

## 「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：2006年1月12日（木）・13日（金）  
場所：東京大学地震研究所 第2会議室

### ●1月12日（木）

#### ○開会の挨拶

13:00 河原 純（茨城大理）

【座長：松本 聰】

13:10 西條 裕介（神戸大院自然科学）・覧 楽磨（神戸大理）

「東北日本の減衰構造とスラブ内地震による強震動：数値シミュレーションによる検討」

13:35 PETUKHIN Anatoly・香川 敬生（地盤研究財団）

「フィリピン海プレートの沈み込み帯を形成する紀伊半島セグメントにおける減衰に関する研究」

14:00 古村 孝志（東大地震研）・BLN Kennett（オーストラリア国立大）

「地殻・マントルの不均質構造と短周期地震波の散乱」

14:25 小菅 正裕（弘前大理工）

「東北日本弧で観測される地震波振幅異常の周波数依存性」

14:50 (休憩)

【座長：吉本 和生】

15:05 Won Sang Lee（東北大院理）

「Power-law decay characteristic of coda envelopes revealed from the analysis of regional earthquakes」

15:30 西上 欽也（京大防災研）

「新潟県中越地震の震源域における不均質構造」

15:55 渡邊 篤志（九大院理）

「福岡県西方沖地震震源域周辺のS波偏向異方性」

16:20 (休憩)

【座長：中原 恒】

16:35 森谷 祐一・新妻 弘明（東北大院環境科学）・田中 克郎（電源開発（株））

「透過弾性波のS波マイクロスプリッティングの検出と人工地下き裂の性状評価」

17:00 永野 宏治（室蘭工大工）

「き裂波計測による人工地下き裂の形状評価」

17:25 後藤 暢哉（茨城大院理工）・河原 純（茨城大理）・村井 芳夫（北大院理）

「断層破碎帯におけるトラップ波発生の数値シミュレーション」

#### ○懇親会（18:10～）

## ●1月13日（金）

【座長：宮澤 理穎】

- 9:00 村井 芳夫（北大院理）  
「異方性層としての断層破碎帯の反射特性(2)」
- 9:25 齊藤 竜彦（産総研）  
「ランダム不均質構造による地震波速度異方性」
- 9:50 佐藤 春夫（東北大院理）  
「3次元ランダム弾性媒質を伝播する平面波エンベロープの理論的導出  
—ガウス型スペクトルの場合—」
- 10:15 前田 拓人・佐藤 春夫・西村 太志（東北大院理）  
「半無限ランダム不均質媒質中のエンベロープモデル」
- 10:40 (休憩)

【座長：小菅 正裕】

- 11:00 吉本 和生（横浜市大理）  
「コーダ波の空間分布から推定される島弧リソスフェアの内部減衰構造」
- 11:25 中原 恒（東北大院理）  
「波動場の2点相関関数からグリーン関数が求められるのはなぜか？ 1次元問題に対する証明」
- 11:50 高木 伸昌・佐藤 春夫・西村 太志（東北大院理）・小原 一成（防災科研）  
「雑微動の相互相関解析によるレイリー波群速度の推定」
- 12:15 (昼食)

【座長：古村 孝志】

- 13:30 宮澤 理穎（京大防災研）  
「地殻および上部マントルにおけるアクティブ構造の検出の可能性」
- 13:55 高橋 努・佐藤 春夫・西村 太志（東北大院理）・小原 一成（防災科研）  
「高周波数S波エンベロープのピーク遅延時間解析に基づく速度ゆらぎの空間分布推定法と  
東北日本弧への適用」
- 14:20 齊藤 竜彦・西澤 修・横田 俊之（産総研）  
「走時トモグラフィ解析と走時残差  
—地下構造推定における決定論的・確率論的アプローチの融合に向けて—」
- 14:45 (休憩)

【座長：西上 欽也】

- 15:00 生田 領野・渡辺 俊樹・相馬 知征（名大院環境学）  
「ACROSS-小アレイを用いたプレート間反射波検出の試み」
- 15:25 松本 聰・渡邊 篤志・植平 賢司・清水 洋（九大院理）・金澤 敏彦（東大地震研）・  
宮町 宏樹（鹿児島大理）・篠原 雅尚（東大地震研）・飯尾 能久（京大防災研）・  
岡田 知己（東北大院理）・高橋 浩晃（北大院理）  
「福岡県西方沖地震・震源域周辺の散乱体分布の推定」
- 15:50 蓬田 清（北大院理）  
「複素wavelet解析を用いたアレイ地震記録におけるcoherentな散乱波の検出法」
- 16:15 岡元 太郎・小林 直樹（東工大院理工）  
「月震散乱コーダ波の差分法によるシミュレーションの試み」

○閉会の挨拶

- 16:40 佐藤 春夫（東北大院理）

# 東北日本の減衰構造とスラブ内地震による強震動:数値シミュレーションによる検討

西條 裕介(神戸大学大学院・自然科学)・筧 楽磨(神戸大・理)

## 1. はじめに

西條・筧(2004, 地震学会秋季大会)は, 2003 年 5 月の宮城県沖スラブ内地震( $M_j=7.0$ )で得られた, K-NET,KiK-net の強震観測データの解析から, 背弧側の観測点では高周波数成分が著しく減少することを示し, 火山フロント下に存在する低 Q 値領域の影響によるものであると解釈した. 今回はその解釈の妥当性を検討するため, 差分法による数値シミュレーションを行った.

## 2. 2003 年宮城県沖地震による強震動

まず, K-NET, KiK-net 観測データの解析例を示す. 図 1 に加速度波形(EW 成分)の震央距離プロファイルを示す. 震央から北方に前弧側を通る測線である図 1(a)では遠方まで高周波成分が卓越した波形で, 振幅の大きさも比較的維持されているが, 火山フロントを横切る測線である図 1(b)では, 低 Q 値領域に入ったあたりで振幅が急激に減少し, 背弧側の観測点では高周波成分が減衰した波形になっている.

図 2 には観測最大加速度振幅と司・翠川(1999)の距離減衰式による予測値の比較を示す. 前弧側の観測値の大部分は予測式の標準偏差内に収まっているが, 背弧側の観測値の大部分は予測式の標準偏差を超えて系統的に振幅が小さくなっている.

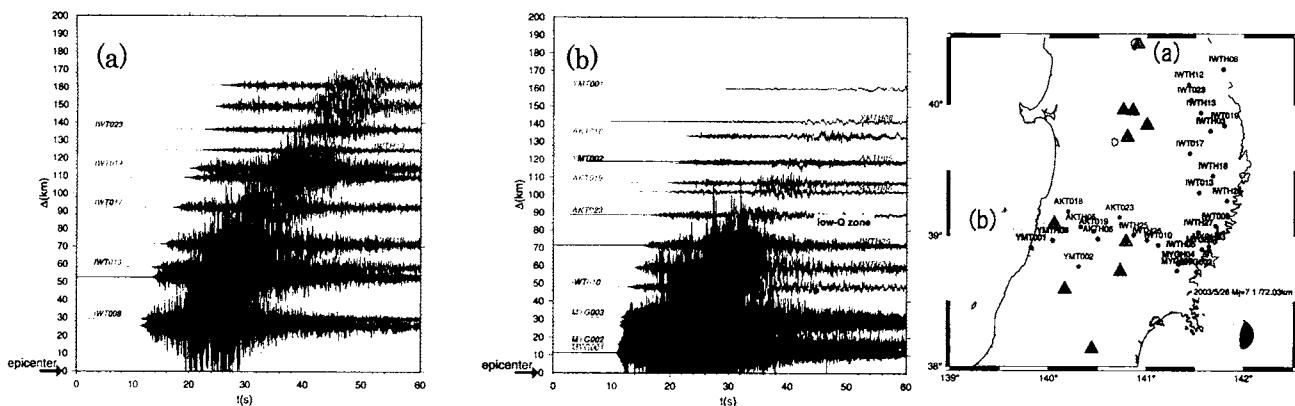


図 1 K-NET, KiK-net の加速度記録による震央距離プロファイル(EW 成分)

(a)震央から北へ伸ばした測線 (b)震央から西へ火山フロントを横切るように伸ばした測線

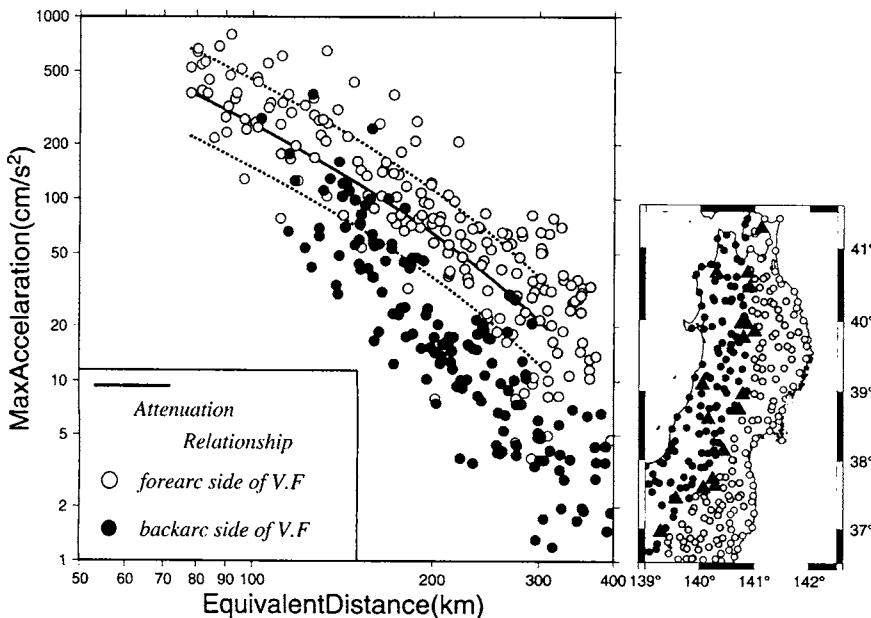


図 2 司・翠川(1999)の距離減衰式による最大加速度の予測値と 2003 年宮城県沖地震による最大加速度の観測値の比較

### 3. 東北日本弧の減衰構造

東北日本弧の3次元減衰構造は既に複数の研究者によって詳細に調べられている(Tsumura et al.,2000; 中村・植竹,2004; 関根・他,2004). ここでは、関根・他(2004)による結果を示す(図3). 彼らは防災科学技術研究所の Hi-net データの P 波と S 波の最大振幅を用いて周波数 5Hz での Q<sub>p</sub> と Q<sub>s</sub> の 3 次元構造を推定している. 図3は、栗駒、鬼首を含む火山地帯を東西に横切る断面での Q<sub>s</sub> 構造の断面図である. 火山フロント直下からやや背弧側にかけて、幅約 50km, 深さ約 60km の低 Q 値領域の存在がみてとれる.

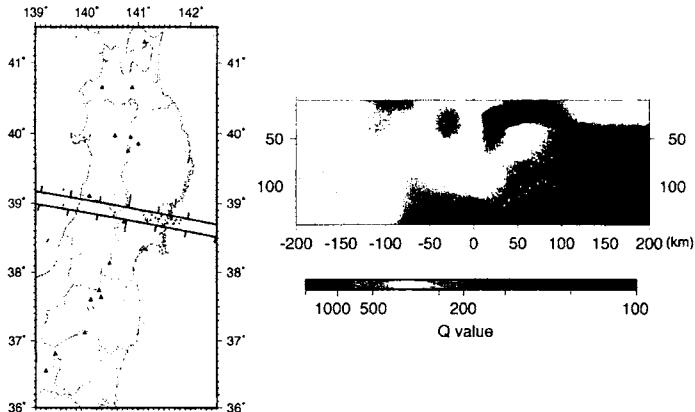


図3 関根・他(2004)による東北日本弧の3次元減衰構造(Q<sub>s</sub>)の断面図

### 4. 数値シミュレーション

火山フロント下の低 Q 値領域の存在を考えることで、2003 年宮城県沖スラブ内地震による強震動分布に特徴的な背弧側の観測点での高周波地震波の減衰を説明できるかを検討するため、差分法による数値シミュレーションを行った.

図4 に設定した計算領域と観測点、比較に用いる K-NET, KiK-net 観測点の配置を示す. ここでシミュレーションを行う前に対象領域での観測記録を図5に示す. 図4に示された K-NET, KiK-net 観測点での加速度波形を積分し得た速度波形(EW成分)に、中心周波数 2Hz のバンドパスフィルターをかけ、さらにシミュレーション波形との整合性をとるために N10° E 回転させたものの最大振幅値をプロットしたものである. なお、比較に用いる観測点は、K-NET, KiK-net のボーリング情報を参照し、領域内の地盤条件の悪い観測点(4 観測点)は除外した. 前弧側から背弧側に向かうにつれ、振幅が減少していく様子がみてとれる. 注目すべき特徴として、火山フロントの辺りで既に振幅は小さくなっていることが挙げられる.

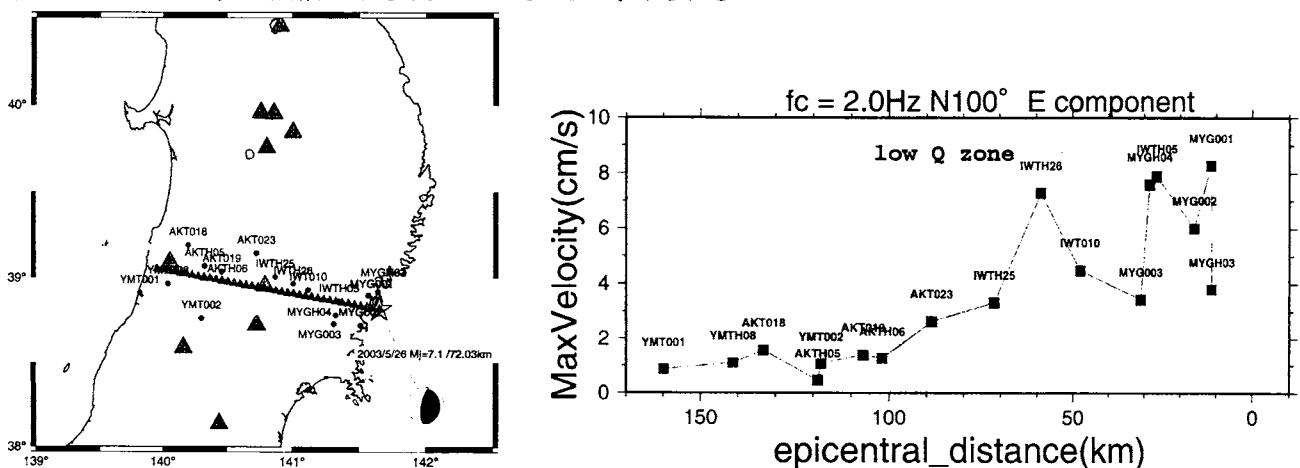


図4 比較に用いた K-NET, KiK-net 観測点と  
設定した計算領域・観測点配置

図5 対象領域での観測記録

次にシミュレーションを行う際の各種パラメータ設定を述べる。解析周波数の上限は 3Hz。震源時間関数は幅 0.5 秒の三角パルスを用いた。震源パラメータを表 1 に示す。

表 1 震源パラメータ

depth	strike	dip	rake	moment
72km	190°	69°	97°	$4.0 \cdot 10^{19}$ Nm

※メカニズム、moment は F-NET,  
震央、震源深さは気象庁一元化震源データを参照

#### <構造モデル>

図 6 に示す計 4 種類の構造モデルを用いた。4 種類の構造モデルは太平洋スラブ、東北日本弧の地殻とマントルからなる 2 次元構造を仮定し、バックグラウンドの構造は共通である。表 2 に各モデルに共通な物性値を示す。

表 2 各層の物性値

Layer No.	Vp (m/s)	Vs (m/s)	density (kg/m³)	Q
1	5500	3180	2600	400
2	6100	3530	2700	400
3	6700	3870	2800	500
4	7600	4390	3200	800
5	7800	4400	2900	500
6	8200	4600	3200	1000

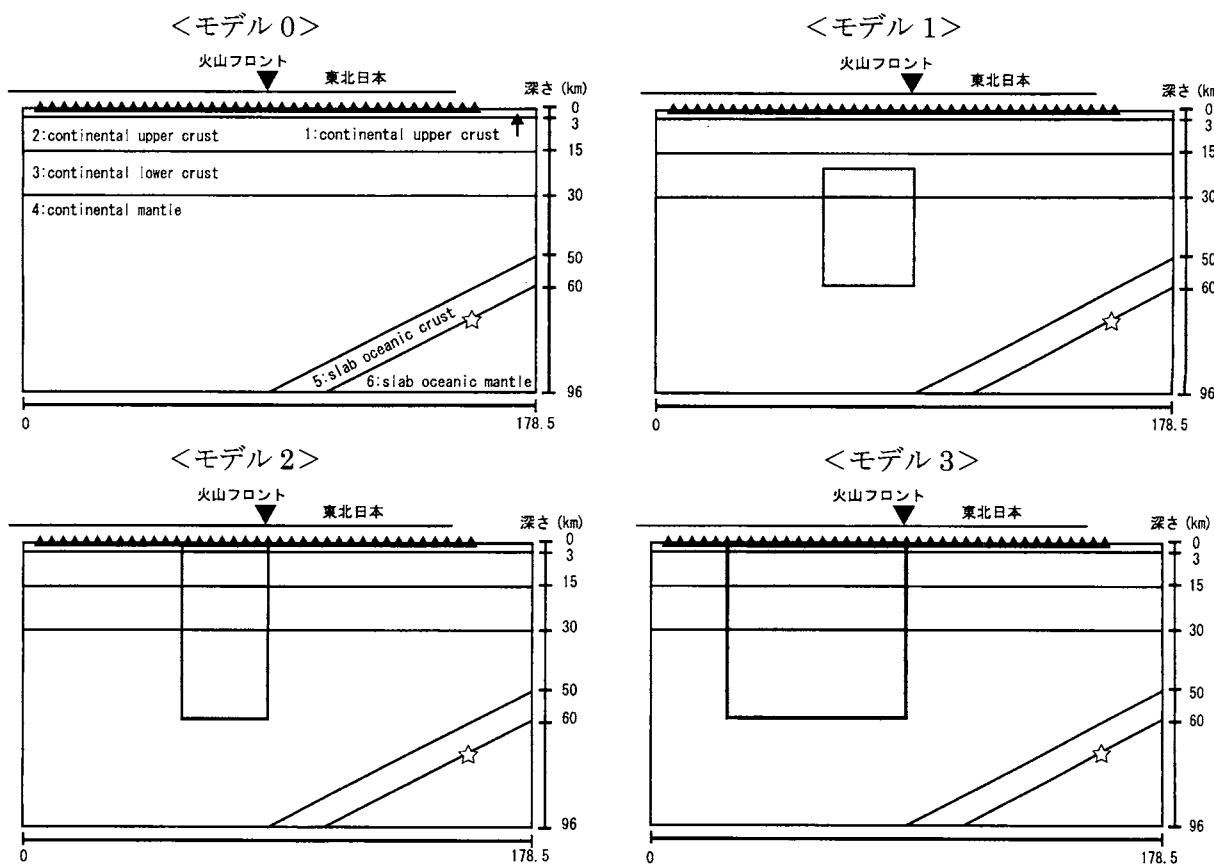


図 6 設定した構造モデル

モデル 0 … 低 Q 値領域を置かない基本モデル

モデル 1 … 幅 30km, 深さ 20–60km に低 Q 値領域(Q=80)を置いたモデル

モデル 2 … モデル 1 の低 Q 値領域の上端を地表まで伸ばしたモデル

モデル 3 … 関根・他(2004)を参考にしたモデル。低 Q 値領域の大きさは 60km × 60km で値は 200 とした

## 5. シミュレーション結果

図7に、モデル0による計算結果の最大振幅の空間分布を示す。火山フロント上で振幅が大きくなつた後、背弧側へ向かうにつれ急激に振幅が小さくなっている。特に低Q値領域を考えなくとも、背弧側の振幅が前弧側に比べて小さくなることは説明できる。しかし、モデル0の結果では、火山フロント上で振幅が大きくなつておらず、火山フロント上で既に振幅が小さくなっているという観測データの特徴は説明できない。

図8に、モデル0-3のすべてのシミュレーション結果を示す。モデル1の場合、減衰の度合いは小さく、観測データの特徴は説明できない。また、モデル3もモデル0, 1に比べると火山フロント上でやや振幅が小さくなっているものの、観測データを説明するには至らない。結局、モデル2の場合のみ、火山フロント上にさしかかった直後から振幅が減少しており、観測データの特徴を説明することができた。

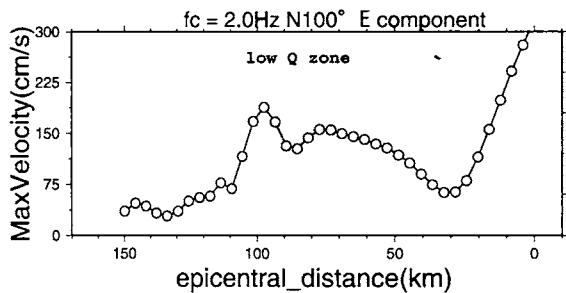


図7 モデル0を用いたシミュレーション結果

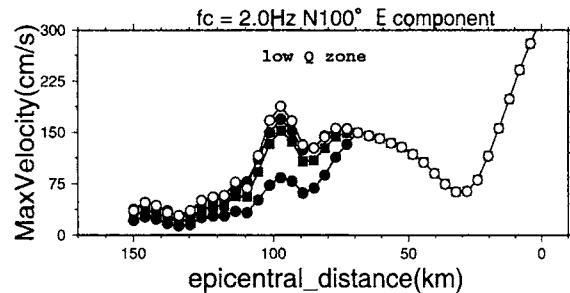


図8 モデル0-3を用いたシミュレーション結果

○:モデル0 ●:モデル1  
●:モデル2 ■:モデル3

## 6. まとめ

2003年宮城県沖スラブ内地震の観測データを解析し、背弧側の観測点では低Q値領域の影響で高周波成分が著しく減衰すること、振幅の減衰は火山フロント直上で既にみられることを示した。低Q値領域の存在に着目し、モデル0~3の4種類の構造モデルを用いた差分法による数値シミュレーションを行った結果、モデル2が最もよく観測データの最大振幅空間分布の特徴を説明することができた。

以上から、

- ・背弧側の観測点で振幅が大きく減少することに関しては radiation pattern の影響が大きい。
  - ・観測データに特徴的な、火山フロント直上で既に振幅が小さいという点は、radiation pattern では説明できず、火山フロント下の低Q値領域の存在が必要と考えられる。
  - ・低Q値領域のQ値は、トモグラフィーで得られている200程度の値よりずっと小さい100以下の値でなければならぬ。
  - ・低Q値領域が地殻浅部まで延びていることが重要である。
  - ・200程度の低Q値領域が背弧側全体に広がるモデルでは説明できない。
- が、わかつた。

## 7. 謝辞

解析には防災科学技術研究所(K-NET,KiK-net,F-NET)のデータ、気象庁一元化震源データを使わせて戴きました。差分法による数値シミュレーションは、防災科学技術研究所の青井真博士をはじめとする関係者の方々によって開発された GMS1.2 によって行いました。防災科学技術研究所の関根秀太郎博士には減衰構造の断面図を作成し、提供していただきました。記して感謝いたします。

Study of attenuation in the Kii segment of the Philippine Sea subduction zone  
 Anatoly Petukhin and Takao Kagawa, Geo-Research Institute

フィリピン海プレートの沈み込み帯を形成する紀伊半島セグメントにおける減衰に関する研究  
 ペトウヒン・アナトリ、香川敬生 (財)地域地盤環境研究所

## INTRODUCTION

In this study, we use original method of attenuation tomography inversion (Petukhin et al., 2004) and estimated  $Q$ -value structure in Kinki region on this base. To estimate  $Q$ -value, at first step it is necessary to eliminate effect of elastic attenuation (mainly geometrical spreading). Result for  $Q$ -value depends on the method of elimination used. In this study, for high-frequency range ( $>1\text{Hz}$ ) we employ the ray approximation and calculated elastic attenuation using the ray-theory. For this purpose, we used the Complete Ray Tracing (CRT) method of Červený et al. (1988) both for calculation of elastic attenuation and for ray tracing. Another feature of the developed method is the using of the double-spectral ratio method in tomography inversion to reduce trade-off between source (and/or site) effect and  $Q$ -value.

Seismicity of the studied region consists of the shallow crustal earthquakes 0–18 km depth (upper crust seismogenic layer) and deep subduction zone earthquakes 20–70 km depth located in the Philippine Sea subducted plate (Philippine slab), dipping under 45° in the northwest direction under the Eurasia plate. Lower crust and mantle wedge between them have no earthquakes (aseismic zone). Because Philippine slab is young and thin (around 30 km), its shape is strongly distorted (undulating, wavy). Due to this, velocity structure in studied region is essentially three-dimensional. Studied area and slab location are shown in Figure 1.

3-D velocity model in Kinki region for this work was compiled from available information: seismicity data, travel-time tomography results, seismic exploration results, gravity data and borehole measurements. Data used in the inversion are the high-frequency (1 – 10 Hz) high quality data of CEORKA and Hi-net networks (Toki et al., 1995, Obara et al., 2000).

Generally, estimated “total”  $Q$ -values agree well with results of other studies and with common expectations based on the tectonic structure, except of one striking result:  $Q$ -values for the lower crust and the subducting oceanic crust become extremely low,  $Q_{\text{total}} \sim 20\text{--}30^{0.9}$ .

To interpret this result we compared estimated  $Q$ -structure with other phenomena, related to attenuation, that were observed in studied region. Good correlation with reflective layers (Ito et al., 2005) was found.

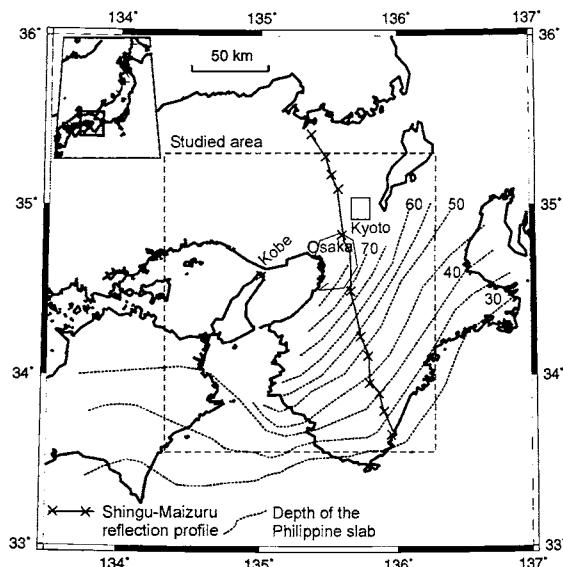


Figure 1. Map of the studied region.

## METHOD OF THE $Q$ -STRUCTURE INVERSION

*Spectral inversion.* To study the  $S$ -waves attenuation in high frequency range 1–10 Hz, it was assumed that observed amplitude Fourier spectrum is a product of four terms (i.e. Iwata and Irikura, 1988): source ( $S$ ) elastic path attenuation ( $g$ ) described by the  $Q$ -value inelastic path attenuation and site ( $G$ ) effects.

$$O = S \cdot g \cdot \exp\left(-\pi \frac{Rf}{vQ(f)}\right) \cdot G. \quad (1)$$

Frequently, to estimate path attenuation effect,  $Q$ -value is inverted under assumption that geometrical spreading is spherical (true for uniform velocity model). Actually, elastic attenuation  $g$  is complex effect that includes geometrical spreading in a non-uniform velocity model, reflection and conversion on major velocity discontinuities, free-surface effect. In this study, elastic path attenuation was calculated using complete ray theory (Červený et al., 1988) in 3-D velocity model. Travel times inside blocks was calculated by the 3-D ray tracing:

*Double spectral ratio method.* Source and site effects can be eliminated using the double spectral ratio scheme (Chun et al., 1987). After this,  $Q$ -values in blocked media were inverted from the observed double spectral ratios DSR using tomography approach:

$$DSR_{ijmm} = \frac{O_m \cdot O_{jm}}{O_{im} \cdot O_{jn}} = \frac{g_m \cdot g_{jm}}{g_{im} \cdot g_{jn}} \cdot \exp\left(-\pi \sum_k (T_{im}^k - T_{im}^k + T_{jm}^k - T_{jn}^k) \cdot \frac{f}{Q^k}\right) \quad (2)$$

Or in the linear form, after reducing for the elastic attenuation term and taking logarithm:

$$\log DSR'_{ijmm} = -\pi \sum_k (T_{im}^k - T_{im}^k + T_{jm}^k - T_{jn}^k) \cdot \frac{f}{Q^k} \quad (3)$$

Here  $i$  and  $j$  – indexes of the source pair,  $m$  and  $n$  – indexes of the station pair,  $k$  – index of medium block with uniform  $Q$ .

In Petukhin et al., 2004, it was shown by simple numerical simulation that the double spectral ratio method is helpful to stabilize inversion: it reduce shift due to the trade-off with source+site effect.

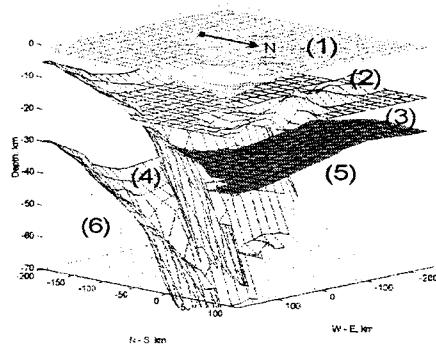
Additionally, similarly to Petukhin et al. (2003), to reduce possible trade-off between  $Q$ -value in seismogenic layer and  $Q$ -values in another blocks we used a two-step layer-stripping algorithm.

1. At the first step, only data of shallow events, whose rays pass within the upper seismogenic layer, were used to estimate  $Q$ -structure in the upper crust. Actually, results of Petukhin et al. (2004) were used for this step.

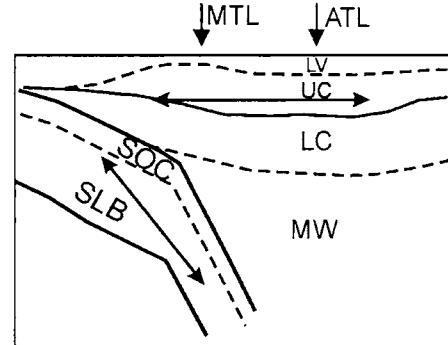
2. At the second step, data of events from the subduction zone deeper than 20 km were used. In this case, the rays pass through both the upper crust and lower crust + mantle wedge +subducting oceanic crust + slab. To determine  $Q$  in the deeper part we fixed  $Q$  in the shallow part using results of the first step of inversion.

*Velocity Model and Tomography Block Model.* For this study we developed 3-D velocity model for Kinki area (see Figure 2). This model includes: (1) surface low-velocity layer, (2) seismogenic zone (or upper crust), (3) lower crust, (4) subducted Philippine Sea slab, (5) subducting oceanic crust above the slab, (6) mantle wedge (between continental crust and subducting oceanic crust) and (7) upper mantle (below slab). Based on the case study in Petukhin et al., 2004, it was assumed that velocities inside each layer have some gradient, so that there are no velocity discontinuity on the layer boundaries, and that in high frequency range, at a point of crossing with velocity interface there is no reflection/conversion for upward rays.

The whole media of the wave propagation were divided into blocks with constant  $Q$ -value according to the tectonic structure (see Figure 3): upper crust (UC), lower crust (LC), mantle wedge (MW) subducting oceanic crust (SOC) and slab (SLB). UC was subdivided into 6 smaller blocks with boundaries along main fault systems in Kinki region. Surface low-velocity layer (LV) above the seismogenic layer was considered as one additional block.



**Figure 2.** Bird's-eye view of the velocity model used in this study. Numerals indicate LV, UC, LC, SLB + SOC, MW, and UM blocks respectively.



**Figure 3.** Assumed structure of tomography blocks. Double arrows approximately indicate location ranges of the used earthquakes.

## RESULTS

In our previous inversion (Petukhin et al., 2004), to stabilize results for strong-ground prediction purposes, we combined some blocks into larger blocks. Namely, MW was combined with LC, and SLB with SOC. In this work, limiting frequency range to higher frequencies, we inverted  $Q$ -value separately in LC, MW, SOC and SLB blocks. Results are shown in Table 1. Analysis of the results of inversion shows that surprisingly low  $Q$

values was in LC and SOC layers, that cannot be explained by the inversion instability only.

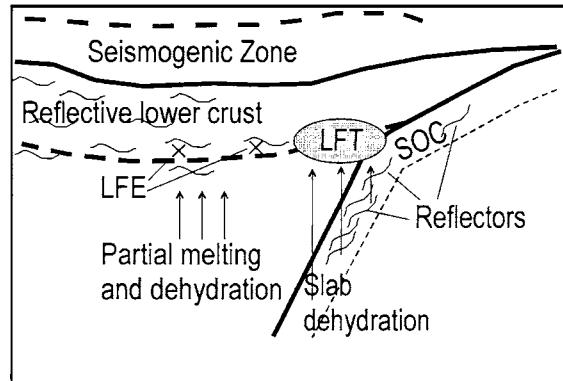
**Table 1.** Results of  $Q$ -value inversion (unstable in lower frequencies  $f < 5\text{Hz}$ ).

	Lower Crust	Mantle Wedge	Subducting Oceanic Crust	Philippine slab
$Q$ -value	$15f^{1.0}$	$\sim 1000 (f > 6)$	$\sim 30f^{0.6}$	$\sim 200f^{1.0} (f > 6)$

$\propto (f < 5)$                                      $\propto (f < 5)$

To interpret this result, in Figure 4 we compiled phenomena, related to attenuation, that were observed in studied region. They are: (1) seismogenic upper crust, depth 0-17km; (2) aseismic lower crust; (3) reflective lower crust (RLC) in depth range 17-35km, and reflective layers (Reflectors) in the SOC; both are revealed by the deep seismic exploration studies in studied region (Ito et al., 2005); (4) belt-like zone of the deep low-frequency tremor generation (LFT, Obara, 2002), parallel to the slab, which was observed using high-sensitivity borehole Hi-net stations; (5) a few deep low-frequency earthquakes, LFE (near Moho boundary) were observed in central part of Kinki region, far from volcanic centers; (6) dehydration and/or partial melting in depth range 30-50km can explain the presence of liquid phase in the crust near/above Moho boundary, which in turn was used by Katsumata and Kamaya (2003) to explain generation of the LFT and LFE.

Analysis of Figure 4 shows, that anomalously low  $Q$ -value in LC and SOC can be explained by two processes: (1) high intrinsic attenuation (low  $Q_m$  value) due to presence of fluids in the lower crust, which are indicated by the LFE and LFT phenomena; (2) high scattering attenuation (low  $Q_{sc}$  value) due to scattering on the crust heterogeneities, indicated by the RLC and Reflectors. Both phenomena have approximately the same depth but separated geometrically: main belt of LFT/LFE is moved forward to the slab, while RLC is located in somewhat backward inland area. To estimate effect of both phenomena on the inverted  $Q$ -value we should analyze ray coverage of used data set.



**Figure 4.** Compilation of observed or supposed phenomena, related to the attenuation.

#### DISCUSSION: ANALYSIS OF EFFECTIVE ZONE BY RAY COVERAGE AND COMPARISON WITH OTHER PHENOMENA IN THE STUDIED REGION

Philippine sea slab is thin and is subjected to inclined subduction process in Northwest direction in the Western Japan. Due to this complex process slab crumples into several folds one of which is Kii Peninsula segment. Simple projection of rays, earthquakes and some accompanying phenomena into single cross-section doesn't give clear picture to analyze. To avoid this problem we applied curvilinear projection "parallel" to the slab. For this it was used the fact (both from observation and the simulation) that all subduction related phenomena are approximately slab-parallel due to constancy of the pressure-temperature conditions along parallel lines.

The rays cover effectively UC, LC and SOC blocks, less effectively SLB and MW blocks. Normal earthquakes are located mostly in UC and SLB blocks. LFE/LFT zone cover SOC block on the Moho depth and second LFE zone is in the LC block under the Osaka bay. But both these zones are mostly out of zone covered by rays. So we can conclude that although being strong phenomena that definitely should have effect on attenuation, in our study it cannot be used to explain low  $Q$ -values in LC and SOC blocks.

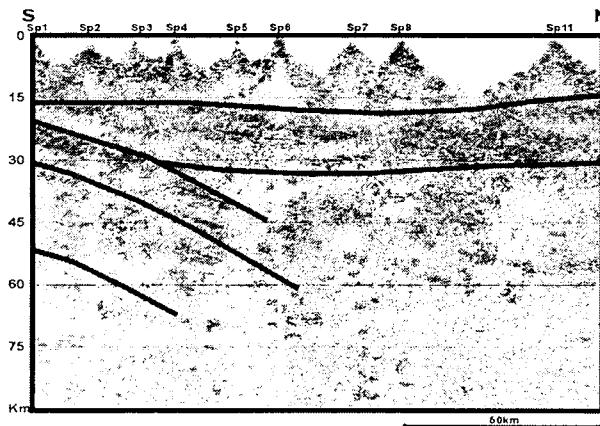
Next, we compared  $Q$ -structure with the resistivity model from the study of Kasaya et al. (2003). Observed data can be explained by model having low resistivity in SOC, MW and LC in the part covered by rays (also having RLC phenomenon). SLB and UC have high resistivity. Low resistivity is related to cracked medium and/or presence of fluids. In both cases this also results in low  $Q$ -value. Proposed resistivity model agree well with our  $Q$ -model with exception of the MW block.

Figure 5 shows reflection cross-section of the Singu-Maizuru profile (Ito et al., 2005, see also Figure 1). This cross-section clearly indicates reflections from the SOC layer and RLC. Our SOC upper boundary coincides with the upper boundary of the reflections. Losses of energy should be strong: amplitude of reflected waves in

some cases several times larger than amplitude of direct waves (K.Ito, personal communication). It is considered that such intensive reflections could be generated by a thin-layered quasi-parallel structure of alternating low-velocity layers, rather than a single discontinuity. Obviously, such structure should also reflect energy for up-coming rays from sources located in slab, below SOC and RLC layers. Large intensity of reflections indicates that loses of energy due to reflections is most probable candidate to explain low  $Q$ -values.

From one side reflection loses are elastic loses, but from another side source of loses is the whole volume of layer and the longer ray path inside reflective layer the larger these loses. For this reason it is natural to describe them by scattering  $Q$ -value. Unlike regular scattering  $Q$ ,  $Q_{sc}$  of reflective layer depends on the direction of incidence: become larger - if both source and receiver are located in the same side of reflective layer, and become smaller – if they are on opposite sides.

Now we can conclude that low  $Q$ -values observed in the LC block can be explained by the RLC phenomenon. There several mechanisms of high attenuation in this case: (1) scattering loses on the velocity inhomogenieties; (2) intrinsic loses in cracked medium indicated by low resistivity; (3) for rays incident to the RLC from below, additional loses are reflection loses on the thing low-velocity layers that may compose RLC.



**Figure 5.** Reflection cross-section of the Singu-Maizuru profile (from Ito et al., 2005). Dark areas indicate reflective layers. Lines – boundaries of the blocks used in this study (compare with Figure 3). Notice intensive reflections in the LC and SOC blocks.

## REFERENCES

- Červený V, Klimens L, Pšenčík I. (1988). "Complete seismic-ray tracing in three-dimensional structures." Doornbous DJ, editor. *Seismological algorithms*. New York: Academic Press.
- Chun K-Y, West GF, Kokoski RJ, Samson C. (1987). "A novel technique for measuring  $Lg$  attenuation: results from Eastern Canada between 1 to 10 Hz." *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 77: 398-419.
- Ito K., Y.Umeda, H.Sato, N.Hirata, T.Iwasaki, T.Ito, T.Shibutani, K.Matsumura, I.Hirose, H.Saito, T.Kawanaka, T.Kuroda, T.Ikawa (2005). Deep seismic profiling of metropolitan areas in Japan for strong ground motion evaluation: the Shingu-Maiduru line. 2005 Japan Earth and Planetary Science Joint Meeting, Abstracts CD-ROM, S053-P013.
- Iwata, T., K. Irikura, (1988). Source parameters of the 1983 Japan sea earthquake sequence, *J.Phys.Earth.*, 36, 155-184.
- Kasaya T., S.Yamaguchi, T.Goto, M.Ueshima, H.Utada, T.Kagiyama, H.Mikada and K.Suehiro (2003). Exploration of a deep resistivity structure below the Kii peninsula, SW Japan. *Butsuri-tansa*, v.56, No.6, pp.427-437.
- Katsumata A., and N.Kamaya (2003). Low-frequency continuous tremor around the Moho discontinuity away from volcanoes in the southwest Japan. *Geophys.Res.Lett.*, v.30, No.1, doi:10.1029/2002GL015981.
- Obara, K., H. Sadaki, Y. Okada, and S. Aoi (2000). Hi-net: High sensitivity seismograph network in Japan. *AGU 2000 Fall Meeting*, Eos, Trans., American Geophysical Union, 81; 48, Suppl., p.863.
- Obara K. (2002). "Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in Southwest Japan." *Science*, 296: 1679-1681.
- Petukhin A., Irikura K., Ohmi S. and Kagawa T. (2003). Estimation of  $Q$ -values in the Seismogenic and Aseismic Layers in the Kinki Region, Japan. by Elimination of Geometrical Spreading Effect Using Ray Approximation. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, v.93, No.4, pp.1498-1515.
- Petukhin A., K.Irikura, T. KAGAWA, S. Ohmi (2004). Study of the HF Seismic Attenuation in Kinki Region, Japan, Using the Ray Theory Elastic Attenuation Effect in 3-D Velocity Model and the 3-D Structure of  $Q$ -Value. 13<sup>th</sup> World Conference on Earthquake Engineering, Vancouver, B.C., Canada, August 1-6, 2004. Paper No. 633.
- Sato, H., and M.C. Fehler (1998). *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth*, 308pp., Springer, New York.
- Toki K., K.Irikura, T.Kagawa 1995. Strong Motion Records in the Source Area of the Hyogoken-nambu Earthquake, January 17, 1995. Japan. *Journal of Natural Disaster Science*, v.16, No.2, pp.23-30.

