもの. 左から(1)Beam-former法, (2)Capon法, (3)MUSIC法で推定した結果. 図中の太線はアレイから震源に向かう方向を示す. コンターは-1, -3, -5, -10 (dB) を示し, -3 (dB) がピークの半値幅に対応する. ピークが赤線の方向と一致しているため, 直達P波は震源の方向からアレイに到達したことが分かる. また, ピークの幅は左から右に向かうに従って小さくなっており, 右の手法ほど高い分解能で入射波の到来方向を推定できていることも分かる.

マルコフ近似に基づく弾性波のエンベロープ導出法：
 ガウス型自己相関関数を持つ2次元ランダム媒質の場合

佐藤春夫 (東北大理) Michael Korn (Leipzig Univ.)

はじめに

ランダム媒質を伝わる波動は、伝播距離の増加と共に前方散乱によってその形を崩し、主要動の継続時間は増大する。ここでは、ランダム弾性媒質のゆらぎがガウス型の自己相関関数(ゆらぎ ε 、相関距離 a)で表され、そこへ弾性平面波パルスが入射する場合を考察する。図1は、差分法によって計算した伝播距離100kmにおける波形であり、図2はその2乗振幅エンベロープの平均を示したものである。

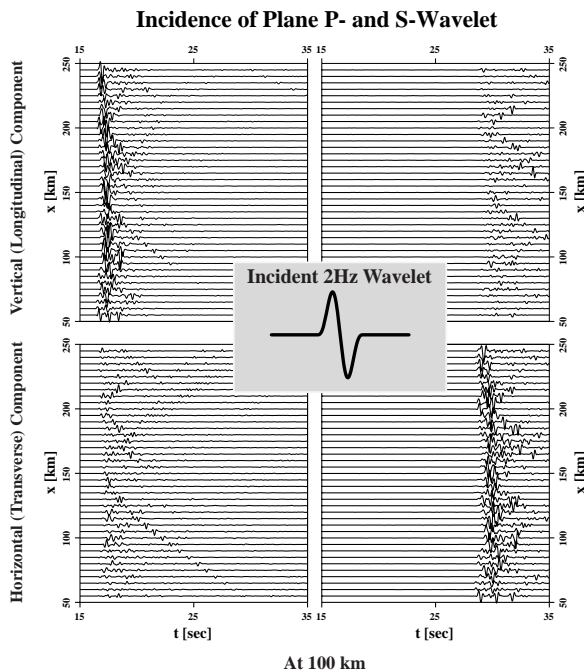


図1. ガウス型スペクトルを持つランダム弾性媒質に入射した平面波パルス(中心周波数2Hz)は伝播と共に崩れる。上図は、差分法によって計算した伝播距離100 kmにおける波形を示す。左はP波入射、右はS波入射の場合。

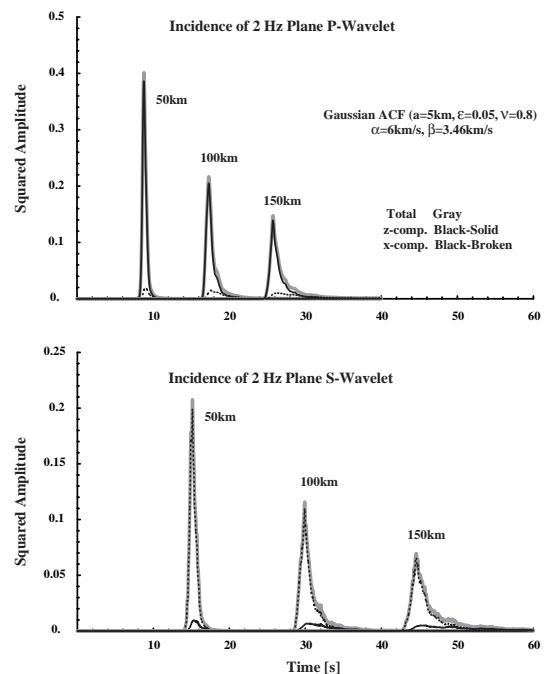


図2. ガウス型スペクトルをもつランダム弾性媒質に入射した平面波パルス(中心周波数2Hz)のMSエンベロープ(差分法による計算)。上図はP波入射、下図はS波入射の場合。

マルコフ近似

波長がゆらぎのスケールよりも十分小さく弾性係数の空間微分項を無視できる場合には、P波とS波のポテンシャル場はそれぞれ独立に放物型波動方程式に従うと考えてよい。波形のエンベロープに着目する場合には統計的な取り扱いが可能となり、直達波近傍の2乗平均(MS)エンベロープ形状をマルコフ近似によって導出することができる。

ポテンシャル場の2周波数相互相関関数 ${}_0\Gamma_2$ は波の進行方向について1階の放物型微分方程式を解くことで得られ、その強度(MSエンベロープ \hat{I}_0)は ${}_0\Gamma_2$ のフーリエ変換で与えられる。波の進行を z 方向としたとき、 x 座標に関する ${}_0\Gamma_2$ のフーリエ変換 ${}_0\check{\Gamma}_2$ は角度スペクトルを与える。P波の場合、 V_0 をP波平均速度とすると、伝播距離 z における角周波数 ω_c でのポテンシャル場のMSエンベロープは ${}_0\check{\Gamma}_2$ の波数積分の形で

$$\hat{I}_0(z, t; \omega_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x {}_0\check{\Gamma}_2(k_x, z, \omega_d) \quad (1)$$

と表すことができる。x成分のMSエンベロープは、これに正弦の自乗 k_x^2/k_c^2 をかけた波数積分の形で、

$$\hat{I}_{0_x}(z, t; \omega_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{k_x^2}{k_c^2} {}_0\check{\Gamma}_2(k_x, z, \omega_d) \quad (2)$$

と書くことができる($k_c = \omega_c/V_0$)。同様に、z成分は

$$\hat{I}_{0_z}(z, t; \omega_c) \equiv \hat{I}_0(z, t; \omega_c) - \hat{I}_{0_x}(z, t; \omega_c) \quad (3)$$

で表される。S波の場合には、 V_0 をS波平均速度とし、x成分とz成分を入れ替えればよい。

平面波のエンベロープ

半無限($0 \leq z < \infty$)に広がるランダム弾性媒質にデルタ関数型のパルス波が入射した場合、MSエンベロープは、次式のように解析的に表すことができる。

$$\hat{I}_{0_x}(z, t; \omega_c) = \frac{4V_0 t_M}{z} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \frac{\tan s_0}{s_0 \sqrt{\cos s_0}} \quad (4)$$

$$\hat{I}_{0_z}(z, t; \omega_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \left(\frac{1}{\sqrt{\cos s_0}} - \frac{4V_0 t_M}{z} \frac{\tan s_0}{s_0 \sqrt{\cos s_0}} \right) \quad (5)$$

ここで $t_M \equiv \frac{\sqrt{\pi}}{2V_0} \frac{\varepsilon^2}{a} z^2$ および $s_0 = 2e^{\pi i/4} \sqrt{t_M \omega_d}$ であり、ガウス型の場合、エンベロープ形状は周波数によらない。(4)式の係数から、P波の場合、伝播方向に直交する成分の自乗振幅は $(\varepsilon^2/a)z$ に比例して大きくなるのがわかる。図3は、ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープと角度スペクトルの時間変化を示す。

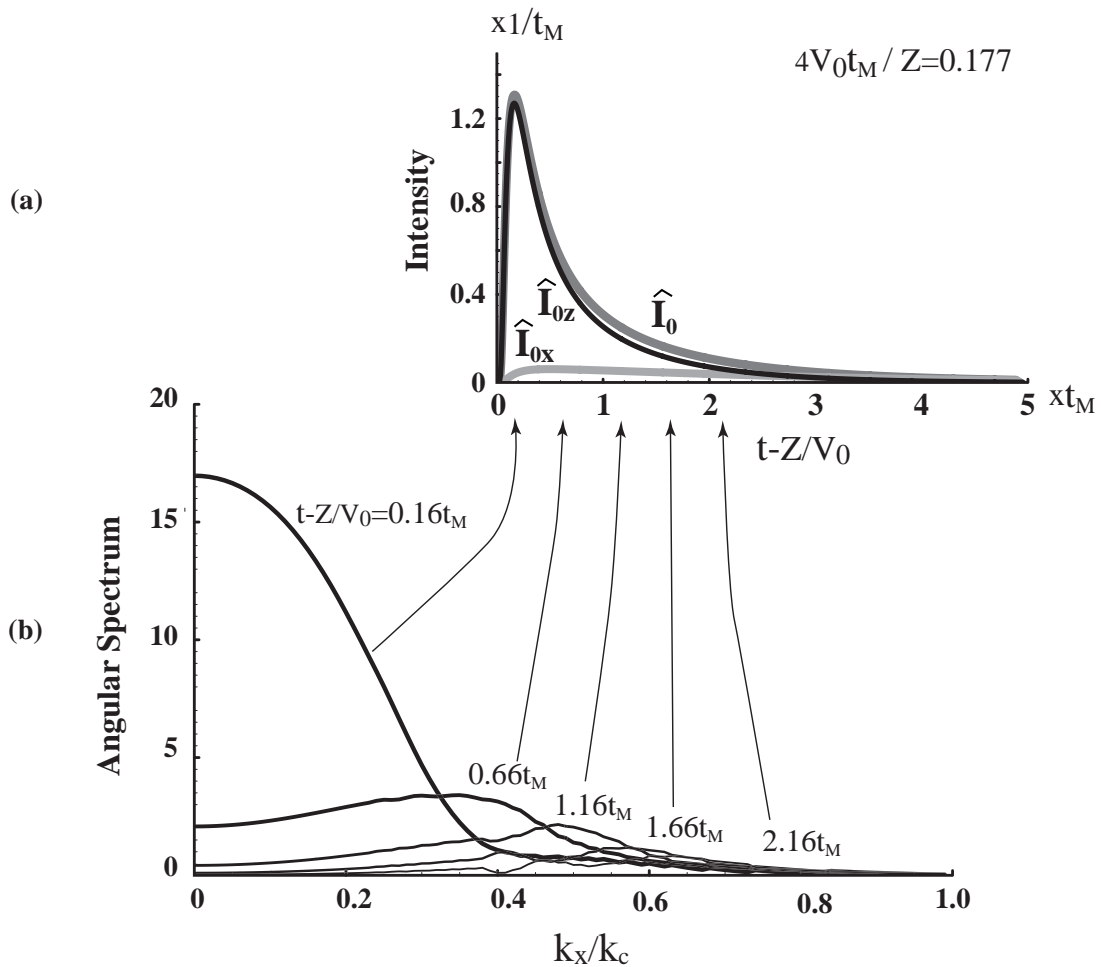


図3 . (a) ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ . (b) 角度スペクトルの時間変化 .

シミュレーション例

図4にマルコフ近似による理論エンベロープ(実線)と差分計算によるエンベロープ(灰色)との比較を示す . 図5は , 伝播距離100kmにおけるP波入射の場合の理論エンベロープ(実線)と差分計算によるエンベロープ(灰色)との比較を , 拡大して示す . z成分の振幅は , 最大振幅の着信時にはx成分の振幅よりも大きい , 時間経過と共にその振幅比は逆転する . 実際 , 差分法による波動の数値シミュレーション(灰色)でこの振幅逆転を確認することができる . このように , マルコフ近似理論は , ベクトル弾性波の場合についても , 差分計算によるエンベロープをよく説明できる .

まとめ

ガウス型スペクトルをもつ2次元ランダム弾性媒質におけるベクトル波形エンベロープの形成を , マルコフ近似に基づいて定式化した . 角度スペクトルの概念を導入することにより , MSエンベロープを解析的に導出することが可能である . 理論解は差分法によるシミュレーションで求められたエンベロープを定量的に説明することができる .

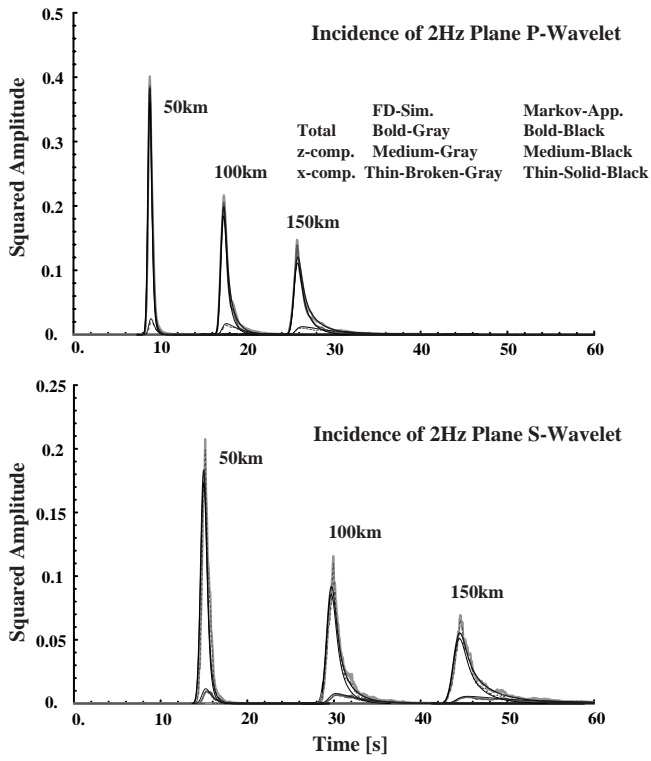


図 4. ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ (実線) と差分計算によるエンベロープ (灰色) との比較 .

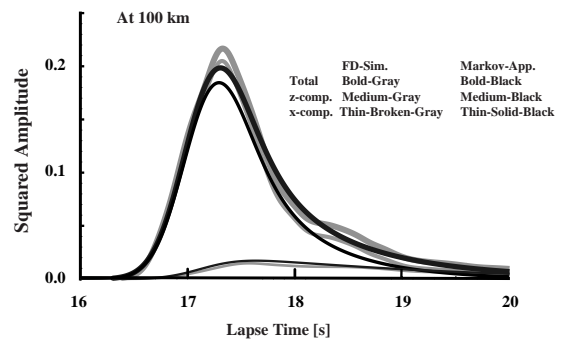


図 5. ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ (実線) と差分計算によるエンベロープ (灰色) との比較の拡大図 (伝播距離 100km). P 波入射の場合 .

異方性をもつ2次元ランダム媒質における点震源輻射の波形エンベロープ： マルコフ近似による理論的導出

齊藤竜彦

産業技術総合研究所 地圏資源環境研究部門・学振研究員

Synthesis of scalar-wave envelope from a point source in 2-D anisotropic random media using the Markov approximation

Tatsuhiko Saito, AIST GREEN, JSPS Research Fellow

はじめに

震源ではインパルス的であった地震波も、ランダムな地下不均質構造によって散乱波群が励起され、継続時間をもつ包絡波形(波形エンベロープ)を形成する。地震波主要動近傍を形成する波の伝播は多重前方散乱過程によってモデル化でき、マルコフ近似と呼ばれる統計的近似法を用いることで波形エンベロープを導出できる。この方法はもともと電磁波の惑星間伝播過程を記述するために開発されたものであったが [e.g. Ishimaru, 1978], 地震波伝播に適した条件での定式化が完成するにつれ [Sato, 1989; Saito et al. 2002], 従来は説明困難であった高周波数地震波のさまざまな特徴が解釈可能となってきた [Obara and Sato, 1995; Saito et al. in press]. しかしながら、これまでの定式化では、不均質構造は等方であると仮定されていた。実際の地下不均質構造の場合には、異方性をもつ不均質構造を考えるのが自然であろう。そこで本研究では、異方性をもつ2次元ランダム媒質中のスカラー波伝播過程における理論エンベロープ合成法を定式化し、その波形エンベロープの特徴を調べる。

2次元異方性ランダム媒質

2次元媒質において、場所 \mathbf{x} における波の伝播速度 V が平均速度 V_0 から微少量 $\xi(\mathbf{x})$ だけランダムに変化する媒質を考える。速度ゆらぎ $\xi(\mathbf{x})$ の自己相関関数 $R(\mathbf{x}') = \langle \xi(\mathbf{x} + \mathbf{x}') \xi(\mathbf{x}) \rangle$ やそのフーリエ変換であるパワースペクトル密度関数 $P(\mathbf{m})$ によって、ランダム媒質の性質は記述される。ただし、 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を表し、 \mathbf{m} はランダム不均質構造の波数を表す。ここでは、空間的に一様な異方性をもつランダム媒質を考える。このとき、速度ゆらぎの RMS 値 ϵ や不均質構造の特徴的な空間スケールを表す相関距離 a_x, a_z をパラメータとして、スペクトル構造は表される。代表的なスペクトル構造として、ガウス型や von Karman 型と呼ばれるものがある。例として、図1に、ガウス型のスペクトル構造をもつ異方性ランダム媒質を示す。相関距離の大きさが x 方向と z 方向で異なるために、層状構造に近いランダム媒質となる。

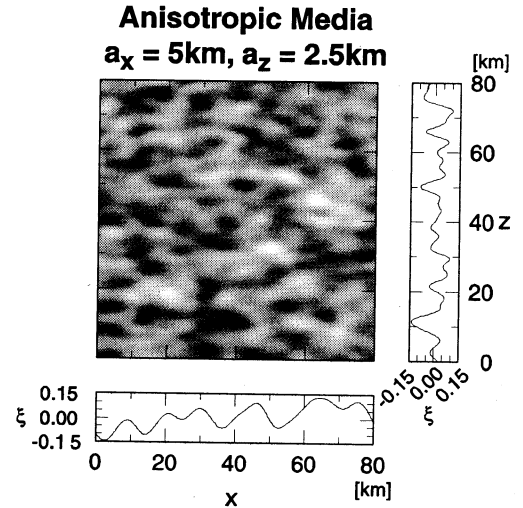


図1. ガウス型スペクトル構造をもつ2次元異方性ランダム媒質。速度ゆらぎ ξ の大きさを色の濃淡で表し(図中央)、 $x = 40\text{km}$ における ξ の z 方向への変化を右図に、 $z = 40\text{km}$ における x 方向への変化を下図に示す。

マルコフ近似を用いたエンベロープ導出理論

2次元不均質媒質中において原点に位置する震源から輻射された波が、波動方程式

$$\left(\Delta - \frac{1}{V(\mathbf{x})^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) u(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (1)$$

に従って伝播する場合を考える。波動場 $u(\mathbf{x}, t)$ を角周波数 ω 、振幅 U の円筒波の重ね合わせとし、円筒座標 (r, θ) を用いて

$$u(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(r, \theta, \omega)}{\sqrt{kr}} e^{i(kr - \omega t)} d\omega \quad (2)$$

と表す。ここで、 $k = \omega/V_0$ は波数を表す。波の波長に比べて伝播距離が長く ($rk \gg 1$)、かつ、不均質構造の特徴的スケールが大きい場合 ($ak \gg 1$, $a = \min[a_x, a_z]$)、波動方程式を放物型微分方程式、

$$2ik \frac{\partial}{\partial r} U(r, \theta, \omega) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} U(r, \theta, \omega) - 2k^2 \xi(r, \theta) U(r, \theta, \omega) = 0 \quad (3)$$

に近似できる。

次に、エンベロープ導出の準備のために 2 周波数相互相関関数と呼ばれる統計量を導入する。波の前方散乱が卓越するとして、伝播距離 r の地点に局所直交座標系 (r, r_{\perp}) をとり (図 2), $r_{\perp} \ll a \ll r$ の範囲の波動場を考える。伝播距離 r での近接する 2 点 $r_{\perp 1}$ と $r_{\perp 2}$ の波動場によって、2 周波数相互相関関数 Γ_2 は、

$$\Gamma_2(r_{\perp d}, r, \omega_c, \omega_d) = \langle U(r_{\perp 1}, r, \omega_1) U^*(r_{\perp 2}, r, \omega_2) \rangle \quad (4)$$

と定義される [e.g. Ishimaru, 1978]。ただし、 $r_{\perp d} = r_{\perp 1} - r_{\perp 2}$, $\omega_c = (\omega_1 + \omega_2)/2$, $\omega_d = \omega_1 - \omega_2$ とする。 $r_{\perp}/a \ll 1$ の範囲において、 Γ_2 は $r_{\perp 1}$ と $r_{\perp 2}$ の重心位置には依らず、その差 $r_{\perp d}$ にのみ依存するとする。

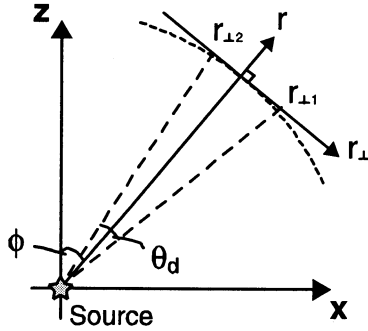


図 2. 定式化で用いる座標。

ほぼ単色の波 ($\omega_d \ll \omega_c$) の場合には、マルコフ近似と呼ばれる波動場と不均質構造の統計量に関する近似を用いて、(3) から Γ_2 に関する微分方程式

$$\frac{\partial}{\partial r} \Gamma_2(\theta_d, r, \omega_c, \omega_d) + i \frac{k_d}{2k_c^2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta_d^2} \Gamma_2 + k_c^2 [A(0) - A(r_{\perp d})] \Gamma_2 + \frac{k_d^2}{2} A(0) \Gamma_2 = 0 \quad (5)$$

を得る。ただし、 $k_c = \omega_c/V_0$, $k_d = \omega_d/V_0$, および、 $r_{\perp d} = r\theta_d$ とする。この微分方程式では関数 A がランダム媒質からの寄与を表し、速度ゆらぎの自己相関関数 $R(\mathbf{x}) = R(r_{\perp d}, r)$, もしくはパワースペクトル密度関数 $P(\mathbf{m})$ を用いて

$$A(r_{\perp d}) = \int_{-\infty}^{\infty} dr R(r_{\perp d}, r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dr \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{m}) \exp\{i\mathbf{m}(r_{\perp d} \mathbf{e}_{\perp} + r \mathbf{e}_r)\} d\mathbf{m} \quad (6)$$

と定義される。ただし、 \mathbf{e}_{\perp} と \mathbf{e}_r は、それぞれ r_{\perp} 方向と r 方向の単位ベクトルを表す。

ところで、波動場の 2 乗振幅のアンサンブル平均 (Mean Square エンベロープと呼ぶ) は、2 周波数相互相関関数 Γ_2 を用いて

$$\langle u(r_{\perp 1}, r, t) u^*(r_{\perp 2}, r, t) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d d\omega_c \Gamma_2(\theta_d = 0, r, \omega_d, \omega_c) e^{-i\omega_d(t-r/V_0)} \quad (7)$$

と表すことができる。よって、 Γ_2 に関する微分方程式 (5) を解き、その解を (7) に代入することで MS エンベロープを計算することができる。

例えば、ガウス型スペクトル構造のランダム媒質において z 軸から角度 ϕ の方向に観測点が位置する場合、 A は

$$A(r_{\perp d}) = \sqrt{\pi} \epsilon^2 a_r \exp\left(-\frac{r_{\perp d}^2}{a_{\perp}^2}\right), \quad (8)$$

となる。ただし、

$$a_r = a_x a_z / \sqrt{a_x^2 \cos^2 \phi + a_z^2 \sin^2 \phi} \quad (9a)$$

$$a_{\perp} = \sqrt{a_x^2 \cos^2 \phi + a_z^2 \sin^2 \phi} \quad (9b)$$

である。また、MS エンベロープは特徴的時間

$$t_M = \frac{\sqrt{\pi} \epsilon^2 a_r}{2V_0} \left(\frac{r}{a_{\perp}}\right)^2 \quad (10)$$

を用いて、規格化して表示することができる (図 3)。

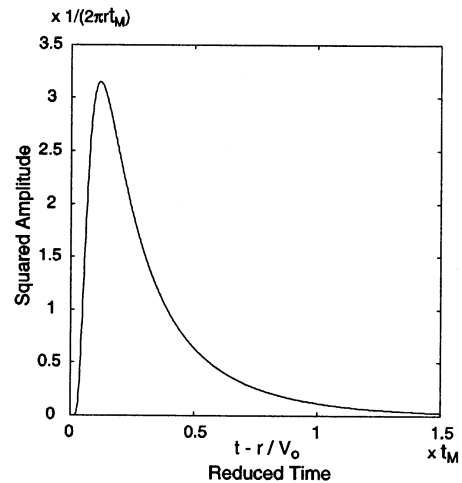


図 3. 特徴的時間 t_M により規格化された Mean Square エンベロープ。ガウス型のスペクトル構造の場合。

規格化されたエンベロープ形状を一旦計算すれば、その時間軸や振幅を t_M や幾何減衰の効果を補正する（伸縮させる）だけで、任意の t_M （任意の周波数・伝播距離・ランダム媒質のパラメタ）のエンベロープを得ることができる。つまり、 t_M の関数形によってエンベロープの周波数・伝播距離・ランダム媒質のパラメタに対する依存性が規定される。 t_M が大きくなるほど、エンベロープの最大振幅は小さく、主要動継続時間は長くなり、エンベロープが崩れていく。すなわち、 t_M は散乱の大きさを表すひとつの指標とみなすことができる。ガウス型スペクトル構造をもつランダム媒質の場合、波形エンベロープの継続時間は伝播距離の 2 乗に従って増加し ($t_M \propto r^2$)、二乗振幅値は伝播距離の -3 乗で減衰する ($1/(2\pi r t_M) \propto r^{-3}$)。von Karman 型の場合も、 t_M を用いて MS エンベロープを規格化することができる。ただし、ガウス型の場合とは異なり、 t_M の関数形は角周波数 ω_c にも依存する。図 4 は、ガウス型ランダム媒質 ($a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$, $\varepsilon = 0.05$) において、伝播距離が 200km の地点での t_M の入射角度依存性を示す。入射角度が 0 度 (鉛直伝播) から 90 度 (水平伝播) に変化するにつれて t_M が増加する。鉛直方向よりも水平方向の相関距離が長いリソスフェアの不均質構造の場合、地震波が鉛直下方から入射する場合よりも水平方向伝播へ近くなるほど、最大振幅は小さく、継続時間が大きくなることが予想される。

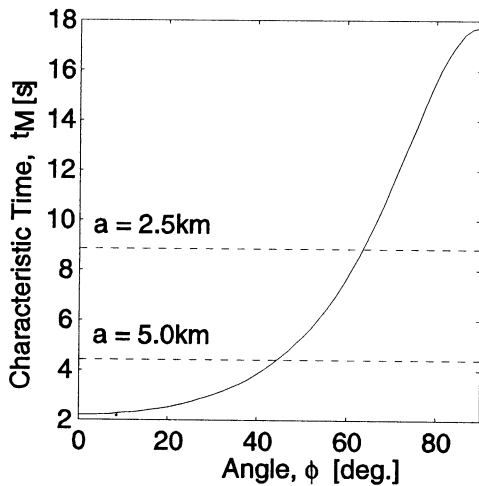


図 4. 2次元異方性媒質 ($a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$) における特徴的時間 t_M の入射角度依存性 (実線)。参考として、等方ランダム媒質 ($a_x = a_z = 2.5\text{km}$ および $a_x = a_z = 5\text{km}$) のときの、特徴的時間 t_M を破線で示す。

有限差分法による波動伝播シミュレーションとの比較

前節で定式化したエンベロープ導出法の妥当性を確認するために、有限差分法による波動場の数値シミュレーションを利用し、厳密な波動場計算から得

られる波形記録のエンベロープを合成する (以後、FD エンベロープと呼ぶ)。FD エンベロープの作成手順を示す。(i) $V_0 = 4\text{km/s}$, $a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$, $\varepsilon = 0.05$ で表される 50 通りのガウス型スペクトル構造をもつランダム媒質のアンサンブルを作成する。(ii) 各々の媒質中における波動伝播を有限差分法によって計算する。計算領域 200km x 200km 中の一点において卓越周波数 2Hz のリック-ワイク型の震源を励起させ、空間グリッド 50m、時間ステップ 4ms の差分近似を用いた数値計算を行う。50 個の媒質における波動場計算の結果、各観測点毎に 50 個の波形からなるアンサンブルを得る。(iii) 2 乗振幅波形幅記録のアンサンブル平均を計算し、これの平方根をとる。これを FD エンベロープとする。