# 地殻・マントルの不均質構造と短周期地震波の散乱

古村 孝志（東大地震研）・BLN Kennett（オーストラリア国立大）

## はじめに

太平洋プレートの地震で北海道～東北～関東の太平洋側で震度が大きくなる「異常震域」現象は、沈み込むプレートの地震波減衰が小さく（High-Q/High-V）、周囲のマントルでは減衰が大きい（Low-Q/Low-V）「宇津モデル」により説明できる。

昨年度の研究会では、プレート内の短周期（ $f > 2\text{Hz}$ ）地震動の伝播には、プレートが硬い（High-Q/High-V）ことに加えて、さらにプレート内の横長の不均質性（ラミナ構造）による強い前方散乱と地震波のトラップ現象が重要であることを説明した。このラミナ構造プレート散乱モデルでは、異常震域を作る地震波に顕著に見られる、P波とS波の長い短周期（ $f > 2\text{Hz}$ ）の後続相と、これに先だって到達する長周期（ $f < 0.5\text{Hz}$ ）の先駆波の生成を良く説明することができる（Furumura and Kennett, 2005）。

## 大陸下マントルの不均質性

ところで、海洋プレート（海洋地殻・海洋マントル）に見られる不均質（ラミナ）構造は大陸のプレート（大陸地殻、大陸下のマントル）にも存在するであろうか？

不均質性の存在は、プレートの生成過程や、地殻・マントル物質の粘性に大きく関係しており、その空間性状の調査は内陸地震の応力蓄積や地震発生メカニズムの考察を行う上で、また短周期地震動の伝播と強震動のシミュレーションの高精度化を進めるために不可欠である。

1980年代に西ドイツで実施された大規模な深部反射法探査の実験によると、下部地殻には強い反射面が多数見られる（Reflective Lower Crust）いっぽうで、上部マントルからはほとんど反射が無い（Transparent Upper Mantle）ことが報告されている。ただし、下部マントルの不均質性の存在を議論する以前に、そもそも深部（下部マントル）からの反射波が陸上探査で検出可能かどうかを確認することが先決であろう。そこで、地殻と上部マントルに散乱体を一様に置いたモデルを用いて反射記録をFDM計算により合成し、これを通常の反射法探査の手順（NMO補正、CMP重合、AGC処理）から反射断面記録を作成した。その結果、下部地殻の強い反射波に隠されて、上部マントルからの反射波はほとんど検出できないように思われる。

## オーストラリアーインドネシア沈み込み帯での地震波動伝播

上部マントルを鉛直または横方向に通過する地震波を用いれば、マントル内の不均質性を調査することは可能であろう。オーストラリア大陸プレートが北に向かって沈み込むインドネシアでは深さ80～100km以上のやや深い地震が多発する。この地震波形を1350km離れた大陸内部のWRA観測点で記録すると、太平洋プレートの深発地震に見られる短周期地震動の長い後続相と、長周期地震動の先駆波の両方がよく観測されることから、2つのプレートには不均質構造の共通性があると考えてよい。これら観測波形の特長は、オース

トラリア大陸の地殻のみにラミナ構造を置いたモデルを用いた波動伝播計算では再現できず、深さ 100km 以上の上部マントルにも同様の不均質構造が必要であることを示唆している。

### プレート内の不均質性の方位性

海洋および大陸地殻とマントルに見られるラミナ構造の空間性状は、高密度の地震観測から検出できることが期待される。不均質性のスケール（相関距離）が水平方向に横長 ( $Ax=10\text{km}/Ay=1\text{km}$ ) で、そして鉛直方向に扁平 ( $Az=0.5\text{km}$ ) なモデルを作成し、P 波の等方震源 ( $f \sim 10\text{Hz}$ ) を置いて波動伝播を FDM 計算で評価した。

その結果、不均質分布の長軸方向には P 波の強い前方散乱が繰り返し起きることにより、散乱体の間に波動エネルギーがトラップされる現象が起きた。この結果、紡錘状の長いエンベロープが生成され、また Radial 成分の震幅が大きくなつた。Vertical (Z) や Radial(R) 成分から Transverse(T) 成分への震動モードの変換も大きくなつた。いっぽう、これに直行する（不均質の短軸）方向に伝わる P 波は、散乱体の並びを鉛直に突き進むことにより、パルス状の後続相からなる“ぼんやり”したエンベロープの拡大が起きる。境界面への鉛直入射のため、振動方向の変換はほとんどない。観測された P 波の初動部分を時間平均し、R/Z, T/Z 比を求めると、不均質性の空間分布に対応した明瞭な方位分布が現れた。

ウラジオストックの深発地震 ( $h=600\text{km}$ ) の KiK-net 地中記録にこれを適用すると、観測点から見て 310 度の方位で R/Z, T/Z が最小になった。この方位はプレート沈み込み方向にちょうど対応する。このことから、不均質性の長軸の向きはプレートの沈み込みに直行する方向に並んでいると考えるのが適当である。

### 不均質プレート内の高周波地震動の伝播と異常震域のシミュレーション

このようにして推定した、海洋プレートの不均質性の向きを再現したモデルを用いて、2003 年 2 月 19 日に発生した“留萌の地震” ( $h=220\text{km}, M5.9$ ) の 3 次元 FDM シミュレーションを行つた。北海道～東北にかけての計算領域を  $0.125\text{km}$  の格子で離散化し、ダブルカッフル型の点震源を置いて周波数  $3\text{Hz}$  までの地震波動伝播を評価した。

計算波形を観測データと比較すると、プレート内の不均質性により P 波、S 波の波群と Transverse 成分が伝播とともに大きく成長し、観測波形の性質をよく説明できるようになった。比較のために、不均質性の軸がプレート沈み込みに平行に置くと、長い後続相がよく再現できないことも確認できた。このことは、太平洋プレートでは北東～南西方向の短周期地震動の伝播が特に強く、プレートの沈み込む北西～南東方向では相対的に弱い可能性を示唆しており、今後観測データとシミュレーションによる調査をさらに進める予定である。

文献： Furumura, T. and BLN Kennett, Subduction zone guided waves and the heterogeneity structure of the subducted plate: Intensity anomalies in northern Japan, JGR, V110, B10302, doi:10.1029/2004JB003486, 2005.

(以下に reprint あります <http://www.eri.u-tokyo.ac.jp/furumura/jgr/2004JB003486.pdf>)

# 東北日本弧で観測される地震波振幅異常と エンベロープ形状

小菅 正裕（弘前大学理工学部）

## 1.はじめに

地震波の振幅は、地震のマグニチュード、震源メカニズム、震源距離、サイト特性などの影響を受ける。工学的には、できるだけ少ないパラメータで地震波の最大振幅を予測することが要求され、司・翠川（1999）の式などがよく使われる。これらの式は、それを導く基となった種類の地震（内陸の浅発地震や比較的浅いプレート境界地震）に対しては予測精度が高いが、異常震域現象をもたらすような地震に対しては食い違いが大きい。最近、Furumura and Kennet (2005) は異常震域現象を波動伝播のシミュレーションを用いて解析し、沈み込むスラブ内の散乱が重要な役割を果していることと、振幅分布に周波数依存性があることを指摘した。

地震波の散乱はまた、地震波のエンベロープ形状にも影響する。震源ではパリス状であったエンベロープも散乱の効果によって次第に形が崩れ、ピークの到達時間の遅れとピーク幅の増大が生じる。これらの現象を使って、散乱をもたらす不均質性を推定することができる [例えば Sato and Fehler (1998)]。Saito et al. (2005) は、東北日本前弧側で観測されたエンベロープ振幅及びピークの半値幅の距離依存性について、両者を同時に説明できるような不均質性のパラメータを、マルコフ近似を使ったエンベロープのシミュレーションを通して推定した。しかし、一様であることを仮定した不均質性には、実際には空間変化があると考えられる。また、彼らが扱わなかったような位置の地震や距離範囲においては、より顕著な振幅異常や、半値幅が震源距離とともに単純には増大しないといった現象が見られる。

そこでここでは、東北日本弧で観測されたエンベロープ振幅の距離依存性、及び半値幅の距離依存性の異常を、平均的な依存性からの偏差を用いて表現し、顕著な異常がどのような地震に対して、また、どのような場所で観測されるのかを調べた。また、それらの異常の周波数依存性と、両者の異常の相関についても調査した。現段階での解析は定性的なものに留まっているが、将来、異常現象を散乱波の解析から調査する上でのターゲットを見つけるという意味もあると考えている。

## 2. データ・解析方法

2000年1月～2005年8月の期間に北海道及び東北地方で発生したマグニチュード5.9以上の地震40個の振幅分布を、KiK-netの地表設置加速度計の波形記録を用いて解析した。今回は、水平2成分合成rms速度エンベロープを解析に用いた。エンベロープは中心周波数2, 4, 8, 16 Hzの4帯域について計算し、その最大振幅を求めた。振幅異常は、平均的な距離減衰曲線からの偏差を用いて表現した。平均曲線は司・翠川（1999）の経験式を基に、各地震からのデータに合うように定数項を決めたものを用いた。

一方、エンベロープの半値幅は、S波到達後、エンベロープ振幅がピークの半分以下に最後に落ちるまでの時間として測定した。これについても、両対数表示した平均的な震源距離依存性を地震ごとに異なる直線で近似し、直線からの偏差を用いた。

## 3. 振幅異常の特徴

振幅異常の現れ方は地震の震源位置によって大きく異なる。一般に、内陸地震や比較的浅い（深さ50 km程度未満の）プレート境界地震からは、顕著な異常は生じない。それに対して、顕著な振幅異常として確認されたのは以下のようない現象である。(1) 浅発地震による異常震域現象、(2) プレート境界付近の地震の震央から海溝に沿って数百 km離れた地域での正の振幅異常、(3) 前弧域と背弧域で正負が

12/2/2001 22:1:55.2 39.396N 141.267E 121.5km M6.4

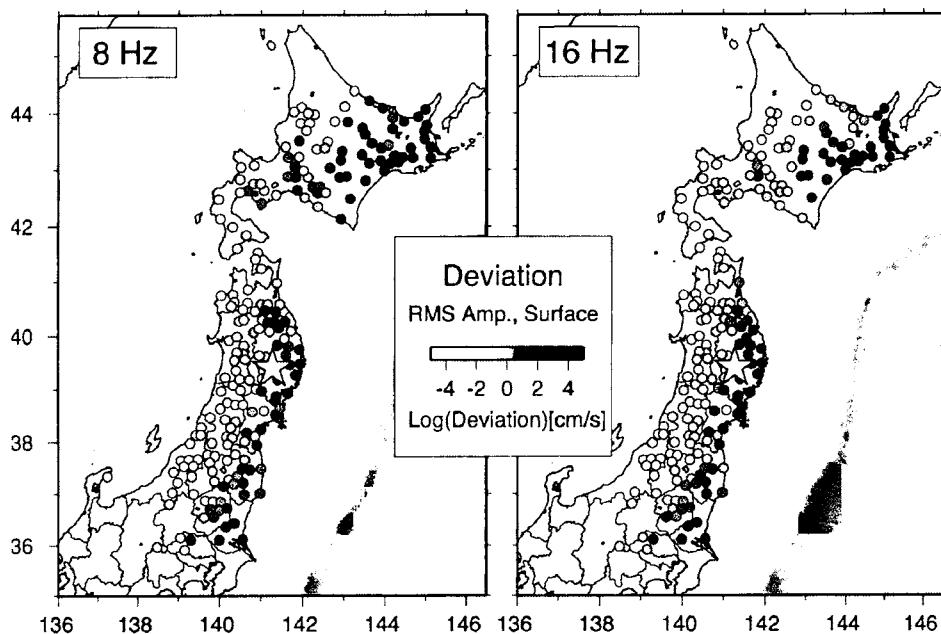


図1 岩手県内陸南部のプレート内地震におけるrmsエンペロープ振幅偏差の分布。8 Hz帯と16 Hz帯における結果を示す。丸の色が濃い方が正の異常を表す。

対になった振幅異常、(4) 北海道東部での局地的な異常。

(1)はオホーツク海及び道北で発生した深発地震に対して観測された。この場合には道北・渡島半島での負の偏差、東北地方太平洋側での正の偏差が現れる。負の偏差は低周波側で、正の偏差は4 Hzと8 Hz帯において顕著である。東北地方では、2 Hz帯では偏差の大きさにあまり地域性がないが、より高周波帯域では前弧域が正、背弧域が負となり、(3)の異常と同様になる。

(2)はプレート内地震及びプレート境界地震において顕著に見られる。択捉島付近の深さ140 kmにおいて発生した地震では、震源に近い北海道で強い負の偏差、東北地方前弧側で正の偏差が観測された。また、根室沖の地震に対して北関東の太平洋側で正の異常が見られた。

(3)は東北地方では太平洋沖合の地震及びプレート内地震に対して、北海道では十勝沖の地震に対して観測される。岩手県内陸のプレート内地震では、2 Hz帯では東北地方背弧側で強い負の異常、4 Hz帯以上では前弧側で正の異常が見られる(図1)のに対し、宮城県沿岸のプレート内地震では4 Hz帯以上で前弧側に正の異常が現れるが、背弧側での負の異常は目立たない。このように、異常の現れ方は震源位置に依存する。

(4)として最も顕著なものは、東北地方のプレート内地震に対する北海道根釧台地での正の偏差である。この異常は周波数にあまり依存しない。

#### 4. 半値幅異常の特徴

半値幅の異常についても、3での地震の区分に従って述べる。(1)の道北で発生した深発地震では、東北地方前弧側で強い負の偏差、すなわち、幅の狭いパルスが観測される。この負の異常は周波数にあまり依存しない。また、北海道中央部を東西に横切る正の異常が見られる。

(2)の択捉島付近の地震でも東北地方では同様の異常が見られるが、前弧側と背弧側の違いはやや小さい。北海道での正の異常の現れ方も道北の深発地震の場合と同様である。根室沖の地震に対しては、岩手県から茨城県までの太平洋側で広域的に負の正の異常が見られ、周波数にはあまり依存しない。

12/2/2001 22:1:55.2 39.396N 141.267E 121.5km M6.4

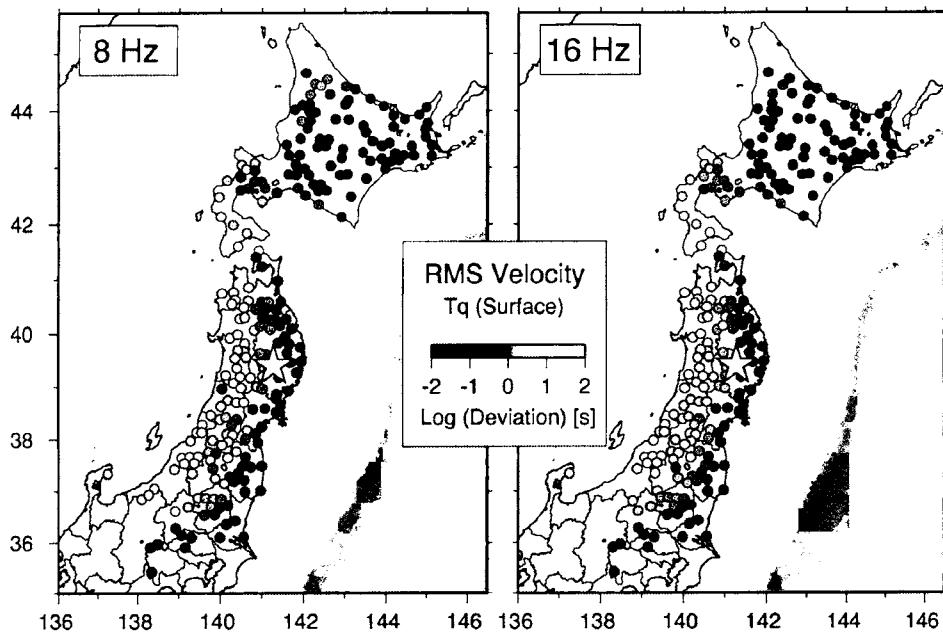


図2 岩手県内陸南部のプレート内地震におけるrmsエンベロープのピークの半値幅の偏差の分布。8 Hz帯と16 Hz帯における結果を示す。丸の色が濃い方が負の異常を表す。

(3) の岩手県内陸のプレート内地震では、前弧側と背弧側での顕著な違いが現れる（図2）。4 Hz以下の帯域では前弧側に強い負の異常が見られるのに対し、8 Hz以上では背弧側に強い正の異常が見られる。北海道では周波数によらず負の異常となっている。一方、宮城県沿岸のプレート内地震では東北地方の前弧側・背弧側のコントラストは不明瞭であり、北海道東部での負の異常が目立つ。

根釧台地での局地的な負の偏差は、宮城県沿岸のプレート内地震と宮城県沖のプレート境界地震に対して見られた。

### 5. 振幅異常と半値幅異常

3と4で述べたように、振幅異常と半値幅の異常には相関がある。一般的に、正の振幅偏差が見られたところでは半値幅偏差は負の値をとる。すなわち、振幅が大きいところではパルス幅が狭く、振幅が小さいところではパルス幅が広い。このような逆相関はプレート内地震及びプレート境界地震に対して顕著に見られる（図3）。ただし、プレート内地震では4 Hz以上で逆相関が見られるが、プレート境界地震では8 Hz以上で顕著になるというように、周波数依存性にはやや差がある。一方、内陸地震では逆相関はあまり顕著ではなくなる。

このような逆相関は、以下のように考えると定性的には説明ができる。プレート内地震及びプレート境界地震からプレートに沿って遠方まで地震波が伝わる場合、前方散乱の効果で振幅は大きくなるが、散乱角が小さいために走時の遅れは小さく、パルス幅が狭くなる。それに対して、散乱角の大きい散乱波が伝わる領域では、散乱波が時間差をもって到達するためにパルス幅が広がり、振幅の足し合わせも効果的には行われないので振幅は大きくならない。なお、異常震域現象が見られた北海道北部の深発地震では、単純な逆相関からはずれたデータも多い。これには内部減衰が効いていると考えられる。

### 6. おわりに

本研究では、東北日本弧で観測された地震波のrmsエンベロープ振幅の偏差、及び半値幅の偏差の空間分布を調べた。異常の現れ方には3及び4で述べたようなバリエーションがあるが、偏差どうしは逆

相関という比較的単純な関係にある。その定性的な解釈として、5では経路における散乱角の違いを挙げた。その他に、前弧側と背弧側での不均質性の違い [Obara and Sato (1995)] なども考えられるので、さらに検討が必要である。

## 文献

- Furumura, T. and B. L. N. Kennett, 2005, Subduction zone guided waves and the heterogeneity structure of the subducted plate: Intensity anomalies in northern Japan, *J. Geophys. Res.*, 110, B10302, doi:10.1029/2004JB003486.
- Obara, K., and H. Sato, 1995, Regional differences of random inhomogeneities around the volcanic front in the Kanto-Tokai area, Japan, revealed from the broadening of S wave seismogram envelopes, *J. Geophys. Res.*, 100(B2), 2103–2122.
- Saito, T., H. Sato, M. Otake, and K. Obara, 2005, Unified explanation of envelope broadening and maximum-amplitude decay of high-frequency seismograms based on the envelope simulation using the Markov approximation: Forearc side of the volcanic front in northeastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, 110, B01304, doi:10.1029/2004JB003225.
- Sato, H. and M. C. Fehler, 1998, Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous Earth, Springer-Verlag, New York, 308 pp.
- 司 宏俊・翠川三郎, 1999, 断層タイプ及び地盤条件を考慮した最大加速度・最大速度の距離減衰式, 日本建築学会構造系論文集, 523, 63-70.

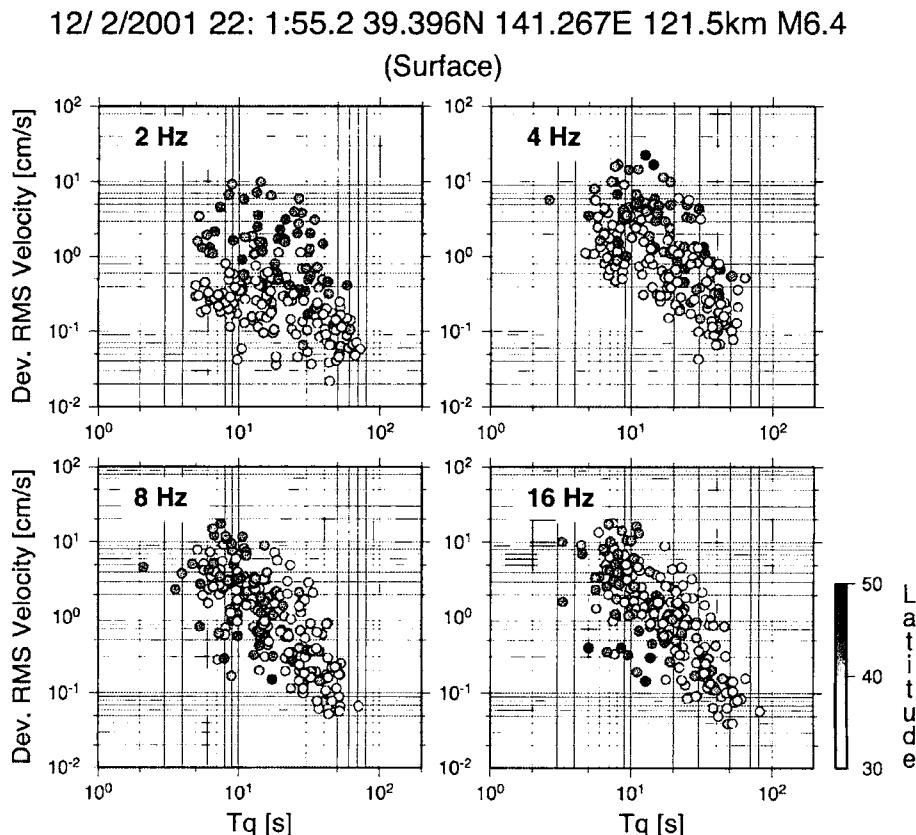


図3 岩手県内陸南部のプレート内地震におけるrmsエンベロープについて、ピークの半幅の偏差と振幅偏差の相関。丸の色は観測点の緯度によって変えてある。

# Power-law decay characteristic of coda envelopes revealed from the analysis of regional earthquakes

Won Sang Lee and Haruo Sato

Department of Geophysics, Graduate School of Science, Tohoku University, Sendai, Japan [lee@zisin.geophys.tohoku.ac.jp]

## 1. Introduction

Coda waves are the most prominent evidence of the Earth medium heterogeneity. Their spectral amplitude and envelope decay gradient reveal the spatial distribution of heterogeneities and attenuation. Rautian and Khalturin [1978] studied the amplitude of coda waves for a wide range of lapse times and period bands in central Asia, which was the pioneer work to describe the characteristics of coda envelopes using analog seismographs. Having the necessity of bringing the work up to date, in this study, we newly summarize the phenomenological features of seismic coda envelope decay investigating regional earthquakes collected by IRIS digital seismic network stations.

## 2. Data

Broadband NS-component velocity seismograms of regional earthquakes recorded by 11 IRIS seismic network stations distributed over the world were used in this study. We collected both the earthquakes occurred at shallower than 50 km (118 events) and deeper than 150 km (39 events) in depth during the period from 1988 to 2005 with epicentral distances less than 10° from individual stations (Figure 1). Their moment magnitudes ( $M_W$ ) range from 4.7 to 7.8.

## 3. Seismic Envelopes

We made band-pass filtered seismograms with applying fourth-order Butterworth filters which have pass bands of 1/4-1/2, 1/2-1, 1-2, 2-4, 4-8, 8-16 and 16-32s. Instead of taking the RMS technique which executes smoothing procedure, we calculate the envelope function for individual band-pass filtered seismograms. Before envelope stacking for individual period bands, we normalized the average coda level at specific lapse time window considering each period band to correct the source-size differences. Stacked envelopes for individual stations are calculated by 10-15 seismic events. The summarization of coda envelopes for various regions and wide period bands as long as 4000s in lapse time is shown in Figure 2.

## 4. Power-law Decay and Frequency Dependence

We found that the decay rate of coda envelopes with lapse time shows ‘straight-line’ on a log-log scale plot. That is, seismic coda amplitude is governed by ‘power-law’ instead of the conventional description,  $A(t, T_C) \propto t^{-n} \exp(-\pi t/Q_C T_C)$ , where  $A$ ,  $t$ ,  $T_C$  and  $Q_C$  are amplitude, lapse time, central period and coda  $Q$ , respectively, and the power  $n$  depends on the geometrical spreading [Aki and Chouet, 1975], on later coda. Moreover, in Figure 2, we can find that the coda decay gradient at shorter periods is steeper than that at longer periods [Lee et al., 2003, 2006] for both shallow and deep focus events.

From the observation, we can conclude that the spectra amplitude of seismic coda could take the following simple expression,

$$A(t, T_C) \propto t^{-\alpha(T_C)}, \quad (1)$$

where  $\alpha(T_C) = a \log T_C + b$ ,  $T_C$  is in second;  $a_1 = -2.0(\pm 0.4)$ ,  $b_1 = 4.0(\pm 0.2)$ , and  $a_2 = -2.5(\pm 0.5)$ ,  $b_2 = 4.8(\pm 0.5)$ . The indices 1 and 2 are, respectively, for before and after ScS. Figure 3 shows frequency dependence of  $\alpha$  value.

## 5. Discussion

In general, the decay rate of coda is steeper from the arrival of  $ScS$  except for the data of AAK and LPAZ (Figure 2). Such a bending feature around  $ScS$  has been well explained numerically by assuming two-horizontal-layer attenuation model [Lee et al., 2003, 2006]. It tells us that scattering occurs not only in the lithosphere and the upper mantle but in the whole lower mantle though its scattering power is small. The difference of decay rate around  $ScS$  provides crucial information to make a numerical scattering model based on the radiative transfer theory for imaging the heterogeneous Earth medium much accurately. Moreover, we showed that there is no significant difference between shallow ( $\leq 50$  km) and deep ( $\geq 150$  km) focus events on later coda. Consequently, we are able to use both data to examine the medium heterogeneity in the deep Earth so that it enables us to extend the spatial coverage of our study region.

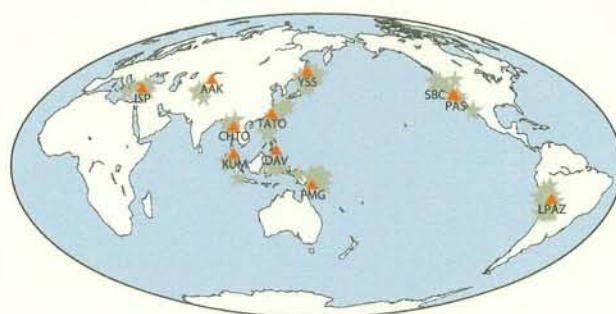
## 6. Conclusions

Investigating coda envelopes for wide period bands with long lapse time range, we found coda envelopes can be described by ‘power-law’,  $A(t, T_C) \propto t^{-\alpha(T_C)}$ , where  $T_C$  is central period in second, and  $\alpha$  value has frequency dependence. The simple and distinct characteristics of seismic coda envelopes could provide reliable information to determine physical values such as attenuation parameters, and to identify the regional difference of medium heterogeneity in the deep Earth. There is no significant difference of coda decay rate between shallow ( $\leq 50$  km) and deep ( $\geq 150$  km) focus events, and no systematic change of coda decay rate with lapse time was found except for once occurring around  $ScS$  arrival and the case of LPAZ (multiple changes).

We will have to examine that the ‘power-law’ decay would be valid for the study of local earthquakes, and the  $\alpha$  value should be also studied in correlation with tectonic structure in the Earth medium.

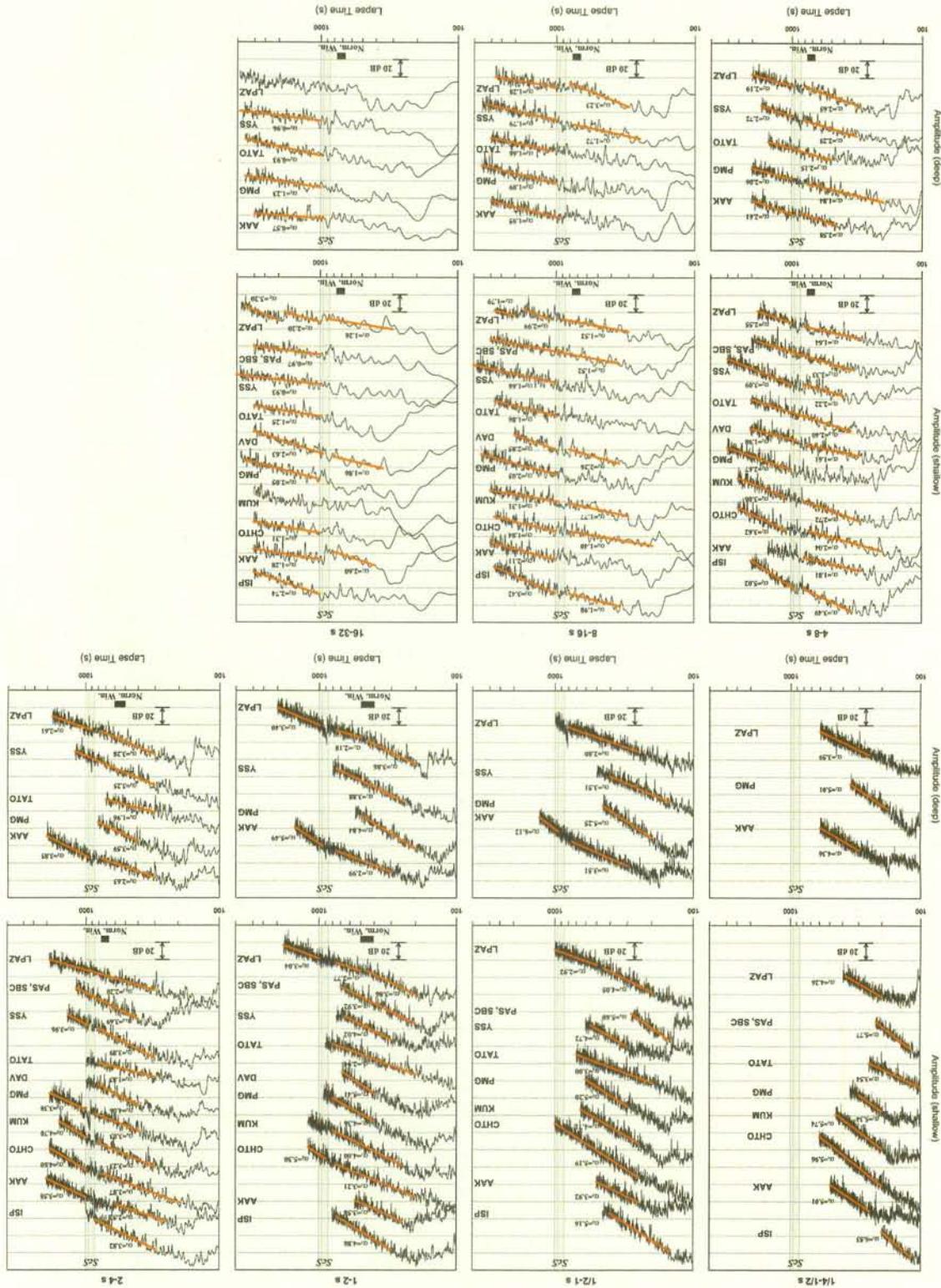
## References

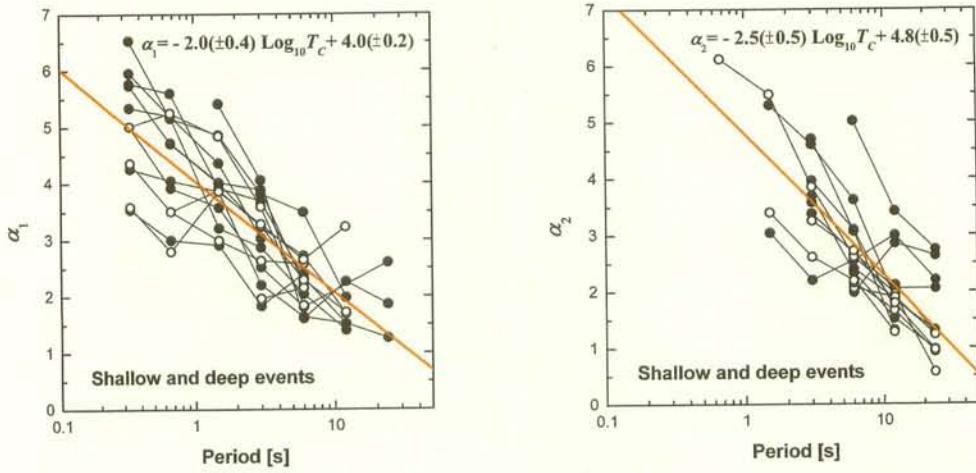
- Aki, K. and B. Chouet, Origin of coda waves: source, attenuation and scattering effects, *J. Geophys. Res.*, 80, 3322-3342, 1975.
- Lee, W. S., H. Sato and K. Lee, Estimation of S-wave scattering coefficient in the mantle from envelope characteristics before and after the  $ScS$  arrival, *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 2248, doi:10.1029/2003GL018413, 2003.
- Lee, W. S., H. Sato and K. Lee, Scattering coefficients in the mantle revealed from the seismogram envelope analysis based on the multiple isotropic scattering model, *Earth Planet. Sci. Lett.* 241, 889-901, doi:10.1016/j.epsl.2005.10.035, 2006.
- Rautian, T. G. and V. I. Khalturin, The use of the coda for determination of the earthquake source spectrum, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 68, 923-948, 1978.



**Figure 1.** Location of 11 IRIS seismic stations (triangles) and 157 shallow and deep focus earthquakes (stars) used in this study.

**Figure 2.** Summary of stacked envelope curves of regional earthquakes for selected period bands and focal depths. Upper and lower panels show shallow ( $\leq 50$  km) and deep ( $\geq 150$  km) earthquakes, respectively. Regression analysis and focal depths are indicated by bold bars at the bottom except for 1/4-1/2 and 1/2-1 s period bands. Theoretical SCS arrivals calculated by *iasp91* model are marked by vertical gray bar. At LPZ, some branches of coda gradient appear.





**Figure 3.**  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  versus central period.  $\alpha$  for before ScS (left),  $\alpha$  for after ScS (right). Closed and open circles represent for shallow and deep focus earthquakes, respectively.  $\alpha$  values for each station are linked by individual solid lines.