マルコフエンベロープ合成の際、有限時間幅をもつリック-ワイク型の震源時間関数を、畳み込みによって考慮する。また、震源輻射エネルギー量は、伝播方向毎に推定する。

図 4 に FD エンベロープとマルコフエンベロープとの比較を示す。マルコフエンベロープからの予測と同様に、FD エンベロープは伝播距離および伝播方向角度の増大に伴って崩れていく。特に、伝播方向が 0, 30, 90 度の場合において、マルコフエンベロープと FD エンベロープは、計算した全ての伝播距離において、よく一致する。しかし、入射角度 60 度の場合では、FD エンベロープに現われる後続波群部分を、マルコフエンベロープでは説明することが出来ていない。

議論

入射角度 60 度においてマルコフエンベロープが後続波群を説明できない理由を考察する。図 4 より、特徴的時間 t_M は入射角度 0, 30, 90 度付近では緩やかに変化するのに対して、60 度付近で急激に変化する。このことから、60 度よりも大きい入射角度ですむ波が強く散乱され、その散乱波が入射角度 60 度における FD エンベロープの後続波群として現われていると考えられる。これに対し、マルコフエンベロープ導出の際には、60 度極近傍 ($r_{\perp} \ll a \ll r$) における不均質構造および波動場しか考慮していないため、これら後続波群を説明できないと考えられる。

結論

2 次元異方性ランダム媒質中のスカラー波伝播過程における理論エンベロープ合成法を、マルコフ近似を用いることによって定式化した。本稿で定式化した合成法によって波形エンベロープの伝播距離・入射角度依存性等を解析的に記述できる。鉛直方向に比べて水平方向の相関距離が長いランダム不均質構造の場合、伝播距離の増大および水平方向伝播に近づくにつれ、エンベロープの主要動継続時間は増加し、最大振幅は減少する。有限差分法による波動場計算を利用して、異方性媒質における入射角度が 0,

30, 60, 90 度において、この合成法の妥当性を検証した。その結果、概ねマルコフエンベロープは、FD エンベロープの伝播距離、入射角度依存性の傾向を再現できる。しかし、入射角度 60 度の場合、マルコフエンベロープは十分な後続波群の励起を説明出来ない。これは、点震源輻射において散乱の入射角

度依存性が強いときに励起される後続波群を、マルコフエンベロープでは考慮できないためと考えられる。今後これを検証するために、平面波伝播の場合におけるマルコフエンベロープと FD エンベロープとの比較を行う必要がある。

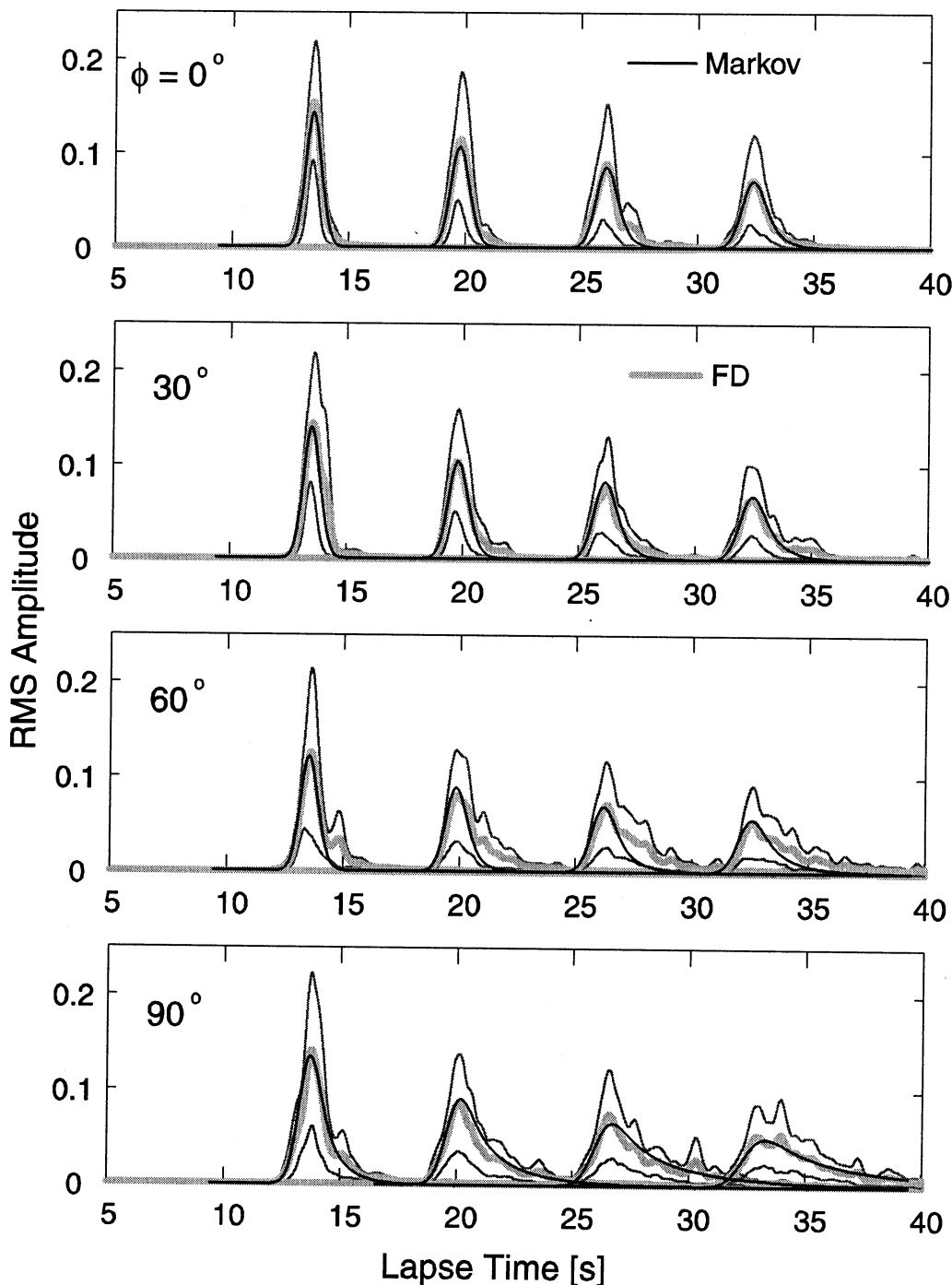


図 4.2 次元異方性ランダム媒質 (ガウス型スペクトル構造, $\epsilon = 0.05$, $a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$) における波形エンベロープ。入射角度 0, 30, 60, 90 度のそれぞれの場合において、震源距離 50, 75, 100, 125km のエンベロープを併せて示す。黒実線はマルコフエンベロープによる理論計算値を示す。50 回の有限差分法による波動伝播数値計算の波形から合成した平均エンベロープ (FD エンベロープ) を灰太線で示す。灰細線は、個々の波形エンベロープの偏差の範囲を示す。

空隙群を含む2次元媒質中のSH波エンベロープ： 数値波動シミュレーションと輻射伝達理論の比較

河原 純（茨城大・理）・蓬田 清（北大・理）

はじめに

不均質媒質中の地震波の散乱と伝播を考える上で用いられる代表的な物理モデルに、ランダム媒質（弾性定数と密度にランダムな空間的摂動を与えた媒質）と、亀裂や介在物などの離散的散乱体のランダム分布がある。しかし地震波エンベロープ形成の問題に関して言えば、ランダム媒質については多くの研究例があるのに比べ、離散的散乱体分布については必ずしもそうではない。我々は近年、離散的散乱体分布領域中のエンベロープを数値波動シミュレーションによって合成し、これを既存のエンベロープ予測モデル（1次等方散乱モデル、拡散モデル、およびエネルギーフラックスモデル）（Sato & Fehler, 1998; 干場, 2001）と比較することで、これらのモデルの有効性を検討した（河原・蓬田, 2003, 2004）。今回は、より汎用的なモデルと目される輻射伝達理論について同様な検証をおこなう。数学的単純さのため、ここでは以前と同様、円形空隙群による2次元SH（スカラー）波散乱を扱うが、より現実的な場合（P-SV散乱、亀裂や介在物の分布等）への拡張は比較的容易である。

本題に入る前に、これまでの研究経過を概説し、その結果を平均自由行程の観点から整理する。

既往研究のまとめ

最初に数値実験の概略を述べる。まず、直径 $d = 2a$ の多数（50～100個）の円形空隙を無限媒質（S波速度 V_0 ）中の矩形領域（横 $W \times$ 縦 L ）内に数密度 n （含有率 $c = \pi n a^2$ ）でランダムに（しかし重ならないよう）分布させた不均質領域モデルを考える。そして領域下端から平面SHリッカー波（卓越周波数 f_0 ）を垂直に入射させ、Benites et al. (1992) の境界積分法により散乱波をシミュレートして、領域上端に展開した観測点で波形合成をおこなう。次に、得られた波形を観測点アレイに沿って二乗平均し、MSエンベロープを得る（ただし領域端からのエネルギーの漏れの効果を軽減するため、アレイの中央部の観測点のみを用いる）。以上の操作を、異なる乱数列を用いて分布パターンを変えて数回繰り返した後、得られたMSエンベロープをさらに平均して平方根を取る。こうして得られたRMSエンベロープを、以下ではエンベロープの「実験値」と呼び、エンベロープ予測モデルとの比較に用いる。

上記の比較検討に際し、我々は当初、空隙分布密度の観点から結果を分類したが、多重散乱の強さによる分類の方が本質的である。一般に、散乱の平均自由行程を l^* 、平均自由時間を $t^* = l^*/V_0$ 、波動の伝播距離と経過時間をそれぞれ L 、 t と置くと、

$L/l^* \ll 1$ かつ $t/t^* \ll 1$ ならば、1次散乱が支配的（多重散乱が無視可能）

$L/l^* \gg 1$ かつ $t/t^* \gg 1$ ならば、多重散乱が支配的

と見なすことができる。散乱が等方的な場合、 l^* は次式で与えられる。

$$l^* = 1/n\sigma_S, \quad \sigma_S = \oint \sigma_D(\theta) d\theta \quad (1)$$

ここで σ_S は2次元散乱体の散乱断面積（実際は長さの次元を持つ）、 $\sigma_D(\theta)$ は微分散乱断面積である（この場合は散乱角 θ によらない）。散乱が非等方的な場合の平均自由行程の概念は曖昧であるが、多重散乱が卓越する場合には等方散乱で近似できることが知られている。ただしこの場合の平均自由行程は次式で与えられる（Morse & Feshbach, 1953）。

$$l^* = 1/n\sigma_M, \quad \sigma_M = \oint \sigma_D(\theta)(1 - \cos\theta) d\theta \quad (2)$$

σ_M は輸送断面積と呼ばれ、等方散乱の場合には σ_S に一致する。以下では(2)を平均自由行程の定義とする。これによって、前回の結果を整理すると次のようになる。

(a) 多重散乱波の無視と等方散乱近似に基づく1次等方散乱モデル（Single Isotropic Scattering Model, 以下

SISM）は、（予想通り）1次散乱が卓越する場合（ $L/l^* < 1$, $t/t^* < 1$ ）にのみ有効である。

(b) 強多重散乱によるエネルギーの拡散的伝播を仮定する拡散モデル（Diffusion Model, 以下DM）は、

(再び予想通り) 多重散乱が卓越する場合 ($L/l^* > 1, t/t^* > 1$) に有効である。

(c) コーダ波の空間一様分布を経験的に仮定するエネルギーフラックスモデル (Energy Flux Model, 以下 EFM) は、多重散乱がやや強い ($1 < L/l^* < 5$ または $t/t^* < 1$) 場合に有効である。

輻射伝達理論の解

輻射伝達理論 (Radiative Transfer Theory, 以下 RTT) は、波動の非干渉性の仮定が成り立つ限りにおいて、エネルギーの流れを記述する最も包括的な理論と考えられており、等方散乱の場合には SISM と DM を特解として内包する。しかしその一般解はごく一部の場を除き解析的に求めることが難しい。ここでは常套手段として、エネルギー粒子の散乱過程のモンテカルロシミュレーションによって RTT の数値解を求める。具体的なアルゴリズムは Yoshimoto (2000) に依った。

図1に、横方向に無限に長い ($W \rightarrow \infty$) 不均質層に平面インパルス波が入射したときの RTT の数値解の一例を、対応する他モデルの解析解とともに示した。図より、経過時間とともに RTT 解が SISM 解から逸脱して DM 解に漸近する様子が認め

られる (RTT 解の振動はエネルギー粒子の個数の有限性による)。同様な特徴が、試みた全ての L/l^* 値について成り立つことから、RTT 解の計算精度は (振動部分を除き) 十分高いと考えられる。

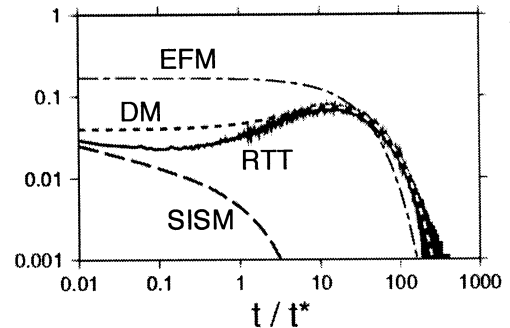


図1. SISM, DM, EFM および RTT の解の比較 ($L/l^* = 10, W \rightarrow \infty$, 等方散乱)。

結果

矩形不均質領域に対して上記の方法で得られた RTT 解 (インパルス応答) に、リッカー波の震源時間関数をたたみ込んだものを、エンベロップ実験値と比較した。まずは簡単のため、等方散乱近似(2)を仮定し、かつエネルギー粒子の運動速度 (エネルギー速度) は背景媒質の S 波速度 V_0 で代用して RTT 解を計算してみた。なお、以下では $d = V_0 = 1$ で諸量を規格化する。