## 2004年新潟県中越地震の震源域における不均質構造

西上欽也（京大防災研）

### 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できるメリットがある。これまで、コーダ波エンベロープのインバージョン解析により、サンアンドreas断層、跡津川断層、福井地震断層、鳥取県西部地震の震源域等において、活断層や震源断層あるいはサイスミシティの高い領域と散乱係数の大き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（地震時に大きくすべるところ）では相対的に散乱係数が小さいこと、等が示されている。散乱波のインバージョン解析により、活断層の深部構造のみならず、地震破壊に関する特性の推定が可能と考えられる。

2004年新潟県中越地震（2004年10月23日、M6.8）では、M5-6クラスの余震が多数発生し、複雑な震源分布（共役な多数の断层面）を形成した。これらは震源域における散乱係数の三次元空間分布を推定し、不均質構造と本震・余震の破壊過程の関係を探るうえで良好なデータセットと考えられる。

### 2. データ・解析

解析にはNishigami(1991)の方法を用いた。2004年11月1日～7日に発生した余震( $2.5 \leq M \leq 4.5$ )70個について、震源域近傍の7観測点(Hi-net 3点、気象庁1点、京大・九大臨時点3点)で記録された波形データ(382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使用した。

### 3. 震源域における不均質構造と地震発生の関係

得られた散乱係数の分布を図1に示す。これは、ブロック配置をずらせた解を重ねたものである。図2には本震の断層面上に投影した散乱係数の分布を示す。得られた結果をまとめると、

1. 本震および主な余震(M5-6クラス)の震源は、散乱係数の大きい不均質領域の近傍に位置する傾向がある(図1、2)。
2. 11月8日の余震(M5.9)発生前のデータセットから、この地震の震源近傍に散乱係数の大きい不均質領域が既に存在していたことが推定された(図1のNo.10)。
3. 本震の断層面上における主要な破壊域は、散乱係数の大きい不均質領域に挟まれた、散乱係数の相対的に小さい、より均質な領域に対応するように見える(図2、3)。

このように、地震の破壊は不均質性の大きい場所で開始し、より均質な領域で大きいすべりを生じることが推定された。地震破壊の開始と成長は震源域における不均質構造に大きく規定されている可能性が指摘される。

2004年11月8日～12月31日に発生した余震( $3.0 \leq M \leq 3.8$ )67個を用いた解析結果を図3に示す。図2と比べると、散乱係数の分布は全体的にほぼ似ているが、本震の震源近傍では、散乱係数の低下が示唆される。今後、さらに多数のデータ期間について解析を行い、散乱特性の安定性(解の信頼性)と時間変化の可能性(本震発生後の回復過程、余震発生に伴う散乱構造の変化、本震発生前の散乱特性の推定等)を検証する。

謝辞：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 (Shibutani et al., 2005) を使用した。記して感謝する。

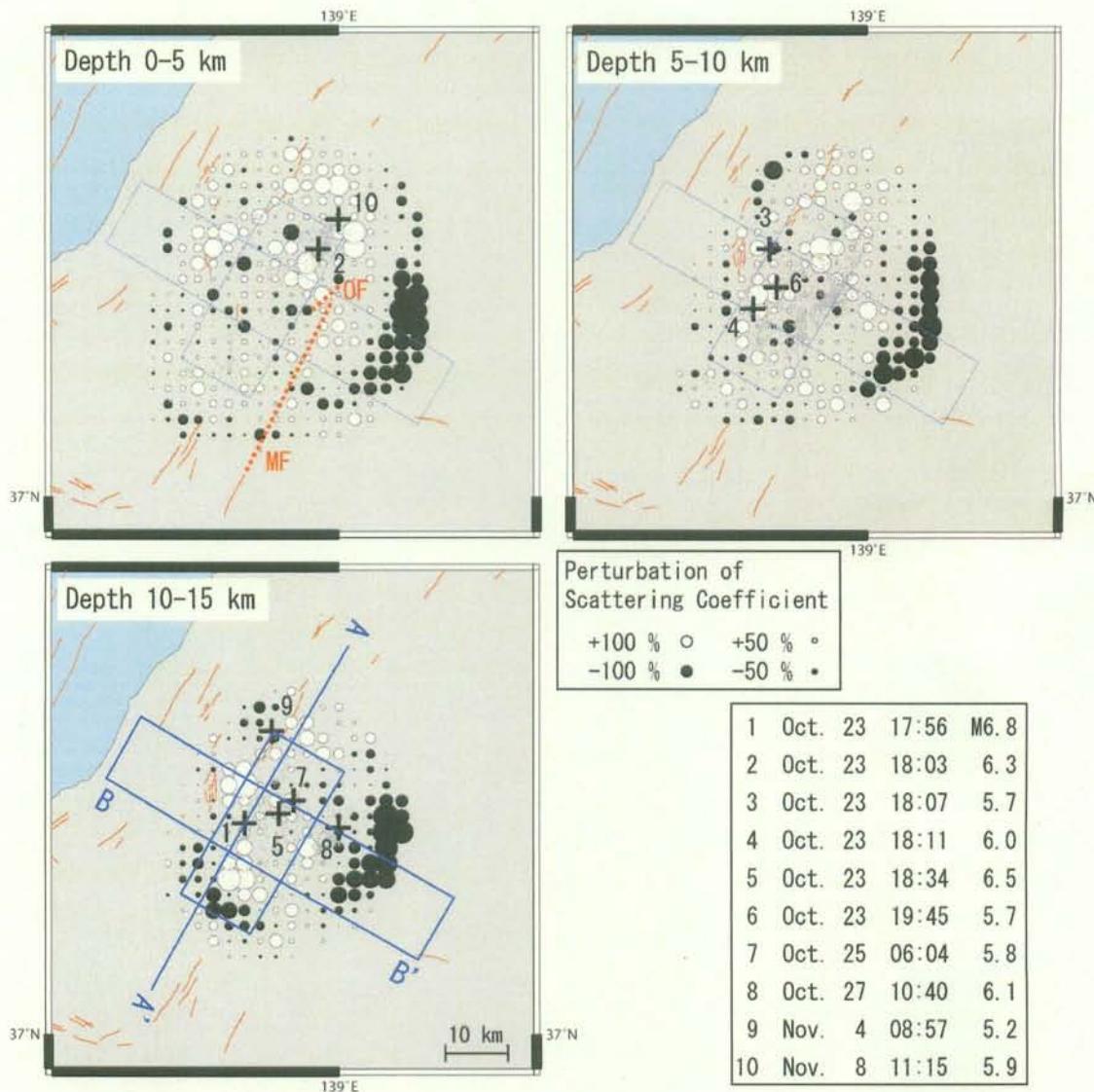


図1 2004年新潟県中越地震の震源域における散乱波インバージョン解析の結果。深さ 0-5、5-10、および 10-15km における相対的な散乱係数の分布（平均からの揺らぎ）について、resolution>0.2 の解のみをプロット。○：散乱係数が平均より大きい、●：平均より小さい。各深さ範囲における余震分布 (Shibutani et al., 2005) を灰色のドットで、本震(No.1)および主な余震(No.2-10)を+で示す。A-A' ラインは本震の震源断層（北西方向に 50° 傾斜）の走向を示し、これに沿う散乱係数の分布を図2に示す。A-A' に平行な長方形は図2に示す本震断層面の地表投影。小平尾断層 (OF)、六日町断層 (MF) のだいたいの位置を赤い波線で示す。

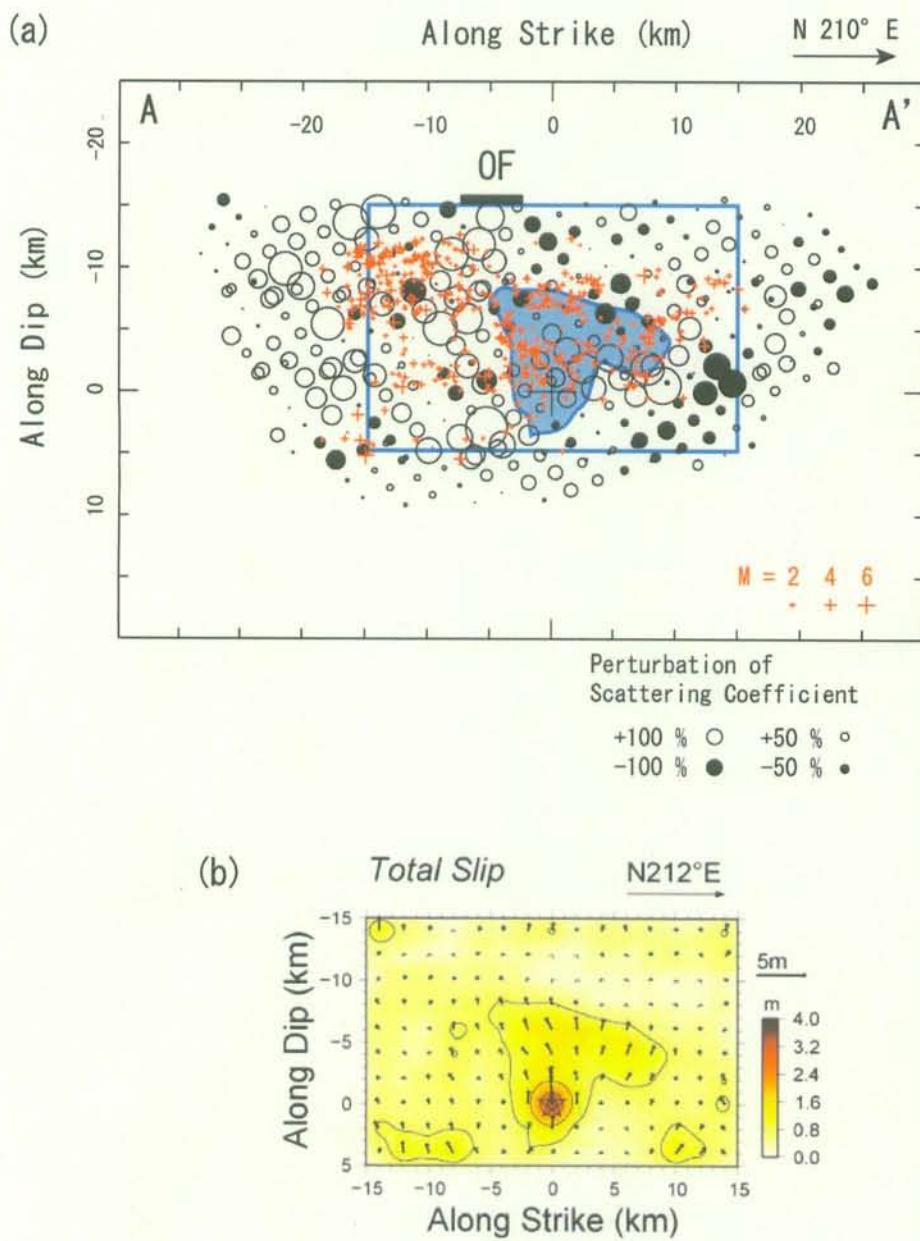


図2 (a)本震断層面(図1のA-A' ライン)に沿う散乱係数の分布。断層面からの距離が5km以内の解を投影した。+ : 本震の震源位置, + : 断層面に沿う余震分布。OF : 小平尾断層の地表位置。(b) 本震の断層面上におけるすべり分布(浅野・岩田、2005)。センター間隔は0.8m。矩形断層面の範囲および震源近傍のすべり量0.8m以上の範囲を(a)にも青色で示す。

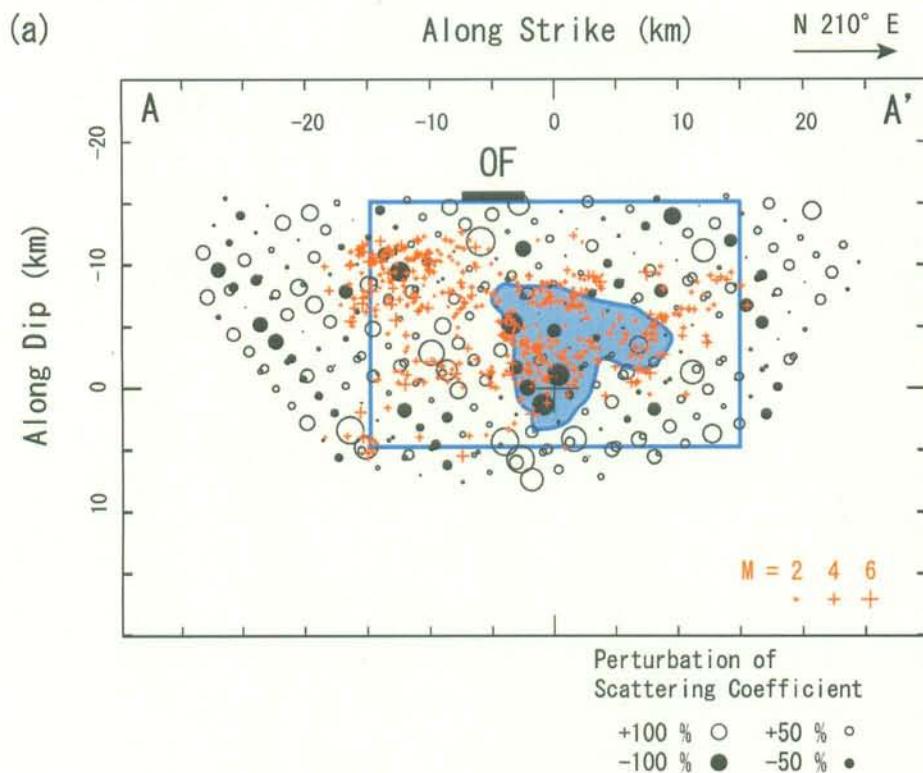


図3 図2と異なるデータ期間（2004年11月8日～12月31日）に対して推定された、本震断層面に沿う散乱係数の分布。図の詳細については図2と同じ。

# 福岡県西方沖地震震源域周辺のS波偏向異方性

渡邊篤志（九州大学・地震火山センター）

Shear wave polarization anisotropy in and around the focal region of the 2005 West off Fukuoka Prefecture Earthquake  
Atsushi Watanabe, (SEVO, Kyushu Univ.)

## はじめに

2005年3月20日、福岡市沖の玄界灘を震源とする $M_{JMA}7.0$ の地震が発生した。1人が死亡、負傷者は1000人を越え、800棟以上が損壊する大きな被害をもたらした。震源断層は、北西-南東走向の横ずれ断層で、南東側延長上にはほぼ同じ走向を持つ警固断層がある。しかし、本震発生以前はこの地域での地震活動は極めて低調であり、地震学的な知見が得られていない。我々は、北海道大・東北大・東京大・京都大・鹿児島大の協力を得て地震発生当日から余震観測を開始し(清水・他, 2005)，地震活動の推移や発生メカニズムの解明、不均質構造の推定などをを目指している。本研究では、S波偏向異方性から震源域及びその周辺の不均質構造を推定する。

## データと解析

解析には、臨時観測点および九州大学の定常観測点で得られた余震記象を使用した。観測点と余震の震央分布を図1に示す。▼および●は、それぞれ解析に使用した観測点と地震の震央を示す。解析には、大半の臨時観測点の展開が完了した3月22日から3月31日までに発生したM3.0～M3.5の地震の中から、直達S波の明瞭なもの65イベントを選んで使用した。

水平面内で直達S波の粒子軌跡を描くと、均質媒質のみを伝播してきたS波は直線的に振動する。一方、異方性媒質中を伝播してきた直達S波は、始めは直線的に振動するが、やがて橢円を描くようになる(図2)。これは、異方性媒質中で2つに分離したS波がそれぞれ異なる速さで伝播するため、分離した2つのS波に到達時間差が生じるからである。

## S波偏向方向

地殻内のS波偏向異方性は、微小クラックの選択配向が原因と考えられている。その場合、分離した2つのS波のうち伝播速度が速い波の振動方向(LSPD)はクラックの走向と平行になる。差応力によって生じたクラックの配列方向は最大圧縮軸と平行になることか

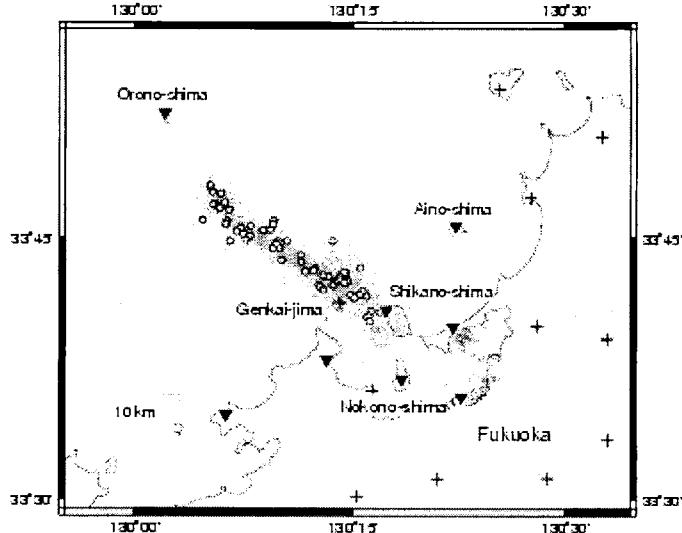


図1. 解析に使用した震源と観測点の配置図。○と▼はそれぞれ震源と観測点を示す。

ら、LSPD は最大圧縮軸方向を指す。また、分離した 2 つの S 波の到達時間差から、異方性の強さが推定できる。従つて、S 波偏向異方性を調べることによって、地下の応力状態の把握に繋がる。解析結果を図 3 に示す。各観測点の上

にある方位頻度分布は、S 波の初動方向、すなわち LSPD の頻度分布である。多くの観測点で LSPD が東西方向に卓越していることと、本震や余震の発震機構の P 軸がほぼ東西であることから、この地域における S 波偏向異方性の成因は、主に東西圧縮の広域応力による微小クラックの選択配向であると考えられる。しかし、博多湾の中央に浮かぶ能古島では、LSPD が東西方向の他に南北方向にも集中している。これは、クラックへの S 波の入射角が浅くなると分離した 2 つの S 波の速度が逆転してしまうためだと考えられる。

分離した 2 つの S 波の到達時間差から異方性の強さの指標であるクラック密度を求めたところ、ほとんどの観測点で 0.003 程度とみつもられた。簡便のため S 波速度の S 波のクラックへの入射角依存性を無視しているので、小さめに求められているが、他の地域のクラック密度に比べて 1 桁小さい。なぜ他の地域よりもクラック密度が低いのか、今後、地質学的データを含めて議論する必要がある。

また、Tadokoro et al. (2002) は、野島断層直近での S 波偏向異方性の時間変化を捉えているので、未解析の観測点や 4 月以降のデータも順次追加してこの地域でも異方性が時間変化していないかどうか調べていきたい。

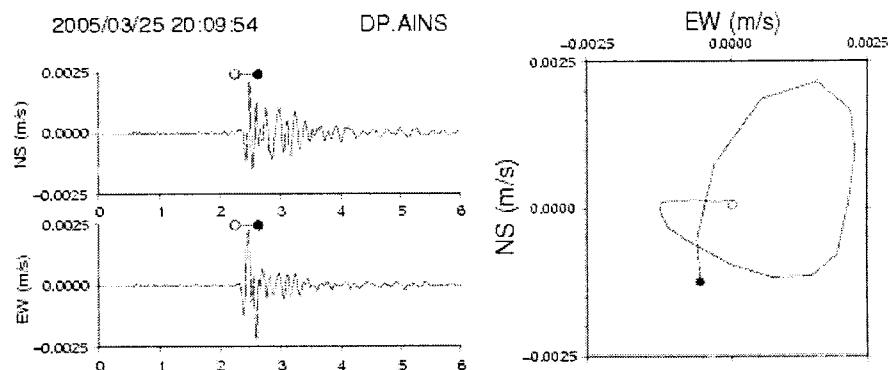


図 2. 観測された 2 つに分離した S 波の例。右は左の波形の粒子軌跡である。それぞれの○と●が対応している。

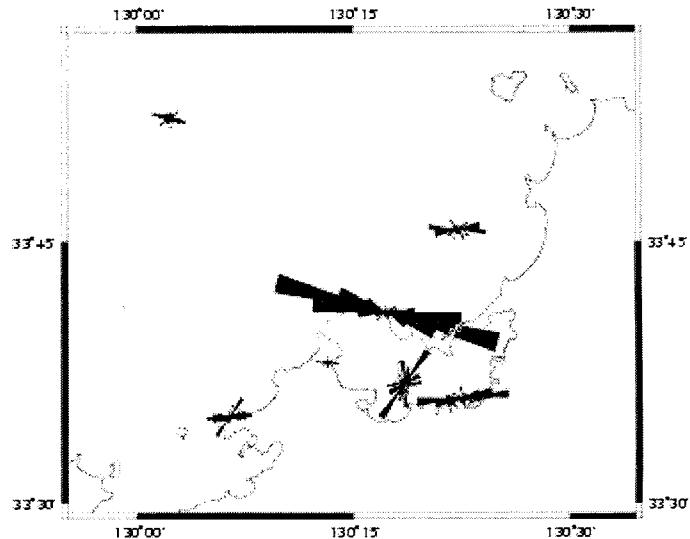


図 3. 解析結果を各観測点上の方位頻度分布で示す。

# 透過弾性波の S 波マイクロスプリッティングの検出と人工地下き裂の性状評価

森谷 祐一・新妻 弘明(東北大学大学院環境科学研究科)

・ 田中 克郎(電源開発(株))

Shear-wave splitting detected by using downhole triaxial seismic detector during dilation of artificial subsurface fracture

Hirokazu Moriya<sup>†</sup>, Katsuro Tanaka<sup>††</sup> and Hiroaki Niitsuma<sup>†</sup>

<sup>†</sup> Graduate School of Environmental Studies, Tohoku University, Sendai 980-9579 Japan

<sup>††</sup> Currently: Electric Power Development Co.,Ltd., Tokyo, 104-8165 Japan

**Abstract:** A field experiment was carried out at Higashi-hachimantai Field of Tohoku University, Japan, where an artificial single fracture had been created at 369 m by hydraulic fracturing in intact welded tuff. P- and S-waves transmitted through the pressurized single fracture were measured by using a downhole three-component seismic detector installed in a borehole near the fracture. A small change in travel time of about 0.1 ms was detected by using the cross-spectral moving window technique. In this recent study, the arrival times of split shear-waves and the polarization directions were detected by using the wavelet transform of a three-component signal. The travel time difference between the first and second shear-waves was 0.05 to 0.12 ms, when the wellhead pressure was increased up to 3.4 MPa and the incident angle of waves into the main fracture was changed from 12° to 20°. A fracture model of a single fracture and a micro-crack zone in the vicinity of the main fracture was used to explain the shear-wave splitting phenomenon. The width of the re-opening micro-crack zone and the crack density were quantitatively evaluated by using the fracture model and shear-wave splitting analysis. The best-fit theoretical curve to the observed data suggested that the width of the re-opening zone was 0.8 m and the crack density was 0.39.

## 1. はじめに

弾性波伝搬経路媒質の性状変化により生じる諸現象の解明は、弾性波を用いた地下計測において極めて重要である。本報告では、東北大学東八幡平フィールドにおける人工地下き裂の加圧実験時に、人工音源より発震された弾性波の透過波を 3 成分坑井内計測により観測し、伝搬時間の変化ならびに S 波スプリッティング現象をクロススペクトル解析ならびにウェーブレット変換により検出した結果について述べる。

## 2. 東八幡平フィールド

本フィールドには、深度 400m 程度の坑井が 7 本掘削されており、F-1 井の深度 369.0m では、水圧破碎法により人工地下き裂が造成されている。人工地下き裂は、後日掘削された EE-4 井にも連結されており、循環型熱交換システムが形成されている(図 1)。人工地下き裂は、EE-4 井で採取されたボーリングコアやトランスマッシャビティー試験により、N61° E, 46° NW の走向傾斜と、約 50 m の半径を有しており、約 2.5MPa で開口し始め、3.5MPa で約 0.18mm 開口すると推定されている。

人工地下き裂の周囲の岩体は、天然き裂がほとんど存在していない溶結凝灰岩であり、約 4 から 8% の空隙率を有することが分かっている。

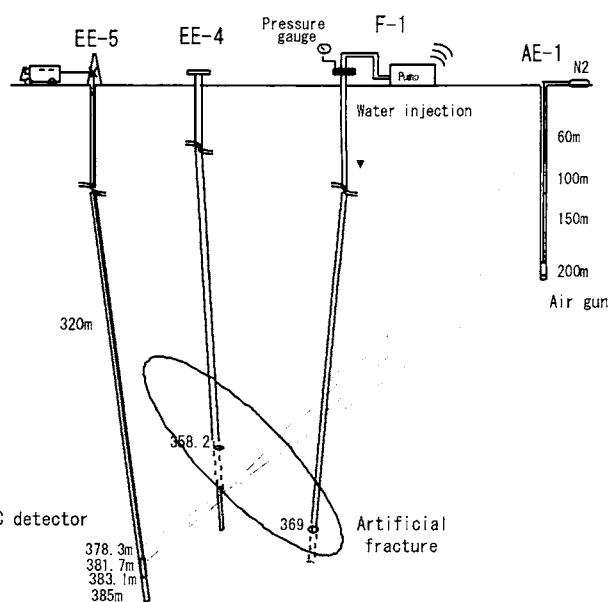


図 1：東八幡平フィールドの人工地下き裂と透過弾性波計測実験の概念図

### 3. 人工地下水き裂透過弾性波の計測実験

計測システムは、AE-1 井内のエアガン (Bolt 社製 5500-DHS), EE-5 井内の坑井内 3 軸センサ、ならびに地表の信号取り込み装置（サンプリング周波数は 100kHz）より構成される。坑井内 3 軸センサは、ハウジングの形状と固定法に起因する共振を有するものの、7 Hz から 500 Hz まで平坦な周波数特性を有している。F-1 から清水を圧入することにより人工地下水き裂を加圧し、その間ならびに前後での透過弾性波を計測した。波形は、センサで受震された信号とともに、弾性波の発信時刻を検出するため、エアガンに組み込んだセンサからの信号を同時に記録した。透過弾性波の計測は、主き裂に対する入射角と伝搬経路が変わるように、複数のパスで行い、この時の伝搬距離は、190 から 320 m であった。

### 4. 透過弾性波の伝搬時間遅延

図 2 に透過弾性波形の圧力依存性を示す。透過弾性波は、き裂の加圧と共に S 波振幅の現象が見られ、さらに、P 波および S 波の伝搬時間遅れが観測された。クロススペクトル解析を適用して、時間遅れを高精度に検出したところ、3.4 MPa に達したとき、PS 波とともに約 0.1ms～0.3ms の遅れが検出された(図 3)。

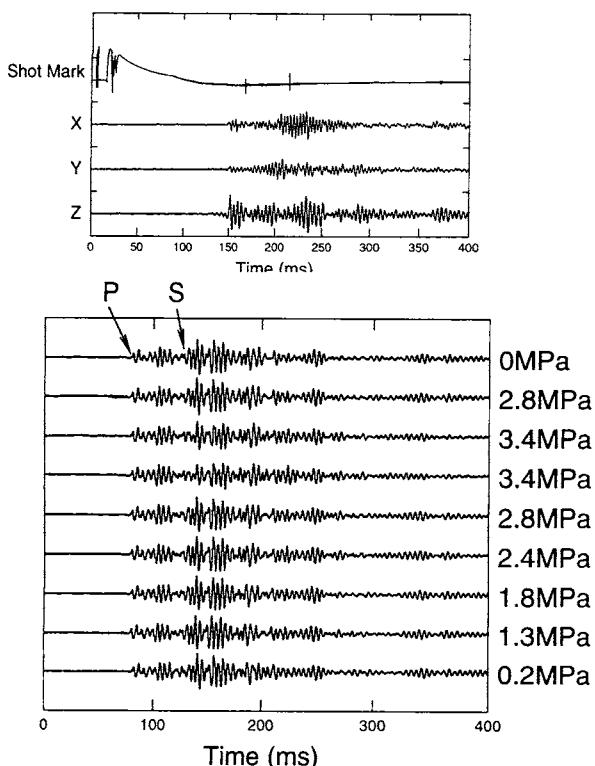


図 2：計測された 3 成分信号と波形 (Z: 垂直成分) の圧力依存性

### 5. ウェーブレット変換による S 波スプリティングの検出

本研究では、ウェーブレット変換により透過波の S 波スプリティングを検出した。解析は、3 成分信号を座標変換により P, SH, SV 軸に変換し、このうち SH と SV 軸信号(図 4)とにより任意の偏波方向成分を合成して  $S_\theta$  とし、その信号に対してウェーブレット変換を適用し、Phase Index を計算することにより行う (Niitsuma, 1993)。Phase Index を計算することにより、S 波到来による波形上の不連続点を検出でき、さらに任意の方向の S 波成分について計算することにより、到来了 S 波の偏波方向を同定することが可能である。

本解析法の性能を明らかにするため、擬似波形を用いて評価した。図 5, 6 に SH, SV 軸成分波の擬似波形例と、Phase Index 計算結果例を示す。ここでは、到来時刻に 0.1ms の時間差を有する 2 つの正弦波に、正規分布に従う雑音を重畠することにより偏波方向が相互に直交する 2 つの S 波 (到来時刻は、5ms と 5.1ms) 波形を模擬している。本結果を見ると 2 つの波の到来時刻は、偏波方向に応じて検出できていることがわかる。

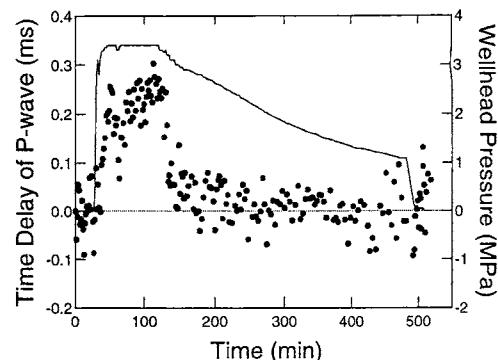


図 3：クロススペクトル解析による P 波伝搬時間遅延の検出結果

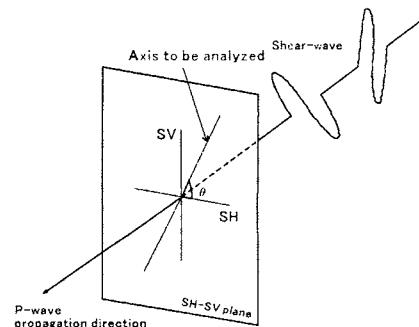


図 4：P, SH, SV 軸ならびに  $S_\theta$  軸の定義

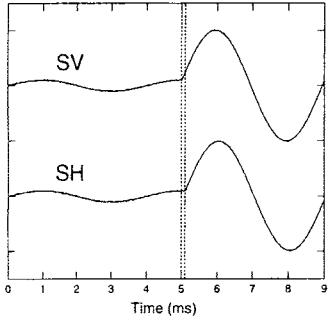


図 5：擬似 S 波スプリッティング波形

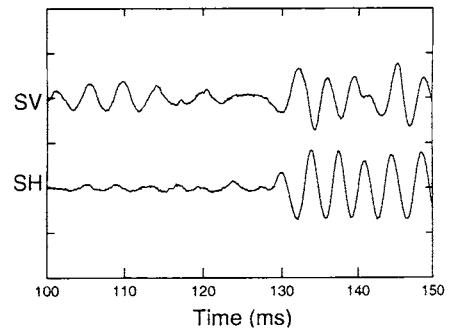


図 7 : SH, SV 波形

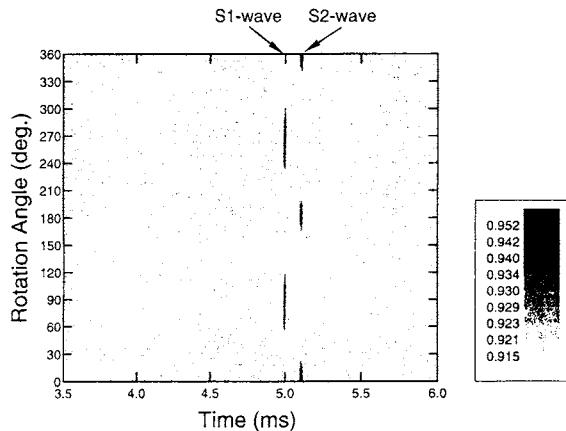


図 6 : Phase Index の検出結果

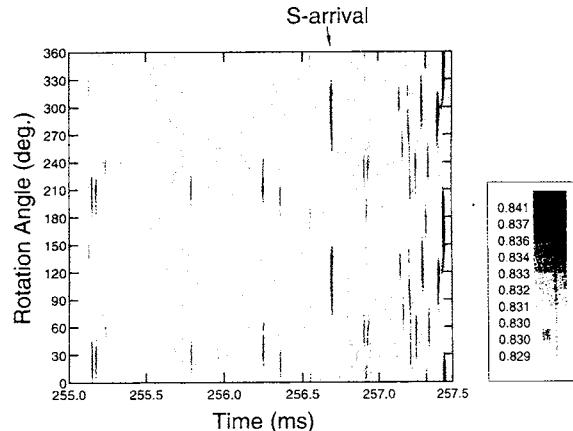


図 8 : 加圧前の波形の Phase Index

性能評価の結果を受けて、実波形の解析を行った。図 7 に実験で得られた波形より得られた SH, SV 波形の例を、図 8, 9 に加圧前と加圧中の波形に対する Phase Index の計算結果例を示す。加圧前の波形では、S 波 256.72ms に約 120° 方向に偏波する 1 つの S 波成分のみ検出されている。一方、加圧中の場合、256.72ms の速い S 波 (S1) の他、256.83ms の位相が直交する 210° で遅い S 波 (S2) が検出されていることがわかる。

図 10 に、S1 と S2 波との伝搬時刻差の圧力依存性を示す。本図より、圧力が 2.7MPa を超えたとき、S 波はスプリッティングを起こし、相対的な時間遅れが観測されることが分かる。

## 6. マイクロクラックのリオープニングモデルによるキャラクタリゼーション

P, S 波の伝搬時間遅れは、加圧による主き裂の開口量のみでは説明することが出来ない。したがって、本研究では、主き裂周辺の媒質の性状が加圧により変化したと考え、マイクロクラックのリオープニングモデルを検討することとした。図 11 にマイクロクラックのリオープニングモデルの概念図を示す。

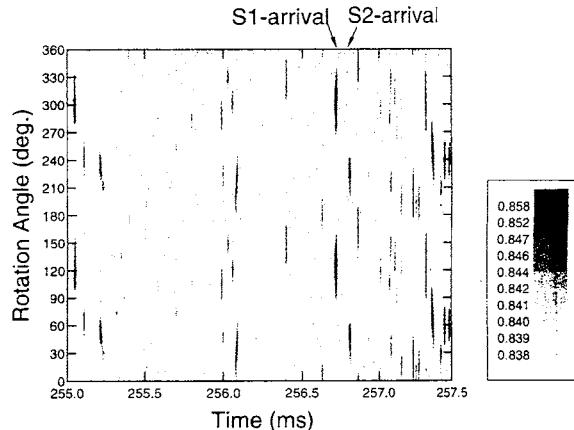


図 9 : 加圧中の波形の Phase Index

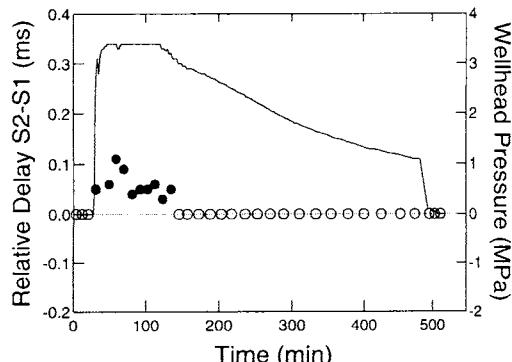


図 10 : S1 と S2 の到来時刻差

主き裂は、空隙の比較的多い溶結凝灰岩中に造成されている。また、水圧破碎によるき裂造成では、成長中のき裂先端部にマイクロクラックが形成されることがわかっている。したがって、主き裂周辺には多数のマイクロクラックが既存していると考えられる。マイクロクラックは、主き裂が加圧され、間隙水圧が上昇することにより開口し、その体積は増加すると考えられる。また、加圧時間が経過すると圧力の拡散により、開口したマイクロクラックが存在する領域も拡大していくと考えられる。マイクロクラックは、本研究で観測している弾性波の波長に比べて十分小さい。したがって、透過 S 波は、マイクロクラックの開口に伴い、クラックの開口ゾーン幅と配向方向、弾性波の入射角度に依存して、スプリッティングを起こすと考えられる。

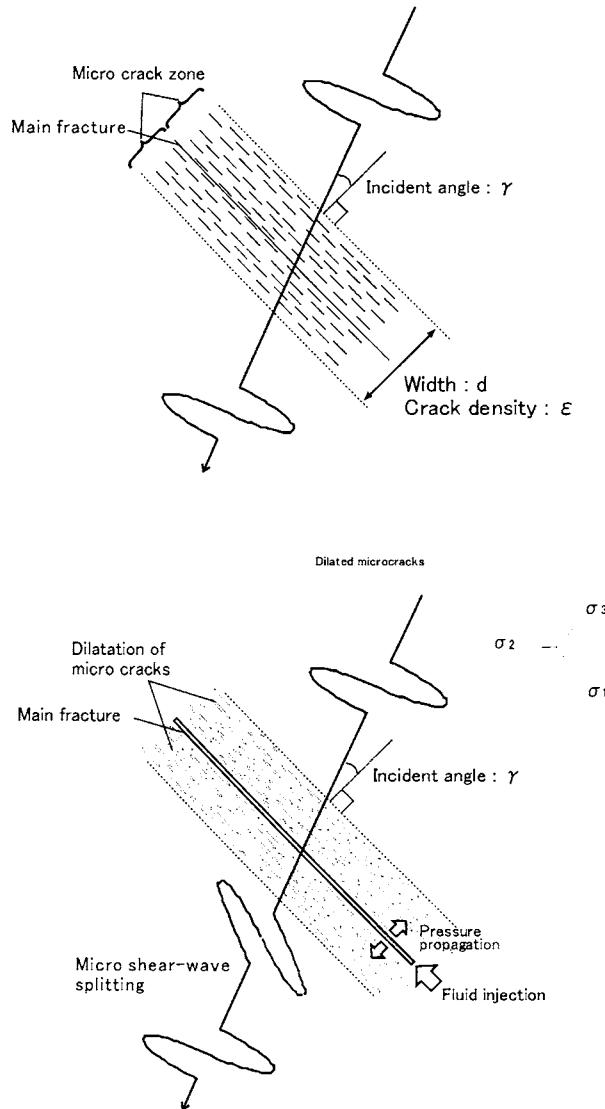


図 11：主き裂周辺のマイクロクラックのリオープニングモデル

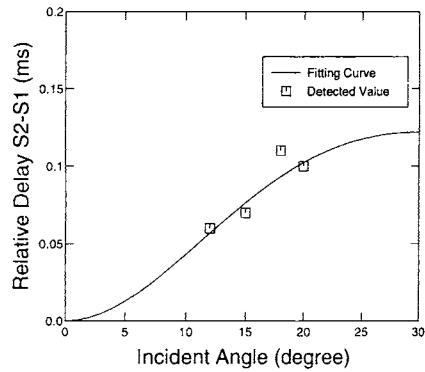


図 12：S1-S2 の伝搬時間差の角度依存性観測値と理論曲線のフィッティング結果

S 波スプリッティング理論と Pade 近似によるき裂密度評価法の導入により、き裂密度、リオープニングゾーン幅を定量的に評価した。ここでは、主き裂への S 波入射角度を変化させた際に検出された S1 と S2 波の伝搬時間差のデータに理論曲線をフィッティングさせることによりパラメータを推定した（図 12）。その結果、き裂密度 0.39、リオープニングゾーン幅は、0.8m と推定された。き裂密度を物理的に説明することは難しいが、推定されたリオープニングゾーンの幅は、クロススペクトル解析で検出された P 波伝搬時刻の遅れ量からも説明することが可能である。

## 7. まとめ

本研究では、人工地下き裂の加圧に伴う透過弾性波を坑井間弾性波計測により検出した。ここでは、クロススペクトル解析による P 波、S 波の伝搬時間遅れ、ウェーブレット解析による S 波スプリッティングの高精度検出を行った。観測結果を、主き裂周辺に存在するマイクロクラックのリオープニングモデルにより検討したところ、リオープニングゾーン幅、き裂密度、入射角度を推定することができた。

## 8. 参考文献

- Moriya, H., Tanaka, K. and Niitsuma, H., 2006. Shear-wave splitting detected by using downhole triaxial seismic detector during dilation of artificial subsurface fracture, *Geophysical J. International* (in press).

- Niitsuma, H., Tsuyuki, K., & Asanuma, H., 1993. Discrimination of split shear-waves by wavelet transform, *Canadian Journal of Exploration Geophysics*, **29**, 106-113.

# き裂波計測による人工地下き裂の形状評価

永野宏治（室蘭工業大学 情報工学科）

## 1 はじめに

地下き裂周辺の岩石と地下き裂内の流体の境界にエネルギーが集中し、き裂面に沿って伝播する弾性波は、「き裂波」と呼ばれている [1, 2]。き裂波はき裂面に沿って伝播するため、き裂面の力学的・幾何学的性質を地下き裂以外の構造の影響を受けずに計測できる。しかも、き裂波は透過波や反射波とは異なる弾性波のモードであるため、き裂波計測では透過波と反射波を使った計測では得られなかった地下き裂に関する情報の取得が期待できる。

き裂波には対称と反転対称の振動形態があり、それぞれに無数のモードがある。対称基本モードの速度はき裂内の流体の音速より極めて遅く、強い正の分散性をもつ [1]。しかも、対称基本モードの分散性はき裂面の接触特性の影響を受ける [3]。したがって、き裂波の対称基本モードの分散性を解析することにより、地下き裂面の接触特性を推定できる。一方、対称基本モード以外のき裂波は分散性が弱く、その速度は地下き裂内の流体の音速にはほぼ等しい。

著者はこれまで東北大学東八幡平 HDR モデルフィールドの人工地下き裂でき裂波の計測実験を行い、き裂波の計測手法、地下き裂面の接触剛性や傾きの推定方法を研究してきた [2, 4, 5, 6]。この人工地下き裂は深さ約 370m の岩盤内に水圧破碎法で作成した。水圧破碎時にはプロパントを地下き裂内に圧入したため、この地下き裂は部分接触した状態になっている [7]。

本報告では、人工地下き裂に水を圧入し、き裂面の接触状態を変化させた時のき裂波の分散特性を述べ、その分散特性からき裂の開口幅と地下き裂面のスティフネスを推定する。

## 2 き裂波計測実験

図 1 に地下き裂を対象にしたき裂波計測の概念を示す。き裂波は東北大学東八幡平 HDR モデルフィールドの深さ約 370m の人工地下き裂で計測した。図

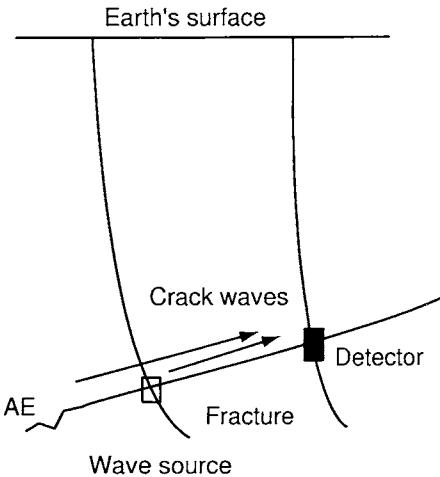


図 1 き裂波計測の概念。

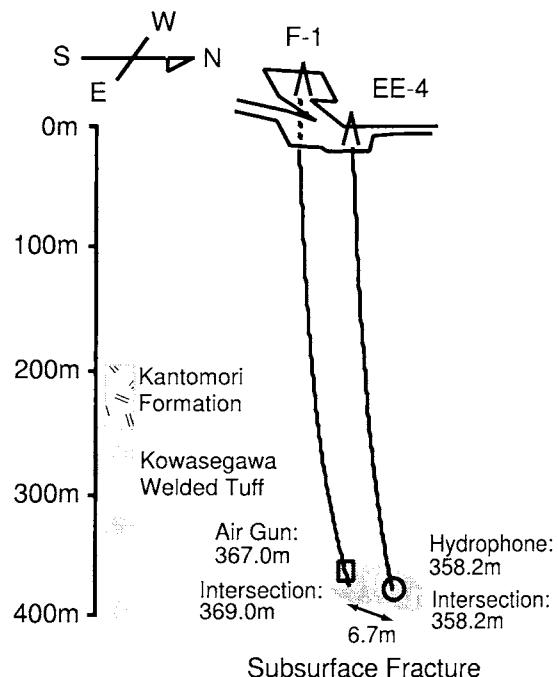


図 2 東八幡平 HDR モデルフィールドの人工地下き裂と坑井の配置。

2 にその人工地下き裂とそれに交わる坑井の概観を示す。このき裂波計測実験の特徴 [2] をまとめると

- (1) 既存き裂の少ない岩盤の中に人工地下き裂を作成したため、地上より水を圧入することに

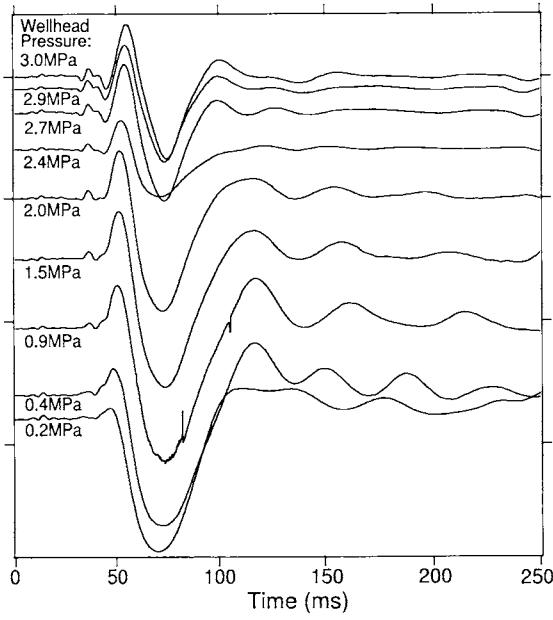


図 3 坑口圧を上昇させた時のき裂波の変化。40ms に入力している波がき裂波。

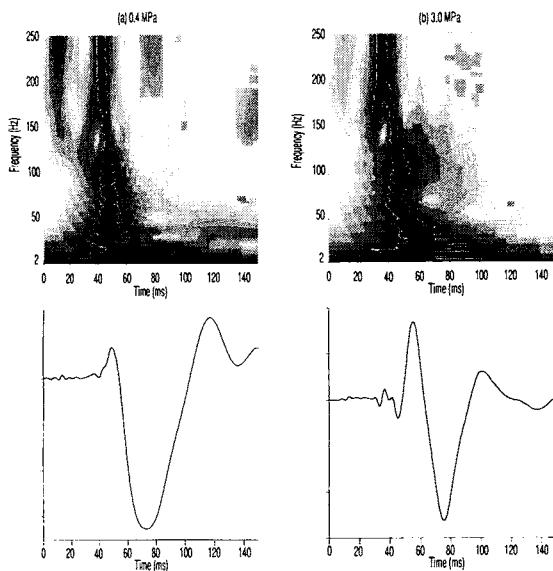


図 4 坑口圧が 0.4 MPa と 3.0 MPa の時に計測されたき裂波の分散特性。

より人工地下き裂の接触状態を変化させることができる。

- (2) 人工地下き裂と坑井の交点にハイドロフォンや 3 成分弾性波検出器を設置して、き裂波を計測できる [2]。
- (3) チューブウェーブの解析により、き裂波の入力時刻が判明している [2]。
- (4) 坑井間弾性波計測によれば、このフィールドの

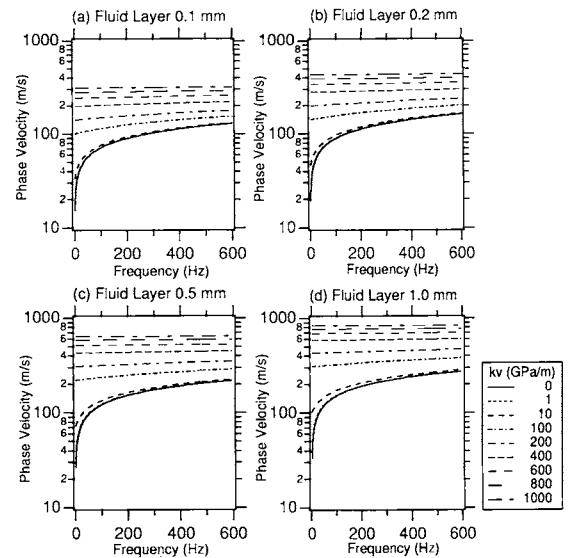


図 5 き裂面を連結する圧縮方向のスティフェネス  $k_v$  を考慮した地下き裂モデルにおけるき裂波の理論的な分散曲線。

縦波と横波の速度はそれぞれ 3100 m/s, 1860 m/s である [8]。

- (5) トランスマッショビリティテストを行っている。滑らかな平行平板モデルを使って地下き裂内の流体の流れを解析したところ、この地下き裂の開口幅は無加圧時で 0.08 mm、坑口圧が 3.0 MPa の時で 0.2 mm である [9]。
- (6) 循環試験によれば、この人工地下き裂のき裂開口圧に対応する坑口圧は 2.8 MPa である。

### 3 き裂波の分散特性

図 3 に、計測したき裂波の波形を示す。同図で 40 ms 付近に入力している振幅の大きな波が地下き裂に沿って伝播してきたき裂波である [2]。

き裂波の分散特性は、式 (1) のウェーブレット変換を使って解析する。

$$W_\phi(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^* \left( \frac{t' - b}{a} \right) s(t') dt' \quad (1)$$

ここで、 $\phi(t)$  は基本ウェーブレット関数、\* は共役複素数、 $a$  はスケールパラメータ、 $b$  はシフトパラメータである。き裂波のウェーブレット解析では、基本ウェーブレット関数に modulated Gaussian  $\phi_M(t)$

$$\phi_M(t) = \exp \left( -\frac{t^2}{2} + jmt \right), \quad (2)$$

を用いる。modulated Gaussian  $\phi_M(t)$  は時間領域

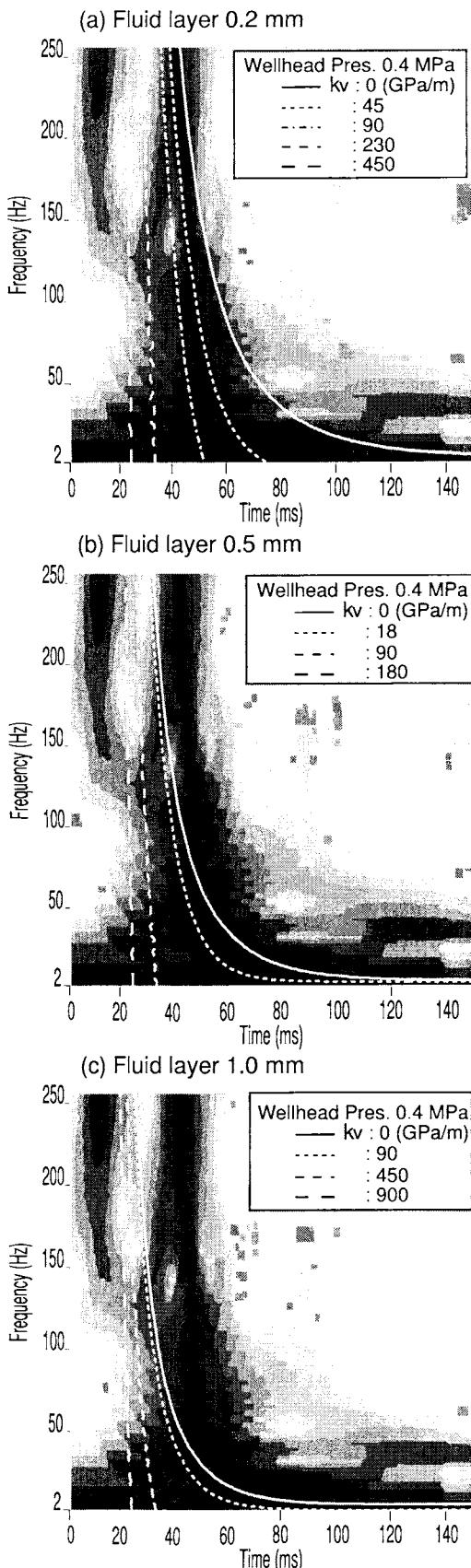


図 6 地下き裂面を近似するばねモデルにおけるき裂波の分散特性から推定したき裂波の予想入力時刻と実測したき裂波の分散特性の比較。坑口圧が 0.4 MPa の時。

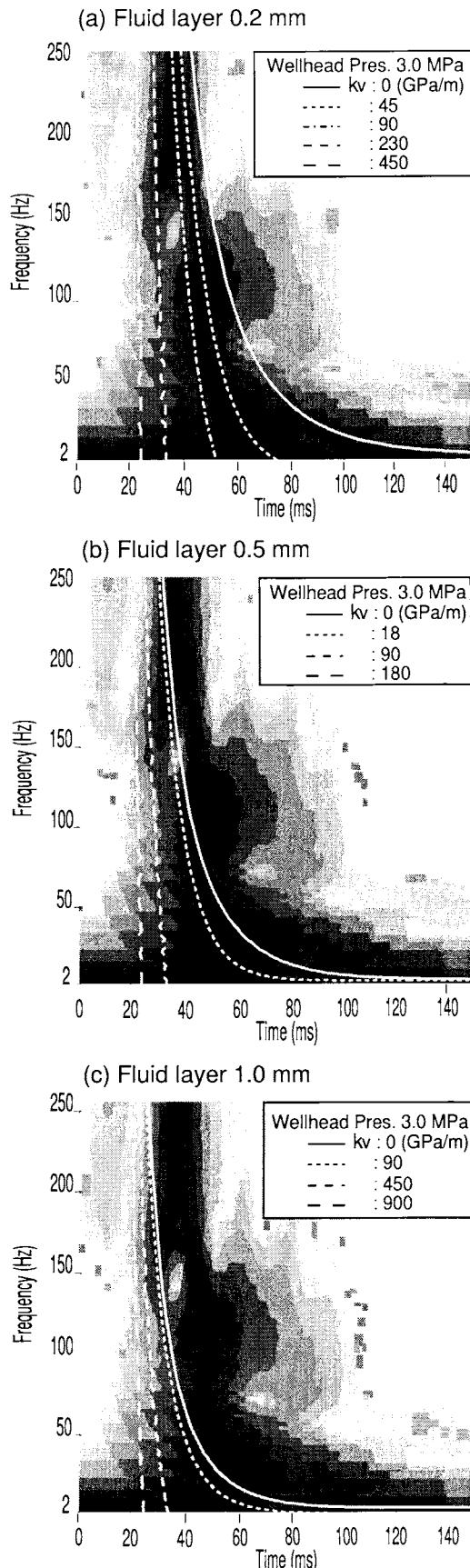


図 7 地下き裂面を近似するばねモデルにおけるき裂波の分散特性から推定したき裂波の予想入力時刻と実測したき裂波の分散特性の比較。坑口圧が 3.0 MPa の時。

と周波数領域の不確定性が最小であるため、非定常な信号の周波数成分の分布の時間変化をよく表現できる。

modulated Gaussian  $\phi_M(t)$  は厳密な意味ではアドミッシブル条件を満たさないが、 $m > 5$  の時実質的にアドミッシブル条件を満足したとみなせる。なお計算では  $m = 6$  とする。

坑口圧が 0.4 MPa と 3.0 MPa の時に計測したき裂波のウェーブレット変換を図 4 に示す。き裂波の低い周波数成分の入力時刻が遅く、高い周波数成分が早く入力している。また、坑口圧が高い時に分散特性が強くなっている。

#### 4 き裂波の分散特性の理論解析

地下き裂を半無限に広がる 2 つの弾性体に挟まれた流体層の 3 層モデルで表し、地下き裂面の接触をばねでモデル化する。この流体層の厚さが地下き裂の開口幅である。この地下き裂モデルにおいて、き裂波の対称基本モードの分散特性を、き裂面の開口幅とき裂面の圧縮方向のスティフネスをパラメータにして計算する。図 5 にその計算結果を示す。流体層の厚さが薄いほど、き裂波は遅くなる。また、スティフネスが小さいほど、分散特性が強くなる。

#### 5 き裂波の分散特性とき裂パラメータ

地下き裂モデルにおける地下き裂面のパラメータであるき裂開口幅とスティフネスを試行錯誤的に選択し、図 4 のウェーブレット変換のピークによく整合する理論曲線を選ぶ。その比較を図 6 と図 7 に示す。

実測したき裂波の分散特性を最もよく表現する地下き裂面のパラメータは、坑口圧が 0.4 MPa の時、開口幅が 0.2 mm、スティフネスが 90 GPa/m である。また、坑口圧が 3.0 MPa の時では、開口幅が 0.5 mm、スティフネスが 18 GPa/m の理論曲線が実測した分散特性をよく表現している。

#### 6 まとめ

本報告では、水を圧入して人工地下き裂を開口させた時のき裂波の分散特性の変化を示した。また、地下き裂面のばねモデルにおいて、き裂波の分散特性を計算した。そして、実測したき裂波の分散特性と理論計算した分散特性を比較して、地下き裂面の開

口幅とスティフネスを推定した。

#### 参考文献

- [1] V. Ferrazzini and K. Aki , *J. Geophys. Res.*, vol. 92, no. B9, pp. 9215-9223, 1987.
- [2] K. Nagano, H. Saito, and H. Niitsuma, *Geothermal Science and Technology*, vol. 5, no. 1/2, pp. 63-70, 1995.
- [3] K. Hayashi and K. Sato, *Progress in Acoustic Emission VI*, The Japanese Society for NDI, pp. 423-430, 1992.
- [4] K. Nagano and H. Niitsuma, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 23, no. 6, pp. 689-692, 1996.
- [5] K. Nagano, K. Sato, and H. Niitsuma, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 23, no. 16, pp. 2017-2020, 1996.
- [6] K. Nagano and H. Niitsuma, *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, No. 1, (2000), pp.3-11.
- [7] H. Niitsuma, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol. 26, no. 3/4, pp. 169-175, 1989.
- [8] K. Tanaka, H. Moriya, H. Asanuma, and H. Niitsuma, *Geothermal Science and Technology*, vol. 6, pp. 181-200, 1999.
- [9] K. Hayashi and H. Abé, *Journal of Geothermal Research Society of Japan*, vol. 11, pp. 203-215, 1989.

# 断層破碎帯におけるトラップ波発生の数値シミュレーション

後藤暢哉（茨城大院・理工）、河原純（茨城大・理）、村井芳夫（北大院・理）

## 1. はじめに

断層破碎帯における S 波スプリッティングや P 波初動の振動方向異常の解析によって、断層破碎帯には断層面に平行な向きの亀裂が非常に密に分布することがわかつってきた（例えば、Leary et al. (1987); Li et al. (1987)）。断層破碎帯中の亀裂の長さや分布密度を求めるることは地震予知や強震動予測にとって重要であるが、そのためには密分布する多数個の亀裂の間の相互作用（多重散乱）を考慮して、断層破碎帯の地震波応答の理論的研究を行い、それと観測データを比較することが必要である。

これまで、断層破碎帯の地震波応答の理論的研究においては、断層破碎帯を均質な低速度層でモデル化した例が数多く扱われてきた（例えば Ben-Zion (1998)）。しかし、断層破碎帯を亀裂分布でモデル化した Murai (1994) のような例は非常に少数であり、しかも 2 次元 SH 波の場合に限定されている。本研究では Murai(1994) と同様、断層破碎帯を亀裂の帯状分布でモデル化し、2 次元 P-SV 波に対する応答を数値シミュレーションによって調べる。特に、断層トラップ波の発生の仕方に力点を置く。

Murai (1994) は低速度層中に平行な亀裂が非常に密に分布する領域として断層破碎帯をモデル化し、亀裂間相互作用と亀裂面の接触状態を考慮して、断層破碎帯の地震波応答を計算する新しい手法（Discrete Plane wave Expansion Method）を開発したが、現時点では 2 次元 SH 波のみしか扱えない。一方、鈴木(2004)は標準的な有限差分法が亀裂分布による 2 次元弾性波散乱に対し、精度的に十分適用可能であることを示した。本研究では鈴木(2004)の方法を用いて計算を行う。

## 2. 計算手法

ここでは空間・時間とともに 2 次精度の速度・応力スキームと、スタッガードグリッドを用いた標準的な 2 次元有限差分法（Virieux (1984), Levander (1988)）を用いる。計算領域の境界では、側方両端では周期境界条件を、上下端では Clayton & Engquist (1977) の吸収境界条件を課す。また、すべての亀裂は x 軸方向に平行で、かつ同じ長さとし、z 軸方向に一定の幅の帯状領域内に分布するものとする（図 1）。以下、この領域を破碎帯と称する。亀裂面上では自由境界条件（面上で一様に応力 0 のグリフィス亀裂）を仮定する。亀裂面を表現する具体的な差分式については鈴木(2004)を参照されたい。また、破碎帯内の 1 点に y 方向（SH 波の場合）または z 方向（SV 波の場合）の力を加えることにより、破碎帯に沿って伝わる S 波（卓越波長～亀裂長）を発生させる。

## 3. トラップ波のシミュレーション

Murai (1994) が行った SH 波シミュレーションでは、平行亀裂分布のみではトラップ波は発生しなかった。これは、平行亀裂に対しほぼ横方向に SH 波が伝播するので散乱が起きにくいためであると解釈された。これに対し、平行亀裂分布と低速度層を同時に仮定すると、予想通りトラップ波が観測された。

今回はまず、Murai (1994) の亀裂分布モデルをほぼ忠実に再現したモデル（例えば図 1, 亀裂密度 = 1.6）で同様な計算を行うことで、彼の結果の追試を行った。しかし予想に反し、図 1 のモデルでは低速度層がなくても、直達 SH 波の直後にトラップ波と見られる長周期後続波が確認された（図 2）。この不一致の要因としては、Murai (1994) の扱った亀裂が応力一定の単純なグリフィス亀裂ではなく亀裂端が明確に定義できないことが挙げられる。彼は相対変位が最大値の 1/10 以上の領域を亀裂と定義したが、このように定義された亀裂長をグリフィス亀裂に当てはめると過大評価となって散乱が強化される

ため、結果が異なったものと予想される。実際、図 1 のモデルで亀裂長を 40% 減少させるとトラップ波が生じず、Murai (1994) の結果と調和的であった。

次に同じ亀裂分布モデルで SV 波について計算した。この場合には、平行亀裂に入射する SV 波は強く散乱されるため、SH 波の場合以上に顕著にトラップ波が発生すると予期された。しかし実際には散乱が激しすぎるため、計算時間内では震源付近に散乱波エネルギーがとどまって（局在化して）複雑な波動場を形成し、遠方には波が減衰してほとんど伝わらず、従ってトラップ波も確認されなかつた（図 3）。ただし、亀裂密度を一桁小さくした分布モデルでは図 2 と同様なトラップ波の発生が認められた。

#### 4. まとめ

当初の予想に反し、SH 波震源の場合でも破碎帶内の亀裂分布が極度に密（例えば亀裂密度 > 1.5）であれば、低速度層を仮定しなくともトラップ波が発生し得ることが確認された。逆に、SV 波震源の場合には、亀裂分布密度がある程度小さないと、強すぎる散乱のため、震源域での波動エネルギー局在と強い散乱減衰が生じ、破碎帯に沿って波自体が伝わりにくいうことが示された。ただし現実の地下ではグリフィス亀裂は非現実的であり、Murai (1994) のように亀裂間接触を考慮したモデルの方が妥当である。このような散乱強度が低い亀裂の密分布では SV トラップ波が生じる可能性があると思われる。

#### 参考文献

- Ben-Zion, Y., 1988, J. Geophys. Res., 103, 12567-12585
- Clayton, R. & Engquist, B., 1977, Bull. Seism. Soc. Am., 67, 1529-1540.
- Leary, P. C., Li, Y.-G. & Aki, K., 1987, Geophys. J. R. astr. Soc., 91, 461-484.
- Levander, A. R., 1988, Geophysics, 53, 1425-1436.
- Li, Y.-G., Leary, P. C. & Aki, K., 1987, Geophys. J. R. astr. Soc., 91, 485-492.
- Murai, Y., 1994, D. Sc. thesis, University of Tokyo.
- 鈴木佑治, 2004, 茨城大学修士論文.
- Virieux, J., 1984, Geophysics, 49, 1933-1957.

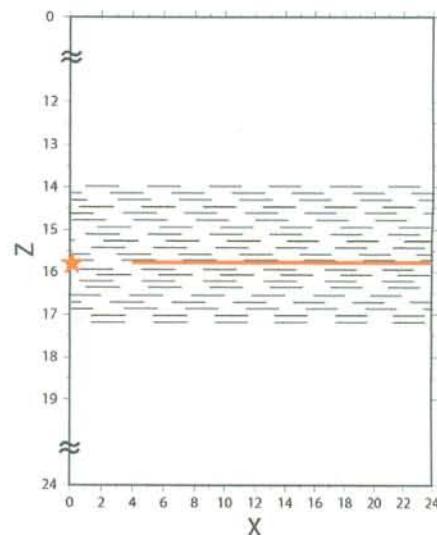


図 1. 計算に用いた破碎帶（亀裂分布）モデルの例。★は震源、太線は観測点アレイ。

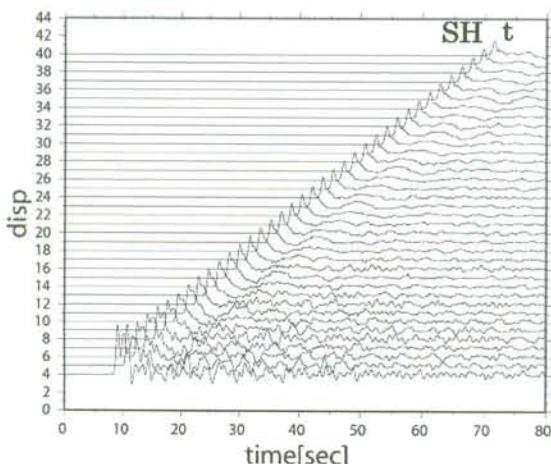


図 2. 図 1 のモデルによる SH 波シミュレーションの例。t はトラップ波を表す。

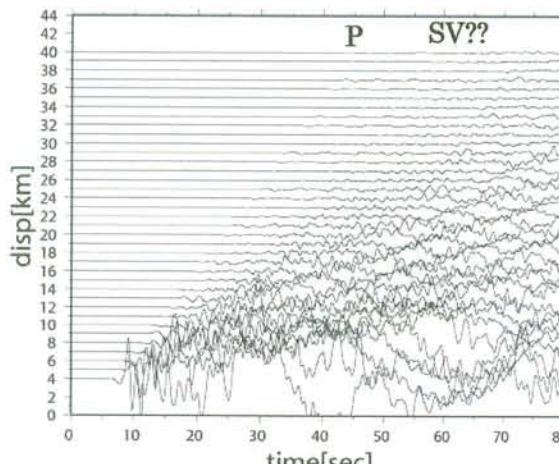


図 3. 図 1 のモデルによる P-SV 波シミュレーションの例。

## 異方性層としての断層破碎帯の反射特性(2)

### —ランダムに分布する亀裂群の場合—

村井芳夫（北海道大学大学院理学研究科 附属地震火山研究観測センター）

The wavenumber dependence of reflection coefficients of a fracture zone modeled as an anisotropic layer (2)  
Yoshio Murai (Institute of Seismology and Volcanology, Graduate School of Science, Hokkaido University, N-10 W-8,  
Kita-ku, Sapporo 060-0810, Japan: murai@eos.hokudai.ac.jp)

#### はじめに

断層破碎帯の内部構造の解明は、断層への歪・応力集中メカニズムの解明にとって重要である。様々な地震観測から断層破碎帯中には断層面に平行な亀裂が高密度で分布していることが明らかになってきているので、村井（2003）では、断層破碎帯を断層面に平行な亀裂が非常に密に分布する帶状の領域としてモデル化し、そこに平面波が入射した時の理論波形を計算し、反射波の反射係数の波数依存性からその構造を推定する方法について調べた。その結果、亀裂長に比べ長波長の波に対して、断層破碎帯を異方性を持つ帶状の層と見なして反射係数を合わせることによって断層破碎帯の幅と弾性定数を決定すれば、破碎帯の内部構造を推定できることが示された。

しかし、村井（2003）では亀裂が周期的に分布する場合の結果しか示されていなかった。また、仮定した亀裂群に対応する異方性媒質の定式化に誤りが発見された。そこで、今回はこの定式化を訂正し、より現実的な亀裂がランダムに分布する場合に適用した結果を示す。

#### 断層破碎帯のモデルと手法

2次元媒質中のSH波を仮定する。同じ長さで平行な亀裂がランダムに分布する長方形の領域を考える。その際、帶状の領域を表すように、Fig.1のように長さが幅に比べて充分長い長方形の領域に亀裂を分布させる。ここに平面波を入射させて、Murai *et al.* (1995)による境界積分方程式法によって理論波形を計算し、亀裂群からの反射波のスペクトルを入射波のスペクトルで割ることによって反射係数を求め、これを観測データと見なす。次

に、無限媒質中に異方性を持つ帶状の層が存在する場合に、異方性層からの反射波の反射係数を計算し、これを亀裂群の反射係数とフィッティングさせることによって断層破碎帯の幅と弾性定数を推定する。さらに、弾性定数と亀裂分布密度との関係式を用いて亀裂密度を求め、仮定した亀裂群がうまく推定できたかどうか検討してみる。

#### 結果

$a$ を亀裂長の半分とした時に、長さ $68a$ 、幅 $13.6a$ の長方形の領域に92個の亀裂が密度 $\nu a^2=0.1$ （ $\nu$ は亀裂の数密度）で分布する場合を考える（Fig.1）。このような断層破碎帯に垂直および斜め $45^\circ$ からRicker波の平面波を入射させて反射波を計算し、反射波部分のスペクトルを入射Ricker波のスペクトルで割ることによって反射係数を求めた（Fig.2の破線）。

次に、亀裂分布に対応する帶状の異方性媒質に平面波を入射させた時の反射係数を計算し、低波数領域で亀裂群の反射係数に最もよく合うような異方性媒質の幅と弾性定数を推定した。この時、2次元媒質中のSH波を表す弾性定数は $c_{1212}$ 、 $c_{1223}$ 、 $c_{2323}$ の3つであるが、Fig.1のように亀裂の向きが $x_1$ 方向に一致するように座標系を取り、媒質の密度 $\rho$ が破碎帯の内外で一定と仮定すると、 $c_{1212}=\mu$ 、 $c_{1223}=0$ なので、 $c_{2323}$ が推定すべき弾性定数となる。ここで、 $\mu$ は剛性率である。この例では、幅が $12.5a$ 、 $c_{2323}=0.65\mu$ と求められた（Fig.2の実線）。したがって、破碎帯の幅はほぼ正しい値に求められたと言える。

ここで、 $x_1$ 軸と成す角 $\phi$ で平面波が入射した時、異方性媒質中を伝わる速度 $v$ は、

破碎帶の外側の媒質の  $S$  波速度  $\beta$  に対しても、

$$\frac{v}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \mu \sin^2 \varphi / c_{2323}}} \dots (1)$$

と表される。

一方、Fig.1 のような亀裂群中を伝播する平面波の位相速度  $v$  の長波長極限での値は、 $v a^2$  の 1 次の項までとると、大野・他(2001)より、

$$\frac{v}{\beta} = 1 - \frac{\pi v a^2}{2} \sin^2 \varphi \dots (2)$$

と表される。今、亀裂群と等価な異方性媒質を考えているのであるから、(1)式と(2)式は一致することになる。簡単のため、 $\varphi=90^\circ$  とおくと(1)、(2)式より

$$v a^2 = \frac{2}{\pi} \left( 1 - \sqrt{\frac{c_{2323}}{\mu}} \right) \dots (3)$$

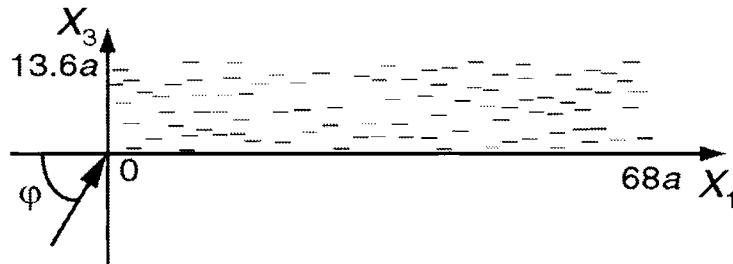


Fig.1 Randomly distributed cracks in a rectangular bounded region. The coordinate system ( $X_1, X_3$ ) is defined so that the  $X_1$ -axis is parallel to the crack surfaces.  $a$  is the half length of the crack and  $\varphi$  is the angle between the  $X_1$ -axis and the propagation direction of the incident plane wave.

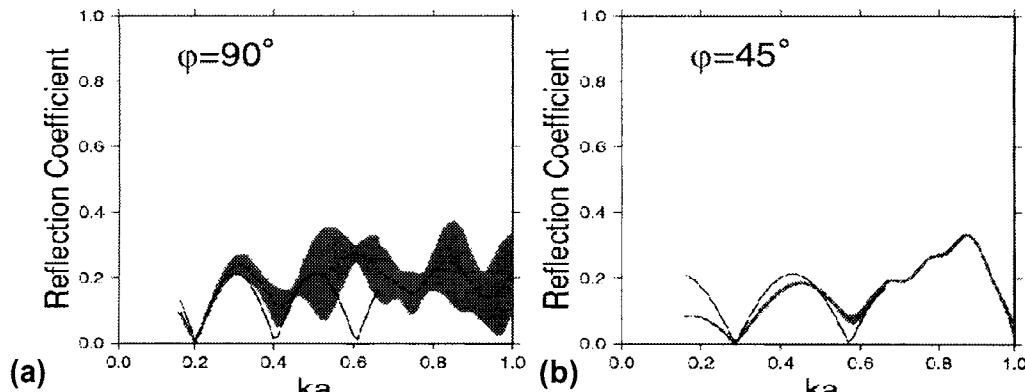


Fig.2 The reflection coefficients of the crack distribution shown in Fig.1 (broken curves). The gray area denotes the standard deviation. The solid curves are the reflection coefficients calculated for the single anisotropic layer of  $c_{2323}=0.65 \mu$  and  $w=12.5a$  which are obtained by fitting the reflection coefficients plotted by the broken curves in both (a) and (b) to those of a single anisotropic layer.  $k$  is the wavenumber,  $\mu$  is the rigidity of the matrix,  $c_{2323}$  and  $w$  are the elastic constant and thickness of the anisotropic layer, respectively.  $\varphi=90^\circ$  and  $45^\circ$  are assumed in (a) and (b), respectively.

が得られる。

反射係数から求められた  $c_{2323}=0.65 \mu$  を(3)式に代入すると  $v a^2=0.12$  となり、仮定した亀裂密度  $v a^2=0.1$  とほぼ一致する。

以上より、断層破碎帶中に断層面に平行な亀裂が非常に密に分布する場合には、異方性媒質としてモデル化して反射係数を解析すれば、内部構造を推定できると考えられる。

#### 文献

村井、2003、平成15年度本研究会要旨。  
Murai et al., 1995, *Geophys. J. Int.*, 122, 925-937.

大野・他、2001、地球惑星科学関連学会  
2001年合同大会予稿集、Sr-P002。

# ランダム不均質構造による地震波速度異方性

・齊藤 竜彦, 産業技術総合研究所・JSPS 研究員

## Seismic velocity anisotropy due to random inhomogeneity

Tatsuhiro SAITO

AIST/JSPS Research Fellow

### 1. はじめに

一般に、地震波の伝播速度は異方性を示す。この速度異方性は、地震波長に比べて十分小さい鉱物やクラックの選択配向によるものと考え、空間一様な弾性テンソルによって表現される場合が多い（例えば Hudson 1980）。一方、実際の地下構造には、岩質の違いなどによって地震波長に比べて無視することのできないスケールの速度構造不均質構造が存在する（例えば Goff & Holliger 1999）。この、不均質構造は第一次近似的には水平成層構造と考えても良いが、水平方向にもゆるやかに変動している。つまり、速度値の空間変動スケールが鉛直方向と水平方向で異なり、不均質構造が異方性をもつことになる。不均質構造中の地震波走時は波線理論を基に計算されることもあるが、不均質構造のスケールが波長やフレネルゾーンと同程度のときには波線理論は破綻し、波動論的効果を考慮する必要がある（例えば Shapiro et al. 1996; Baig & Dahlen 2004）。Samuelides (1998) は波動論的効果を考慮し、異方性をもつ2次元不均質構造中における波の実効的な伝播速度を理論的に導出している。しかし、数学的記述の簡単さのためから、ガウス型スペクトル構造で表される特殊なランダム媒質のみを想定していた。実際の速度不均質構造はべき乗型スペクトル構造であるため（例えば Shiomi et al. 1997），より一般的なスペクトル構造を想定した定式化が必要である。本研究では、一般的な形式で表される2次元異方性ランダム媒質における波の実効的な伝播速度を理論的に導出するとともに、異方性ランダム媒質中における実効伝播速度の注目すべき特徴を述べる。

### 2. 異方性をもつ2次元ランダム媒質

2次元媒質において、位置  $x$  における速度構造  $V(x)$  が、 $V(x) = V_0 \{1 + \xi(x)\}$  と表されるランダム媒質を考える。ただし、速度ゆらぎ  $\xi(x)$  は  $x$  に関するランダム関数とし、その大きさは十分小さいものとする  $|\xi(x)| \ll 1$ 。いま、速度ゆらぎ  $\xi(x)$  に対してアンサンブル  $\{\xi(x)\}$  を考え、そのアンサンブル平均がゼロとする  $\langle \xi(x) \rangle = 0$ 。（…）はアンサンブル平均を表す。媒質の広がりがある程度大きいときには速度ゆらぎの空間平均値がアンサンブル平均値と等しいと考えても良い。よって、速度値を空間平均した値は  $\langle V(x) \rangle = V_0$  と表される。以後、 $V_0$  を空間平均速度と呼ぶ。ランダム媒質の性質は、速度ゆらぎ  $\xi(x)$  の自己相関関数  $R(x') = \langle \xi(x + x') \xi(x) \rangle$ 、もしくはそのフーリエ変換であるパワースペクトル密度関数  $P(m)$  によって、統計的に表現することができる。ただし、 $m$  はランダム媒質の波数を表す。本研究では、ランダム媒質の統計的性質が空間一様であり、異方性をもつ場合を考える。このとき、速度ゆらぎの RMS 値  $\varepsilon$  や不均質構造の特徴的空間スケールを表す相関距離  $a_x$ 、 $a_z$  をパラメタとして、自己相関関数やパワースペクトル密度関数が表現される。異方性をもつ2次元ランダム媒質のパワースペクトル密度関数は、一般に、

$$P(m_x, m_z) = \varepsilon^2 a_x a_z \bar{P}(\bar{m}) \quad (1)$$

と表せる。ただし、 $m_x$  と  $m_z$  は、それぞれ  $x$  軸と  $z$  軸方向の波数を表す。また、規格化された波数  $\bar{m}$  は

$$\bar{m} = \sqrt{a_x^2 m_x^2 + a_z^2 m_z^2} \quad (2)$$

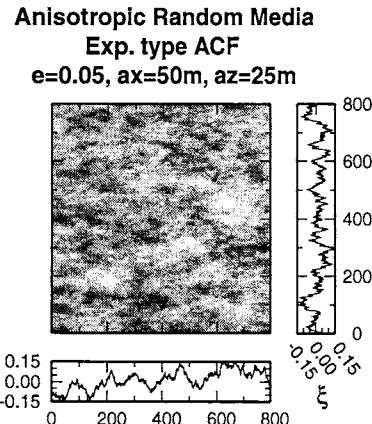


図 1: べき乗型スペクトル構造（指数関数型自己相関関数で表される2次元異方性ランダム媒質の例。速度ゆらぎ  $\xi$  の大きさを色の濃淡で表し（図中央）、 $x = 400$  m における  $\xi$  の  $z$  方向への変化を右図に、 $z = 400$  m における  $x$  方向への変化を下図に示す。

と定義する。例として、図 1 に異方性をもつランダム媒質を示す。 $x$  方向の相関距離が  $z$  方向に比べて長いために ( $a_x > a_z$ )、鉛直方向よりも水平方向に長い空間スケールで変動する。

### 3. 実効平均速度の理論的導出 – Rytov 法 –

2 次元媒質中において励起された平面波がランダム媒質に入射し、伝播距離  $L$  の位置に設置された線状の地震計アレイで観測される場合を考える（図 2）。ただし、波動場は波動方程式  $\left(\Delta - \frac{1}{V(x)^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2}\right) u(x, t) = 0$  に従って伝播する。 $r$  軸方向に伝播する角周波数  $\omega$  の平面波を  $u(x, t) = U(r_\perp, r) \exp\{i(kr - \omega t)\}$  とし、波動方程式へと代入する。このとき  $r$  に対する 2 階微分の項を無視すれば

$$2ik \frac{\partial U(r_\perp, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 U(r_\perp, r)}{\partial r_\perp^2} - 2\xi(r_\perp, r)k^2 U(r_\perp, r) = 0. \quad (3)$$

を得る。これは放物型方程式と呼ばれ、波動場の狭角度散乱（前方散乱）に注目し、広角度散乱（後方散乱）を無視することに相当する（例えば Sato & Fehler, 1998）。この近似は、不均質構造のスケールに比べて波長が短いときに成り立つ ( $ka_x, ka_z \gg 1$ )。ランダム媒質中で位置  $(r_\perp, L)$  における走時は  $t(r_\perp, L) = \text{phase}/\omega = \{\varphi_0(L) + \varphi(r_\perp, L)\}/\omega$  で与えられる。このとき、位相  $\text{phase}$  は、均質媒質である場合の位相  $\varphi_0(L) = kL$  とそこからのゆらぎ  $\varphi(r_\perp, L)$ （位相ゆらぎ）の和として表される。伝播距離  $L$  に位置する観測点数が十分多ければ、それら観測点で平均した走時は、アンサンブル平均値  $\langle t(r_\perp, L) \rangle$  と等しくなるであろう。本研究では、実効平均速度を  $V_{\text{eff}} \equiv L/\langle t(r_\perp, L) \rangle$  と定義し、空間平均速度と実効平均速度の差を表すために、速度シフト  $\delta V/V \equiv (V_{\text{eff}} - V_0)/V_0$  を導入する。速度シフトは、

$$\frac{\delta V}{V_0} \approx -\frac{\langle t(r_\perp, L) \rangle - T_0}{T_0} = -\frac{\langle \varphi \rangle}{kL} \quad \text{when} \quad \left| \frac{\langle \varphi \rangle}{kL} \right| \ll 1, \quad (4)$$

と表される。ただし、均質媒質  $V(x) = V_0$  における走時を  $T_0 \equiv L/V_0$  とする。

複素数  $\Xi(r_\perp, r)$  を用いて波動場を  $U(r_\perp, r) = \exp\{\Xi(r_\perp, r)\} = \exp\{\text{Re}\Xi(r_\perp, r) + i\text{Im}\Xi(r_\perp, r)\}$  と表す。このとき、実部  $\text{Re}\Xi$  は対数振幅のゆらぎに、虚部  $\text{Im}\Xi$  は位相ゆらぎに対応する ( $\varphi = \text{Im}\Xi$ )。この変数変換を用いた波動場の摂動計算方法は Rytov 法と呼ばれている（例えば Ishimaru 1978; Rytov et al. 1989; Sato & Fehler, 1998）。波動場  $\Xi(r_\perp, r)$  を、 $\Xi(r_\perp, r) = \varepsilon\Xi_1(r_\perp, r) + \varepsilon^2\Xi_2(r_\perp, r) + O(\varepsilon^3)$  のように速度ゆらぎの RMS 値  $\varepsilon$  に関するべき乗展開で表す。これを式 (3) に代入し、 $\varepsilon$  の 2 次の項まで考慮すると、

$$2ik \frac{\partial \Xi_1(r_\perp, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Xi_1(r_\perp, r)}{\partial r_\perp^2} - 2k^2 \frac{\xi(r_\perp, r)}{\varepsilon} = 0, \quad 2ik \frac{\partial \Xi_2(r_\perp, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Xi_2(r_\perp, r)}{\partial r_\perp^2} + \left( \frac{\partial \Xi_1(r_\perp, r)}{\partial r_\perp} \right)^2 = 0, \quad (5)$$

を得る。式 (5) の前半の式より、 $\Xi_1(r_\perp, r)$  は

$$\Xi_1(r_\perp, r) = -\frac{ik}{2\varepsilon\pi} \int_0^r dr' \int_{-\infty}^{\infty} dk_\perp \exp\left\{ik_\perp r_\perp - i\frac{k_\perp^2(r - r')}{2k}\right\} \hat{\xi}(k_\perp, r'), \quad (6)$$

となる。ただし、 $\hat{\xi}(k_\perp, r) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi(r_\perp, r) \exp(-ik_\perp r_\perp) dr_\perp$  である。式 (6) のアンサンブル平均をとると、 $\langle \Xi_1 \rangle = 0$  を得る。式 (6) を式 (5) 後半の式に代入し、 $\Xi_2(r_\perp, r)$  を求め、そのアンサンブル平均をとれば、

$$\langle \Xi_2(r_\perp, L) \rangle = -\frac{ik}{4\pi\varepsilon^2} \int_0^L dr \int_0^r dr' \int_0^r dr'' \int_{-\infty}^{\infty} dk'_\perp k'_\perp^2 \exp\left\{-\frac{ik'_\perp^2(2r - r' - r'')}{2k}\right\} \int_{-\infty}^{\infty} dr_{\perp d} R(r_{\perp d}, r' - r'') \exp(-ik'_\perp r_{\perp d}). \quad (7)$$

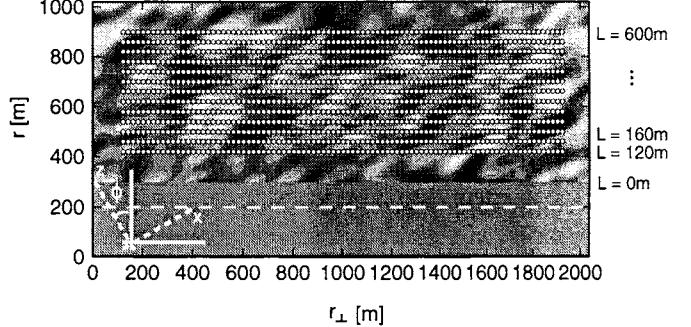


図 2: 定式化に用いた座標系。平面波の大規模な伝播方向を  $r$  軸にとり、それに垂直な方向を  $r_\perp$  軸とする。 $r$  軸と  $z$  軸とのなす角度を  $\phi$  とする。ランダム媒質中を伝播した距離を  $L$  とする。

を得る。このとき、 $R(r_\perp, r)$  はランダム媒質の自己相関関数を表す。さらに、波長が構造のスケールに比べて十分短く  $ka_x \gg 1$ ,  $ka_z \gg 1$ , 伝播距離が構造のスケールに比べて大きい  $L \gg a_x, a_z$  ときには、式(7)の虚部を

$$\text{Im} \langle \Xi_2(r_\perp, L) \rangle \approx -\frac{k^3}{\pi \epsilon^2} \int_0^\infty dk'_\perp \frac{1}{k'_\perp{}^2} \sin^2 \left\{ \frac{k'_\perp{}^2 L}{2k} \right\} P(k'_\perp, 0) \quad (8)$$

と近似することができる。 $\Xi(r_\perp, r)$  の虚部が位相ゆらぎに対応するので ( $\varphi = \text{Im} \Xi$ )、最終的に速度シフトはランダム媒質のパワースペクトル密度関数  $\bar{P}$  (式(1)参照) を用いて

$$\frac{\delta V}{V_0} \approx -\frac{\langle \varphi \rangle}{kL} = -\frac{\langle \text{Im} \Xi \rangle}{kL} \approx -\frac{\epsilon^2 \text{Im} \langle \Xi_2 \rangle}{kL} \approx \frac{\epsilon^2 a_t a_r k^2}{\pi L} \int_0^\infty dk_\perp \frac{1}{k_\perp{}^2} \sin^2 \left\{ \frac{k_\perp{}^2 L}{2k} \right\} \bar{P}(a_t k_\perp) \quad (9)$$