図2は $f_0 = 0.6$ (空隙直径 ~ 波長) の場合の結果であり、経過時間と多重散乱の強さに関わらず ($0.2 < L/l^* < 7.9$)、RTT 解が実験値とほぼ一致することがわかる。よってこの場合に関する限り、RTT は期待通り、全エンベロップを常に記述するモデルであると言える。しかし、このような高度な一致は他の周波数では必ずしも成り立たない。図3a~c は $f_0 = 0.15$ (空隙直径 < 波長) の場合であるが、多重散乱が弱い場合 (図3a) には初期コーダ部で RTT 解と実験値の不一致が顕著である。この不一致は多重散乱が強まるに連れて解消に向かうものの (図3b,c)、今度は直達波付近での不一致が目立つようになる。コーダ部における同様な不一致は、 $f_0 = 1.2$ (空隙直径 > 波長) の場合 (図3d) にもわずかながら認められる。

上記の不一致の要因として以下の二点が考えられる。まず、上述の等方散乱近似は多重散乱の卓越が前提条件であるので、多重散乱が弱い初期コーダ部では元々不相当と考えられる。 $f_0 = 0.6$ の場合に初

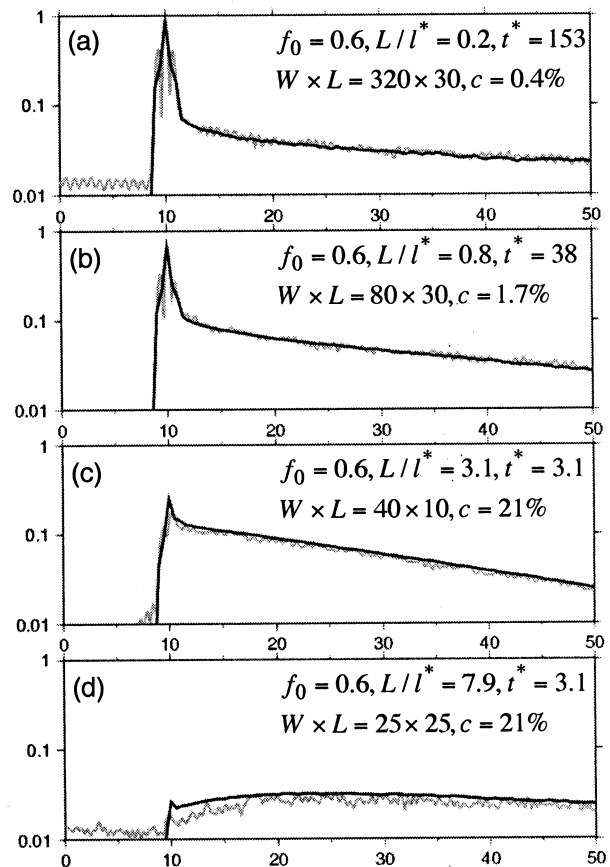


図2. 数値実験結果 (灰色線) と RTT 解 (黒線) の比較の例 ($f_0 = 0.6$)。横軸は時間 t 。縦軸は入射波の最大振幅で規格化。図中の記号については本文参照。

期コーダ部での不一致が生じなかったのは、この周波数付近で円形空隙の $\sigma_D(\theta)$ が比較的等方に近いことによって説明できる(図4)。また図3cで明瞭に認められるRTT解の早すぎる初動着震時は、現実のエネルギー速度が低周波域で V_0 を下回ることによると解釈できる。そこで、モンテカルロシミュレーションにおいて円形空隙の $\sigma_D(\theta)$ を適切に組み込むとともに、直達波の速度分散をFoldy近似(河原, 2001)によって評価することで f_0 に対する群速度の期待値を計算し(図5)、これを新たにエネルギー速度と定義した。以上の修正により再計算したRTT解を図6に示す。予想通り、初期コーダ部分におけるRTT解と実験値の不一致、およびRTT解の早すぎる初動は概ね改善されたことがわかる。しかしながら、エンベロープ実験値において直達波の時間幅が伝播(L/l^* の増加)とともに拡大する現象については、RTT解は依然として再現できなかった。これは分散性波動の伝播を単一の周波数(卓越周波数)における波動伝播速度で表現しようとするRTTの限界を示すものと考えられる。

今後の課題としては、自由表面や点震源の導入、P-SV波散乱や散乱体が亀裂の場合等の検討が挙げられる。

参考文献

- Benites, Aki & Yomogida, 1992, *Pure Appl. Geophys.*, **138**, 353-390.
 干場, 2001, 地震第2輯, **54**, 109-125.
 河原, 2001, 地震第2輯, **54**, 91-108.
 河原・蓬田, 2003, 地球惑星関連学会合同大会予稿集, S047-001.
 河原・蓬田, 2004, 地球惑星関連学会合同大会予稿集, S047-P004.
 Morse & Feshbach, 1953, McGraw-Hill, New York.
 Pao & Mow, 1973, Crane Russak, New York.
 Sato & Fehler, 1998, Springer-Verlag, New York.
 Yoshimoto, 2000, *J. Geophys. Res.*, **105**, 6153-6161.

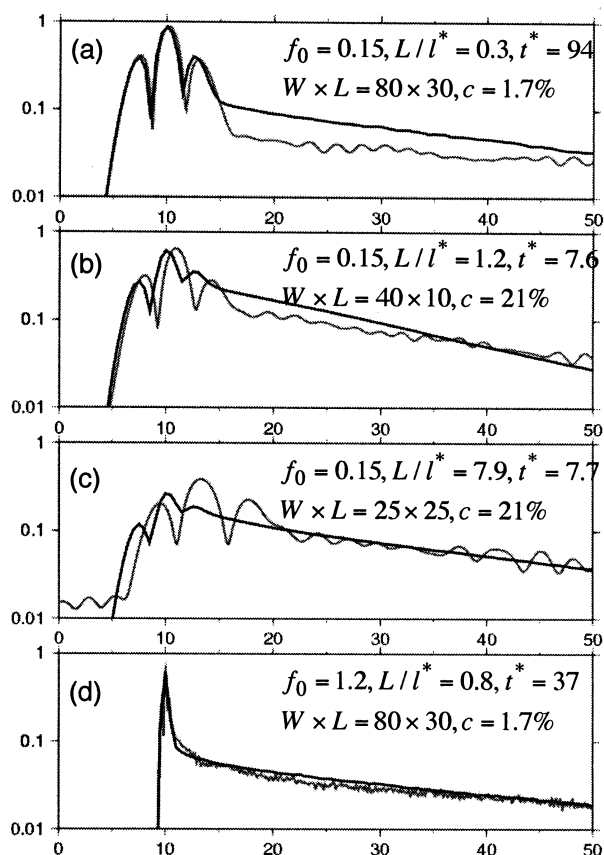


図3. 数値実験結果とRTT解の比較の例。(a)~(c)は $f_0 = 0.15$ の場合、(d)は $f_0 = 1.2$ の場合。図の見方は図2と同じ。

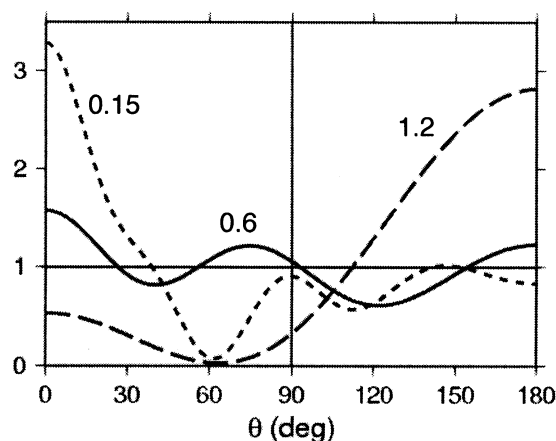


図4. 円形空隙の微分散乱断面積 $\sigma_D(\theta)$ (Pao & Mow, 1973)をその方位平均($\sigma_S/2\pi$)で規格化したもの。図中の数値は周波数(f_0)。

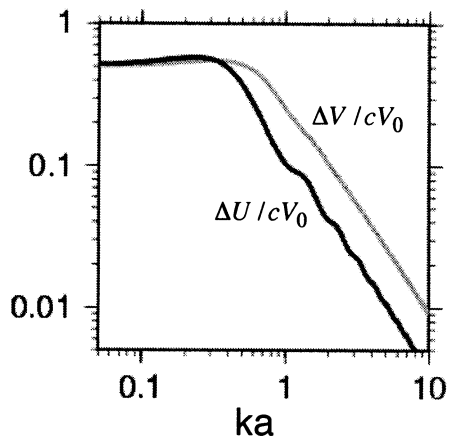


図5. Foldy近似によって推定された、円形空隙分布領域中のSH波の位相速度（灰色線）と群速度（黒線）の期待値の分散曲線。いずれも背景媒質のS波速度 V_0 に対する減分を V_0 と空隙含有率 c で除したものを表示。横軸は波数 $k = 2\pi f_0 / V_0$ と空隙半径 $a = d/2$ の積。

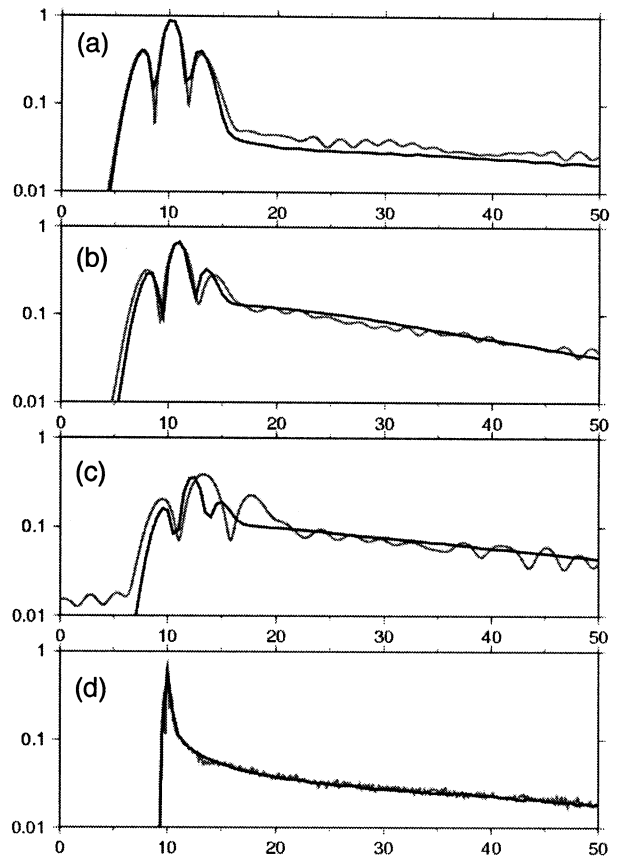


図6. 図3におけるRTT解の精度を改善したもの（黒線）。数値実験結果（灰色線）は図3と同じ。

表面波－実体波間の変換散乱を考慮した 半無限ランダム媒質中のエンベロープ合成モデル

前田拓人・佐藤春夫・西村太志（東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻）

はじめに

高周波数地震波のコーダは速度ゆらぎ・亀裂などに伴う実体波の散乱波で説明できることが広く知られている．本研究ではやや長周期のコーダ波を説明すべく，実体波と表面波間の変換散乱をボルン近似を用いて定式化し，ランダム不均質構造におけるエンベロープの合成を試みる．

ボルン近似による変換散乱の表現

まず，図 1 に示すようなサイズ L の領域に局在した不均質を考える．後にランダム不均質の概念を導入するため，不均質構造の特徴的なスケール a と地震波の波長 λ に対して， $a \ll L$ ， $\lambda \ll L$ であることを仮定する．ここでは，入射波，散乱波がそれぞれ均質媒質中の実体波およびレイリー波の和で表現する．Born 近似では，不均質に入射した波動場は散乱波の波動方程式の等価体積力項としてはたらく．従って，実体波の入射波を等価体積力項に持つ表面波，表面波の入射波を等価体積力項に持つ実体波，という形式で変換散乱を表現することができる．たとえばレイリー波の入射に対する実体波への散乱波は，

$$u_i^{RB}(\omega, z) = \hat{e}_{Bi} \frac{e^{ik_B r}}{4\pi\rho v_B^2 r} \iiint_{x' \in L^3} \kappa^{RB}(x'; z) \xi(x') \exp[i(k_B \hat{r} - k_R \hat{\Delta}) \cdot x'] dx' \quad (1)$$

のように表される．ここで \hat{e}_{Bi} は実体波の振動方向， ρ と v_B はそれぞれ密度と実体波速度， r は不均質の中心から観測点までの距離， k_B と k_R はそれぞれ実体波と Rayleigh 波の波数である．積分中に現れる $\kappa^{RB}(x'; z)$ は波数無限小極限での散乱の基本パターンを与える．実体波から表面波への逆変換散乱の場合には，このパターンは $\kappa^{BR}(x', z) = (\kappa^{RB}(x', z))^*$ のように複素共役になる．Rayleigh 波の振幅と上下・水平動のアスペクト比は固有関数で決まり，深さに依存するため，この散乱の基本パターンもまた深さの関数である．図 2 にこのパターンの絶対値が散乱モードと深さによってどう変わるかを示す．計算は $v_p = 7 \text{ km/s}$ および $v_p/v_s = \sqrt{3}$ の背景媒質を用い，独立変数を減らすために Birch 則の成立を仮定した．固有関数が深さとともに指数関数的に小さくなるため，散乱パターンの絶対振幅はそれに伴い小さくなっていく．このことは，変換散乱波が浅部不均質にのみ敏感であることを示している．たとえば Rayleigh-to-P 散乱では浅部では前後方散乱が卓越していたのに対して， $z = \lambda/4$ では斜め後方に卓越するなど，深さとともに散乱のパターンそのものが大きく変化する．この形状は，Rayleigh 波振幅の P 波動的な振動方向をもつ水平成分と SV 波動的な振動方向をもつ上下成分とのアスペクト比で決まる．

エンベロープ合成

全空間に分布した不均質からの散乱波の二乗を重ね合わせることで理論エンベロープを合

成することができる。震源 x_s から射出され、中心位置を \bar{x} の不均質領域によって散乱されてきた波の変位は、周波数領域で、

$$u_i(\mathbf{x}, \omega; \bar{\mathbf{x}}) = e_i G_2(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \left(\iiint_V \kappa(\mathbf{x}' - \bar{\mathbf{x}}) \xi(\mathbf{x}' - \bar{\mathbf{x}}) e^{-ik_e(\mathbf{x}' - \bar{\mathbf{x}})} d\mathbf{x}' \right) G_1(\mathbf{x}', \mathbf{x}_s) S(\mathbf{x}_s) \quad (2)$$