と表すことができる。ただし、ランダム媒質の実効的な相関距離を、 $a_t \equiv \sqrt{a_x^2 \cos^2 \phi + a_z^2 \sin^2 \phi}$  および  $a_r \equiv a_x a_z / \sqrt{a_x^2 \cos^2 \phi + a_z^2 \sin^2 \phi}$  と定義する。このとき、角度  $\phi$  は  $z$  軸方向と大局的な波の伝播方向  $r$  軸とのなす角度である (図2参照)。以後、角度  $\phi$  を入射角度と呼ぶ。

特に、ランダム媒質がガウス型スペクトル構造で表される場合には、解析解

$$\frac{\delta V}{V_0} = \frac{\sqrt{\pi} \epsilon^2 (ka_t)(ka_r)}{2 \sqrt{kL}} \left[ \left( 1 + \frac{(ka_t)^4}{16(kL)^2} \right)^{1/4} \cos \left( \frac{1}{2} \arcsin \left\{ \left( 1 + \frac{(ka_t)^4}{16(kL)^2} \right)^{-1/2} \right\} \right) - \left( \frac{(ka_t)^2}{4kL} \right)^{1/2} \right]. \quad (10)$$

を得る。さらに、高周波数の極限  $ka_t \gg L/a_t$  の場合、解を

$$\frac{\delta V}{V_0} \approx \frac{\epsilon^2 a_\perp a_r L}{4} \int_0^\infty k_\perp{}^2 \exp \left\{ -\frac{a_\perp{}^2 k_\perp{}^2}{4} \right\} dk_\perp = \frac{\sqrt{\pi} \epsilon^2 a_r L}{2 a_t^2} \quad (11)$$

と近似できる。

#### 4. 実効平均速度の特徴

##### 伝播距離依存性

図3に、速度シフトの伝播距離依存性を示す。実線はRytov法による計算値を表し、影部は有限差分法による波動場シミュレーションから求めた速度シフトの値を示す。波動場シミュレーションから求めた速度シフトの値を基準として、Rytov法の妥当性を評価することができる。波動場シミュレーションから見積もった速度シフトの値は、伝播距離の増大・入射角度の増大とともに増加する。卓越周波数 80Hz の波が 600m 伝播するときには、入射角度 0, 45, 90 度に対して、速度シフトの値はそれぞれおよそ 0.5, 0.7, 1% 程度となる (図3左列)。一方、卓越周波数 40Hz の波の場合には、速度シフトは 0.5% 程度以下になる (図3右列)。Rytov法は、波動場シミュレーションから得られた速度シフトの特徴を概ね再現している。しかしながら、伝播距離が 400m 以下の場合には、波動場シミュレーションから見積もった値と Rytov 法による値は異なり、特に、入射角度が 90 度のときに、その差が大きい。これは、Rytov 法の導出過程において、伝播距離が相関距離に比べて十分長いといった条件を設けたことと、波動場の狭角度散乱を仮定し放物近似を用いたことに起因すると考えられる。

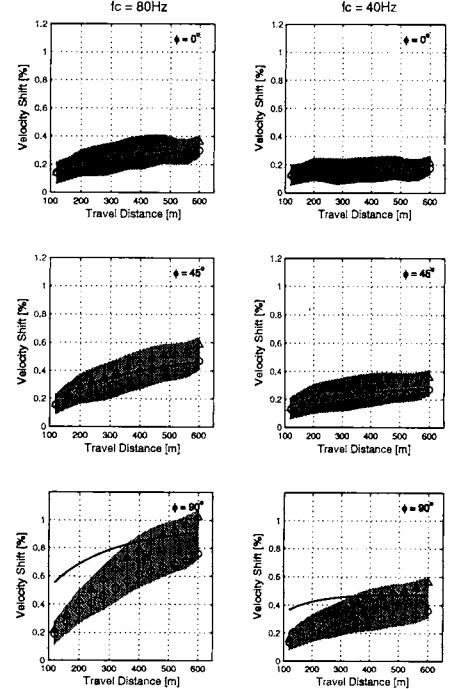


図3: 速度シフトの伝播距離依存性。べき乗型ランダム媒質 ( $\epsilon = 0.05$ ,  $a_x = 80$ m,  $a_z = 40$ m) 中を、卓越周波数が 80Hz (左列) と 40Hz (右列) の平面波が伝播する場合。

## 速度異方性

図4に、卓越周波数が40, 80, 120Hzの場合における速度シフトの入射角度依存性を示す。速度シフトは入射角度の増大に伴って増加する。つまり、相関距離の長い方向へ伝播するときほど、見かけ上、速く伝播する。この現象は波線理論によって定性的には理解できる。波線は選択的に高速度域を通過するので、相関距離が長い方向へ伝播するときほど高速度域をより長く通過しやすい。極端な例として、水平成層構造中で発生するヘッドウェーブを考えればよいかもしれない。ただし、波線理論では速度異方性の周波数依存性を再現できない。一方で、波動場シミュレーションは周波数の増大に伴って速度シフトの値が増加する。また、その異方性はより強くなる。このような周波数変化をRytov法は再現している。

## 5. 議論と結論

本研究では、異方性をもつ2次元異方性ランダム媒質における地震波の実効的な伝播速度を、波動場の前方散乱を仮定し、理論的に導出した。その結果、実効的な伝播速度は異方性を示し、その異方性の強さが周波数に依存することがわかった。これまで地震波速度異方性の原因として、クラックや鉱物の選択配向が考えられてきたが、本研究によって異方性をもつランダム媒質によっても速度異方性が現れることが示された。

例えば、一定の方向を向いた多数のクラックが、ランダムに分布している場合を考える。Kawahara & Yamashita (1992)は散乱現象を考慮して、このような媒質中の波の伝播速度を理論的に予測している。この場合にも、波の伝播速度に異方性が現れる。しかし、本研究で想定したランダム媒質とは異なり、低周波数になるほど異方性は強くなる。また、波長に比べて十分小さい鉱物が選択配向している媒質の場合、速度異方性は現れるが、後続波群の励起に異方性は現れないであろう。一方、異方性をもつランダム媒質の場合、後続波群の励起量に異方性が現れる (Saito 2006)。以上のことから、地震波速度異方性が観測された場合、その原因を正確に解釈するためには、速度異方性のみでなくその周波数依存性や後続波群まで含めた解析が重要であると考える。

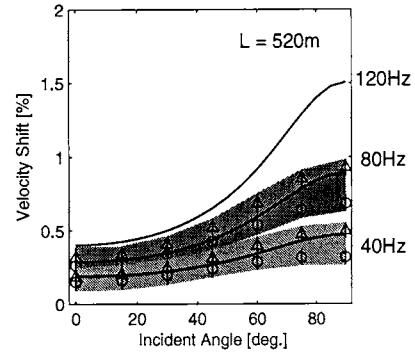


図4: 速度シフトの入射角度依存性。ランダム媒質のスペクトル構造がべき乗型スペクトル構造(指数関数型自己相関関数,  $\varepsilon = 0.05$ ,  $a_x = 80\text{m}$ ,  $a_z = 40\text{m}$ )の場合。

## 参考文献

- Baig, A. M. & Dahlen, F. A., 2004. Traveltime biases in random media and the S-wave discrepancy, *Geophys. J. Int.*, **158**, 922-938.
- Goff, J. A. & Holliger, K., 1999. Nature and origin of upper crustal seismic velocity fluctuations and associated scaling properties: Combined stochastic analyses of KTB velocity and lithology logs, *J. Geophys. Res.*, **104**, 13,169-13,182.
- Hudson, J. A., 1980. Overall properties of a cracked solid, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, **88**, 371-384.
- Ishimaru, A., 1978. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, New York.
- Kawahara, J. & Yamashita, T., 1992. Scattering of elastic waves by a fracture zone containing randomly distributed cracks, *Pure Appl. Geophys.*, **139**, 121-144.
- Rytov, S. M., Kravtsov, Y. A. & Tatarskii, V. I., 1989. *Principles of Statistical Radio Physics (Vol. 4) Wave Propagation Through Random Media*, Springer-Verlag, Berlin.
- Saito, 2006. Synthesis of scalar-wave envelopes in 2-D weakly anisotropic random media by using the Markov approximation, accepted, *Geophys. J. Int.*
- Samuelides, Y., 1998. Velocity shift using the Rytov approximation, *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, 2596-2603.
- Sato, H. & Fehler, M., 1998. *Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth*, Springer-Verlag, New York.
- Shapiro, S. A., Schwarz, R. & Gold, N., 1996. The effect of random isotropic inhomogeneities on the phase velocity of seismic waves, *Geophys. J. Int.*, **127**, 783-794.

# 3次元ランダム弾性媒質を伝播する平面波エンベロープの理論的導出 —ガウス型スペクトルの場合—

佐藤春夫（東北大理）

## はじめに

1 Hzより高周波数帯域では、リソスフェアを伝わる地震波はランダム不均質構造による回折や散乱の効果を強く受け、震源ではパルス的であっても伝播距離の増大と共にその波形を崩し、主要動の継続時間は増大する。ランダム媒質におけるエンベロープ拡大の問題は、これまでスカラー波の放物型方程式に関するマルコフ近似という確率統計的方法で研究がなされてきた [Sato (1989); Saito et al. (2002)]、最近、佐藤らによって、ベクトル弾性波動への拡張が試みられ、2次元の場合には差分法によるシミュレーションとの一致も示されるようになった [Korn and Sato (2005); Sato and Korn (2006)]。本稿では、3次元ランダム弾性媒質を伝播する平面波エンベロープの理論的導出を行ったので、これを報告する。パルス型の平面波がガウス型の自己相関関数（ゆらぎ $\epsilon$ 、相関距離 $a$ ）で表されるランダム弾性媒質に入射した場合に、伝播距離の増大と共に波形エンベロープがどのように変化するのかを導出する。この解は、リソスフェアの不均質性の解明を目的とした遠地地震のP波エンベロープの解析に役立つものと考えられる。

## 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。P波入射の場合、ポテンシャル場は

$$\phi(\mathbf{x}_\perp, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{ik_0 z - i\omega t} \frac{1}{ik_0} U(\mathbf{x}_\perp, z, \omega) \quad (1)$$

で表され、速度を $V(\mathbf{x}) = V_0 (1 + \xi(\mathbf{x}))$  とすると、場 $U$  は

$$2ik_0 \partial_z U + \Delta_\perp^2 U - 2k_0^2 \xi(\mathbf{x}) U = 0 \quad (2)$$

に従う（ただし、 $k_0 = \omega/V_0$ ）。ここで速度ゆらぎのアンサンブル $\{\xi(\mathbf{x})\}$ を考え、物理量はこのアンサンブルを用いた期待値であらわされるものと考える。以下、速度ゆらぎは、ガウス型の自己相関関数  $R(\mathbf{x}) \equiv \langle \xi(0) \xi(\mathbf{x}) \rangle = \epsilon^2 e^{-(x^2+y^2+z^2)/a^2}$  で表される場合を考察する。ポテンシャル場の2周波数相互相関関数  $\Gamma_2(\mathbf{x}_{\perp d}, z, \omega_c, \omega_d) \equiv \left\langle U(\mathbf{x}_\perp', z, \omega') U(\mathbf{x}_\perp'', z, \omega'')^* \right\rangle$  は、波の進行方向について1階の放物型微分方程式

$$\partial_z \Gamma_2 + i \frac{k_d}{2k_c^2} \Delta_{\perp d} \Gamma_2 + k_c^2 \left[ A(0) - A(r_{\perp d}) \right] \Gamma_2 + \frac{k_d^2}{2} A(0) \Gamma_2 = 0 \quad (3)$$

に従う。ただし、 $A(r_\perp) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dz R(\mathbf{x}_\perp, z)$  and  $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$  である。この解のフーリエ変換を用いて、ベクトル波の各成分の角周波数  $\omega_c$  の強度を以下のように書くことができる。

$$\hat{I}_x^P(z, t, \omega_c) = \hat{I}_y^P(z, t, \omega_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \left[ -\frac{1}{k_c^2} \partial_{x_d}^2 \Gamma_2(\mathbf{x}_{\perp d}, z, \omega_c, \omega_d) \right]_{\mathbf{x}_{\perp d}=0} \quad (4-1)$$

$$\hat{I}_z^P(z, t, \omega_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d e^{-i\omega_d(t-z/V_0)} \left[ \left( 1 + \frac{\Delta_{\perp d}}{k_c^2} \right) \Gamma_2(\mathbf{x}_{\perp d}, z, \omega_c, \omega_d) \right]_{\mathbf{x}_{\perp d}=0} \quad (4-2)$$

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するという初期条件は、 $\hat{I}_x^P(z, t, \omega_c) = \hat{I}_y^P(z, t, \omega_c) = 0$  および  $\hat{I}_z^P(z, t, \omega_c) = \delta(t - z/V_0)$  for  $z < 0$  であるが、これは  $\Gamma_2(\mathbf{x}_{\perp d}, z=0, \omega_c, \omega_d) = 1$  と書くことができる。ガウス型ACFの場合には、解

$$\Gamma_2(z, \mathbf{x}_{\perp d}, \omega_c, \omega_d) = {}_0\Gamma_2 \cdot w = \frac{1}{\cos s_0} e^{-\frac{\tan s_0 2V_0 k_c^2 t_M}{z} (x_d^2 + y_d^2)} \cdot e^{-\sqrt{\pi \epsilon^2 a k_d^2} z / 2} \quad (5)$$

が得られており [Sreenivasah et al. (1975)], 最後の項はwandering effect (走時ゆらぎ) を表す。ここで、パラメタ  $s_0 = 2e^{\frac{i\pi}{4}} \sqrt{t_M \omega_d}$  であり、 $t_M = \frac{\sqrt{\pi \epsilon^2} z^2}{2V_0 a}$  は特徴的時間である。解(5)を(4-1, 2)に代入し、フーリエ変換を実行してスペクトル強度を得る。ここで、

$$\hat{I}_0^R(z, t, \omega_c) \equiv \frac{\pi}{8t_M} \vartheta_1' \left( 0, e^{-\frac{\pi^2 (t-z/V_0)}{4 t_M}} \right) H(t - z/V_0) \quad (6)$$

を、参照強度と定義しておくと便利である。右辺は、Williamson (1972) や Sreenivasah et al. (1975) によって得られているスカラー波強度のエンベロープの表現である。ここで、

$\vartheta_1(v, q) \equiv 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n q^{(n+1/2)^2} \sin[(2n+1)v]$  は楕円テータ関数であり、 $\vartheta_1'(v, q) \equiv \frac{\partial}{\partial v} \vartheta_1(v, q)$  である。

これを用いて、走時ゆらぎを取り除いた各成分の強度は

$$\hat{I}_{x0}^P(z, t, \omega_c) = \hat{I}_{y0}^P(z, t, \omega_c) = \frac{V_0 t_M}{z} 2 \frac{(t-z/V_0)}{t_M} \hat{I}_0^R(z, t, \omega_c) \quad (7-1)$$

$$\hat{I}_{z0}^P(z, t, \omega_c) = \left[ 1 - \frac{V_0 t_M}{z} \frac{4(t-z/V_0)}{t_M} \right] \hat{I}_0^R(z, t, \omega_c) \quad (7-2)$$

と表すことができる。これらを、図 1 に示す。ガウス型の場合には特徴的時間  $t_M$  が周波数を含まないので、エンベロープ形状は実際には周波数によらない。(7-1)式の係数から、P 波の場合、伝播方向に直交する成分の強度は  $(\epsilon^2/a)z$  に比例して大きくなることがわかる。また、x 成分と y 成分の振幅は散乱や回折の効果を表すが、その最大振幅の着信は伝播方

向である  $z$  成分に比べて遅い。 $z$  成分の強度は最大振幅の着信時には  $x$  成分の強度よりも大きいが、時間経過と共にその振幅比は逆転する。十分に長い時間が経過すると  $z$  成分の理論強度は負となり、この近似は破綻する。

図2上部は、平面P波のパルスがランダム不均質弾性媒質に入射した場合に、伝播距離の増加と共にどのように強度が時間変化するかを示したものである。 $x$ 成分の強度が小さいので、図3に伝播距離100kmにおけるP波の強度の時間変化の拡大図を示す。添え字がつかない強度は走時のゆらぎを取り入れた強度を、沿え字ゼロを持つ強度は(7-1, 2)で定義した走時のゆらぎを無視した強度を示す。震源時刻がはっきりわかっていて統計的アンサンブル平均をとることができる場合には前者を、一つの波形記録の解析には後者を使うのが良いと考えられている。

S波についても同様の定式化を行うことができる。この場合、P波速度をS波速度に置き換えるれば、P波の $z$ 成分強度から入射S波の偏向成分強度を、 $x$ 成分強度からS波の $z$ 成分強度が得られる。平面S波のパルスがランダム不均質弾性媒質に入射した場合の強度時間変化を図2の下部に示す。同じ速度ゆらぎの場合には、S波の方がP波よりも主要動継続時間が長いことがわかる。

### まとめ

ガウス型スペクトルをもつ3次元ランダム弾性媒質にパルス型平面波が入射した場合、ベクトル波の強度時間変化をマルコフ近似に基づいて導出した。ベクトル波の各成分の強度は、楕円データ関数を用いて解析的に表すことができる。P波の場合、速度ゆらぎによる回折の効果は波の進行方向の直交成分振幅に現れるが、この成分の最大振幅は波の進行方向成分の最大振幅よりも小さく、その着信は遅い。

今後、ランダム媒質のスペクトルがべき乗型の場合を調べることが重要と考えられる。また近地地震の波形解析を目的とした場合、点震源から輻射される球面波のエンベロープ形成の理論的考察も、急務である。いずれも、差分法によるシミュレーションを行い、マルコフ近似の精度の妥当性の検証が必要とされている。

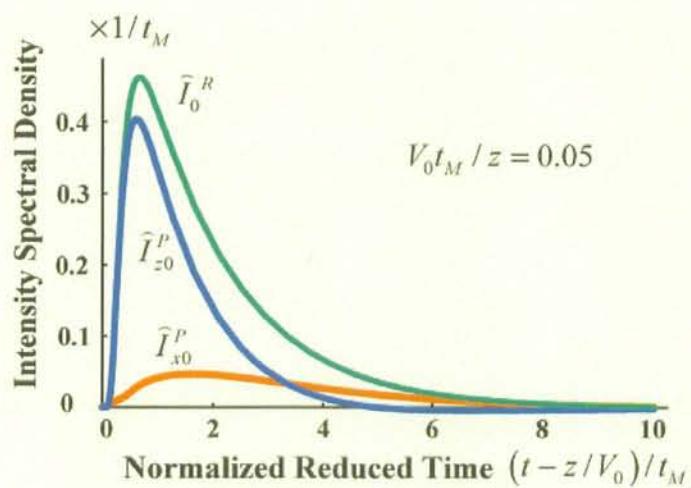


図1 Gauss型ACFで記述されるランダム媒質における平面波強度の時間変化。

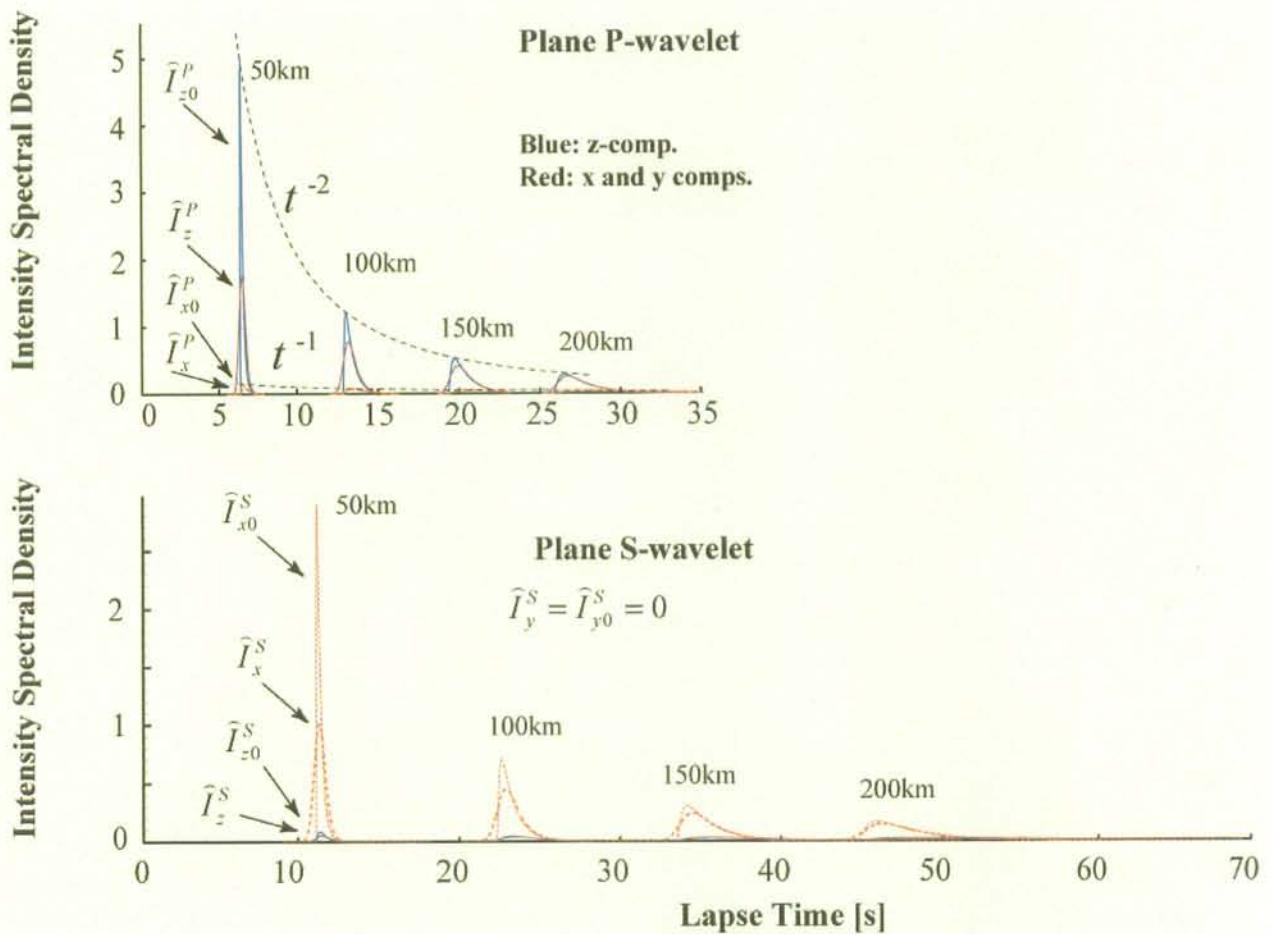


図2 P波およびS波の強度の時間変化 (MS エンベロープに対応).  
ランダム弾性媒質はガウス型ACF ( $\varepsilon = 5\%$ ,  $a = 8\text{km}$ ,  $\alpha_0 = 7.8\text{km/s}$ ,  $\beta_0 = 4.5\text{km/s}$ ).

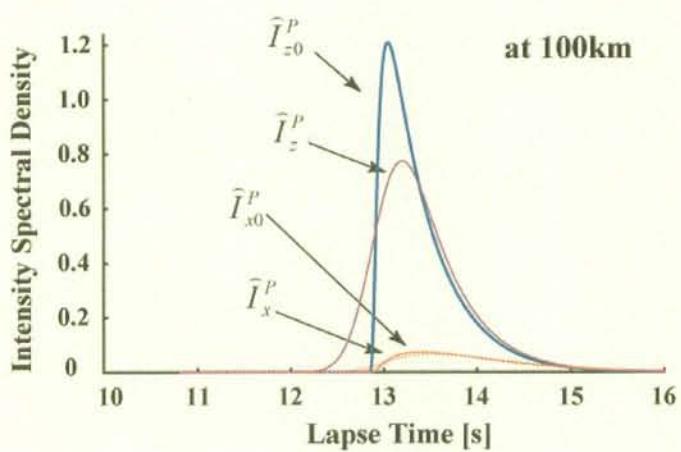


図3 伝播距離 100km における P 波の強度の時間変化の拡大図.

# 半無限ランダム媒質中のエンベロープモデル

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

広域地震観測点の稠密化によって地下の不均質構造の推定がより詳細なスケールで行われるようになり、地震波動伝播のモデルをより精緻化することが求められている。ところが、近地地震のコーダ波理論モデルの対象は主に 1Hz 以上の高周波であり、0.1Hz から 1Hz までの周波数帯は、解析の空白地帯になっていた。この周波数帯のコーダ波には表面波が存在することが過去の研究から示唆されてきたが、それを地下の不均質構造と結びつける定量的なモデルは確立されていなかった。そこで本研究では、表面波の存在するもっとも単純な構造である半無限弾性媒質とそこに重畠したランダムな不均質を考え、Rayleigh 波を含めた変換散乱の素過程を Born 近似に基づいて統一的に記述し、ダブルカッフル型震源から輻射される地震波の 3 成分波形エンベロープの理論的導出を行い、Rayleigh 波散乱波のコーダ波への寄与についての定量的検討を行った。

## Born 近似による散乱波の表現

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  $\lambda$  に対して、 $a < \lambda < L$  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を持つ表面波、表面波の入射波を等価体積力項を持つ実体波、という形式で変換散乱を表現することができる。たとえば振幅  $A_{0R}$  のレイリー波の入射に対する実体波への散乱波（RB 散乱波）は、

$$u_i^{1RB}(x, \omega) = A_{0R} \frac{e^{ik_B r}}{r} \hat{e}_{B_i} \iiint X^{RB}(x') \xi(x') \exp[i\mathbf{k}_e^{RB} \cdot \mathbf{x}'] dx' \quad (1)$$

と表される。ここで  $k_B$  と  $\hat{e}_{B_i}$  は実体波の波数と振動方向の単位ベクトル、 $r$  は散乱波の伝播距離、 $\mathbf{k}_e^{RB}$  は入射波数ベクトルと散乱波の波数ベクトルとの差からなる交替波数である[Sato and Fehler, 1998]。また、Birch 則および P 波速度と S 波速度間のスケーリングを仮定することにより、媒質のゆらぎを地震波速度の相対ゆらぎ  $\xi(x)$  のみで表現した。 $X^{RB}$  は無次元の散乱の基本パターンで、長波長極限での地震波散乱の方位依存性を表す量である。図 1 に Rayleigh 波から P 波 (RP), SV 波 (RV), SH 波 (RH) への変換散乱の基本パターンを Rayleigh 波の波長  $\lambda$  で規格化した 3 種類の深さについて示した。Rayleigh 波に関わる散乱の基本パターンは、固有関数振幅（図 1(a)）の減衰に伴い、深さと共に小さくなる。不均質の領域のサイズは波長よりも大きいため、Rayleigh 波の散乱は不均質が地表ごく近傍に位置している場合にしか起こらないといえる。また、どのモードでも深さ  $z = \lambda/32$  (浅部) と  $z = \lambda/8$  (深部) での散乱の方位依存性が大きく異なっている。これは固有関数の水平／上下動のアスペクト比の変化によるもので、深くなると Rayleigh 上下動振幅が相対的に大きくなるため、水平に伝播する SV 波入射に対応する実体波散乱の基本パターンに酷似してくる。

## エンベロープ合成

等方的な自己相関関数 (ACF) とパワースペクトル密度関数 (PSDF) とで特徴づけられるランダム媒質を考える。局在した不均質への入射波とそこからの散乱波のエネルギー流束密度の収支を考えることで、微分散乱断面積と散乱係数を定義できる。改めて全空間が一様にランダムな媒質を考え、媒質を大きさ  $L$  の無数のブロックに分割する。各ブロックから到来する散乱波が互いに非感傷的であると仮定すると、ダブルカップル型震源により輻射され、1 次散乱して観測点に到達するエネルギー密度を、散乱を起こす不均質領域について総和をとることで MS エンベロープを合成できる。実体波および Rayleigh 波の輻射、地表での実体波の反射を考慮するため、計 17 モードの散乱モードを計算することになる。例えば Rayleigh 波から Rayleigh 波への散乱波からなる MS エンベロープは、

$$\left\langle \left| \bar{u}_i^{1RR}(r; \omega_0) \right|^2 \right\rangle = \frac{2\Delta f}{p_0 \int_0^\infty |p(z)|^2 dz} \iint d\zeta \int d\phi \left| P_i(z) \right|^2 \frac{1}{2\pi U_R \Delta_1} g^{RR}(\zeta) U_R \frac{1}{2\pi U_R \Delta_0} \hat{W}_0^R(\omega_0) |B^R(\phi)|^2 \delta\left(t - \frac{\Delta_0 + \Delta_1}{U_R}\right) d\phi \quad (2)$$

と書くことができる。ここで、 $U_R$  は Rayleigh 波の群速度、 $p_i$  は固有関数と伝播方向からなる偏極ベクトル、 $g^{RR}(\zeta)$  は水平面内で  $\zeta$  方向に非等方散乱される Rayleigh 波の散乱係数、 $\hat{W}_0^R(\omega_0)$  と  $B^R(\phi)$  は Rayleigh 波の輻射エネルギースペクトル密度と方位角  $\phi$  方向への輻射パターン、 $\Delta_0$  と  $\Delta_1$  は震源から散乱体、散乱体から観測点までの水平距離である（図 2）。積分内のデルタ関数は経過時間  $t$  にエンベロープに寄与できる散乱体の空間分布（等時散乱曲線）を表している。実際のデータ解析に即して、中心周波数  $\omega_0$ 、オクターブ幅  $\Delta f$  のバンドパスフィルタを仮定した。(2)式は 2 次元の輻射伝達方程式の一次散乱近似の形式になっているが、地表で観測される Rayleigh 波のエネルギーは、深さ方向に分布するエネルギーの一部であることに起因する係数がかかっている。

図 2 のように、深さ 10 [km] にローカルマグニチュード  $M_L = 5$  の横ずれ型の断層を仮定し、震央距離 50km の地点でのエンベロープ形状を、(2)式をはじめとした各モードの理論 MS エンベロープを数值積分することで計算した。背景媒質を P 波速度 7 [km/s]、P/S 速度比  $\sqrt{3}$ 、密度 2.7[g/cm<sup>3</sup>] とし、相関距離  $a = 2$  [km]、ゆらぎの大きさの RMS  $\epsilon = 10\%$  の指指数型のランダム媒質を仮定した。図 3 に MS エンベロープの上下動成分を、(a) 中心周波数 2Hz の場合、(b) 0.125Hz の場合について示す。ただし、ここでは煩雑さを避けるため全散乱モードを実体波—実体波、実体波—Rayleigh 波、Rayleigh 波—実体波、Rayleigh 波—Rayleigh 波の 4 つに分類し、それぞれの和を両対数スケールで示している。高周波数のエンベロープ、特に後半部分においては主に実体波散乱 (SS 散乱) がコーダ波の主たる構成要素であるのに対し、低周波になると時間減衰が経過時間の逆数に比例する Rayleigh 波同士の散乱波がエンベロープの構成要素として卓越するようになる。また、時間減衰が大きいものの、S 波到達時間近辺では実体波から Rayleigh 波への変換散乱波も無視できない寄与をしている。

### 1 次後方散乱モデルによる Rayleigh 波散乱卓越時間の判定

前節の計算結果から低周波では Rayleigh 波の散乱波が、高周波では SS 散乱波がコーダエンベロープに表れることが示された。だが、そのどちらが卓越するかは周波数・震源メカニズムと深さなどに依存しており、簡単ではない。そこで、Rayleigh 波同士の散乱の 2 乗振幅の 3 成分の和が SS 散乱よりも大きくなる経過時間  $t_a$  を推定した。震源と観測点とが同一地点にあるという 1 次後方散乱モデルの仮定の下では、エンベロープ振幅は解析的に表現でき、 $t_a$  は

$$t_a(\omega) = 2 \frac{\int |p(z)|^2 dz}{|p(z)|^2} \frac{U_R}{\beta_0} \frac{\hat{W}_0^S(\omega)}{\hat{W}_0^R(\omega)} \frac{g_\pi^{ss}(\omega)}{g_\pi^{RR}(\omega)} \quad (3)$$

と表される。ここで  $\hat{W}_0^S(\omega)$  は震源における S 波の輻射エネルギースペクトル密度、 $\beta_0$  は背景媒質の S 波速度、 $g_\pi^{SS}(\omega)$  と  $g_\pi^{RR}(\omega)$  は非等方散乱係数の後方における大きさである。図 4 に  $t_a$  の周波数依存性を、(a) 縦ずれ断層の場合 (b) 逆断層の場合について示した。速度構造とランダム媒質は図 3 のエンベロープ計算と同じものを用いた。Rayleigh 波の輻射量がメカニズムに依存するため、 $t_c$  もまたメカニズムによって変化する。だが、どちらの場合についても、低周波になるほど、また震源が浅くなるほど  $t_a$  が小さくなる、つまり Rayleigh 波散乱がコーダ波に卓越するようになることを示している。このことにより、1 次散乱かつ特定のランダム媒質という限られた場合ではあるが、Rayleigh 波の散乱が確かにコーダ波に卓越すると言うことを定量的に示すことができた。

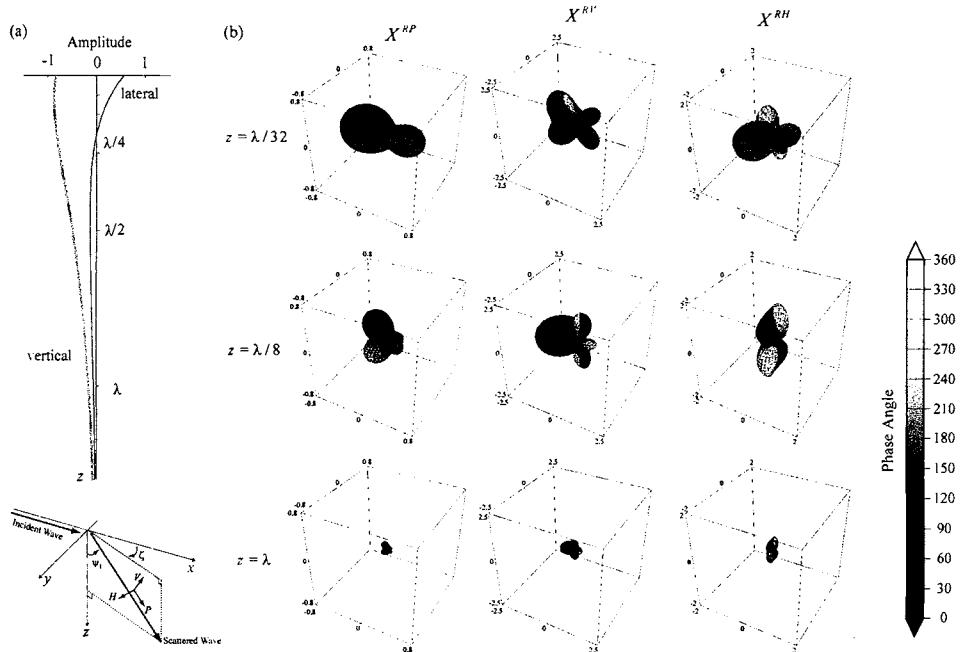


図 1. (a) 均質媒質中の Rayleigh 波の固有関数。 $\lambda$  を Rayleigh 波の波長とする。 (b) 深さ  $\lambda/32$ ,  $\lambda/8$ ,  $\lambda$  における Rayleigh 波から  $P$ ,  $SV$ ,  $SH$  波への散乱の基本パターン ( $X^{RP}$ ,  $X^{RV}$ ,  $X^{RH}$ ) の方位依存性。Rayleigh 波の入射方向と散乱波の射出方向を左下の座標系に、散乱波の位相変調を右側のグレースケールでそれぞれ示す。

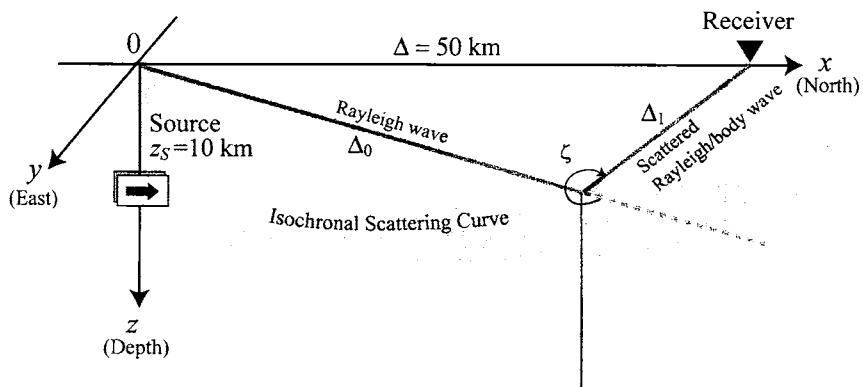


図 2. 1 次散乱波の MS エンベロープ合成に利用したジオメトリ。震源・観測点の位置に加え、Rayleigh 波の等時散乱曲線を模式的に示している。

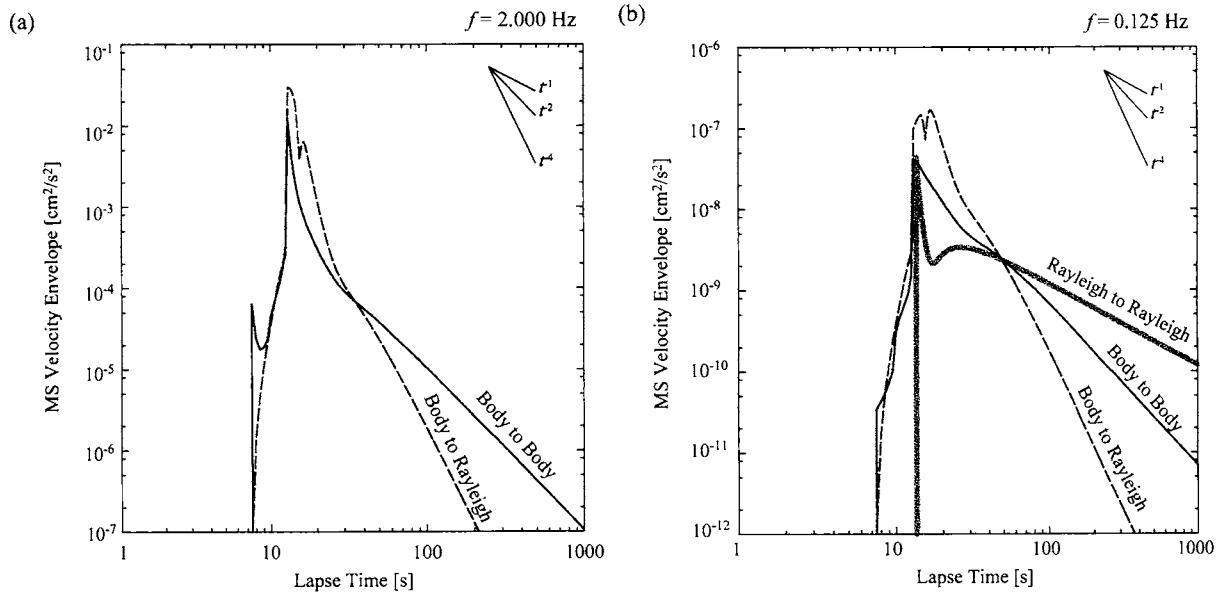


図 3. 数値合成された各散乱モードの MS エンベロープの  $z$  成分. (a) 中心周波数 2.0 [Hz] の場合. (b) 中心周波数 0.125 [Hz] の場合. 細実線が実体波同士の散乱を, 太実線が Rayleigh 波同士の散乱を, 破線が実体波から Rayleigh 波への変換散乱の MS エンベロープを表す.

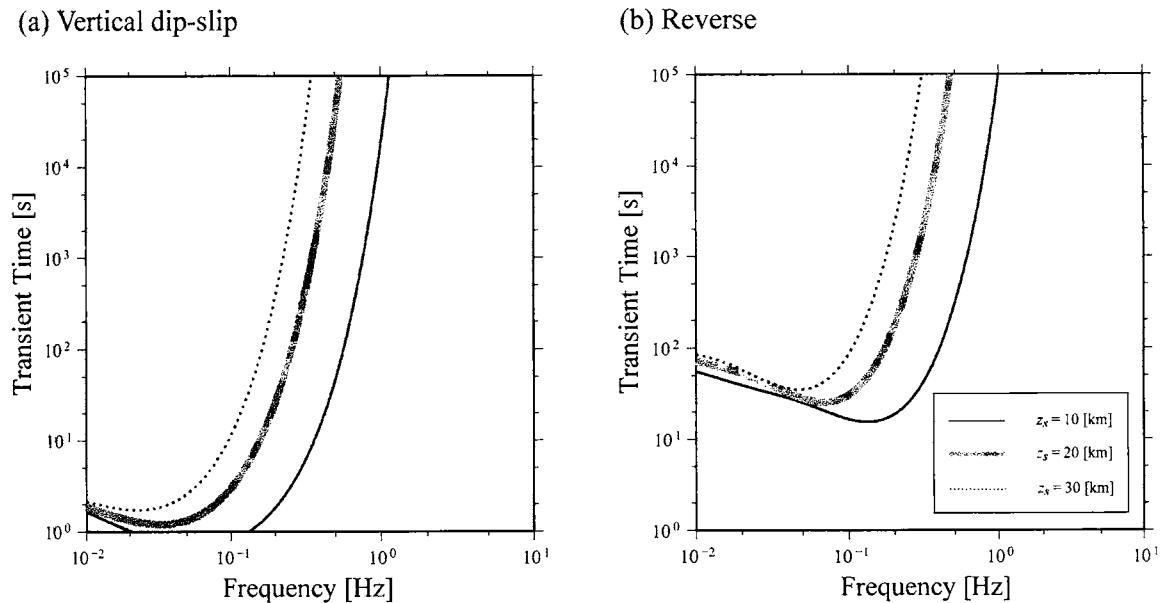


図 4 1 次後方散乱モデルに基づいて推定された  $RR$  散乱波が卓越する経過時間の周波数依存性. (a) 縦ずれ断層の場合, (b) 逆断層の場合. 震源はいずれも  $M_L = 5$  を仮定した. 媒質は  $\alpha_0 = 7.0 [\text{km/s}]$ ,  $\alpha_0 / \beta_0 = \sqrt{3}$ ,  $\rho_0 = 2.7 [\text{g/cm}^3]$  の背景媒質に  $a = 2 [\text{km}]$ ,  $\epsilon = 10\%$  の指指数型 ACF により特徴づけられるランダム媒質を用いた. 細実線が震源深さ  $z_S = 10 [\text{km}]$ , 太実線が  $z_S = 20 [\text{km}]$ , 細点線が  $z_S = 30 [\text{km}]$  の場合をそれぞれ表す.

# コーダ波の空間分布から推定される島弧リソスフェアの内部減衰構造

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

## はじめに

多重散乱波から構成されるSコーダ波（或いはそのエネルギー）は、地震発生から時間が十分に経過すれば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、近年の研究によって、近地地震のSコーダ波エネルギーは、日本全域において空間的に非一様に分布することが明らかになった。この地域変化は、第四紀火山の分布や地殻熱流量と良い相関をもつことから、内部減衰の空間変化がその主要因である可能性が指摘されている。本発表では、Sコーダ波エネルギーの非一様分布のモデル化、インバージョン解析、および推定された内部減衰の地域変化の特徴などについて紹介する。

## Sコーダ波エネルギーの空間分布

Hi-netで記録された18個の近地地震（マグニチュード4.2～7.4、表1参照）の波形データからSコーダ波エネルギーの空間分布の非一様性を評価した。解析には、水平速度成分の2乗振幅の和をSコーダ波エネルギーの指標として用いた（サイト增幅特性は系統的な地域性を持たないと仮定）。この計測は、5秒長のタイムウインドーを用いて直達S波走時の1.5倍以後に実施した。従来のサイト增幅特性の評価方法に準じたインバージョンアルゴリズムを18個の近地地震の波形データに適用し、各観測点で計測されたSコーダ波エネルギーの大きさを特徴付ける固有の係数（コーダ波エネルギー係数）を評価した。複数の周波数帯域（2-4, 4-8, 8-16, 16-32Hz）で解析を実施した。求められたコーダ波エネルギー係数は、観測点を含むやや広域な領域（数十km程度の領域）の地震波の散乱・減衰特性を反映した物理量であると解釈できる。

図1に、コーダ波エネルギー係数の地域（観測点）変化が特に顕著な16-32Hz帯域の結果を示す。サイト增幅特性によると考えられる一桁程度のばらつきは見られるものの、第四紀火山が存在している地域（北海道中北部、東北地方西部から北陸地方、伊豆半島周辺、九州南西部）でコーダ波エネルギー係数は小さくなる。これらの領域では、コーダ波エネルギー係数は火山フロントからの距離の増大とともに小さくなる。変化率は周波数とともに大きくなり、16-32Hz帯では50kmあたり20dB程度である。同係数の最大値と最小値の差は百倍を超える。

## 内部減衰係数の推定

Sコーダ波エネルギーの時空間分布は、エネルギー輸送理論に基づいて確率統計的に計算できる（例えば、Yoshimoto, 2000）。計算では、S波速度、散乱係数、内部減衰係数などを地球内部構造のパラメタとして指定する。以下では、観測されたSコーダ波エネルギーの非一様分布が内部減衰係数の地域変化によるものと仮定して、同係数の値を推定する。S波速度構造には、気象庁の震源決定に使用されている一次元モデル（上野・他, 2002）を使用する。簡単のために、散乱係数を場所や深さに依らず $0.01\text{km}^{-1}$ と仮定し、内部減衰係数はブロック構造的に場所により変化する（各ブロック内での値は一定）とする。また、簡単のため、等方的な散乱を仮定する。図1(b)に、あるブロック（内部減衰係数 $Q_i=1000$ ）に内部減衰係数がそれ以下（ $Q_i=400, 600, 800, 1000$ ）のブロックが接合している状況で、後者のブロック内の接合面近傍におけるコーダ波エネルギーの空間変化率（震源経過時間は十分に大きいと仮定）をあわせて示す。同図より、第四紀火山が分布するSコーダ波の内部減衰が強い地域には、 $Q_i=400\sim 800$ 程度の値が予想される。

ひきつづき、東北地方の背弧側の内部減衰係数の大きさをより精度良く推定する。具体的には、上述の数値計算手法と構造モデルをそのまま使用し、線形近似による反復解法（Gauss-Newton法）に基づいて、2001年12月2日に発生した地震のSコーダ波エネルギー分布を最も良く説明する $Q_i$ 値を求める。図2に示すように、5回程度の反復で解はほぼ収束して $Q_i=560$ と求まる。図3に、観測データの解析とシミュレーションから求まるSコーダ波エネルギーの空間分布を示す。両者は一桁程度のばらつきを除いて領域全体で良く一致している。このことは、上述のエネルギー輸送理論に基づいたモデリングによって、Sコーダ波エネルギーの空間分布を十分な精度で評価可能であることを示している。

発表では、国内全域規模での内部減衰係数のインバージョン推定の可能性についても簡単に言及する。

## 謝辞

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。

表1. 解析に使用した地震の震源情報（気象庁による）

発生年月日 (yyyy mm dd hh mm)	経度 (°E)	緯度 (°N)	深さ (km)	マグニチュード
2000 10 31 01 42	136.324	34.295	38.7	5.7
2001 03 26 05 40	132.712	34.114	45.9	5.2
2001 12 02 22 01	141.267	39.396	121.5	6.4
2002 11 04 13 36	131.872	32.409	35.2	5.9
2003 05 12 00 57	140.089	35.866	46.9	5.3
2003 05 18 03 23	137.599	35.864	7.2	4.7
2003 09 26 06 08	143.695	41.707	21.4	7.1
2003 11 15 03 43	141.169	36.429	48.4	5.8
2004 09 05 19 07	136.800	33.030	37.6	6.9
2004 09 05 23 57	137.142	33.144	43.5	7.4
2004 10 06 23 40	140.090	35.989	66.0	5.7
2004 11 04 03 13	130.544	33.078	14.2	4.2
2004 11 09 04 15	138.999	37.354	0	5.0
2004 11 29 03 32	145.275	42.946	48.2	7.1
2004 12 06 23 15	145.343	42.848	45.9	6.9
2005 02 16 04 46	139.896	36.036	45.4	5.4
2005 03 21 23 59	130.101	33.785	12.0	4.8
2005 04 10 20 34	130.282	33.669	4.7	5.0

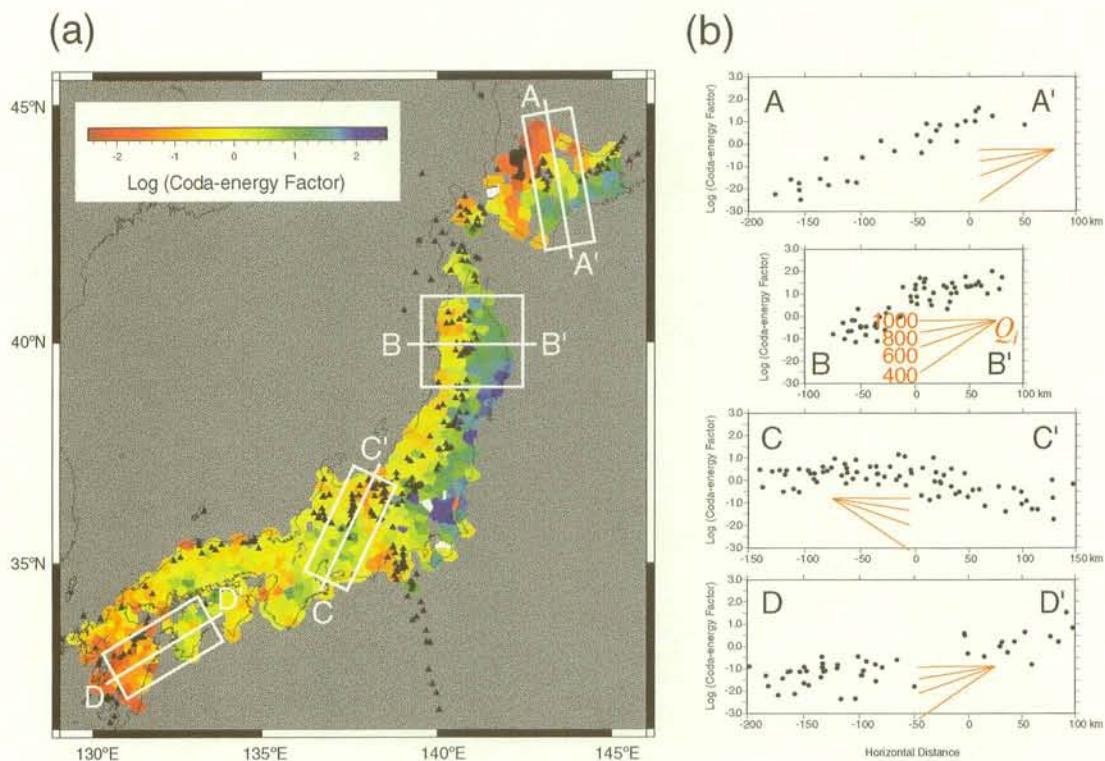


図1. 日本国内におけるコーダ波エネルギー係数の空間分布. (a) 16-32Hz 帯域の結果を常用対数スケールで示す. 第四紀火山を黒三角で示す. (b) 左図の4領域内におけるコーダ波エネルギー係数の空間（観測点）分布. A-A', B-B', C-C'測線では、水平軸のゼロ目盛りが第四紀火山の分布する地域とそうでない地域の境界（火山フロントなど）にあたる. 赤線は、シミュレーションにおいて、内部減衰係数を  $Q_i=400, 600, 800, 1000$  としたときの、コーダ波エネルギー係数の距離に対する変化率（詳しくは本文を参照）.

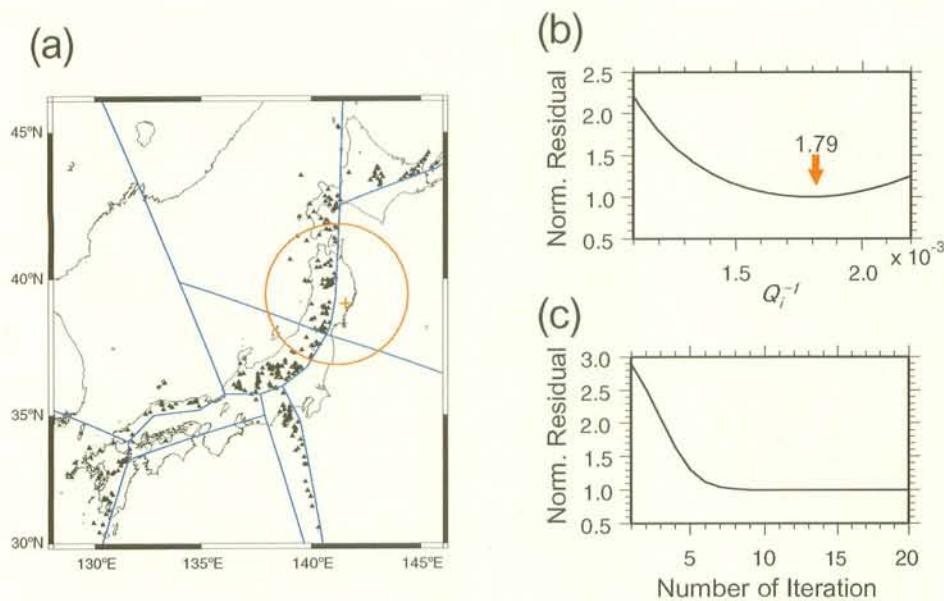


図2. (a) ブロック構造モデル. 円内の観測点（104点）で計測された震源経過時間120秒におけるSコード波エネルギー（16-32Hz帯域）の値を解析に使用する. (b) グリッドサーチ法による東北地方の背弧側の $Q_i^{-1}$ 値の推定. (c) インバージョン解析（Gauss-Newton法）における、反復回数の増加に伴う残差の減少.

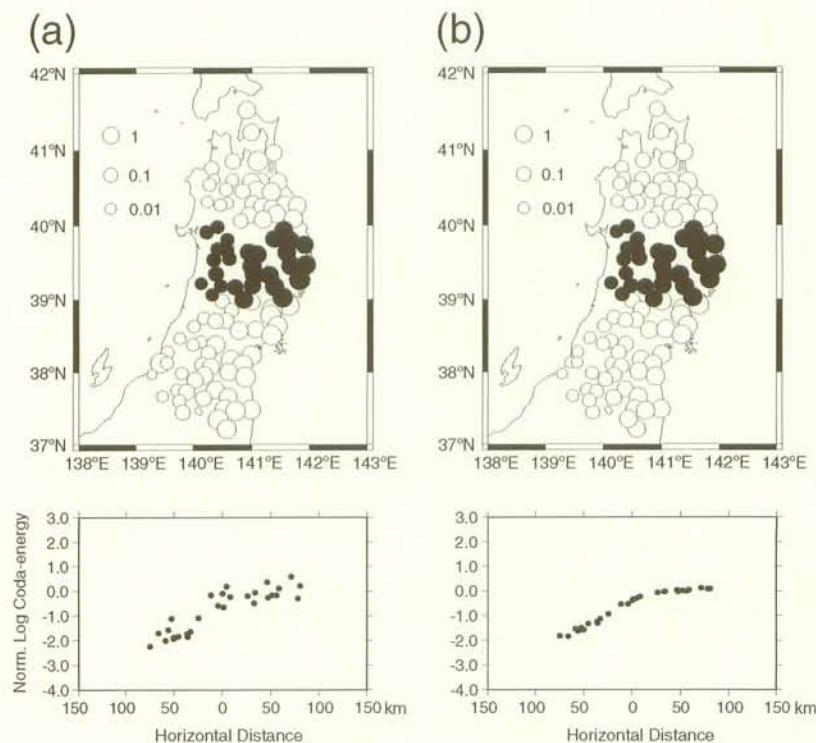


図3. 2001年12月2日の地震の震源経過時間120秒におけるSコード波エネルギーの空間分布（16-32Hz帯域）(a) 観測データ. 上図の黒丸の観測点について、その東西方向の変化を下図に示す. 水平軸のゼロ目盛りは、火山フロントの位置. 縦軸の一目盛りは20dB. (b) 推定値 $Q_i=560$ を用いたシミュレーションの結果. 図中の標記は図(a)と同じ.

# 波動場の2点相関関数からグリーン関数が求められるのはなぜか？ 1次元問題に対する証明

中原 恒 (東北大学大学院理学研究科)

Why can the Green's function be retrieved from the cross-correlation function of a wave field? - A proof for one-dimensional cases

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

## 1. はじめに

ある2点間のグリーン関数が、その2点の波動場の相互相関関数を計算することにより求められることが、超音波実験、日震学、物理探査学などの分野で実証されてきた。近年、地震学の分野でも、コーダ波や常時微動の記録を用いた相互相関解析により、2点間のグリーン関数が抽出されることが実証されている（例えばCampillo and Paul, 2003；高木・他, 2004, 2005）。これらは、人工的な震源を用いなくてもグリーン関数を求めることができる手法として注目を集めており、その理論的な証明も始められている。最近では、3次元不均質媒質中の弾性波に対して証明がなされている（Wapenaar, 2004）。本研究では、1次元問題に対して、2点の波動場の相互相関関数とその2点間のグリーン関数との関係を理論的に明らかにできたので、その結果を報告する。

## 2. 問題設定

考慮するのは1次元問題である。図1に示すような最下層の半無限媒質も含めて合計 $N$ 層からなる減衰のない水平成層構造を考え、その自由表面上に1点、地中の任意の深さ（ $k$ 番目の層中とする）にもう1点の観測点を配置する。そこに鉛直下方から平面SH波が入射し、地表と地中の2点における変位波形のtransverse 成分の相互相関関数をとる。これが2点間のグリーン関数と一致するかどうかという問題を考える。

## 3. 証明

上の問題をThomson-Haskellの伝達行列を用いて解く。まずは $k$ 層における変位のtransverse 成分 $u_k$ を、上向き、下向きの平面波の重ね合わせで次のように表現する：

$$u_k = \check{S}_k \exp[i\omega\eta_k(z - H_{k-1})] + \hat{S}_k \exp[-i\omega\eta_k(z - H_{k-1})]. \quad (1)$$

ここで、 $\check{S}_k$ は下向き平面波の重み、 $\hat{S}_k$ は上向き平面波の重み、 $\omega$ は角周波数、 $\eta_k$ は鉛直方向のスローネス、 $H_k$ は $k$ 層と $k+1$ 層の境界面の深さを表す。 $z = H_k$ での変位・応力の連続条件より次の式が導ける：

$$\begin{bmatrix} \check{S}_{k+1} \\ \hat{S}_{k+1} \end{bmatrix} = \mathbf{L}^{(k+1,k)} \begin{bmatrix} \check{S}_k \\ \hat{S}_k \end{bmatrix}. \quad (2)$$

ただし、

$$\mathbf{L}^{(k+1,k)} \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\rho_k \beta_k}{\rho_{k+1} \beta_{k+1}}\right) \exp(i\omega\eta_k(H_k - H_{k-1})) & \left(1 - \frac{\rho_k \beta_k}{\rho_{k+1} \beta_{k+1}}\right) \exp(-i\omega\eta_k(H_k - H_{k-1})) \\ \left(1 - \frac{\rho_k \beta_k}{\rho_{k+1} \beta_{k+1}}\right) \exp(i\omega\eta_k(H_k - H_{k-1})) & \left(1 + \frac{\rho_k \beta_k}{\rho_{k+1} \beta_{k+1}}\right) \exp(-i\omega\eta_k(H_k - H_{k-1})) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

また、 $\rho_k$ 、 $\beta_k$ はそれぞれ $k$ 層の密度、S波速度を意味する。

この行列については次の結合則が成立し、

$$\mathbf{L}^{(k,1)} = \mathbf{L}^{(k,k-1)} \mathbf{L}^{(k-1,k-2)} \cdots \mathbf{L}^{(2,1)}. \quad (4)$$

さらに減衰のない媒質に限れば、その各要素の間には次の重要な関係式が成り立つ：

$$L_{11}^{(k,l)} = L_{22}^{(k,l)*}, \quad L_{12}^{(k,l)} = L_{21}^{(k,l)*}. \quad (5)$$

ここで周波数領域での\*は複素共役を表すものとする。以上の準備の後、具体的な問題を解いていく。

### 3. 1 平面SH波の鉛直下方入射による波動場

鉛直下方から震源時間関数  $\hat{S}_N(t)$  をもつ平面SH波が入射した時の地表と地中における変位の transverse 成分をそれぞれ  $u_0(t), u_d(t)$  とする。地表での自由境界条件を考慮すると、地表における変位の transverse 成分  $u_0$  は、周波数領域において次のように計算される：

$$u_0 = \frac{2\hat{S}_N}{L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}}. \quad (6)$$

ここで  $\hat{S}_N$  は最下層における上向き平面波（すなわち入射波）の重みであり、震源スペクトルに相当する。一方、深さ  $z = z_s$  の地中における変位の transverse 成分  $u_d$  は、

$$u_d = \frac{\hat{S}_N}{L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}} [(L_{11}^{(k,l)} + L_{12}^{(k,l)}) \exp(i\omega\eta_k \Delta H_s) + (L_{21}^{(k,l)} + L_{22}^{(k,l)}) \exp(-i\omega\eta_k \Delta H_s)] \quad (7)$$

となる。以上より、両者の相互相関関数を求めるとき次の様になる：

$$u_0 u_d^* = \frac{2 |\hat{S}_N|^2}{|L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}|^2} \{(L_{11}^{(k,l)*} + L_{12}^{(k,l)*}) \exp(-i\omega\eta_k \Delta H_s) + (L_{21}^{(k,l)*} + L_{22}^{(k,l)*}) \exp(i\omega\eta_k \Delta H_s)\}. \quad (8)$$

ただし  $\Delta H_s \equiv z_s - H_{k-1}$  である。

### 3. 2 地表震源による地中のグリーン関数

地表（厳密には地表から僅かに下）から鉛直下向きに単位強さのインパルス的な平面波を出した場合の地中における変位（これをグリーン関数と呼ぶことにする）を  $G_d(t)$  とする。放射条件を用いて、グリーン関数  $u_d^{(SS)G}$  は次のように表現できる：

$$u_d^{(SS)G} = \frac{L_{22}^{(N,l)} L_{11}^{(k,l)} - L_{21}^{(N,l)} L_{12}^{(k,l)}}{L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}} \exp(i\omega\eta_k \Delta H_s) + \frac{L_{22}^{(N,l)} L_{21}^{(k,l)} - L_{21}^{(N,l)} L_{22}^{(k,l)}}{L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}} \exp(-i\omega\eta_k \Delta H_s). \quad (9)$$

### 3. 3 波動場の2点相関とグリーン関数との関係

(9)のグリーン関数とその複素共役（時間領域では時間反転に対応）との和をとると、

$$\begin{aligned} u_d^{(SS)G} + (u_d^{(SS)G})^* &= \\ \frac{(|L_{22}^{(N,l)}|^2 - |L_{21}^{(N,l)}|^2)}{|L_{21}^{(N,l)} + L_{22}^{(N,l)}|^2} &[(L_{22}^{(k,l)*} + L_{21}^{(k,l)*}) \exp(i\omega\eta_k \Delta H_s) + (L_{12}^{(k,l)*} + L_{11}^{(k,l)*}) \exp(-i\omega\eta_k \Delta H_s)] \end{aligned} \quad (10)$$

となる。ここで次式

$$|L_{22}^{(N,1)}|^2 - |L_{21}^{(N,1)}|^2 = \frac{\rho_1 \beta_1}{\rho_N \beta_N} \quad (11)$$

を用いて、(9)と(10)を比較すると、以下のようになる：

$$u_0 u_d^* = 2 \frac{\rho_N \beta_N}{\rho_1 \beta_1} |\hat{S}_N|^2 (u_d^{(SS)G} + (u_d^{(SS)G})^*). \quad (12)$$

これを時間領域で表現すると、次の関係式が導かれる：

$$\int u_0(\tau) u_d(t+\tau) d\tau = 2 \frac{\rho_N \beta_N}{\rho_1 \beta_1} \left( \int \hat{S}_N(\tau) \hat{S}_N(t+\tau) d\tau \right)^* (G_d(t) + G_d(-t)). \quad (13)$$

ここで、時間領域における\*はたたみ込みを表している。この式は、2点の波形の相互相関関数が、2点間のグリーン関数と震源時間関数の自己相関関数とのたたみこみに比例することを意味している。特に震源時間関数の自己相関関数がデルタ関数に近いと、2点間の相互相関関数のラグが正の部分から2点間のグリーン関数が再現されることが分かる。なお、鉛直入射の場合、P波に対する上下動成分に対しても同様の証明が成り立つ。

#### 4. 数値実験

図2に示す3層構造を考える。S波速度、密度、層厚のパラメタは図中に記されている。地表と第2層の中に観測点をおき、震源時間関数がインパルス的な場合とホワイトノイズ的な場合の2通りを考え、数値実験を行った。数値計算では、サンプリング間隔を0.01 s、時系列の記録長を20.48 sとしている。まずインパルス的な震源に対する結果は図3の通りであり、(a)地表と(b)地中の変位波形から(c)両者の相互相関関数のラグが正の部分を計算し、それを(d)地表震源に対する地中のグリーン関数と比較した。その結果、両者の形状が一致し、振幅の違いも理論予測の通り、表層と最下層とのインピーダンス比の2倍になることが確認された。続いて10 s間のホワイトノイズ的な震源時間関数をもつ震源に対する結果を図4に示す。一見ランダムな(a)地表と(b)地中の変位記録から(c)両者の相互相関関数のラグが正の部分を計算すると、コヒーレントなフェイズが出現する。これは図3(c)に現れるフェイズと同じである。さらに長時間の震源時間関数を用いると、スタッキングの効果によりS/N比が増加し、これらのコヒーレントなフェイズがさらに強調されることになる。以上により、理論的に証明した事実を数値実験によって確認できた。

#### 5. まとめ

本研究では、水平成層構造に平面SH波が鉛直下方から入射する1次元問題に対して、波動場の2点相関関数とその2点間のグリーン関数との関係を理論的に明らかにした。その結果、波動場の2点相関関数のラグが正の部分は、震源時間関数の自己相関関数とグリーン関数とのたたみ込みで表現される。そのため、もし震源時間関数の自己相関関数がデルタ関数に近いならば、波動場の2点相関関数から、2点間のグリーン関数が求められることになる。

本研究で証明した事実は、たとえばKik-netのような鉛直地震計アレイの記録を用いることにより、表層の2点間のグリーン関数を求めることができる可能性を示唆している。また本研究は、Claerbout (1968) の大変先駆的な論文に端を発するacoustic daylight imaging法に関するものである。

謝辞 東北大学大学院理学研究科の佐藤春夫教授、前田拓人氏、高木伸昌氏との議論は大変有益でした。ここに記して感謝します。

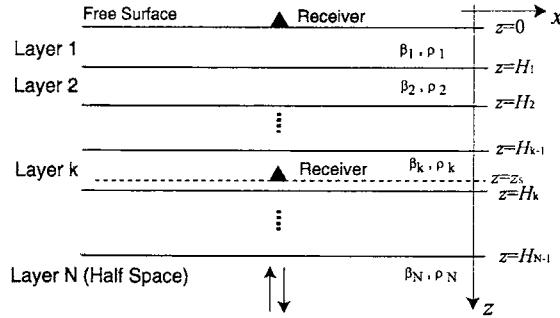


図 1 設定した問題の模式図.

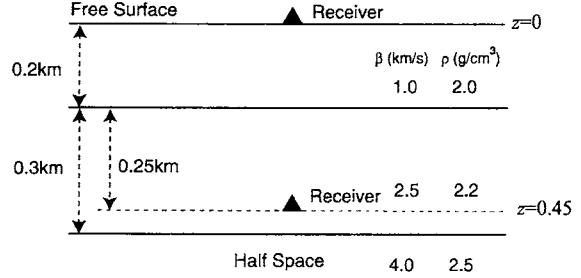


図2. 数値実験に使用した3層構造. 図中に各層のS波速度, 密度, 層厚が示されている.

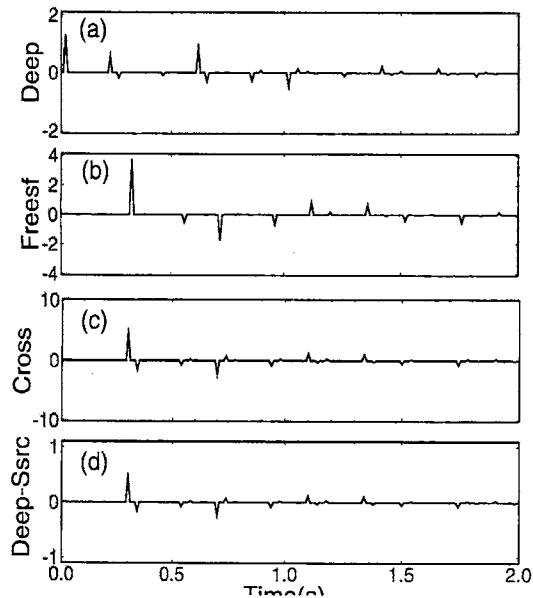


図3. 鉛直下方からインパルス的な平面 SH 波が入射した場合の数値実験の結果. (a)地中と(b)地表の地震波形記録と, (c) その相互相関関数. (d) 地表の震源に対する地中での記録(グリーン関数). 理論的証明の通り, (c)と(d)の形状が一致することを確認できる.

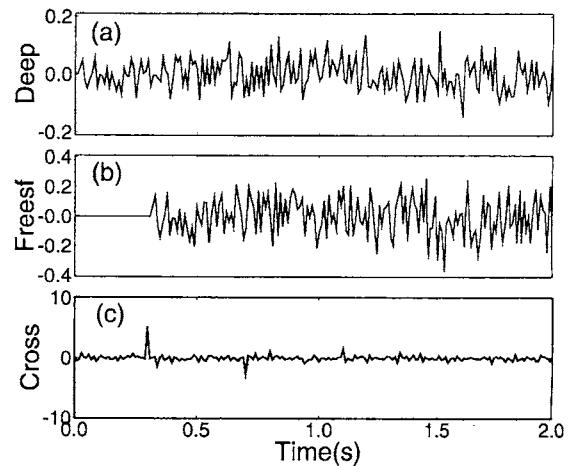


図4. 鉛直下方から 10 秒間のホワイトノイズ的な震源時間関数をもつ平面 SH 波が入射した場合の数値実験の結果. (a)地中と(b)地表の地震波形記録と, (c) その相互相関関数.

## 雑微動の相互相関解析によるレイリー波群速度の推定

高木 伸昌・佐藤 春夫・西村 太志 (東北大大理)・小原 一成 (防災科研)

### はじめに

地震波の走時を読み取ることで震源-観測点間の地震波速度構造を推定する従来の手法とは異なる、相互相関解析による 2 観測点間の構造を推定する手法が最近注目されている。異なる 2 点で観測されるコーダ波 [Campillo and Paul, 2003] や雑微動記録 [Shapiro and Campillo, 2004] の相互相関関数を長期間のデータを用いて求めると、それら 2 点間の地震波伝播特性(グリーン関数)が得られる事例が報告されるとともに、理論的な裏付けも進行中である [Snieder, 2004]。本研究では Hi-net で観測された長期間の雑微動記録を解析し、レイリー波群速度の推定を日本全国で行うと同時に、気象要因が雑微動の伝播に与える影響についても考察した。

### データ・解析手法

日本全国の Hi-net 観測点(709 点)で観測された、異なる気象条件の 4 期間(TJA1 および TJA2：日本海に台風が存在、CALM：静穏な期間、TPA：太平洋に台風が存在)における上下動速度記録を解析に用いた。機器特性の除去、バンドパス処理(2-4s, 4-8s, 8-16s)、2 値化を行った上で、360s 幅の時間窓ごとに相互相関関数を求める。それらの相互相関関数の全解析期間にわたる平均をとり、そのエンベロープのピーク出現時刻から群速度を推定した。ただし、データが不適切な観測点ペアを除くため、エンベロープ形状の S/N 比が 6 以上、かつ推定された群速度が 0.5km/s 以上 4km/s 以下の条件を設けた。その結果、推定に用いることができた観測点ペア数は 2-4s 帯で 8308 組、4-8s 帯で 11222 組、8-16s 帯で 11299 組となった。

### 群速度の地域性

図 1 は、観測点ペアごとの群速度推定値を用いてトモグラフィーを行った結果である。 $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  のグリッドサイズで求めた値を、 $0.25^\circ$  ずつ移動させた 4 個のグリッド配置に対して平均値を取ったものである。全体的に長周期になるほど群速度が大きくなっている、レイリー波の正分散性が検出されている。関東平野や濃尾平野における顕著な低速度は、これらの領域に存在する厚い堆積層を反映したものである。また、花崗岩質の硬い岩盤で構成されている領域、例えば東北地方の北上山地や阿武隈山地では周辺よりも高速度であることが特に 2-4s 帯で顕著である。これらの結果は、実体波トモグラフィーによる P 波、S 波の深さ 10km における速度構造や計測震度増分と対応が良い。

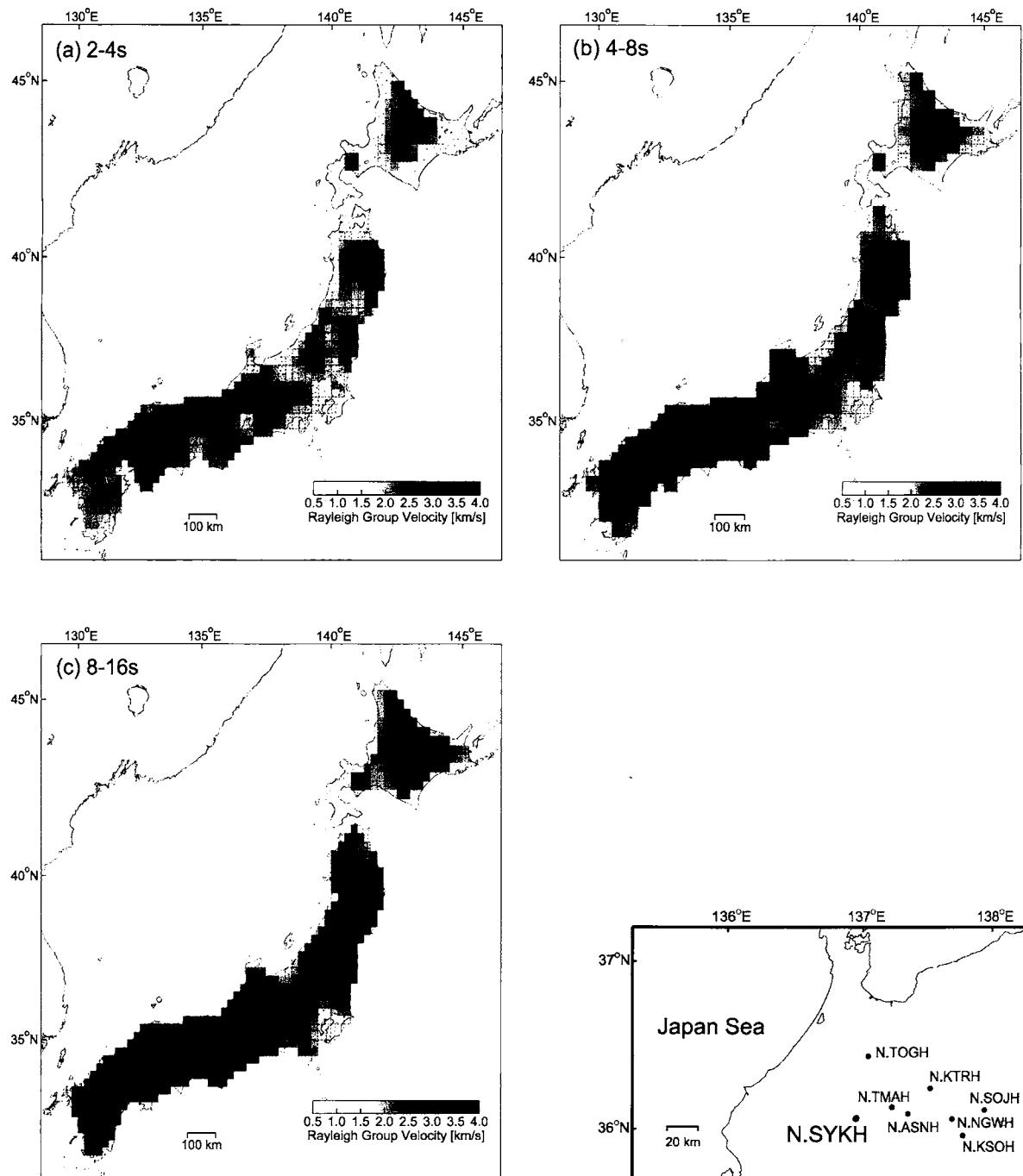


図 1 (a) 2-4s, (b) 4-8s, (c) 8-16s 帯における  
0.5°×0.5°のグリッドサイズで求めたトモグ  
ラフィー結果を 0.25°ずつ移動させ、4 個のグ  
リッド配置に対して平均値を取ったレイリ  
一波群速度の推定値。濃色ほど高速度。

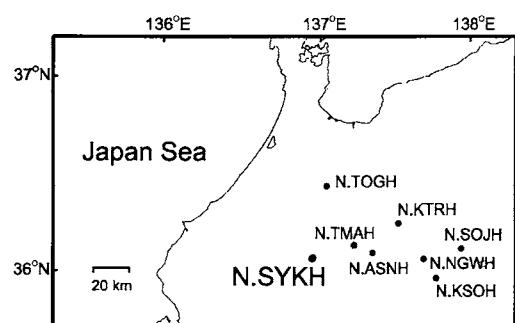


図 2 N.SYKH とその周辺の観測点分布。

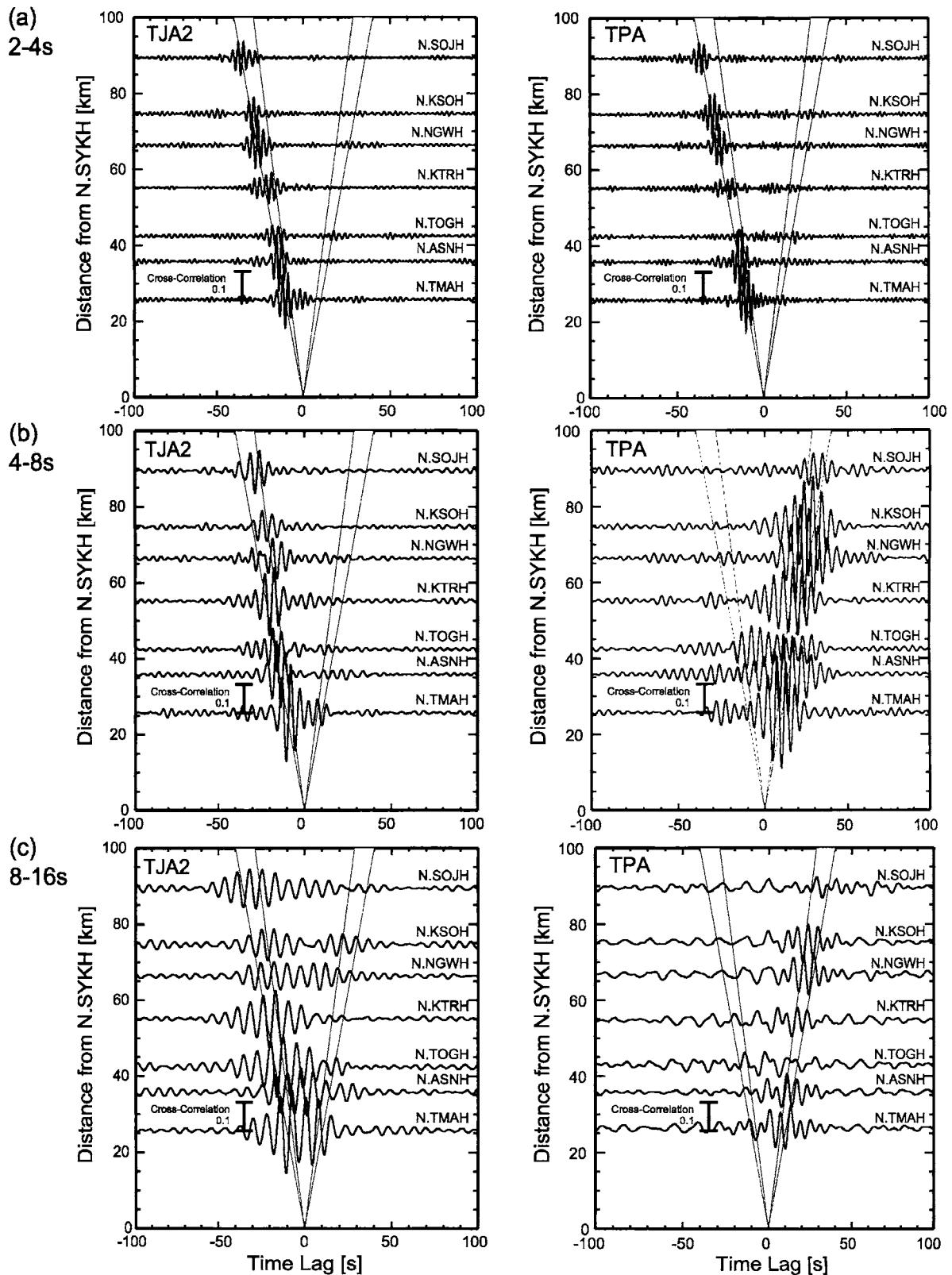


図 3 (a) 2-4s, (b) 4-8s, (c) 8-16s 帯における N.SYKH-他点間の相互相関関数. 正のタイムラグが他点から N.SYKH への伝播方向に相当. 影は 2.5-3.5km/s の範囲.