のように書くことができる。ここで S はダブルカップル型の震源、 G_1, G_2 はそれぞれ震源から散乱体、散乱体から観測点までの幾何減衰および位相変化項、 k_e は入射波と散乱波の波数ベクトルの差 (exchange wavenumber)、 e_i は波の振動方向ベクトルである。これを時系列の速度波形に変換し、全散乱体からの寄与を積算した上で中心周波数 ω_0 、幅 $\Delta\omega$ のバンドパスフィルタを掛けた二乗振幅のアンサンブル平均を取ると、MS エンベロープとランダム媒質のスペクトル P とが、

$$\langle |\hat{u}_i(\mathbf{x}, t; \omega_0)|^2 \rangle = \frac{\omega_0^2 \Delta\omega}{2\pi} \iiint_V |e_i|^2 |G_2(\mathbf{x}, \mathbf{x}')|^2 |\kappa(\mathbf{x}')|^2 P(k_e) |G_1(\mathbf{x}', \mathbf{x}_s)|^2 |S(\mathbf{x}_s)|^2 \frac{H_{\Delta T}(t - t_L)}{\Delta T} d\mathbf{x}' \quad (3)$$

のように関連づけられる。ここで $H_{\Delta T}$ は震源での経過時間より長い時間窓 ΔT の幅を持つ箱形関数である。 t_L は震源から散乱体を経由して観測点にまで到達する経過時間で、この条件がある時間の MS エンベロープに寄与する等時散乱曲線を規定する。実際に MS エンベロープを計算する際には、 $\Delta T \rightarrow 0$ の極限をとったものを時間についてのデルタ関数として取り扱い、解析的に積分を行う。

従来から偏長楕円体座標を用いると実体波散乱の等時散乱曲線が解析的に表現できることが知られていた[Sato, 1984]。表面波の関与する散乱曲線は、楕円柱座表系を用いると解析的に表現ができる。図 3 に震源を水平面内原点、深さ 10km に、観測点を $(x, y, z) = (50, 0, 0)$ に置いた際の Rayleigh 波-P 波間の変換散乱の等時散乱曲線の例を示す。Rayleigh 波が水平にしか伝播できないため、どちらの散乱曲線も深さとともに細くなっていく形状を示す。

MS エンベロープの計算例として、指数関数型のランダム媒質 ($a=2\text{km}$, $\epsilon=10\%$) で周波数 0.0625Hz (16 秒) から 2Hz までの 6 つの周波数帯域で MS エンベロープを計算した。震源は図 3 の座標系で y 軸を北として dip 90 度、Strike 0 度、Lake 0 度のマグニチュード 3 相当の震源 ($M_0 = 3.16 \times 10^{20} [\text{dyn} \cdot \text{cm}]$) を用い、オメガ二乗モデルを仮定してコーナー周波数及び地震モーメントを計算した。図 4 に 2Hz (左)、0.0625Hz (右) での MS エンベロープの計算結果を示す。いずれも 3 成分の合成エンベロープで、太実線が全エンベロープ形状を、細実線が実体波-実体波、細点線が実体波-Rayleigh 波、破線が Rayleigh 波-実体波、そして太点線が Rayleigh 波-Rayleigh 波散乱のエンベロープ振幅をそれぞれ表す。明らかに高周波数では実体波間散乱が卓越しているのに対し、低周波側では Rayleigh 波の寄与非常に強くなってくる。P, S 波の直達部分はほぼ実体波のみからエンベロープが構成されているが、時間がたつにつれて実体波から Rayleigh 波への変換散乱波の寄与が強くなっていくことが見て取れる。また、直到達レイリー波がほとんどでない方角であるにも関わらず、震源から異なる方向に射出され散乱によって回り込んできた Rayleigh 波コーダが S コーダを覆い隠している。ただし、現時点での計算では前方散乱に走時ゆらぎの補正 (あるいはカットオフ角度) を導入していない。今回示した指数関数型ランダム媒質では短波長不均質構造に富んでいるため、比較的

周波でも前方散乱の影響が無視できない可能性もある. どの程度の周波数まで表面波の寄与を考慮しなければならないのかはランダム媒質の種類およびそれを特徴づけるスケールに依存しており, 今後様々なランダム媒質下で検討を重ねていく必要があるだろう.

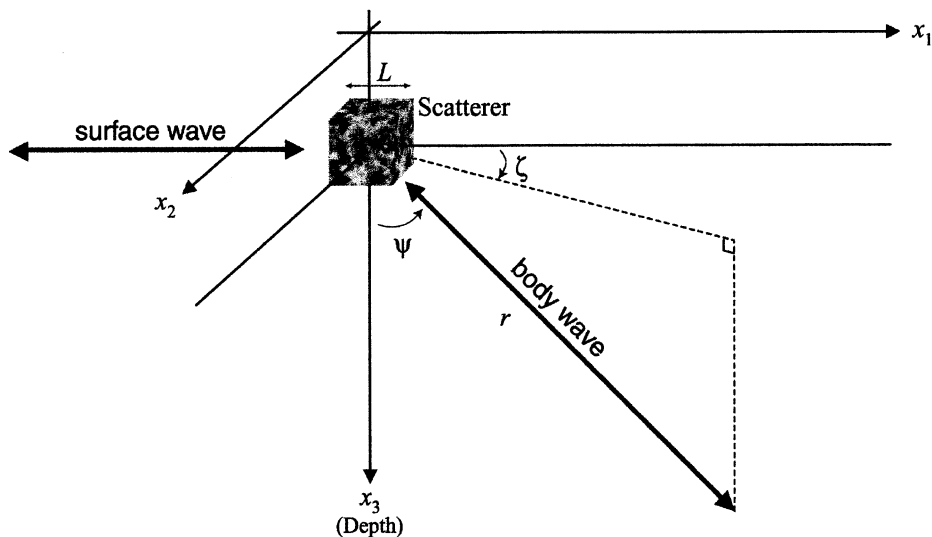


図1 サイズLの不均質と, 入射波および散乱波のジオメトリ. ここで (r, ζ, ψ) は極座標を表す.

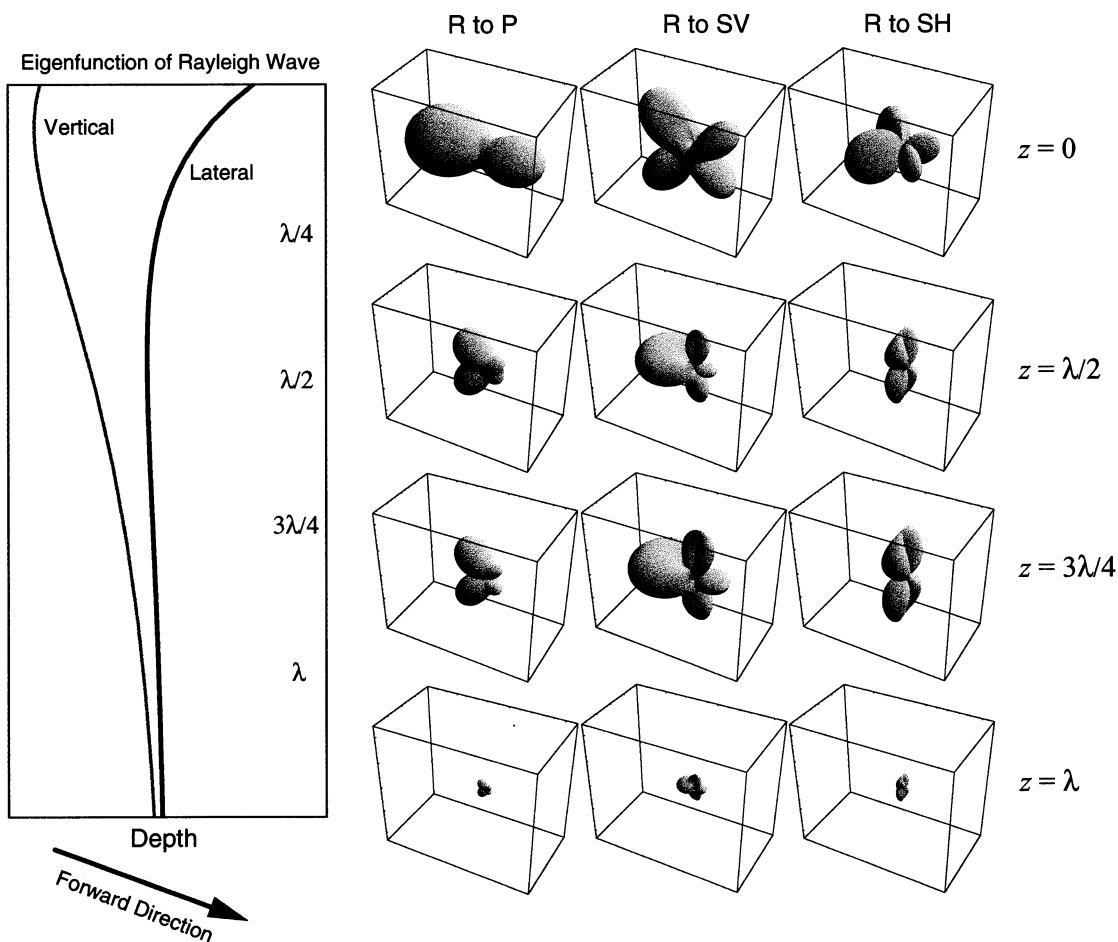


図2 (左)レイリー波の固有関数. (右) 深さ $0, \lambda/4, \lambda$ における Rayleigh-to-P, Rayleigh-to-SV, Rayleigh-to-SH 散乱の基本パターン $|\kappa^{RB}(\mathbf{x}')|$. ここで λ は Rayleigh 波の波長を表す.

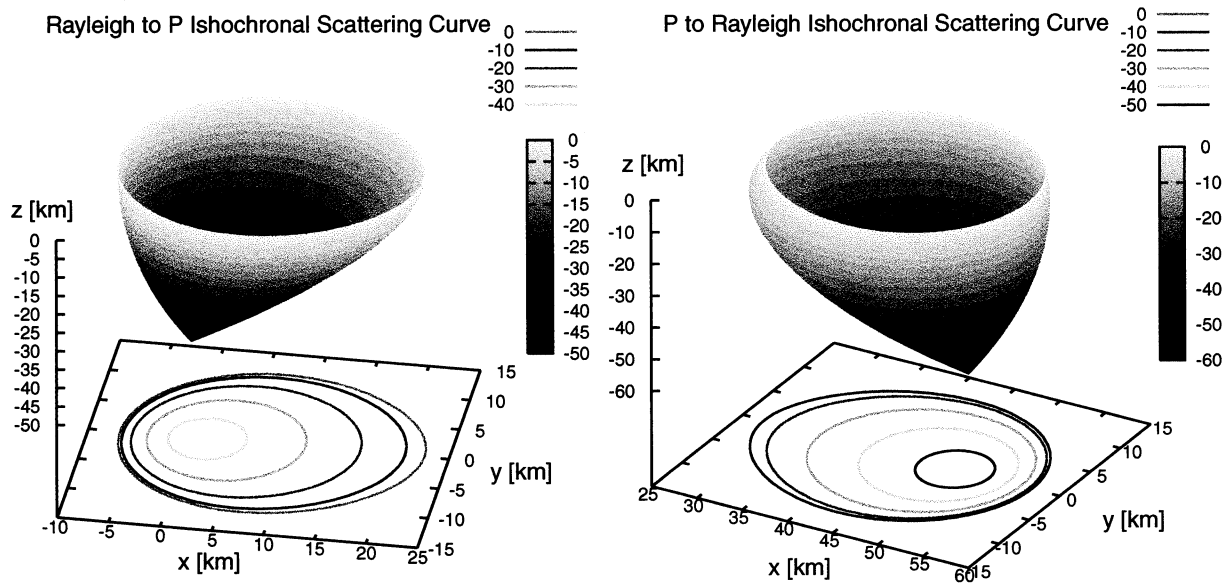


図 3 Rayleigh 波から P 波 (左), および P 波から Rayleigh 波 (右) への等時散乱曲線の例。震源および観測点はそれぞれ $(x,y,z)=(0,0,10)$, $(50,0,0)$ に位置する。

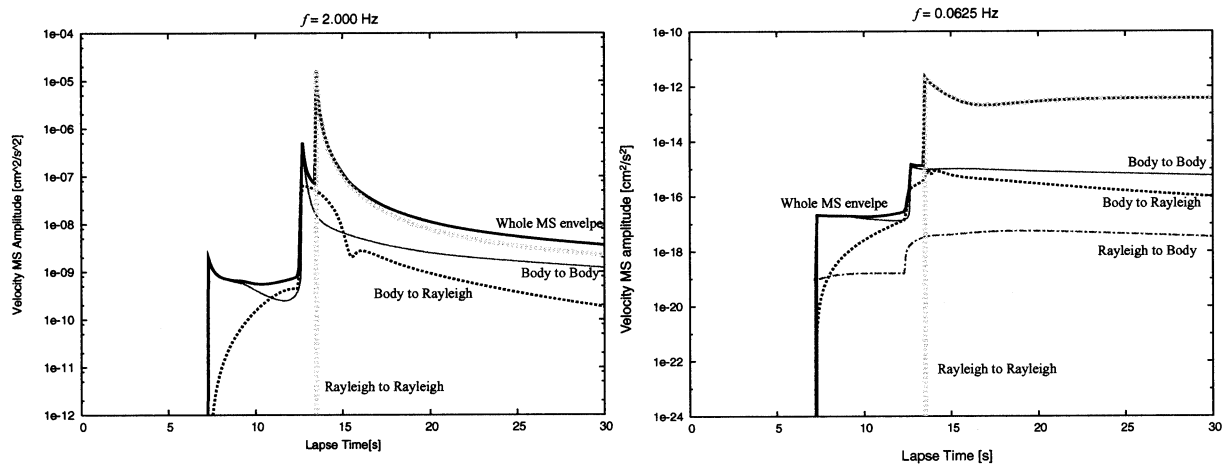


図 4 指数関数型のランダム媒質中で理論合成された 3 成分合成 MS エンベロープ。左図は中心周波数 2.0Hz の場合を、右図は中心周波数 0.0625Hz の場合(16 s)を表す。黒太実線が全エンベロープ形状を、その他が各散乱モードからの寄与を表す。細実線が実体波—実体波、細点線が実体波—Rayleigh 波、破線が Rayleigh 波—実体波、そして太点線が Rayleigh 波-Rayleigh 波散乱のエンベロープ振幅をそれぞれ表す。

日本における近地地震のSコード波エネルギーの空間分布

吉本和生 (横浜市立大学大学院総合理学研究科)

E-mail: k_yoshi@yokohama-cu.ac.jp

1. はじめに

地震発生から時間が十分に経過すれば、Sコード波エネルギーは空間的に一様に分布すると考えられてきた。しかしながら、東北地方における研究では、前弧と背弧で約百倍の差異が検出され、その特徴からS波減衰構造の地域性が推定されている。国内の他地域においても、Sコード波エネルギーの空間分布に不均一性は見られるのであろうか？

2. データと解析

Hi-netの記録を用いて、2000年10月以降に発生した10個の近地地震(図1: マグニチュード4.7~7.4)からSコード波エネルギーの空間分布を調べた。震央に最近接した観測点の波形記録を目視して、余震の影響が十分に小さいと考えられる地震を選択した。水平速度成分の2乗振幅の和をコード波エネルギーの指標に用いた(サイト増幅特性は系統的な地域性を持たないと仮定)。5秒長のタイムウィンドウを用いて、直達S波走時の1.5倍以後に測定を行った。大きいほうから10%内に含まれる測定値の平均をイベント毎に算出して、この値を地震の輻射エネルギーの規格化に使用した。その後、規格化した各イベントの測定値を観測点毎に平均してSコード波エネルギーの分布図を作成した(図2)。異なる周波数のコード波について、そのエネルギーの空間分布を調べるために、フィルタ(2-4, 4-8, 8-16, 16-32Hz)処理を施した。

3. Sコード波エネルギーの空間分布

上記の解析から、ほぼ日本全域における、近地地震のSコード波エネルギーの空間分布の特徴が明らかになった。図2が示すように、サイト増幅特性と考えられるばらつきはあるものの、2Hz以上の周波数帯では、Sコード波エネルギーの大きさに明瞭な地域性が見られる。すなわち、島弧スケールで見ると、Sコード波のエネルギーは空間一様には分布していない。この傾向は、高周波数でより顕著である。北海道北部、東北地方西部から北陸地方、伊豆半島周辺、九州西部などでSコード波エネルギーが特に小さい。

図3に、Sコード波エネルギー(16-32Hz)の地域変化の特徴を拡大して示す。Sコード波エネルギーは第四紀火山が存在している地域で系統的に小さい。この傾向は、全地域に共通して見られる。地域によるSコード波エネルギーの差は約百倍にもなる。Sコード波エネルギーは、火山フロントの前弧側では概ね一様に分布し、背弧側では火山フロントから離れるにしたがって指数関数的に小さくなる(東北地方での東西変化を参照)。この傾向は伊豆半島の東側の火山フロントでは不明瞭であるが、同地域の西縁においては火山地域の境界を示すような指数関数的な変化が見られる(DD'測線の水平位置:100km付近)。

4. まとめ

上述のように、近地地震のSコード波エネルギーには明瞭な地域差が検出された。観測値は、第四紀火山が分布する地域で系統的に小さかった。同地域では、コードQ¹、地温勾配(地殻熱流量)が共に大きいことが報告されている。このような観測現象と地震波の散乱モデルに基づいた考察[吉本・他(2003)]は、同地域における地殻及び最上部マントルの地震波減衰(内部減衰)が著しく大きいことを整合的に示唆しており、今後の研究の進展としては、Sコード波エネルギー分布のインバージョン解析による地震波減衰構造の推定が期待される。

謝辞: 解析には、防災科学技術研究所のHi-netデータを使用しました。ここに記して感謝します。

図 1

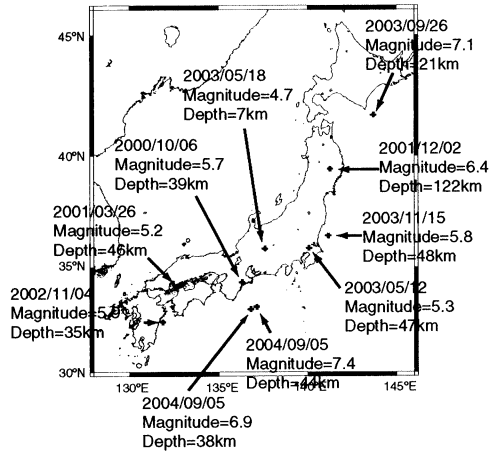


図 2

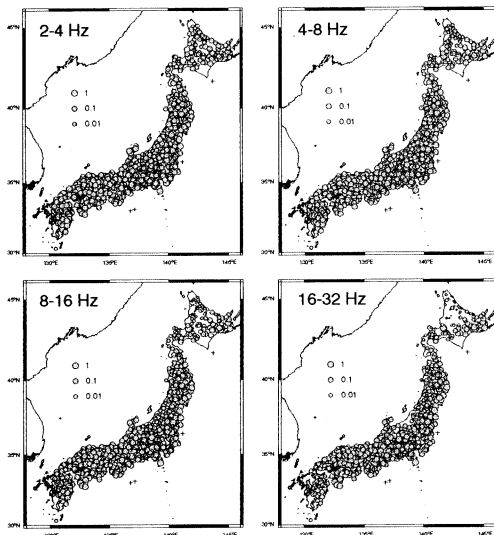
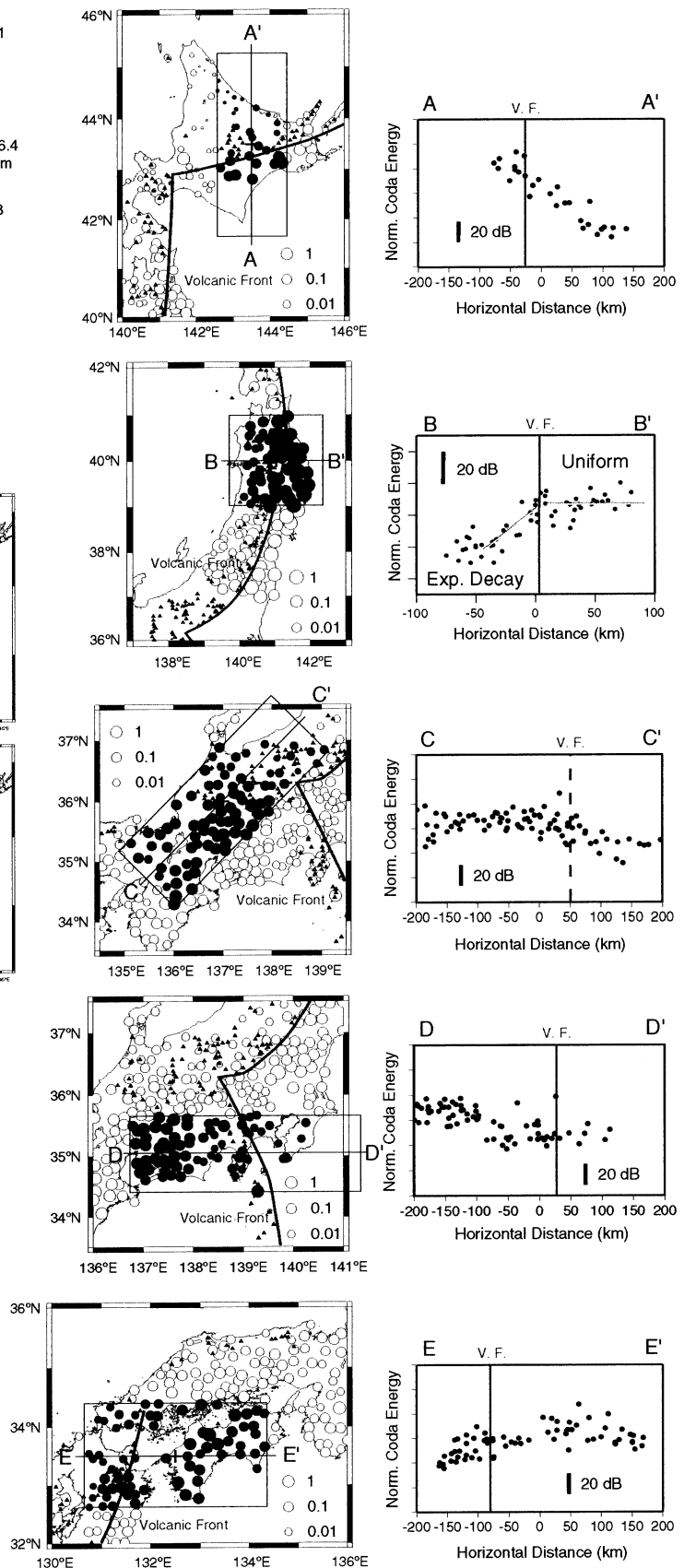


図 1. 解析した地震とその震源情報。
+は震央。

図 2. S コーダ波エネルギー (2-4, 4-8, 8-16, 16-32Hz) の空間分布。規格化した相対値として示す。+は震央。

図 3. S コーダ波エネルギー (16-32 Hz) の空間分布。左図の長方形内の黒丸の測定値を右図に示す。縦軸は対数表示。BB'測線の図には、前弧側と背弧側における S コーダ波エネルギーの分布の特徴を模式的に示す。赤実線は火山フロント。

図 3



コーダ波の相互相関解析に基づく散乱波エネルギーの流れの検出

高木 伸昌・佐藤 春夫・西村 太志

(東北大学大学院理学研究科)

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

はじめに

不均質媒質中における多重散乱波を用いてグリーン関数を求める手法が、近年提案されている。異なる2点で観測される波の相互相関関数とその2点間のグリーン関数が一致することが、超音波(例えばDerode *et al.*, 2003)や地震波のコーダ(Campillo and Paul, 2003), さらには雑微動(Shapiro and Campillo, 2004)の波形解析結果から分かった。またSnieder [2004]は、弾性波について数理的解釈を行い、正負のラグ各々における相互相関関数がそれぞれ異なる方向に伝播する波を表すグリーン関数に一致することを示した。つまり、相互相関関数の振幅が散乱波エネルギーの大きさに相当すると考えることができ、相互相関解析を行うことで散乱波エネルギーの流れの検出が可能である。本研究では東日本で観測されたコーダ波の相互相関解析により得られた相互相関関数の特徴、特に時間に関する非対称性に注目することで散乱波エネルギーの流れの検出を行った。

相互相関関数

図1に示す東日本におけるF-net観測点の上下動広帯域速度記録を解析に用いた。S波走時の2倍以上となる時刻でコーダ波を100s幅の時間窓に区切っていく。S/Nが2以上ならば、1個の地震から複数の時間窓を取ることを許す。時間に関して振幅減衰を補正した上で、各時間窓の組に対する2点間の相互相関関数を求める。個々の相互相関関数をスタックしたものを、最終的な2点間の相互相関関数とする。

図2は、観測点HROと他の観測点との間の相互相関関数を観測点間の距離ごとに示したものであり、明瞭な波群が見られる。伝播速度が3km/s程度、卓越周期が10s程度であることから、これらの波群はレイリー波である。正負のラグを比較すると、例えばHRO-YMZ間ではより振幅の大きい波群が負の側に見られる。散乱波エネルギーの流れが等方的でないため、相互相関関数が時間に関して非対称になると推測される。

散乱波エネルギーの流れ

正負のラグ各々のピーク値を比べ、大きいピーク値を含む方向へと散乱波のエネルギーが流れると考える。小さいピーク値に対する大きいピーク値の割合を散乱波エネルギーの流れの大きさと見なし、矢印の長さで表す。図3は、観測点の各組ごとに推定した散乱波エネルギーの流れを示したものである。北海道では北西向き、東北と関東では西向きの流れが概ね見られ、前弧側から背弧側へのエネルギーの流れが顕著である。

しかし、解析に用いた地震が前弧側に偏在しているためにこのような流れが生じた可能性がある。そこで、より限られた地域の地震(図4(d))のみを用いた解析を行った。図4(a)(b)(c)は、それぞれ十勝沖、中越、三宅島近海の地震のみを用いた場合のHRO-YMZ間の相互相関関数である。十勝沖の場合、HROからYMZへの流れに相当する負のラグに明瞭な波群が現れる。逆に三宅島近海の場合、YMZからHROへの流れに相当する正のラグに明瞭な波群が現れる。なお中越の場合、明瞭な波群は認められなかった。これらの結果より、震源域に近い点から遠い点への流れが大きいことが確かめられ、解析に用いた地震の偏在が、前弧側から背弧側へのエネルギーの流れを生じさせる原因の一つであることが分かった。

エネルギーの Equipartition

直達波が不均質媒質中に伝播してから十分に時間が経ち、最終的にエネルギーが全方向へ一様に流れる状態をEquipartition状態と呼ぶ。岩石試料を用いた超音波実験では、十分に時間が経つと相互相関関数が時間に関して対称になり、Equipartition状態が得られることが示された (Malcolm *et al.*, 2004)。コーダ波に対する経過時刻と非対称性との関係を調べるため、コーダ波を区切る時間窓の中心時刻に応じて分類し、各時間帯ごとにスタックしたNKG-NOP間の相互相関関数を求めた。十勝沖の地震(図5(e))を用いて解析した結果が、図5(b)(c)(d)である。すべての相互相関関数をスタックした図5(a)と比較しても、これらの相互相関関数からは時間が経つとともに対称になる様子は見られない。よって、これらの観測点付近では波動場がEquipartition状態に達していないと推測される。

まとめ

コーダ波について相互相関解析を行い、レイリー波を検出することができた。得られた相互相関関数は時間に関して非対称となることから、正負のラグ各々でのピーク値を比べ、その比から散乱波エネルギーの流れを推定した。その結果、前弧側から背弧側へのエネルギーの流れが顕著であることが分かったが、太平洋側に地震が偏在していることが主因として挙げられる。また、時間が経っても相互相関関数は対称にならないことから、地震波動の伝播の向きが全方向へ均等に分布しておらず、Equipartition状態に達していないと推測される。

波動場がEquipartition状態になるには平均自由時間の何倍もの時間を要する(Malcolm *et al.*, 2004)。本研究で検出できた波はレイリー波であり、レイリー波の平均自由時間は実体波に比べて長い。そこで、観測点間の距離と震央距離がより短く、短周期に卓越する波を解析し、Equipartition状態に達した波を今後検出していきたい。

参考文献

- Campillo, M., and A. Paul, 2003, Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, **299**, 547–549.
- Derode, A., E. Larose, M. Campillo, and M. Fink, 2003, How to estimate the Green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors? Application to acoustic waves, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3054-3056.
- Malcolm, A. E., J. A. Scales, and B. A. van Tiggelen, 2004, Extracting the Green function from diffuse, equipartitioned waves, *Phys. Rev. E*, **70**, 015601.
- Shapiro, N. M., and M. Campillo, 2004, Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L07614, doi:10.1029/2004GL019491.
- Snieder, R., 2004, Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase, *Phys. Rev. E*, **69**, 046610.