## 気象要因が雑微動の伝播に与える影響

図2に示したN.SYKH(岐阜県莊川)を基準としたその周辺の他点との相互相關関数を図3に示す。これらはTJA2またはTPAのデータのみを用いた際の相互相關関数であり、正のタイムラグが他点からN.SYKHへの伝播方向に相当する。4-8s帯および8-16s帯においては、気象条件と雑微動の伝播方向の間に明白な関係が見られる。日本海が台風の影響で荒れているTJA2においては、負のタイムラグに明瞭な波群が出現する。日本海沿岸から到来し内陸へ伝播する雑微動が大きく、これらがレイリー波と検出されたと考えられる。太平洋が台風の影響で荒れているTPAでは、それとは逆の傾向が見られる。しかし、2-4s帯においては、TJA2、TPAの両期間ともに負のタイムラグに明瞭な波群が出現、すなわちN.SYKHから他点への方向に雑微動の伝播が卓越していることが分かる。この事実は、4-8s帯、8-16s帯とは異なり2-4s帯の微動源は気象条件によらず日本海側に存在することを示唆する。

図4は、TJA2、TPA両期間において雑微動の到来方向を中部地方の観測点ペアごとに示したものである。4-8s帯、8-16s帯において、TPAでは東方向からの雑微動の伝播が卓越し、TJA2では南東から北西までの広い範囲からの雑微動の伝播が検出された。一方、2-4s帯においては異なり、北西方向からの伝播が強い。特にTPAにおいて、4-8s帯では北西方向からの伝播はほとんど存在しなかったのに対し、2-4s帯には数多く存在する。

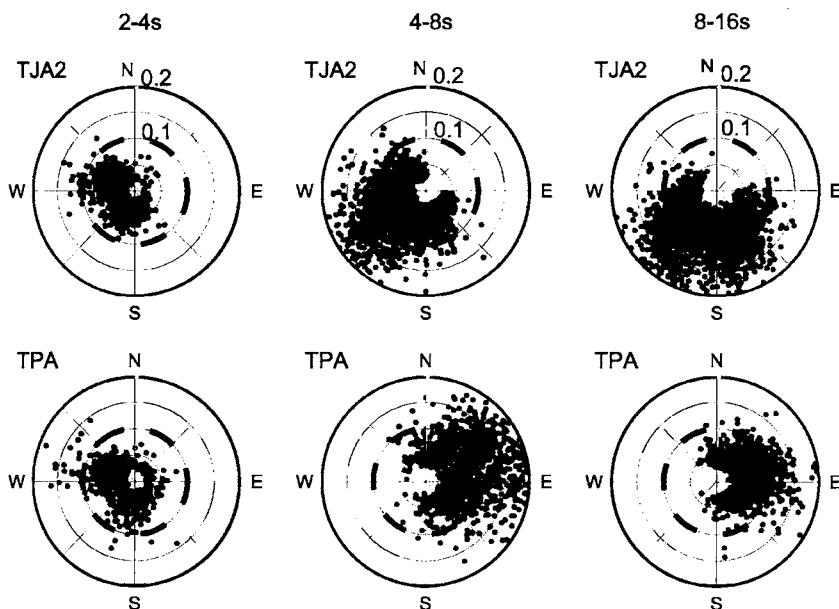


図4 中部地方におけるTJA2、TPA各期間で推定された観測点ペアごとの雑微動の到来方向。相互相關関数の最大値を半径としてプロットした。

# 地殻および上部マントルにおけるアクティブ構造の検出の可能性

京都大学防災研究所 地震防災研究部門 宮澤理稔

## はじめに

地殻及び上部マントルには、蓄積した歪みを解消するイベントが発生する限りにおいて、地震波に対して能動的振る舞いをする構造（アクティブ構造）が存在すると考えられる。或いは地震波による地震の誘発（アクティブな応答）という現象が存在して、地震波動場の形成に附加的に寄与することがある。これまでに数値的手法や地震波形記録から、地震波に対するこのアクティブな応答を広義地震散乱波の一部として捉え、研究を行ってきた。研究結果を踏まえ、アクティブ構造の存在の可能性についてと、それらの構造の特徴について議論する。

## 1. これまでの研究

### ・数値的アプローチによる定性的議論

クラックモデルを用いた地震波散乱問題に、面上で滑りが誘発されるクラックを考慮して、地震波の散乱様式を調べた。計算された観測波形のエンベロープを比較することで、誘発クラックを含むような理想化されたアクティブ構造では、コーダ減衰が緩やかになる等の特徴を見出した。

### ・実際に観測された能動的振る舞い

アクティブ構造が実在したとして、数値的アプローチで予想されたような波形の特徴を見出すことは、十分密な観測網が無く実際の地下不均質構造が明らかでない限りにおいて、困難であるかもしれない。しかし構造がアクティブな応答をする現象（地震等の誘発）は、地熱地帯において世界的に多く観測されている。我々は日本の地下におけるアクティブ構造の実在性とその応答を、遠地地震波の記録から調べた。入射波となる遠地地震波は長周期成分に卓越しているため、観測記録の短周期成分を調べることで、観測点に近いアクティブな応答の検出は容易である。

阿蘇火山の火口周辺では、P波によって帶水層の火山性微動が頻繁に励起され、表面波が顕著に観測される限りにおいて微動の頻発が続いた。この誘発現象は火山の活動と関係があると考えられる。また表面波の到来時には微小地震が誘発されることもあった。

また振幅の非常に大きな遠地表面波（例えば2003年十勝沖地震）によって、西南日本で発見されている深部低周波微動が誘発されることも確認された。どのようなメカニズムで誘発されているのかは不明であったが、2004年スマトラ沖地震の観測波形の解析により、メカニズムを制限する情報を得られた。これを次に紹介する。

## 2. 誘発現象から推測される不均質構造の状態

2004年スマトラ沖地震は、2003年十勝沖地震同様、日本列島全体に表面波による大きな歪み擾乱をもたらし、深部低周波微動を誘発した。継続時間がこれまでの場合に比べ非常に長かったことから、表面波通過時の誘発現象をより詳しく調べることが出来た。Rayleigh波による正の体積変化で、周期的に誘発されることが分かった。剪断成分による顕著な誘発が確認されなかったことから、クーロン破壊応力変化では説明が出来ない。つまり体積変化のみに対応する流体を含む不均質構造の存在が示唆される結果となり、深部低周波微動が流体に起因することを支持する地震学証拠となつた。

## 3. まとめ

これまでの地震の動的誘発の1モデルとして、地震断面に摩擦構成則を仮定し、些細な歪み擾乱でも地震の発生サイクルが早まることで、地震波の到達時から見てやや遅延時間を使い破壊が誘発されることが示されていた。ここで紹介した火山性微動及び深部低周波微動の誘発例には、遅延時刻がなく、従って明確な動的誘発の例である。いずれの場合も構造に流体の存在が示唆される結果である。イベントの誘発のプロセスを調べることで、そのメカニズムの解明と、構造の物理的状態の理解につながる発展性がある。

このようなアクティブ構造を通過する記録を調べる場合、地震波のコーダ部分に誘発されたイベントから輻射された波が入り込んでくる可能性がある。上に示した例の場合では、明らかに両者の卓越周波数が異なるために分離は容易であり、また誘発されたイベントからの波の振幅も比較的小さかったため、受動的な散乱体と当現象とを区別するにあたり困難なことは殆ど無かつた。

## 参考文献

- Miyazawa M., I. Nakanishi, Y. Sudo and T. Ohkura (2005), Active response involving frequent tremors at Aso volcano to teleseismic waves from 1999 Chi-Chi earthquake, *JVGR.*, **147**, 173-186.
- Miyazawa M. and J. Mori (2005), Detection of triggered deep low-frequency events from the 2003 Tokachi-oki earthquake, *GRL* **32**, L10307, doi:10.1029/2005GL022539.
- Miyazawa M. and I. Nakanishi, Scattering of waves in elastic media containing passive and active cracks, *GJI* (in review)
- Miyazawa M. and J. Mori, Evidence suggesting fluid flow beneath Japan due to periodic seismic triggering from the 2004 Sumatra-Andaman earthquake, *GRL* (in review).

# 高周波数 S 波エンベロープのピーク遅延時間解析に基づく 速度ゆらぎの空間分布推定法と東北日本弧への適用

高橋努<sup>[1]</sup>・佐藤春夫<sup>[1]</sup>・西村太志<sup>[1]</sup>・小原一成<sup>[2]</sup>

[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

1Hz 以上の高周波数領域では、不均質媒質中を伝播する地震波は伝播距離の増大とともに主要動継続時間が増大する。これまでの直達波エンベロープの研究により、東北日本弧背弧側のランダムな速度ゆらぎは前弧側に比べて短波長成分に富むと考えられてきた[Obara and Sato (1995), 斎藤・他(2001)]。しかし稠密な観測データの詳細な解析から、S 波エンベロープはその波線経路に強く依存し、火山フロントを境とした分類では不十分であることがわかった。本研究では、速度ゆらぎが空間的に非一様に分布するランダム媒質中をパルス波が伝播するモデルを考え、S 波初動着信から最大振幅までの遅延時間（以下、ピーク遅延時間）がどのように速度ゆらぎのスペクトルに支配されるかを明らかにした。それを基に、ランダムな速度ゆらぎスペクトルの空間分布推定法を新たに構築し、東北日本弧で観測された微小地震のピーク遅延時間に適用した。

## ■ データ

本研究では、防災科学技術研究所の高感度地震観測網 Hi-net の速度波形記録を用いた。対象とした地震は 2001 年 1 月から 2003 年 8 月までに沈み込む太平洋プレート周辺で発生した 393 個である。震源の深さは 35km より深いものとし、地震の規模は M2.3 から M5.5 とした（図 1）。震源距離は 100-250km の範囲内とし、観測点数は 262 個、波線数は 11,007 である。震源位置は気象庁の一元化震源を用いた。4-8Hz, 8-16Hz, 16-32Hz の水平動二成分の速度波形エンベロープを解析対象とし、ピーク遅延時間は S 波到達から 30s の時間窓の中で最大振幅を示す時刻を読み取り測定した。背弧側の観測点では強い減衰や散乱の影響で高周波数の S 波が P 波のコーダ波に埋もれる場合があり、そのようなデータは目視により除外した。

## ■ 観測波形の特徴

図 2 に東北地方北部で観測された 4-8Hz, 16-32Hz のエンベロープを示す。岩手山付近や八甲田山から白神山地にかけての東西の火山列付近を伝播する経路で高周波数ほどピーク遅延時間が大きく、その周辺を伝播する経路でピーク遅延時間が小さい。同様の傾向が北海道から関東の第四紀火山群下（標津岳・大雪山・有珠山・北海道駒ヶ岳・八甲田山・岩手山・栗駒山・蔵王山・磐梯山・那須岳・日光白根山）付近で見られ、火山群と火山群の間だけを伝播する経路では背弧側でもピーク遅延時間が小さい。また火山フロントの前弧側では、日高西部地域に全周波数帯でピーク遅延時間が大きくなる領域が存在する。

## ■ 速度ゆらぎが空間的に非一様な媒質中のピーク遅延時間

von Kármán 型のパワースペクトル密度をもつランダムな速度ゆらぎが空間的に一様に分布する場合のピーク遅延時間は、マルコフ近似にもとづく球面波エンベロープの解より、

$$t_p = B \cdot f^{2A-4} \cdot r^A \quad (1)$$

と書くことができる[Saito et al. (2002)]。この一様媒質中におけるピーク遅延時間の評価式を非一様な場合に拡張する。その手法の概要を図 3 に示す。ここでは最も簡単な場合として、異なる二つの速度ゆらぎを持つ

媒質中を地震波が伝播する場合を考え、震源から距離  $R_1$  までは速度ゆらぎのパワースペクトル密度が  $A_1$  と  $B_1$  で特徴づけられる媒質 1 を伝播し、そこから距離  $R_2$  だけ  $A_2$  と  $B_2$  で特徴づけられる媒質 2 中を伝播して観測点に到達するものとする。このときピーク遅延時間だけに着目すると、媒質 1 を伝播してピーク遅延時間が  $t_p^{(1)}$  となり媒質 2 を伝播する過程は、媒質 2 を距離  $R'_1$  だけ伝播しピーク遅延時間が  $t_p^{(2)}$  となり、さらに距離  $R_2$  だけ媒質 2 を伝播するという一様媒質の伝播に置き換えることができる。波線経路に沿ってランダム媒質が変化する任意の場合には、震源から順に同様の置換を繰り返すことでピーク遅延時間を得ることができる。図 4 に、空間非一様な速度ゆらぎを持つランダム媒質においてモンテカルロシミュレーションにより得られたピーク遅延時間（黒四角）と、上述の手法で得たピーク遅延時間（赤線）を比較する。構造の境界での距離依存性の折れ曲がりやその後の距離依存性など非常によい一致を示す。

## ■ インバージョン解析

対象領域を多数の微小ブロックに分割し、各ブロックごとのパラメータ  $A$  と  $B$  を未知数としたピーク遅延時間のインバージョン解析を行う。式(1)に見られるように、解くべき問題は非線形である。本研究では、遺伝的アルゴリズム(GA) [Holland (1975)]と Neighbourhood Algorithm [Sambridge (1999)]を用いたランダムサーチにより、観測されたピーク遅延時間をよく説明する最適な  $A$  と  $B$  の構造を推定する。

本研究では、GA での適合度に以下の目的関数  $S(\mathbf{A}, \mathbf{B})$  の逆数を用いる。目的関数  $S(\mathbf{A}, \mathbf{B})$  は、ピーク遅延時間の観測値と理論値の残差二乗和にモデルパラメータの平滑化拘束条件を加えたものとして、

$$S(\mathbf{A}, \mathbf{B}) = \sum \left( t_p^{\text{obs}} - t_p^{\text{calc}} \right)^2 + w_A \nabla^2 \mathbf{A} + w_B \nabla^2 (\log \mathbf{B}) + w_p \nabla^2 (\log \text{PSDF}(\mathbf{A}, \mathbf{B}; k=15\text{km}^{-1})) \quad (2)$$

と定義した。(2)式の第二項、第三項はそれぞれパラメータ  $\mathbf{A}$  および  $\mathbf{B}$  の水平面内におけるラプラシアンを表す。 $A$  はスペクトルの勾配に直接関係し、 $B$  はパワースペクトル密度の低波数極限に強く依存する。 $\text{PSDF}(\mathbf{A}, \mathbf{B}; k=15\text{km}^{-1})$  は速度ゆらぎの相関距離  $a=5\text{km}$  と仮定して得られる S 波の 10Hz 付近に対応する波数  $k=15\text{km}^{-1}$  におけるパワースペクトル密度を表し、第四項は短波長域におけるパワースペクトル密度に対する平滑化の拘束条件を意味する。平滑化の重み係数  $w_A$ ,  $w_B$ ,  $w_p$  は試行錯誤的に決め、 $w_A=2000$ ,  $w_B=2$ ,  $w_p=0.75$  とした。インバージョンにおける初期構造はランダムに生成し、十分に解が収束した時点における適合度の最も高いパラメータセットを最終解とした。

図 5 にインバージョンの結果を示す。 $A$  の値から求められるスペクトルの勾配を規定する  $\kappa$ 、 $\kappa$  と  $B$  を用いて得られる  $\epsilon^{2(\rho-1)}a^{-1}$ 、速度ゆらぎの相関距離  $a=5\text{km}$  と仮定して計算した波数  $k=15\text{km}^{-1}$  におけるパワースペクトル密度を示す。深さ 20-40km において、第四紀火山群下や日高西部では周辺より大きなパワースペクトル密度が推定された。 $\kappa$  の値は、第四紀火山群下で周辺に比べ小さく、日高西部地域は周囲と同程度の値を示した。また深さ 40-60km では、岩手山から八甲田山にかけての領域と蔵王山から磐梯山にかけての領域、そして日光白根山付近で特に大きなパワースペクトル密度が推定された。

## ■ 議論

本研究で得られた結果を Nakajima et al. (2001)の走時トモグラフィの結果と閑根・他(2004)の減衰構造と比較した結果、以下の特徴が明らかになった。第四紀火山群下の深さ 20-40km で推定されたパワースペクトル密度が周囲に比べて大きな領域は、走時トモグラフィで得られた高 Vp/Vs の領域と分布が類似する。しかし  $Q_s$  値は背弧側でほぼ一様に強い減衰を示し本研究の結果との明瞭な対応は見られない。深さ 40-60km では、 $Q_s$  値が小さく減衰が強い領域が、パワースペクトル密度および Vp/Vs の大きな領域とほぼ対応している。東北日本弧の火山群下に見られる高 Vp/Vs の領域には、メルトを含むクラックの存在が指摘されており、その

ような媒質は単純に低速度であるというだけではなく、地震波伝播速度の不均質性が強いと推察される。また、日高西部に見られる速度ゆらぎの大きな領域の大部分は、地震活動が非常に活発な領域と対応しており、地震活動に伴うクラック形成により弾性定数が不均質に変化している可能性を示唆している。

## ■ 結論

本研究では、微小地震で観測される高周波数 S 波のエンベロープ拡大をピーク遅延時間で特徴づけ、その経路依存性を明らかにした。また、ランダムな速度ゆらぎが空間非一様に分布する場合のピーク遅延時間と速度ゆらぎのスペクトルとの関係を明らかにし、その結果を基にピーク遅延時間のインバージョン解析法を新たに提案した。この手法により、稠密なアレイ観測の記録を用いずにランダムな速度不均質の三次元構造を推定することが可能となった。東北日本弧では速度ゆらぎのパワースペクトルと速度構造や減衰構造の関係が明らかになり、今後地下の物質の状態を新たな側面から解釈することが可能になると考えられる。

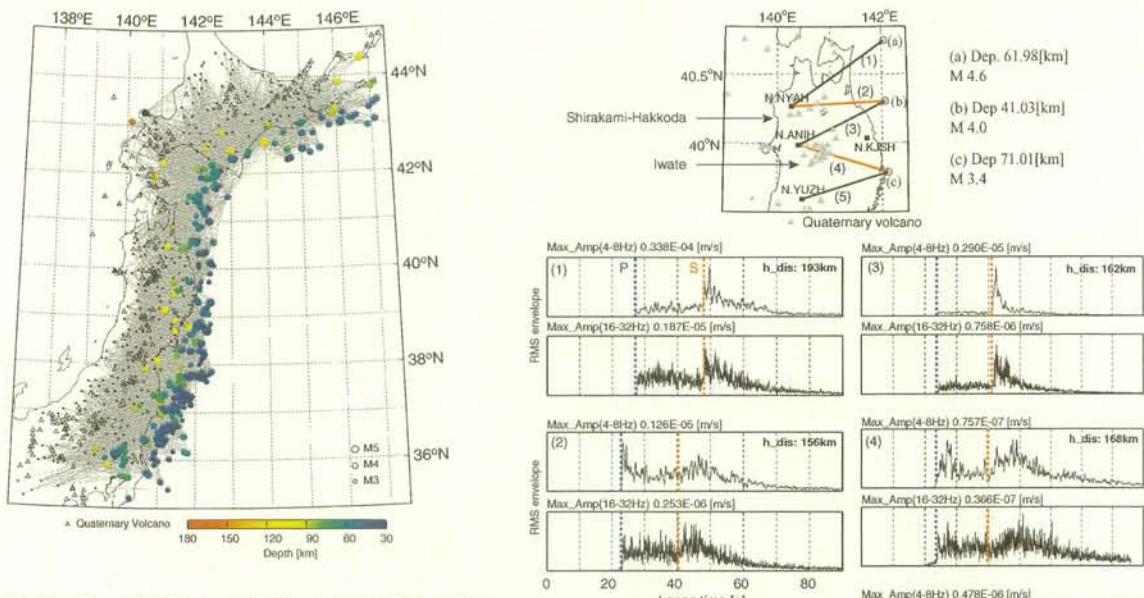


図 1 解析に用いる観測点（黒点）および地震の震央

（丸）分布、灰線は波線経路を表す。

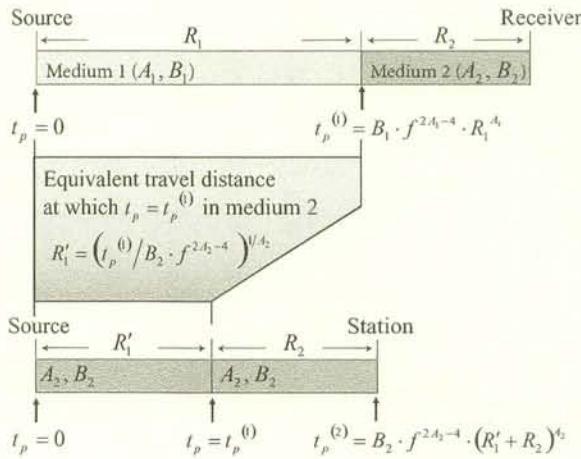


図 3 ランダムな速度ゆらぎが空間非一様に分布する媒質におけるピーク遅延時間の評価方法の概念図。

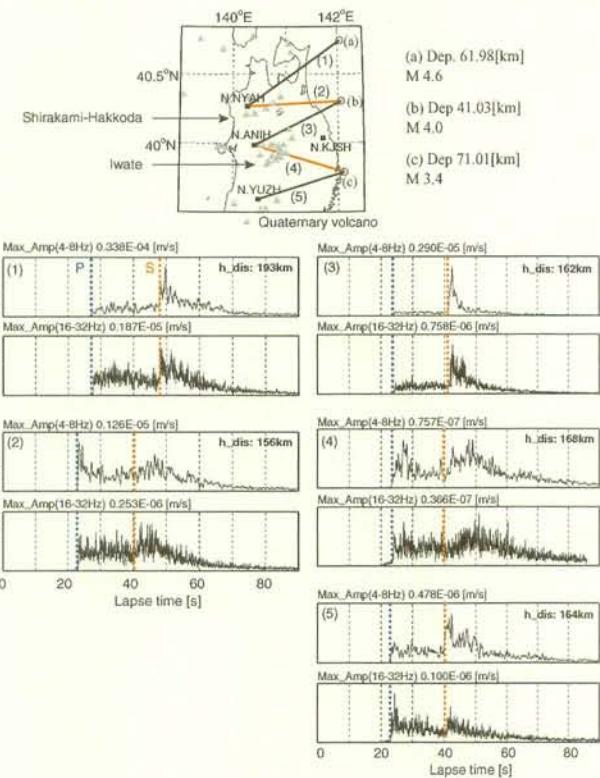


図 2 高周波数 S 波エンベロープの経路依存性。波線経路(1-5)を伝播する地震波の RMS エンベロープ (4-8Hz, 16-32Hz) を示す。高周波数帯でピーク遅延時間が比較的大きい伝播経路を赤線で示す。エンベロープ枠右上の数字は震源距離を表す。

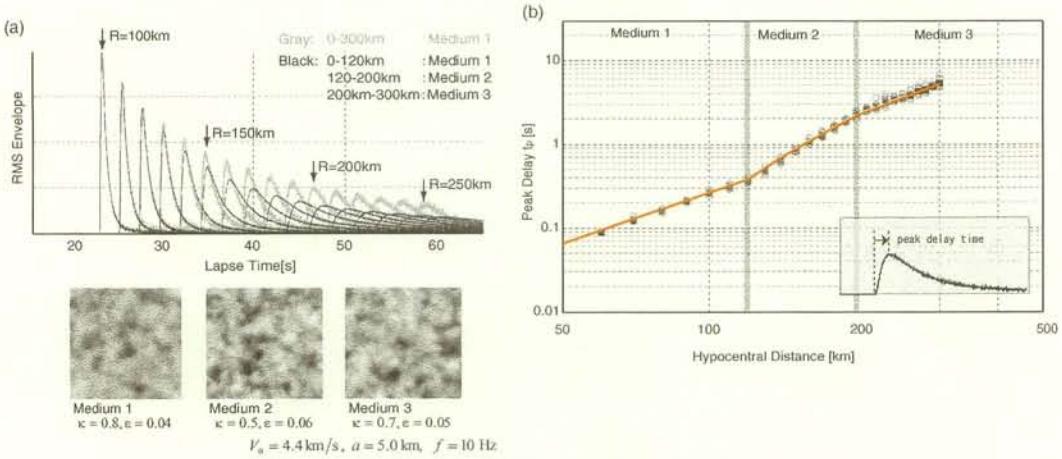


図 4 ランダムな速度ゆらぎが空間非一様に分布する媒質におけるスカラー波のピーク遅延時間の伝播距離依存性。10Hz の地震波が震源から 120kmまで Medium 1 中を伝播し、その後 120kmから 200kmまで Medium 2 を、200kmから 300kmまで Medium 3 を伝播する場合の例を示す。(a) 非一様媒質中のエンベロープ(黒)と Medium 1 が一様に分布する場合のエンベロープ(灰)を示す。(b) 非一様媒質でのエンベロープのピーク遅延時間の距離に対する変化を示す。赤線が本研究で構築したピーク遅延時間の評価方法を用いて得られた結果、黒四角がモンテカルロシミュレーションにより得られた結果を表す。

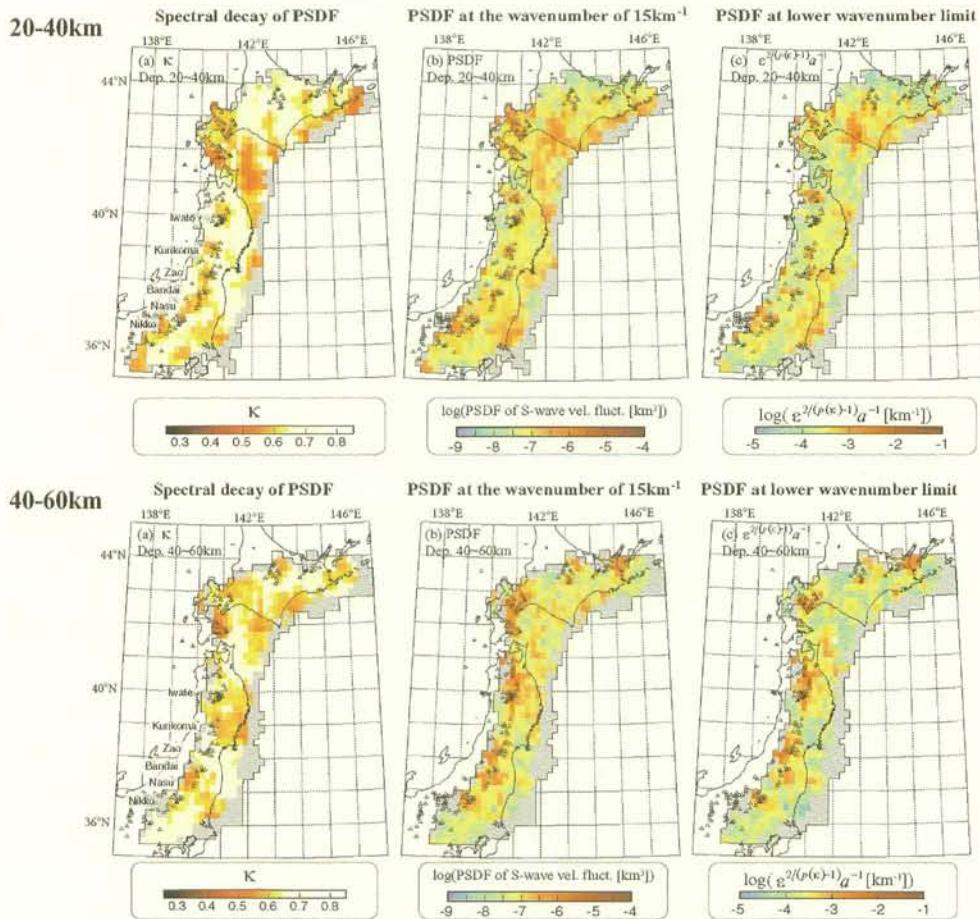


図 5 インバージョンにより推定された深さ 20-40km, 40-60km におけるランダムな速度ゆらぎのパワースペクトルの空間分布。(a) 短波長域におけるスペクトルの勾配を表す  $\kappa$ , (b) 波数  $10 \text{ km}^{-1}$  におけるパワースペクトル密度, (c)  $\epsilon^{2/(p-1)} a^{-1}$  の分布を示す。△は第四紀火山を表す。

# 走時トモグラフィ解析と走時残差

## —地下構造推定における決定論的・確率論的アプローチの融合に向けて—

齊藤 竜彦（産総研・学振）・西澤 修・横田 俊之（産総研）

### 1. はじめに

走時トモグラフィ解析は優れた地下構造探査法であるが、その分解能は観測点・震源配置や地震波の波長によって強く制限され、推定される構造は少なくとも地震波長よりも長いスケールの不均質構造（長波長構造）となる。一方で、実際の地下には波長よりも短いスケールの不均質構造（短波長構造）も含まれている。短波長構造を含む媒質の波動伝播を理解するためには確率論的アプローチが有効であり、これを基に波形解析することで短波長構造の統計的性質が推定されてきた (Sato & Fehler 1998 等)。

本研究では、決定論的アプローチと確率論的アプローチの合理的な融合による地下構造推定法の開発に向けて、広帯域の地下不均質構造をもつ媒質中における走時トモグラフィ解析とそこから得られる走時残差の性質を、数値シミュレーションによって調べる。さらに、この結果を基に、人工地震探査実験で取得した走時を解析し、実際の地下不均質構造の推定を試みる。

### 2. 広帯域構造

地下の速度不均質構造  $V(\mathbf{x})$  が長波長構造  $V_0(\mathbf{x})$  と短波長構造  $\xi(\mathbf{x})$  の重ね合わせで表される広帯域構造であると考える、

$$V(\mathbf{x}) = V_0(\mathbf{x})[1 + \xi(\mathbf{x})].$$

このとき長波長構造  $V_0(\mathbf{x})$  は決定論的に与えられるものとする。本研究では、図 1 に表示した速度不均質構造を  $V_0(\mathbf{x})$  として用いる。一方、短波長構造はランダム関数  $\xi(\mathbf{x})$  によって確率論的に与える。このとき、速度ゆらぎ  $\xi(\mathbf{x})$  の自己相関関数  $R(\mathbf{x}) = \langle \xi(\mathbf{x}' + \mathbf{x})\xi(\mathbf{x}') \rangle$  の形状によって、その統計的性質が規定される。本研究では、空間一様・等方なガウス型自己相関関数で表される短波長構造を考える。ガウス型自己相関関数は、速度ゆらぎの RMS 値  $\epsilon$  とゆらぎの特徴的な空間変動スケールを表す相関距離  $a$  によって、

$$R(\mathbf{x}) = \epsilon^2 \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{a^2}\right) \quad (1)$$

と与えられる。例として、異なる短波長構造をもった広帯域構造を、図 2 (a), (c) に示す。長波長構造は (a), (c) ともに共通であるために、大局的な構造に似たパターンがみられる。しかし、(a) の方がより短波長成分が豊富であるために、速度値が小さい空間スケールで変動する。

### 3. 広帯域構造と走時トモグラフィ解析

広帯域構造に対する走時トモグラフィ解析の有効性を、数値シミュレーションを利用して調べる。広帯域構造中に坑井間トモグラフィを想定した観測点、震源を配置し(図 2 参照)、各々の震源から観測点までの波動伝播を数値計算する。震源時間関数として卓越周波数 100Hz (波長およそ 40m) のリッカーワークを与え、波動伝播を有限差分法 (空間 4 次、時間 2 次の差分スキーム、空間グリッド間隔 2m、時間ステップ 0.24ms) によって計算する。ただし、PS 変換は考慮せず、P 波ポテンシャルの伝播を、2 次元空間で計算する。得られた合成波形記録から初動到達時刻を読み取り、これをデータとして走時トモグラフィ解析を行う。トモグラフィ解析では、Pseudo-bending 法 (Um & Thurber 1987) で波線の計算を行い、速度値の空間変化がゆるやかになるような拘束条件のもと、グリッド間隔 40m 毎の速度値をインバージョンで求めた。図 2 (a), (c) の広帯域構造に対応して、イメージングされた速度構造を、それぞれ図 2 (b), (d) に示す。もともとの広帯域構造 (図 2 a, c) は異なるが、イメージングされた結果 (図 2 b, d) は区別することができない。このことは、走時トモグラフィ解析では、長波長構造は推定することができるが、

短波長構造の違いまでは検出することができないことを意味している。

#### 4. 短波長構造と走時残差

広帯域構造中の合成波形記録から読み取った走時  $t_B$  と長波長構造中の合成波形記録から読み取った走時  $t_L$  の差  $\Delta t = t_B - t_L$  を、走時残差とみなす。走時トモグラフィ解析では検出することできなかった短波長構造の違いを検出するために、走時残差に注目する。走時残差の空間変化の様子を、自己相関関数によって統計的に調べる。走時  $t_B$  で規格化した走時残差の自己相関関数として、

$$R_{\text{Res}}(|\Delta z|) = \left\langle \frac{\Delta t(z + \Delta z)}{t_B(z + \Delta z)} \frac{\Delta t(z)}{t_B(z)} \right\rangle \quad (2)$$

を導入する。このとき、 $\Delta t(z)$ 、 $t_B(z)$  は、それぞれ深さ  $z$  に位置する観測点で得られた走時残差と走時である。 $\langle \dots \rangle$  は、深さ  $z$  に対する平均を表す。つまり、自己相関関数  $R_{\text{Res}}(|\Delta z|)$  は、観測点間の距離が  $\Delta z$  だけ離れたときの、走時残差の相関の程度を表す指標となる。観測点間隔がゼロ ( $\Delta z = 0$ ) における値は、規格された残差二乗和の値を表す。また、一般に、走時残差の自己相関関数は、観測点間隔  $\Delta z$  が離れるほど相関が落ちていく傾向がある。

次に、短波長構造の自己相関関数と走時残差の自己相関関数の関係を調べる。走時残差の自己相関関数の形状を簡略化するために 2 つのパラメータ  $\sigma_R^2$  と  $a_R$  を導入する(図 3 参照)。観測点間隔が  $0 \text{m} < |\Delta z| < 50 \text{m}$  の範囲 ( $\Delta z = 0$  のデータを含まない) における自己相関関数の値を直線で近似し、その直線によって予測される  $|\Delta z| = 0 \text{m}$  の相関関数の値を  $\sigma_R^2$  とし、相関関数の値がゼロになる観測点間隔を  $a_R$  とする(図 3 太灰線)。 $\sigma_R^2$  および  $a_R$  はそれぞれ、走時残差の大きさおよび空間変動スケールを表す指標となる。これら残差の性質を表す 2 つのパラメータ  $\sigma_R^2$  と  $a_R$  と、短波長構造を表す 2 つのパラメータ  $\epsilon$  と  $a$  の関係を調べる。短波長構造は統計的に表されるため、ある  $\epsilon$  と  $a$  の組み合わせに対して、30 通りの実現値からなる短波長構造のアンサンブルを作成し、それぞれの自己相関関数から得られるパラメータ  $\sigma_R^2$  と  $a_R$  のアンサンブル平均をとる。図 4 に得られた  $(\epsilon, a)$  と  $(\sigma_R^2, a_R)$  の関係をプロットする。図より、短波長構造の相関距離  $a$  が大きくなればなるほど走時残差の空間変動スケール  $a_R$  が大きくなり、また、短波長構造のゆらぎの大きさ  $\epsilon$  が大きくなるほど走時残差の残差二乗和  $\sigma_R^2$  が大きくなる傾向がある。この図は、走時残差の自己相関関数から、短波長構造の平均的性質を推定できることを意味している。

#### 5. 議論：坑井間トモグラフィデータへの適用

大分県湯坪地域で 2 本の坑井を利用した人工地震探査実験が行われた。このときの震源・観測点配置は図 1 のものと同じである。得られた波形記録から、走時を読み取り、既に述べた走時トモグラフィ解析と同様の方法、パラメータで、トモグラフィ解析を行った。その結果を図 1 に示している。図 1 は、湯坪地域の地下不均質構造の長波長構造といえる。この長波長構造(走時トモグラフィ解析の結果)を用いて数値計算した波形記録から読み取った走時  $t_L$  と観測走時から、走時残差の自己相関関数を求める。得られた走時残差の自己相関関数を図 3 に示す。数値シミュレーションからの予測と同様、観測点間の走時残差には相関があり、その相関は観測点間距離が離れるに従って減少していく。例えば、この相関関数の形状と図 4 を用いて、短波長構造の統計的性質を推定すると、短波長構造は、 $\epsilon = 3\text{-}4\%$ 、 $a = 20\text{-}30\text{m}$  程度で表されるガウス型自己相関関数となる。推定値に関して、以下の点を注意する必要がある。

本研究の数値シミュレーションは 2 次元空間で行っているのに対し、実際は 3 次元空間の波動伝播である。2 次元と 3 次元では、短波長構造による波動場の散乱現象が定量的に異なることが予想されるので、より厳密な推定値を得るためにには 3 次元空間での波動伝播シミュレーションが必要となる。また、短波長構造の推定値は、長波長構造のイメージングの結果に依存する。今後より信頼性のある結果を得るためにには更なる解析方法の工夫が必要であり、そのためには、長波

長構造に短波長構造が加わった媒質中における波動場のふるまいを良く理解することが重要である。

## 6. 結論

2次元空間の波動伝播数値シミュレーションによって、以下の結論を得た。 (i) 長波長構造と短波長構造からなる広帯域構造に対して、走時トモグラフィ解析は長波長構造をイメージングすることはできるが、短波長構造の違いを区別することはできない。 (ii) 短波長構造の統計的性質は、走時残差の空間自己相関関数に反映される。短波長構造の空間変動スケールが大きいほど、走時残差の空間変動スケールは大きく、短波長構造の強さが強いほど、走時残差の二乗平均値は大きくなる。これらの知見を基に、大分県湯坪地域で実施した人工地震探査実験データの解釈を試みた。まず、坑井間トモグラフィ解析により長波長構造をイメージングした。さらに、理論走時と観測走時の残差の空間変化を調べた。走時残差はとなりあう観測点間で無相関ではなく、観測点間距離が離れるに従って、相関が減少していく傾向がある。このような走時残差の自己相関関数の特徴は、イメージングされた構造に短波長構造を重ね合わせることで説明可能である。2次元シミュレーションの結果を利用すれば、短波長構造の統計的性質は、 $\epsilon = 3\text{-}4\%$ 、 $a = 30\text{m}$ 程度以下で表されるガウス型自己相関関数と推定される。

これまでの研究では、インバージョン法の性能を評価する際、フォワードモデリングされた値に空間的に無相関な誤差を加えることによって合成記録が作成されてきた。また、インバージョンにおいて残差の相関を考慮した信号処理技術はあるものの、残差相関の物理的解釈に関してはあまり注意が払われてはいなかった。それに対し、本研究の結果は、実際に得られる走時残差には空間的に相関があり、これは地下の短波長構造を考えることによって物理的に解釈ができるこことを示している。「長波長構造の決定論的インバージョン」と「短波長構造の統計的推定」は独立に発展してきたが、両者を結びつけていく研究も重要なと考える。

## 謝辞

本研究には、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の「断裂型貯留層探査法開発」プロジェクトにおける湯坪地域弾性波トモグラフィデータ（1992年）を使用しました。

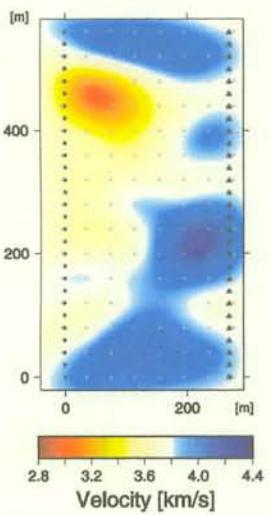


図 1. 決定論的に与える長波長構造. 大分県湯坪地域で行われた人工地震探査実験データの走時トモグラフィ解析によって取得. ●は震源を, ▲は観測点を表す. トモグラフィ解析におけるグリッドは 40m 間隔毎に配置 (灰色点).

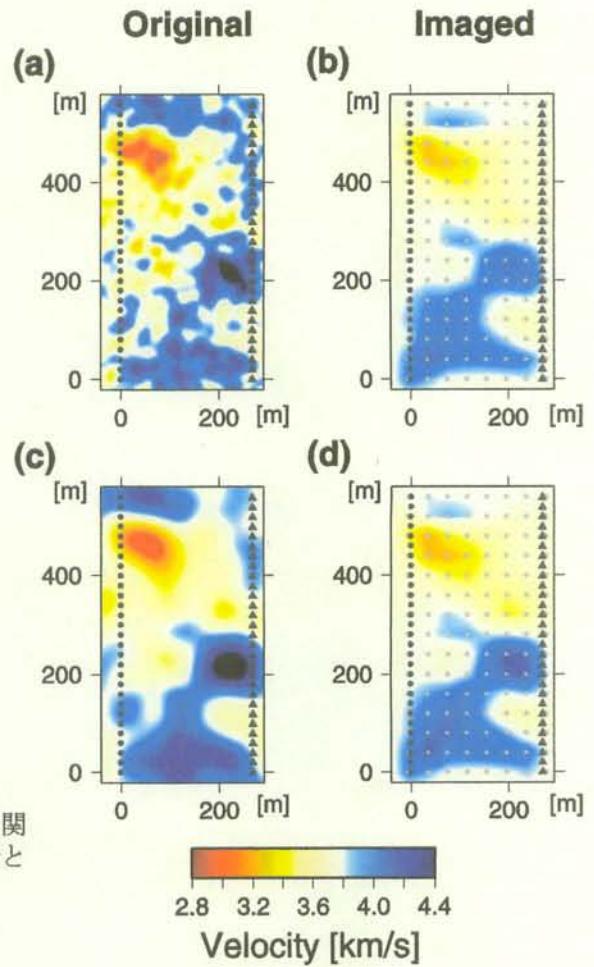


図 2. 合成した広帯域構造 (a), (c) と復元された構造 (b), (d).  
(a)は, 図 1 の長波長構造と  $\varepsilon = 4\%$ ,  $a = 20\text{m}$  のガウス型自己相関関数で表される短波長構造より合成. (c)は, 図 1 の長波長構造と  $\varepsilon = 4\%$ ,  $a = 60\text{m}$  で表される短波長構造より合成.