謝辞： 防災科学技術研究所による広帯域地震観測網の地震動記録、また、気象庁・文部科学省がデータを処理した震源情報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。

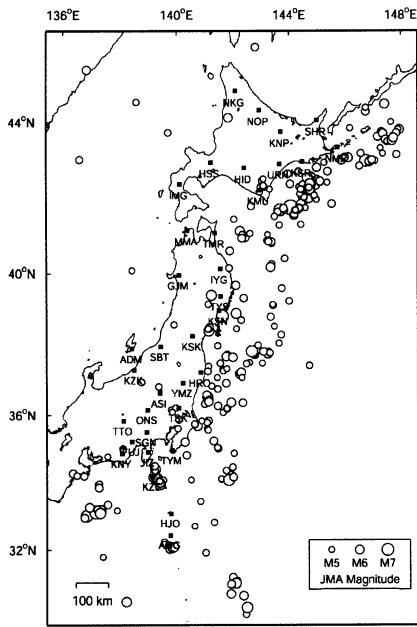


図1 解析に用いたF-net観測点の位置と地震339個の震央分布。

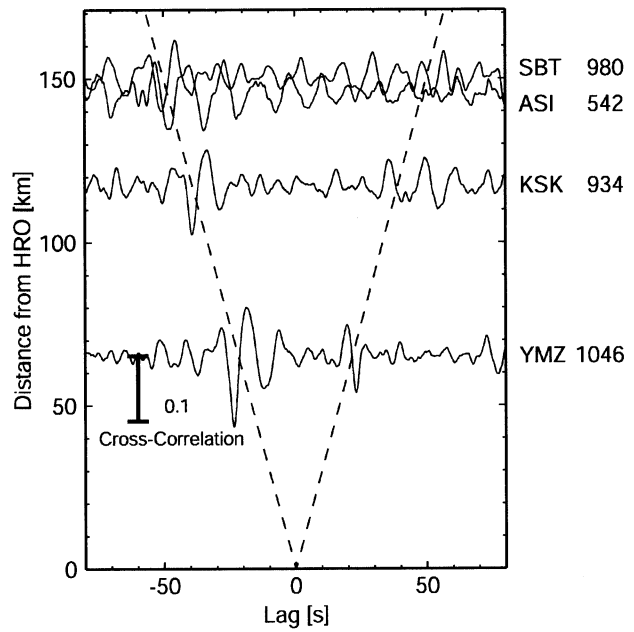


図2 HROと他の観測点との間の相互相関関数. 観測点名(図右)の横の数値はスタック数を表す.

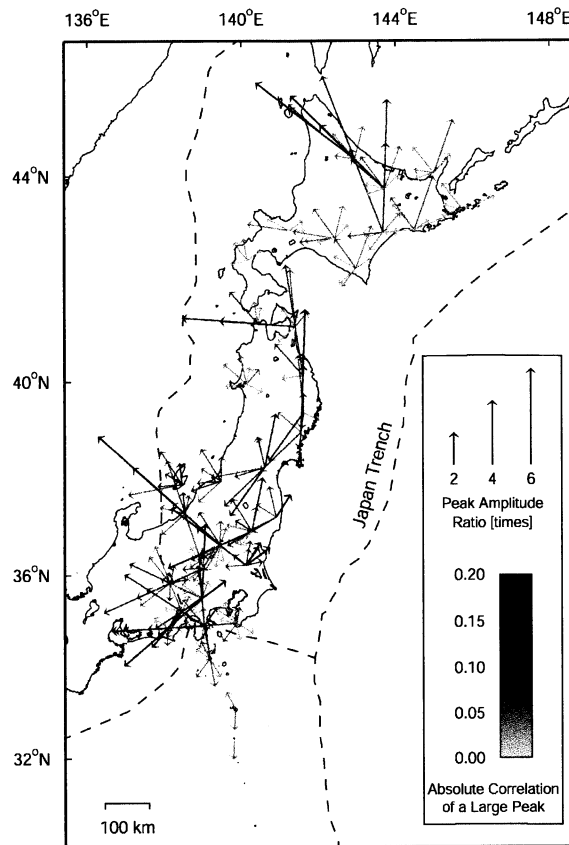


図3 観測点の各組ごとに推定した散乱波エネルギーの流れ. 矢印の方向は流れの大きな方向を示す. また, 長さは小さいピーク値に対する大きいピーク値の割合を示す. グレースケールは大きいピーク値の絶対値を示す.

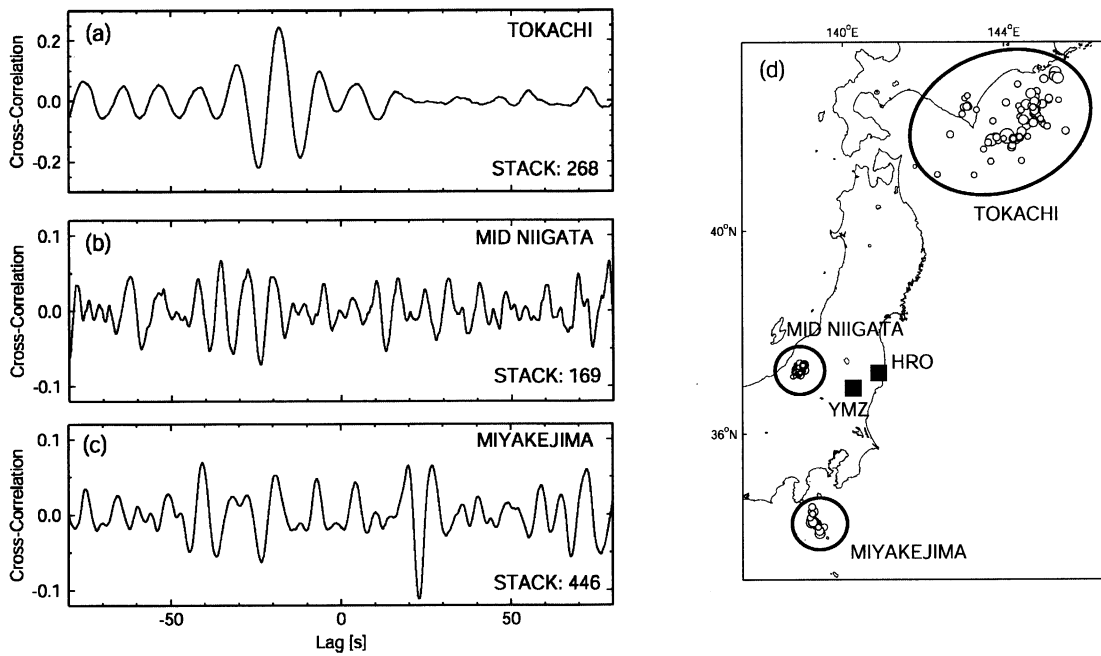


図4 (a)十勝沖, (b)中越, (c)三宅島近海の地震のみを用いた場合のHRO-YMZ間の相互相関関数. 各相互相関関数の右下の値はスタック数である. 正のラグがYMZからHROへの流れ, 負のラグがHROからYMZへの流れにそれぞれ相当する. (d)は観測点HROとYMZの位置, および各地域ごとの震央分布である.

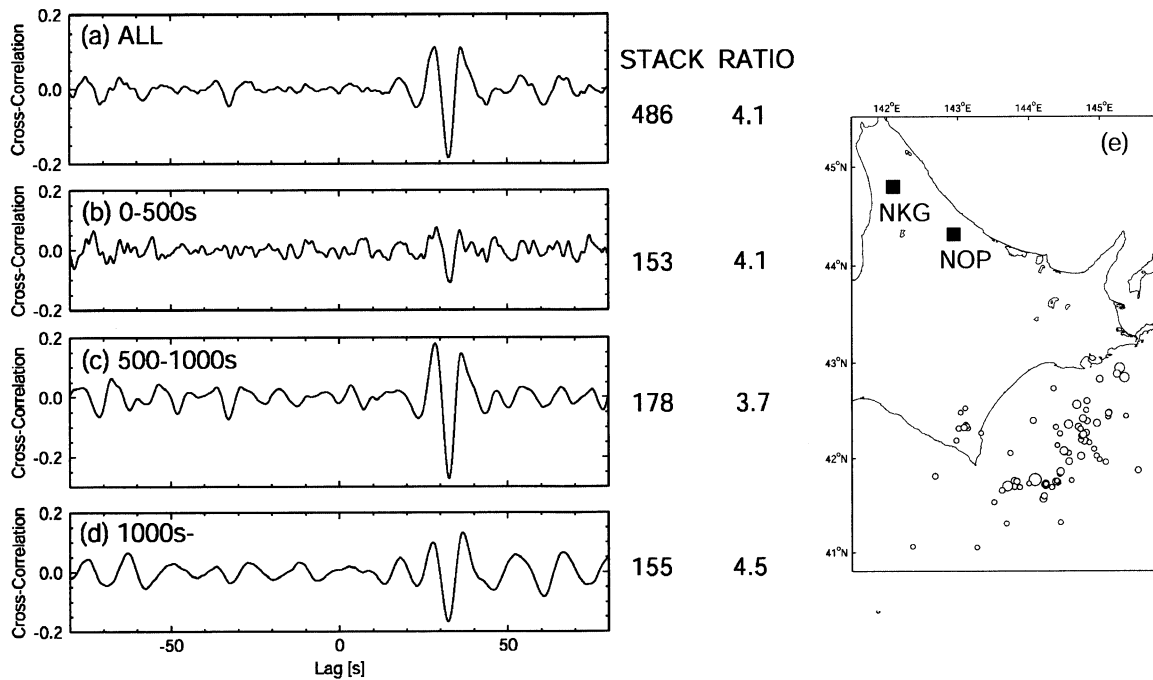


図5 NKG-NOP間の相互相関関数. (a)はすべての相互相関関数をスタックしたものであり, (b)はコーダ波を区切る時間窓の中心時刻が0-500s, (c)は500-1000s, (d)は1000s-の相互相関関数だけをスタックしたものである. 右端の数字は左がスタック数, 右が小さいピーク値に対する大きいピーク値の割合を表す. (e)は観測点NKGとNOPの位置, および用いた十勝沖の地震77個の震央分布である.

東北日本における高周波数地震波エンベロープ拡大現象の地域性

高橋 努^[1]・佐藤 春夫^[1]・西村 太志^[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

■はじめに

高周波数地震波エンベロープは、走時トモグラフィなどでは検知が難しい小さいスケールの地下不均質構造の統計的性質を反映することが知られている(Sato, 1989; Saito *et al.*, 2002). Obara and Sato (1995)や齋藤・他(2001)は、関東・東北地方で観測される深発地震や稍深発地震の高周波数 S 波エンベロープが火山フロントの背弧側で著しい形状の崩れを示すことから、背弧側のマントルウェッジは前弧側に比べてより不均質の短波長成分が多いと解釈した。また、高橋・他(2003)は東北日本の火山フロント近傍において、第四紀火山の直下を伝播する波線経路で特に S 波エンベロープの崩れが著しいことを明らかにした。本研究では、東北日本において高周波数 P 波エンベロープの経路依存性に関して得られた結果を S 波の結果と併せて報告する。

■直達波エンベロープの経路依存性

地震波は不均質媒質中を伝播する際に回折や多重前方散乱の影響を受け、伝播距離の増大と共に主要動継続時間が増大し、振幅が減少する(Sato, 1989; Saito *et al.*, 2002). 内部減衰や広角度の散乱の効果は、振幅を減衰させエンベロープ形状を変化させるが、直達波到達から最大振幅到達までの時間遅れにはほとんど影響を与えない。本研究では、この時間遅れ(P 波: t_p^P [s], S 波: t_p^S [s])に着目しエンベロープの経路依存性を調べ、散乱の影響の空間変化を評価する。解析に用いた地震は 2001 年 1 月から 2003 年 8 月までの間に東北および関東地方の沈み込む太平洋プレートで発生した地震 340 個 (M3.0~5.5, Depth: 35~120km) であり、震源位置は気象庁一元化震源を参照した。Hi-net(NIED) の速度記録を解析に使用し、用いた観測点数は 188 点である。解析では収録システムの周波数特性を補正し、2~4, 4~8, 8~16, 16~32Hz それぞれの帯域での Root Mean Square (RMS)エンベロープを使用した。P 波の解析では 3 成分, S 波の解析では水平動 2 成分を用いエンベロープを合成した。解析には明瞭なピークが見られる波形のみを用いているため波線数は帯域ごとに異なり、P 波で 3541~4558, S 波で 4080~4266 である。図 1 に解析に用いた地震の震央, 観測点, 波線経路の例(P 波, 16~32Hz : 波線数 3541)を示す。

図 2 に東北地方の岩手山近傍の観測点で得られた水平動エンベロープの例を示す。(b)と(c)は同一の観測点で得られた震源距離がほぼ同じ 2 つの地震の記録であるが、 t_p^S の値は大きく異なる。また (b)と同じ地震の他の観測点での記録 (a) は t_p^S が小さい。これら 3 つのエンベロープから、(b)で t_p^S が大きいことは震源や観測点の効果ではなく伝播経路の影響と考えられる。図 2 には第四紀火山 (Δ) があわせて示されており、(b)の経路上にのみ第四紀火山が密に分布していることがわかる。 t_p^S は経路上で受けた回折や多重前方散乱の効果の積分値であり、不均質性が弱い媒質中を地震波が伝播した際に t_p^S が減少しないことを考えると、 t_p^S が小さな波線経路上では周囲より不均質が弱いと考えられる。このことから空間のある領域を通過する波線の t_p^P や t_p^S のそれぞれの最小値分布から、非一様な P 波および S 波速度の不均質構造の空間変化を評価できると考えられる。

t_p^P および t_p^S の震源距離 R に対する変化を示したのが図 3 である。ばらつきは大きい伝播距離の増大と共に t_p^P および t_p^S は単調に増加している。図中の破線は回帰直線($\log(t_p^{P,S}) = A \cdot \log(R) + B$)を示す。今後の議論では距離依存性の影響を除去するため、 t_p^P および t_p^S の距離に対する回帰直線か

らの対数偏差 $\Delta \log t_p^{P,S} \equiv \log t_p^{P,S} - (A \cdot \log(R) + B)$ の分布を調べることにする。図 4 に震源の輻射特性 $R_{\theta\phi}^{P,S}$ と $\Delta \log t_p^{P,S}$ の関係を示す。メカニズム解は F-net により決定された結果を用い、震源での射出角は一次元速度構造 (Hasegawa *et al.*, 1978) を用い計算した。P 波・S 波ともに輻射特性 $R_{\theta\phi}^{P,S}$ には依存していないことがわかる。

■最大振幅到達の時間遅れの対数偏差 ($\Delta \log t_p^{P,S}$) の最小値分布

対数偏差 $\Delta \log t_p^{P,S}$ の最小値分布の推定において、空間を水平方向に $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ 、深さ方向に 20km のサイズのグリッドに分割した。波線の計算は東北大観測所がルーチン震源決定に用いている一次元速度構造 (Hasegawa *et al.*, 1978) を用いた。各グリッドを通過した波線の $\Delta \log t_p^{P,S}$ の最小値を求め、その後水平方向 $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ の範囲での平均値をとり、その値を中心グリッドに与えた。

図 5 に P 波、図 6 に S 波の解析結果を示す。それぞれ深さ 0~20km, 20~40km, 40~60km のマップビュー(16~32Hz)と、第四紀火山を通る深さ断面(8~16Hz, 16~32Hz)が示されている。図中の赤系の色が対数偏差 $\Delta \log t_p^{P,S}$ が大きな領域、つまり地震波の散乱が周囲に比べて強い領域を表し、△は第四紀火山を表す。P 波、S 波ともに前弧側の 20km 以深では散乱の弱い領域が広がっている。20km 以浅では、S 波は比較的散乱が弱く空間変化も小さいが、P 波は散乱の強い領域が幾つか見られる。火山フロント付近に着目すると、岩手山付近では P 波 S 波ともに、周囲に比べ散乱の強い領域が明瞭に現れているが、S 波に比べ P 波はあまり明瞭ではない。栗駒や蔵王では S 波は深い領域に散乱が強くイメージされているのに対して、P 波は浅部で散乱が強くなっている。磐梯以南では、S 波は深部でのみ散乱が周囲より強いのにに対し、P 波はどの深さでも周囲より散乱が強くなっている。

■議論

岩手山周辺から栗駒にかけての領域で得られた S 波の結果は、速度トモグラフィ (Nakajima *et al.*, 2001) から得られた V_p/V_s 構造とよい対応がみられ、 V_p/V_s の大きな領域と $\Delta \log t_p^S$ の大きな領域が概ね一致している。同様に深さ 40km 付近で $\Delta \log t_p^S$ が大きい領域は S 波の低速度域となっている。一方、火山フロント付近の P 波速度構造は深さ 40km 付近が低速度域となっており、本研究で得られた深部で散乱が弱いという結果との対応関係が、S 波の場合とは異なっている。散乱構造の南北変化と火山岩の岩質や噴火履歴などとの間には特に対応が見られず、今後不均質構造のパラメータ推定を行うことで解釈を深めていく必要がある。

■結論

直達波エンベロープの最大振幅到達の時間遅れに着目した解析により、背弧側の火山フロント近傍では第四紀火山が密に分布する領域で散乱が周囲に比べ強く、その間に散乱の弱い領域が存在することが明らかになった。特に S 波の散乱の空間変化は速度トモグラフィにより得られた高 V_p/V_s 領域と良い対応を示している。Tamura *et al.* (2002) や Hasegawa and Nakajima (2004) などは、低速度域と火山分布の対応を指摘しており、火山分布と対応した P 波や S 波の不均質構造の空間変化は第四紀火山分布やその成因に関する理解を深めるうえで重要と考えられる。

謝辞：震源位置について気象庁・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。また震源メカニズムについて F-net で決定された結果を使用させていただきました。記して感謝いたします。

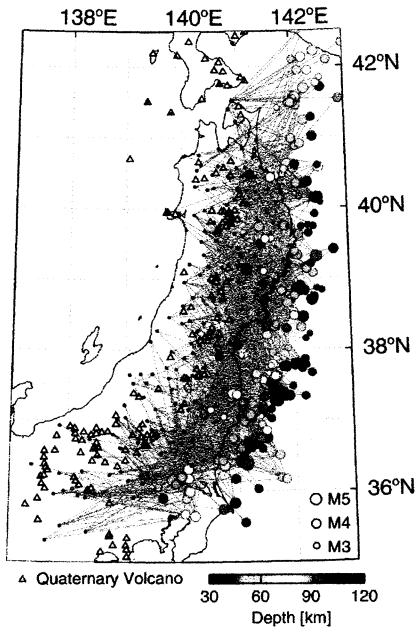


図 1. 解析に用いた震源と観測点の分布. 実線は解析に用いた波線経路の例 (P波, 16~32Hz: 波線数 3541) を表す.

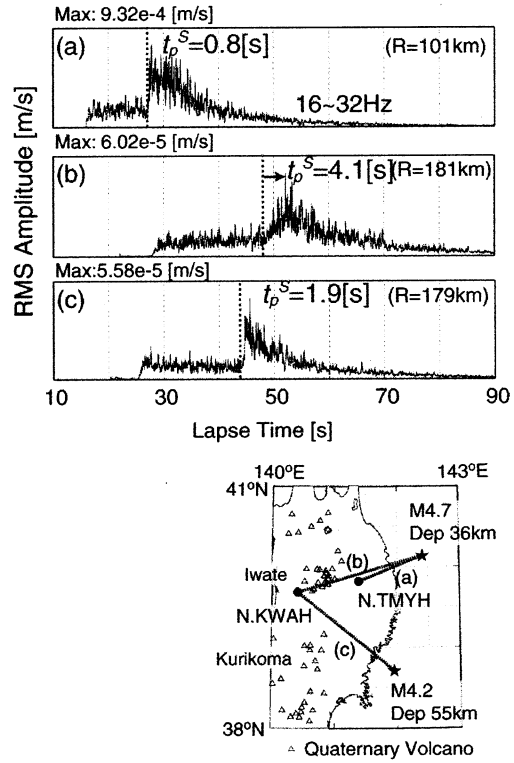


図 2. 地図中の 3 つの波線に対する水平動 RMS エンベロープ (16~32Hz). 縦破線が S 波到達, 矢印が t_p^S , R は震源距離を表す.

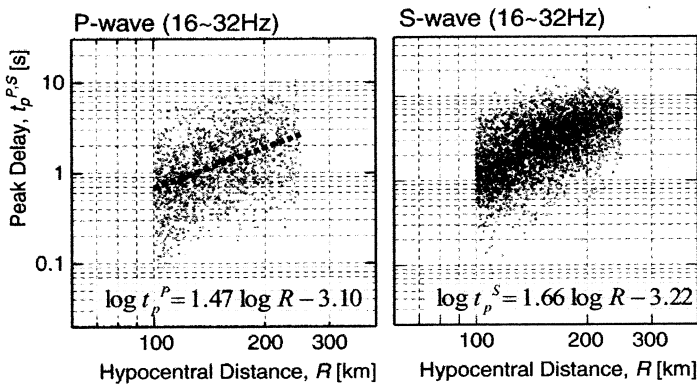


図 3. t_p^P および t_p^S の震源距離に対する変化. 破線は回帰直線を表す.

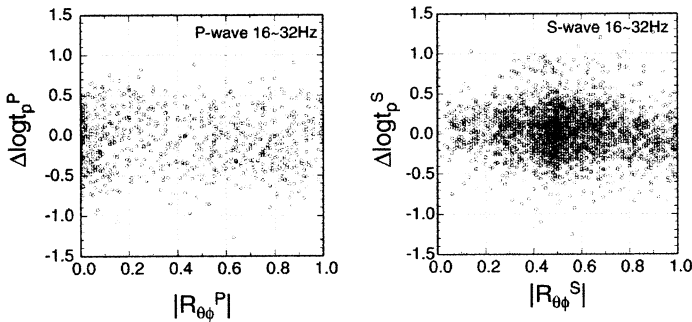


図 4. $\Delta \log t_p^{P,S}$ の震源輻射特性 $R_{\theta\phi}^{P,S}$ に対する変化. メカニズム解は F-net の結果を用い, 射出角は一次元速度構造を用い計算した.

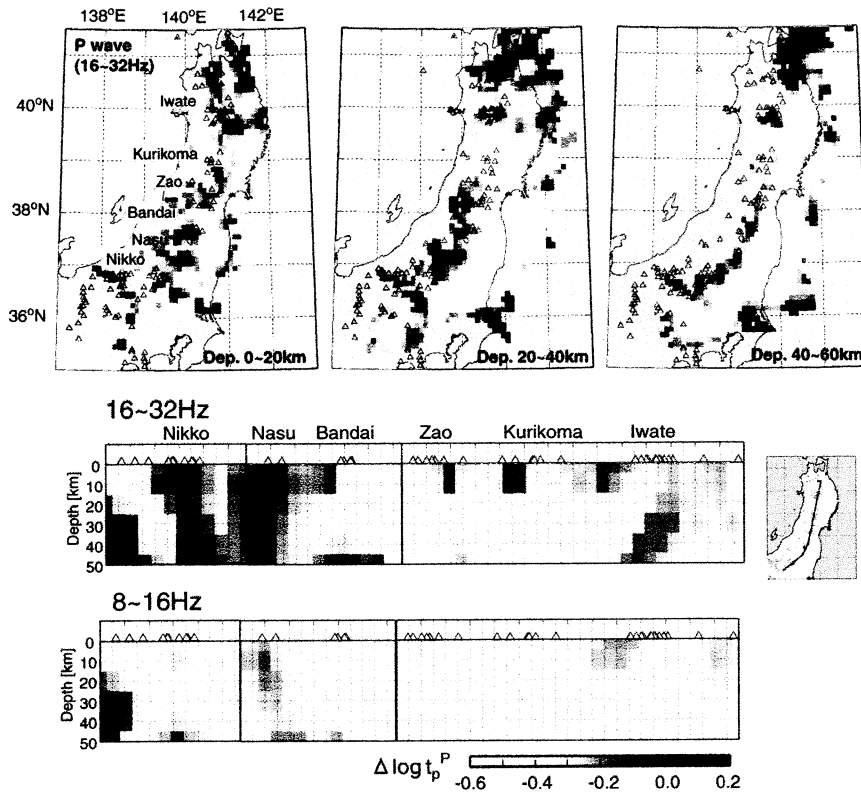


図5. P波で得られた $\Delta \log t_p^P$ の最小値分布. (a) 0~20km, 20~40km, 40~60kmにおけるマップビュー. (b) 第四紀火山を通る測線(挿入図中の破線)に沿った深さ断面. 白が散乱が弱く, 赤が散乱が周囲に比べ強い領域を表す. Δ は第四紀火山を表す.

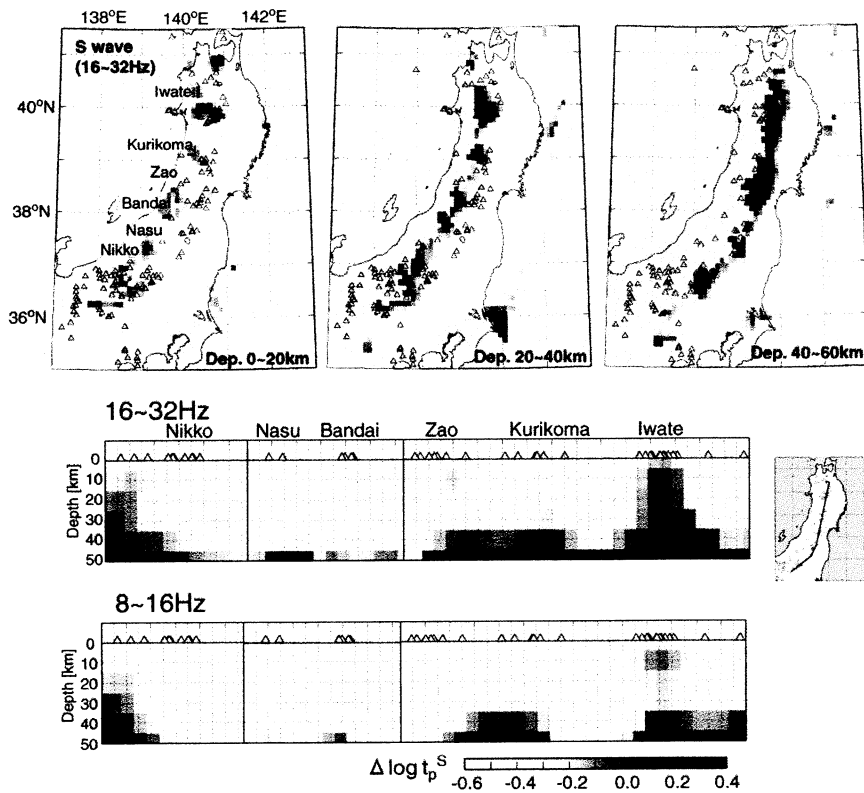


図6. S波で得られた $\Delta \log t_p^S$ の最小値分布. 図の見方は図5と同様.