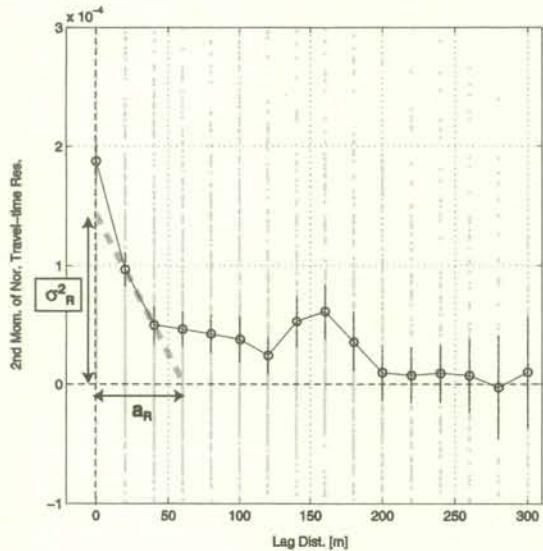


図 3. 人工地震探査実験より得られた規格化された走時残差の自己相関関数. 横軸は, 観測点間隔  $\Delta z$  を示し, 縦軸は規格化された走時残差の 2 次モーメント (自己相関関数を示す). 式 (2) の値を○で示し, エラーバーはブートストラップ法で評価.

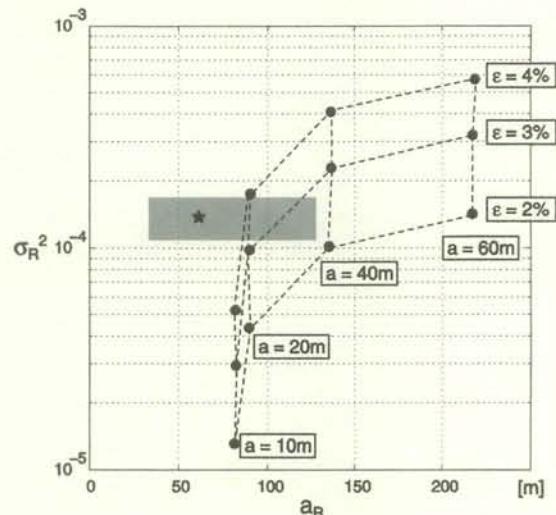


図 4. 短波長構造を表すパラメータ ( $\varepsilon$ ,  $a$ ) と走時残差の自己相関関数を表すパラメータ ( $\sigma_R^2$ ,  $a_R$ ) との関係. 2 次元の波動場シミュレーションより作成. 人工地震探査実験のデータより得られた ( $\sigma_R^2$ ,  $a_R$ ) の値を☆印で, その推定の範囲を灰色で示す.

## ACROSS-小アレイを用いたプレート間反射波検出の試み

生田領野・渡辺俊樹・相馬知征（名古屋大学）

### 1. はじめに

2000 年以降、東海地方直下において浜名湖下でのスロースリップイベント、30~40km のプレート境界等深線に沿って帯状に分布する深部低周波微動が注目されている。スロースリップイベントは繰り返し辺長測量(木股・山内 1998) の結果から 2000 年以前にも起こっていた可能性が議論されており、数年から 10 数年おきに間断的に起こっていることが示唆される。また深部低周波微動は数ヶ月おきに活発になり、さらにそれに同期して小規模なスロースリップイベントが発生していることが明らかになっている(廣瀬・小原 2005)。

フィリピン海プレートの上面で起こっていると考えられるこれら時間変化する地震活動、地殻変動が一体何に起因するものであるのか、地殻変動や地震など境界面から発せられる信号を用いるのみでなく能動的な地震波信号を用いて監視できれば、その反射波、透過波の時間変化と地震活動、地殻変動の時間変化を関連づけることで、海洋プレート沈み込みに伴う水の循環や物質の移動、それらの地殻活動が次の巨大地震発生に与える影響を考察する上で大変重要な知見を与えると考える。

### 2. ACROSS 東海監視

名古屋大学、東京大学と JAEA 東濃地科学センターのグループは 2004 年末から東海地域において、精密制御定常震源システム (ACROSS) を用いた長距離試験観測を開始した(図 1)。観測対象地域である愛知県東部および静岡県西部では、2001 年の中日本縦断測線爆破探査によってプレート界面からの反射波と思われる波群が検出されている(Iidaka et al, 2003)。またこの測線に沿った Hi-net 観測点の記録からは岐阜県土岐市(東濃)に建設されたアクロス震源装置からの直達波および、未同定の後続波群が検出されている(吉田ほか, 2004)。これらの結果を受けて 2006 年度から、名古屋大学と気象研究所によりそれぞれ愛知県豊橋市と静岡県森町に移設、新設された ACROSS 震源装置と地震計アレイを用いてプレートからの反射波を検出し、さらにその特性の時間変動を検出する計画が実行中である。

本研究ではこれらの計画に先立ち、アレイによる ACROSS 信号の観測ノウハウの蓄積とアレイ観測に適したサイトの選定とを目的に、愛知県鳳来町において 9 ヶ月間の観測を行なった。結果、現在の震源アレイの配置では明瞭なフィリピン海プレート上面での反射波と判定される波群は検出できなかったものの、アレイ敷設に適したサイトの選定と、観測時間に対する信号振幅、位相変化の分解能の目安となる貴重なデータが得られた。

### 3. 観測

#### 3-1. ACROSS 信号の送受信

東濃地科学センターでは 2002 年末から岐阜県土岐市に設置された精密制御定常震源システム (ACROSS) の震源装置を稼動し継続的に試験送信を行なっている(國友・熊澤, 2005)。ACROSS 震源装置は鉛直軸に対して偏心した錘をサーボモータで回転させ、遠心力により弾性波信号を発生する。この時、発生力は水平面内で回転するシングルフォースである。信号は約 10 から 20Hz の周波数を 50 秒周期で連続的にスイープする FM 送信を行っている。これにより送信点 (ACROSS 震源装置) での励起から 50 秒以内に観測点に到達する信号 (地震波) をエイリアシングせず識別することができる。また 1 時間ごとにその回転方向を反転する運転を行なっており、正・逆回転するシングルフォースの観測データを位相をずらして足し合わせることによって、擬似的に水平面内の任意の方向の直線加振に対する受信点の応答を取得することができる。

受信点は送信点距離 57km、防災科技研 Hi-Net 凤来観測点 (N. HOUH) のある愛知県民の森に 12 点からなる南北に長い小アレイ (アレイ長約 2km) を構成した。このサイトは設楽火山岩体の上

に位置しており、全域でフレッシュな流紋岩質凝灰岩の路頭が見られ、地下構造は比較的均質であると思われる。また Hi-net の記録を見ても人為ノイズが少なくノイズレベルが低い場所である。地震計は 2Hz, 3 成分、MarkProducts L22D を用い、40dB プリアンプを通して LS-7000 (AD 精度 17bit) で連続収録した、電力供給には太陽電池パネルを用いた。

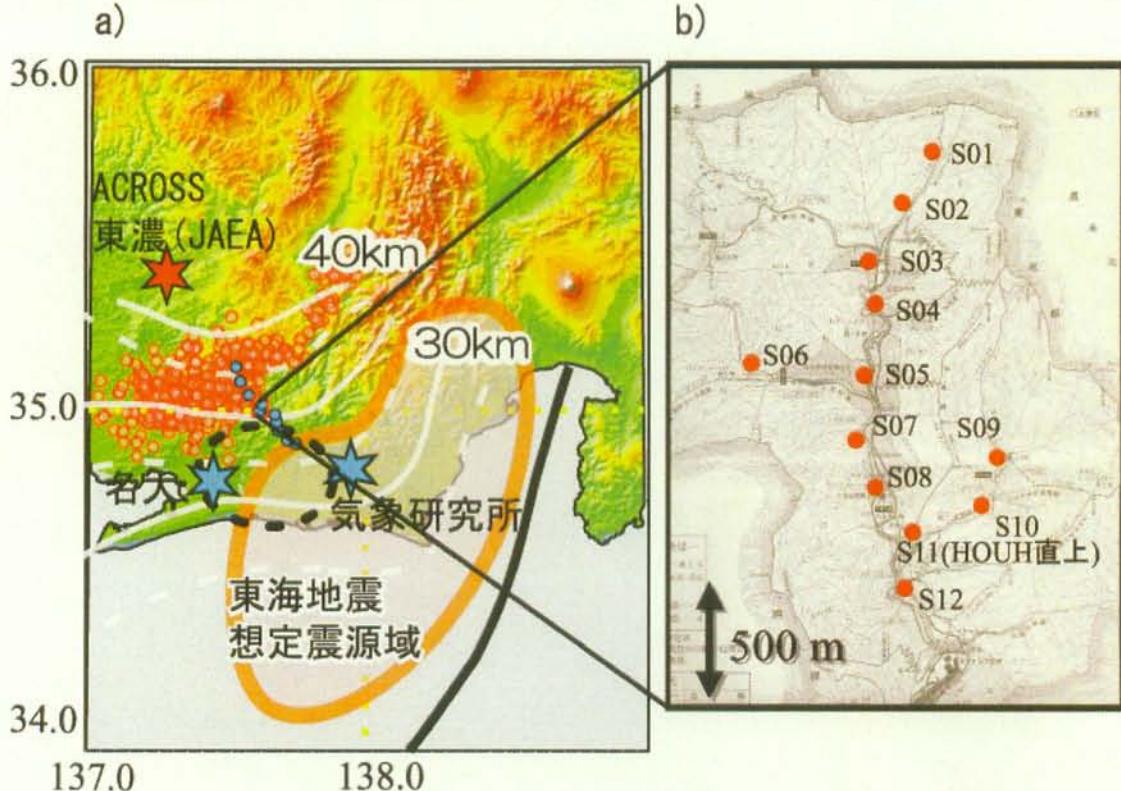


図 1. サイトマップ a) 東海地域の地殻活動と既設、新設の ACROSS 震源装置。赤○；JMA による低周波地震震央、赤★；東濃 ACROSS 震源装置、青★；名大、気象研究所の新設 ACROSS 震源装置。等深線(白抜き線)；フィリピン海プレート上面の等深線(山崎、大井田 1985 より)。青●；名大、東濃地科学センターによる地震計測線。b) 愛知県鳳来町に敷設した地震計小アレイ。150 から 200m 間隔で 12 点を設置した。アレイ要素間の高度差は最大 87m。

### 3-2. 受信信号処理

各地震計アレイ要素による記録は以下の手順で処理を行い震源-各要素での伝達関数を算出した。

1. 連続波形を 200 秒毎に区切ってフーリエ変換→信号成分は  $1/50\text{s}^{-1}=0.02\text{Hz}$  おきの離散スペクトル上に分布する。それ以外の成分はノイズレベルを表す。
2. 記録を奇数時(震源装置が正回転)、偶数時(逆回転)に分け、信号に対するノイズの影響を軽減するため信号成分にノイズレベル<sup>2</sup>の重みをつけて任意の日数分をスタック。→正回転時と逆回転時 2 種類の受信信号スペクトルが得られる(図 2 は 7 ヶ月分のスタック)。
3. 正逆回転時のスペクトルに適当な位相シフトを施し互いに足す。→任意の方向の直線加振震源に対する受信信号スペクトルが得られる。
4. 震源の発生力のスペクトルでデコンボリューション(割り算)。→任意の方向の直線加振震源に対する受信点の応答(伝達関数)が得られる。

こうして得られた伝達関数の例を図 3 に示す。図 3-a) は全アレイ要素について 40 日分スタックした記録の、radial 方向の加振に対する上下動の伝達関数を並べたものである。P, S の直達波以外に、アレイ要素間でコヒーレントなフェイズがあまり見られない。図 3-b) で P 波とその後続波付近を拡大して見てみると、最初に到達する波として二つのフェイズが見える(黒矢印)。

これらは走時差から、下部地殻内の境界波と、やはり下部地殻内を通ってくる直達波であると考えられる。また、後続にも数個の近い要素内ではコヒーレントなフェイズがあるものの、全体として相関の高い波群は認められない。

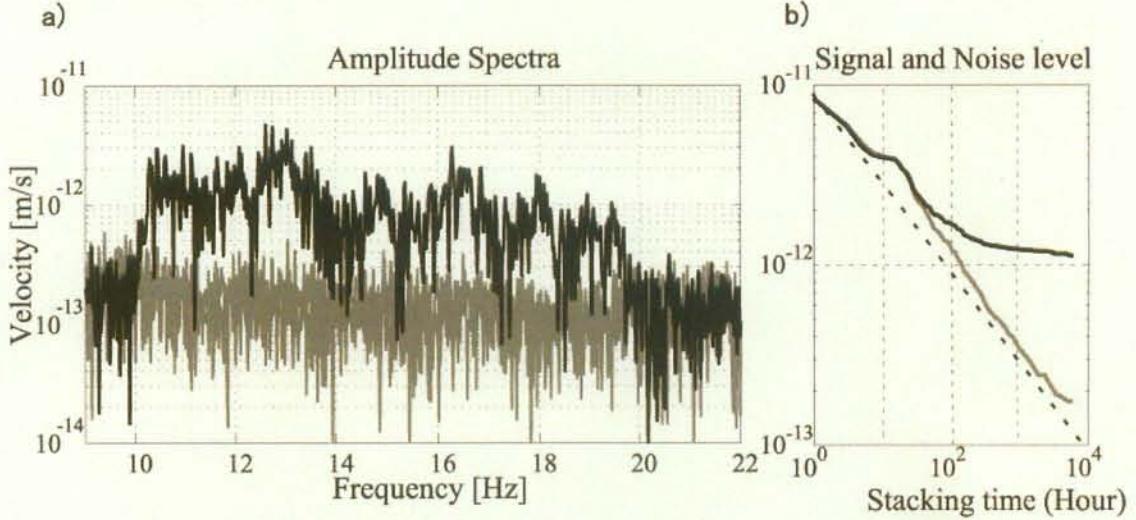


図2. アレイ要素 S08UD 成分での ACROSS 信号のシグナル、ノイズレベル。正回転時のみ。a) 7ヶ月スタック後のシグナル(黒線)、ノイズ(灰線) レベル。b) スタック時間とシグナル、ノイズレベルの推移。ノイズレベルはスタック時間の平方根(点線)に比例して減少し、シグナルレベルは30時間辺りからノイズレベルを有意に上回る様子が見て取れる。

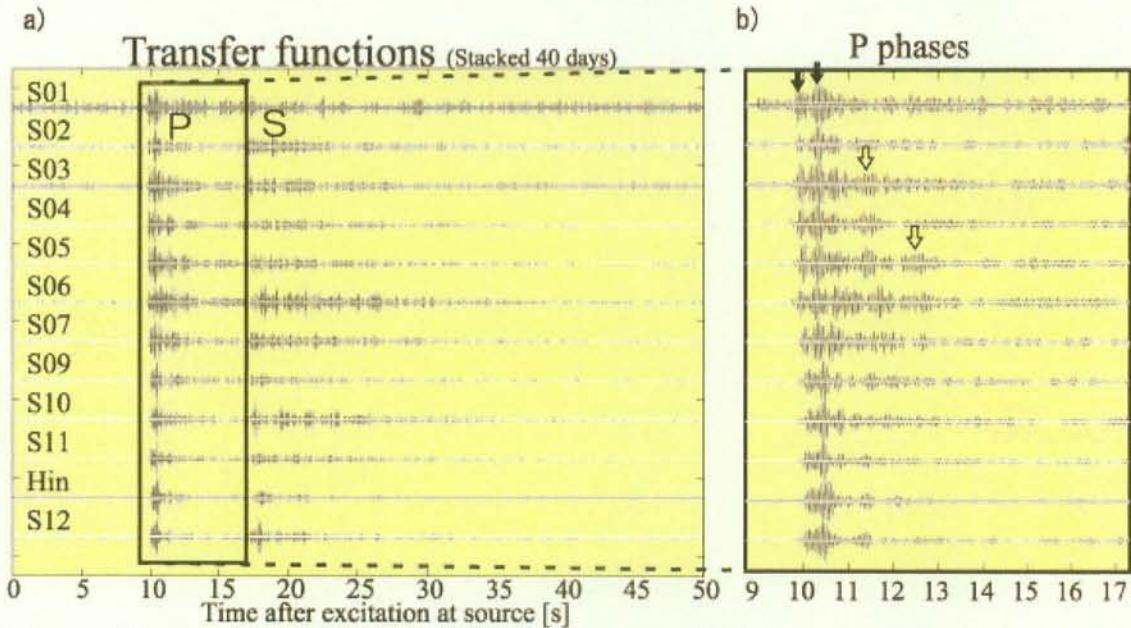


図3. 40日間スタックした全アレイ要素での伝達関数。Radial 加振震源に対する UD 成分の伝達関数。a) 50秒分の記録。各記録のゼロレベル付近のギャップ(白線)が、受信スペクトルから見積もられるノイズレベル。b) a の四角囲い部分の拡大図。

図4にはこのうちのアレイ要素 S05について15日間スタックした記録の伝達関数の時間変化を示す。9ヶ月の間、波形にほとんど変化が無く、比較的小さなフェイズもノイズの影響による一時的、偶発的なものではなく安定して有意なものであることが判る。

結論として、各要素間での波形の相関の低さは ACROSS 信号が一般の地震波に比べ比較的高帯

域(10から20Hz)であることによる、観測点近傍の不均質構造の影響が現れていると考えられる。

### Site-S05: Response of UD component to radial source motion

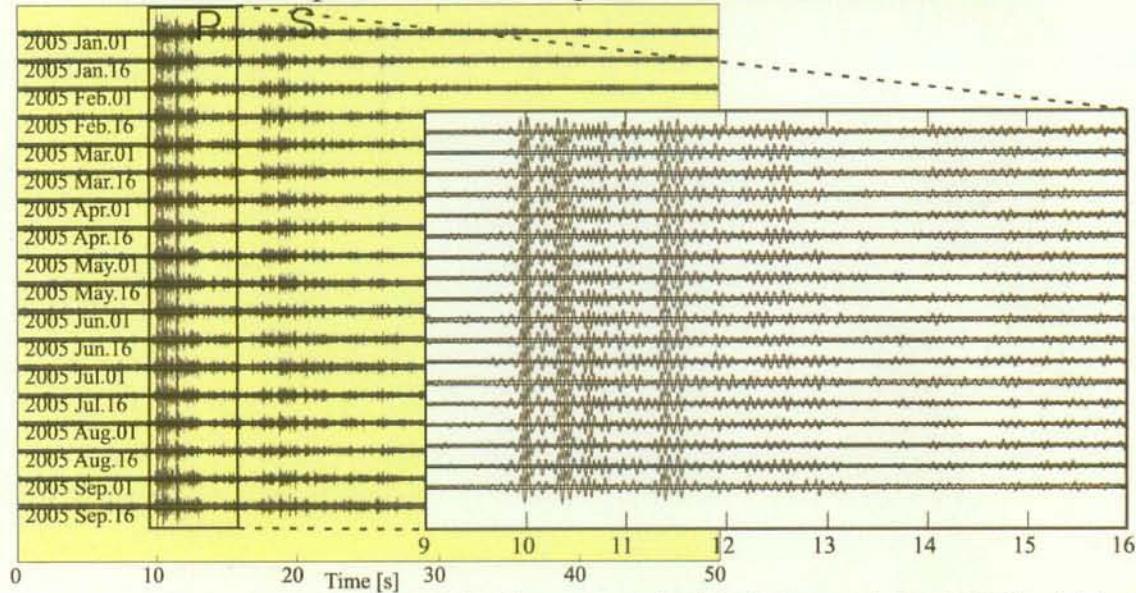


図4. 15日間スタックしたS05での伝達関数。Radial加振震源に対するUD成分の伝達関数。左側;50秒全体。主なフェイズではほとんど時間変化が見られない。右側は四角囲いのP部分のみ拡大。12秒から13秒、14秒付近と15秒付近の小さなフェイズも全期間を通して安定して見られる。

#### 4. アレイ解析

得られた伝達関数記録のP波部分に3次元のセンブランス解析を適用し、波の到来方向と媒質の速度を求めた。

センブランス法は、入射角、方位角、媒質の速度を仮定してそれに見合う分だけ各要素での到達時刻をシフトさせ、以下の式に従い要素間のセンブランスを計算する。ある時間ウィンドウ、ある角度と速度の組に対してセンブランスが高い時、その時刻、角度と速度でコヒーレントなエネルギーが一様に到達していることになる。

$$SE(S, t) = \frac{\sum_{i=t-W/2}^{t+W/2} \left\{ \sum_{m=1}^M f_{m,s(i)+i} \right\}^2}{M \sum_{i=t-W/2}^{t+W/2} \left\{ \sum_{m=1}^M f_{m,s(i)+i}^2 \right\}}$$

ここで、 $f_{m,s(i)}$ は $m$ 番目のアレイ要素の波形で、座標原点と要素間のベクトル上での見かけスローネス×距離を $s(i)$ とした。 $W$ は見たい波の時間窓の幅、 $M$ はアレイ要素数。ある波面が一様にアレイに到達すると、その入射仰角、方位角、速度でセンブランスが最も高くなる。

初動について0.2sのタイムウィンドウを適用して上記のセンブランス法を適用すると、P波速度を3.8km/sとした時にセンブランス値が最も高かった。この条件で入射角と方位角をサーチした結果を図5に示す。入射角45°、N150°Eの方位から直達波が到達していることが判る。更に後続波についてもP波初動で決めた方位角と速度を用いて入射角をサーチした結果を図6に示す。

このセンブランス解析の結果、アレイ直下のP波速度を3.8km/sとすると最もセンブランスが高く、この時初動P波は入射角45°でアレイに入射する。後続波についてはセンブランスの比較的高い波相が初動より高角な入射角で得られたが、より下方より入射していることだから反射波とは判断し難い。またこれらの波相については振幅もノイズレベルと同程度で小さいためその時間変化の議論は難しい。

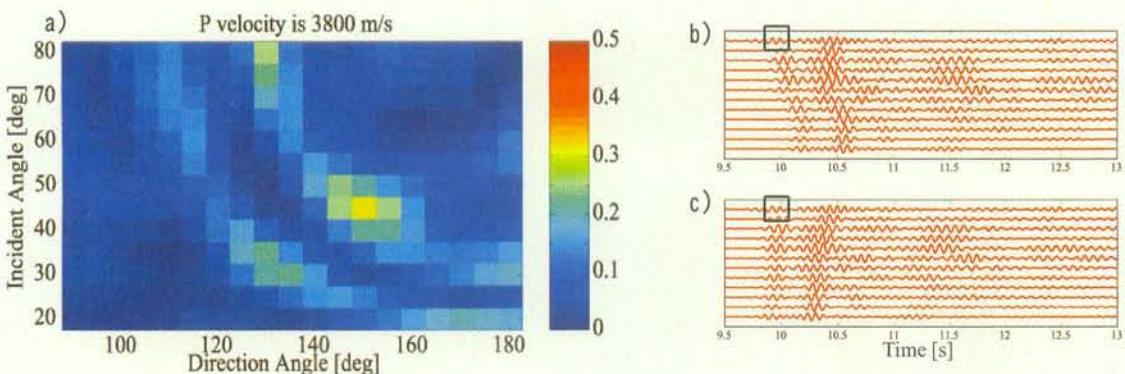


図5. センブランス法の結果. a) 媒質のP波速度3.8km/sで入射角(縦軸; 上が水平、下が垂直), 方位角(横軸)をグリッドサーチした結果、入射角45°, 方位角145°で最もセンブランスが高くなった. b) 各アレイ要素での操作前の伝達関数. 四角は注目した時間窓(幅0.2秒). c) b)の波形をa)の最大センブランスをとるパラメターに従って到達時刻をシフトさせたもの. 初動部分が直線上に良く揃っている.

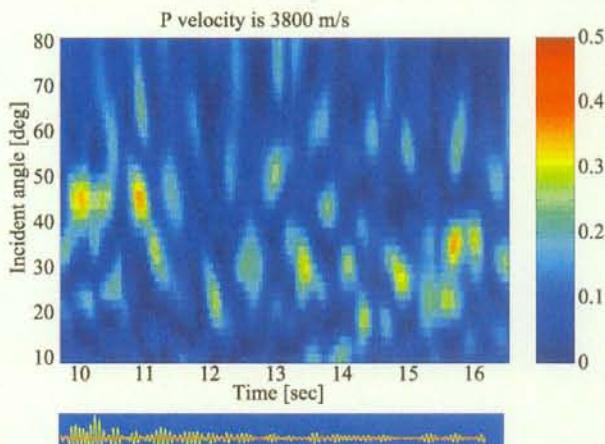


図6. センブランス法の結果. 上) 媒質のP波速度3.8km/s、方位角145°(震源方向から入射)で固定し、タイムウインドウをずらして入射角をグリッドサーチした結果. 後続のコーヒーレントなフェイズは全て初動より急な角度で入射しているのが判る. 下) 各時刻に対応したS01での伝達関数.

## 5. 考察

アレイ要素の高低差を考慮した三次元のセンブランス法により、媒質のP波速度、入射角、方位角が尤もらしい値で求まった。またこの際P波初動は良く揃っており(図5-b, c)，このサイトではアレイ直下の媒質がほぼ一様な速度構造を持っていることが示唆される。しかしそれぞのアレイ要素の伝達関数では後続波の様相は大きく異なっており、このスケール(波長200~400m)の地震波がごくローカルな不均質構造(波群としての速度ではなく散乱体か)に非常に敏感であることが示唆される。本観測の震源装置-観測点の位置関係では大振幅の反射波は検出されなかったが、15日間のスタックによる伝達関数では、震源距離57kmの本サイトで直達P波がノイズレベルの10倍程度の振幅で安定して観測できている(図4)。今回の震源装置-観測点の位置関係では大振幅の反射波は検出されなかつたが、この程度の振幅の反射波が検出された場合には振幅の10%程度の変化を15日の時間分解能で検出可能である。

〈謝辞〉 本研究では日本原子力開発機構東濃地科学センター國友孝洋氏によるACROSS試験送信の信号を観測解析した。安定した信号送信のご努力に記して感謝します。

## 〈参考文献〉

- 國友孝洋、熊澤峰夫、地殻・プレートの能動的常時監視のための弾性波アクロス連続送信、地球惑星科学関連学会2005年合同大会予稿集, S080-P002, 2005
- 木股文昭、山内常生、光波測距による東海地域における辺長変化(1978-1997)、地震第2輯、第51巻、229-232、1998
- 廣瀬仁、小原一成、西南日本の短期的スロースリップイベントと低周波微動(2004年11-12月 紀伊半島北部・愛知・四国西部)、地球惑星科学関連学会2005年合同大会予稿集, D007-012, 2005
- 吉田康宏、高濱聰、針生義勝、國友孝洋、熊澤峰夫、広域地震観測網によるアクロス信号観測とその解析(その3)ー第5回試験送信の解析結果ー、日本地震学会講演予稿集2004年度秋季大会, B061, 2004
- T. Iidaka, T. Iwasaki, T. Takeda, T. Moriya, I. Kumakawa, E. Kurashimo, T. Kawamura, F. Yamazaki, K. Koike, and G. Aoki, Configuration of subducting Philippine Sea plate and crustal structure in the central Japan region, GRL, VOL. 30, NO. 5, 1219, doi:10.1029/2002GL016517, 2003

# 福岡県西方沖地震・震源域周辺の散乱体分布の推定

松本聰・渡邊篤志・植平賢司・清水洋(九大理)・金澤敏彦(東大地震研)・  
宮町宏樹(鹿児島大理)・篠原雅尚(東大地震研)・飯尾能久(京大防災研)・  
岡田知己(東北大理)・高橋浩晃(北大理)

はじめに 2005年3月20日に福岡県西方沖でM7.0(JMA)の地震が発生した。この地震はほぼ北西—南東の走行を持つ左横ずれ断層であった。地震発生によって玄界島をはじめとして多数の家屋に被害を及ぼし、現在も余震活動が継続している。余震域の南東には活断層である警固断層があり、今回の地震の影響が懸念されている。われわれは本震発生直後から周辺域に海底地震計および陸上臨時観測点を開設し、余震観測を行った。また、4月26日から約3ヶ月間、警固断層沿いに地震計アレイ観測を行った。本研究では展開された地震観測点および稠密アレイで収録された自然地震データを解析し、短波長の不均質構造を反映していると考えられる散乱体分布を推定することを試みる。

## 観測

海底地震計および陸上地震観測点は図1に位置を示している。今回の地震は海底下で発生したため、OBS観測が不可欠であった。そこで、九州大学、東京大学は、11台の海底地震計を3/26-27にかけて九州大学庸船により設置した。回収は4/11-12において福岡県の協力により、福岡県水産海洋技術センター「げんかい」によって行った。陸上地震観測は九州大学、鹿児島大学、京都大学、東京大学、東北大学、北海道大学が合同で行い、6点のオンラインテレメータ観測点と17点のオフラインロガー観測点を開設した。テレメータ観測点は衛星、フレッツISDN、無線のテレメータ装置を用い、九州大学地震火山観測研究センターで収録されている。

稠密アレイの位置および形状は図2中に示している。アレイは方向分解特性ができるだけ均質にするため、2次元的に展開された。アレイには63点の2Hz水平動地震計1成分と3点の2Hz3成分地震計を開設した。水平動地震計はすべて警固断層に平行な方向に向けて設置された。観測点間隔は20mである。収録はストラタバイザー48ch+24chの2台を同期させて行った。データは合計72ch、30秒収録、サンプリング周波数500Hzで、トリガーアクション方式によって得た。本研究ではバンドパスフィルターによって16-24Hzの周波数帯域での解析を行った。

## 解析および結果

### OBSおよび陸上地震観測点データ：

反射波検出はNormal Moveout (NMO)処理を用いた。余震域のM>2の地震73個のうち、臨時観測点波形のS/Nのよかつた記録を用いた。水平動地震計の波形記録に4-20Hzのバンドパスフィルターをかけ、AGC処理を行った。その後、震源決定に用いられている速度構造をつかって、反射面は水平であること、直達S波の直後からのコーダ波部分をSxS波であることを仮定して、反射面の深さ分布を求めた。各地震一観測点ペアについてそれぞれ処理を行い、これらを重合した。本研究では自然地震を用いているため、震源からの輻射特性が一定ではない。また、震源や観測点の分布密度が低い。これらの要因のために、地震探査で用いられている通常のCMP stack, migrationなどの処理を行うことができない。そこで、地震一観測点ペアで得られた記録断面の振幅を2乗し、エネルギー分布として取り扱うこととする。この分布から、各ペアの2乗平均振幅値で規格化し、平均値を差し引いた後の分布をすべて重合することにする。得られた分布は平均的な散乱強度よりも大きいエネルギーを持つ反射波のみを強調する処理となる。図3に最終的に得られた反射記録断面を示す。この断面は本震の破壊面を含む面上の分布を示している。図中で右側が南東方向である。記録中の明るい色の部分が反射エネルギーの大きな部分である。これらの分布は、本震の破壊開始点直下に反射体を認めることができる。また、深さ20kmにも南東側へ浅くなるような面がみられる。さらに、31kmにも反射面がみられ、モホ面に対応すると考えられる。本震直下の不均質は、地震の破壊開始と関連している可能性が考えられ、非常に興味深い。

### 稠密アレイ観測データ：

得られたデータの処理・解析は松本・ほか(2002)に基づき、semblance enhanced slant stackによって震源ごとの散乱体分布を作成した。地震は比較的S/Nがよく、かつ連続して地震が発生していないものの18個を選び、散乱体分布を求めた。これらすべてについて重合して最終的なイメージを得る。

解析によって得られた散乱体分布の水平断面を図2に示す。記録はバンドパスフィルター4-10Hzを通して、直達S波部分にミュート処理、各トレースごとに指數関数型の振幅回復処理を施している。散乱体分布の推定精度を確かめるため、水平方向10km、鉛直方向5kmごとに散乱体を分布させ、合成波形を作つて処理を行った。その結果を図4右側に示す。

散乱体分布の推定精度は震源域北西部に行くほど低下するため、ここでは志賀島周辺から南東部の結果に注目する。

深さ約 12 kmにおいてはアレイの直下から北側に強い領域が存在している。また、深さ 20 km から南東にかけて浅くなるような散乱体の分布がみられる。12km の散乱体は最大余震（図中の☆）の南東部に位置している。本震の破壊は志賀島周辺で止まっており、その先の警固断層の陸上部までは至っていない。これらのことから、志賀島よりも南東側で短波長の不均質強度が強いために破壊の停止に影響した可能性が示唆される。

#### 謝辞

臨時観測に際しましては、以下の皆様をはじめとして、数多くの方々と機関に御協力いただきました。記して感謝の意を表します。

福岡県消防防災安全課及び漁政課、福岡市災害対策本部、福岡市教育委員会、小呂小学校、玄界小学校、玄界中学校、北崎中学校、北崎小学校、能古小学校、能古中学校、志賀島小学校、新宮町教育委員会、相島小学校、福岡県漁連、各漁協をはじめとする関係者の皆様、国営海の中道海浜公園、福岡県水産海洋技術センター及び漁業調査取締船「げんかい」

地震の解析には、臨時観測点と九州大学のデータの他に、福岡市・気象庁・独立行政法人防災科学技術研究所のデータなどが使用させて頂きました。

#### References

Matsumoto, S., A. Watanabe, T. Matsushima, H. Miyamachi, S. Hirano, Imaging S-wave scatterer distribution in south-east part of the focal area of the 2005 West off Fukuoka Prefecture Earthquake ( $M_{JMA} 7.0$ ) by dense seismic array, (submit to Earth Planets and Space, 2006)

Uehira, K., H. Shimizu, T. Kanazawa, H. Miyamachi, M. Shinohara, Y. Iio, T. Okada, H. Takahashi, N. Matsuwo, T. Yamada, K. Nakahigashi, K. Uchida, Precise aftershock distribution of the 2005 West off Fukuoka Prefecture Earthquake ( $M_j=7.0$ ) by using dense seismic network in ocean and land area, (submit to Earth Planets and Space, 2006)

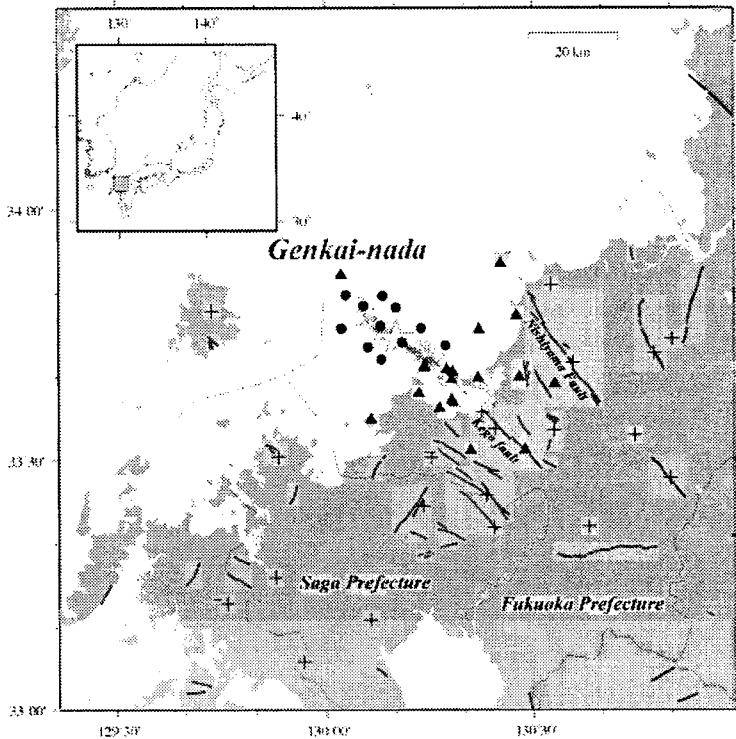


図 1 地震観測点分布. ●は OBS, ▲は陸上臨時観測点, +は既設地震観測点（九大, Hi-net, JMA）の位置を示す. (Uehira et al., 2006 より引用)

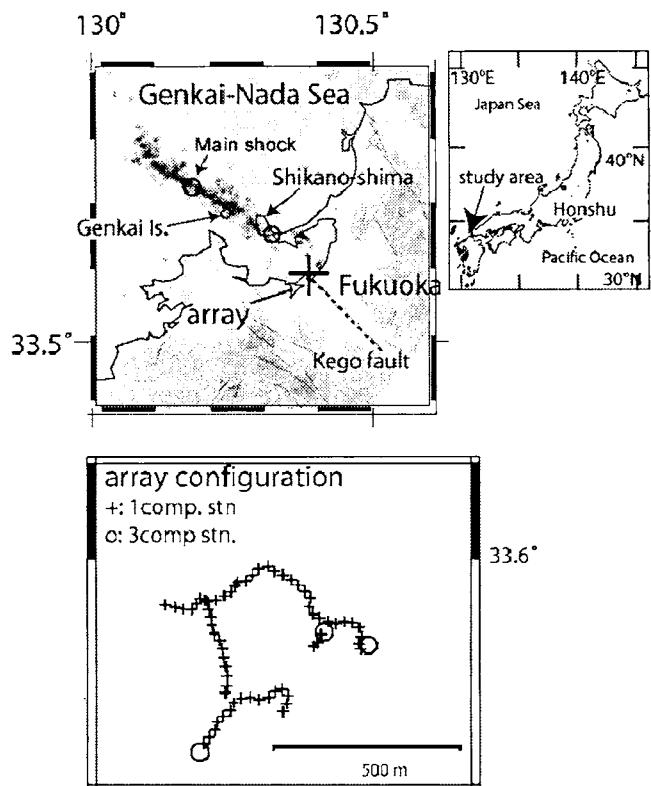


図 2 稠密地震計アレイ観測の位置とアレイ形状. (Matsumoto et al., 2006 より引用)

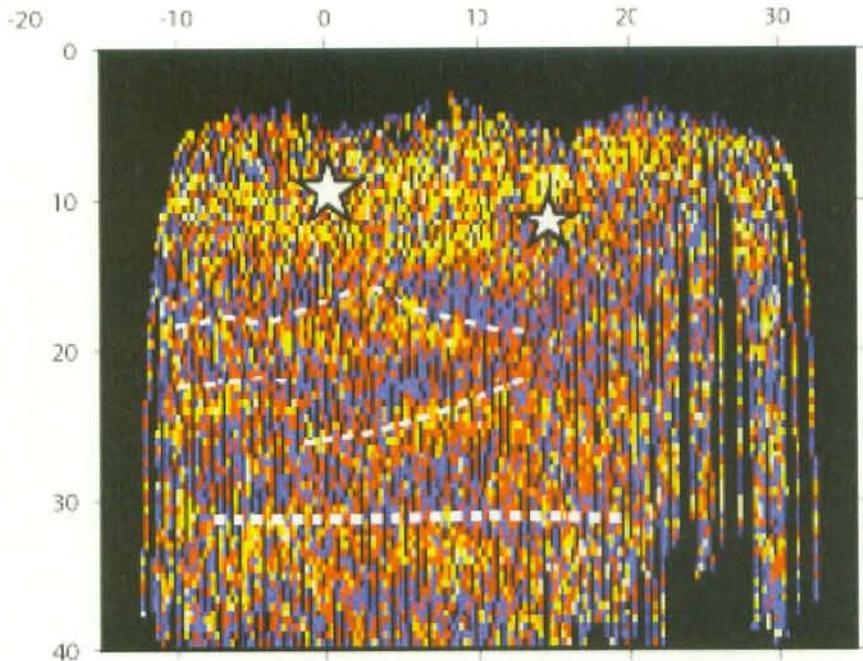


図3 震源断層に沿った面の反射記録断面。M>2 の73個の自然地震の臨時地震観測点データのうち、S/Nのよい波形にBPS、振幅回復処理をした後、Normal Moveout処理をかけたもの。

図中の☆、☆は本震、最大余震の位置。白い波線は反射面と思われる部分を示す。

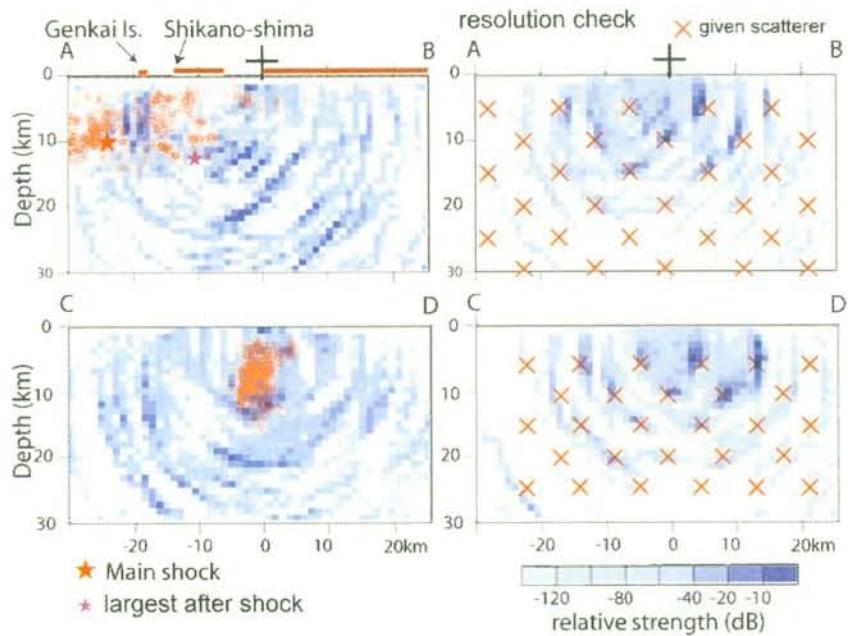
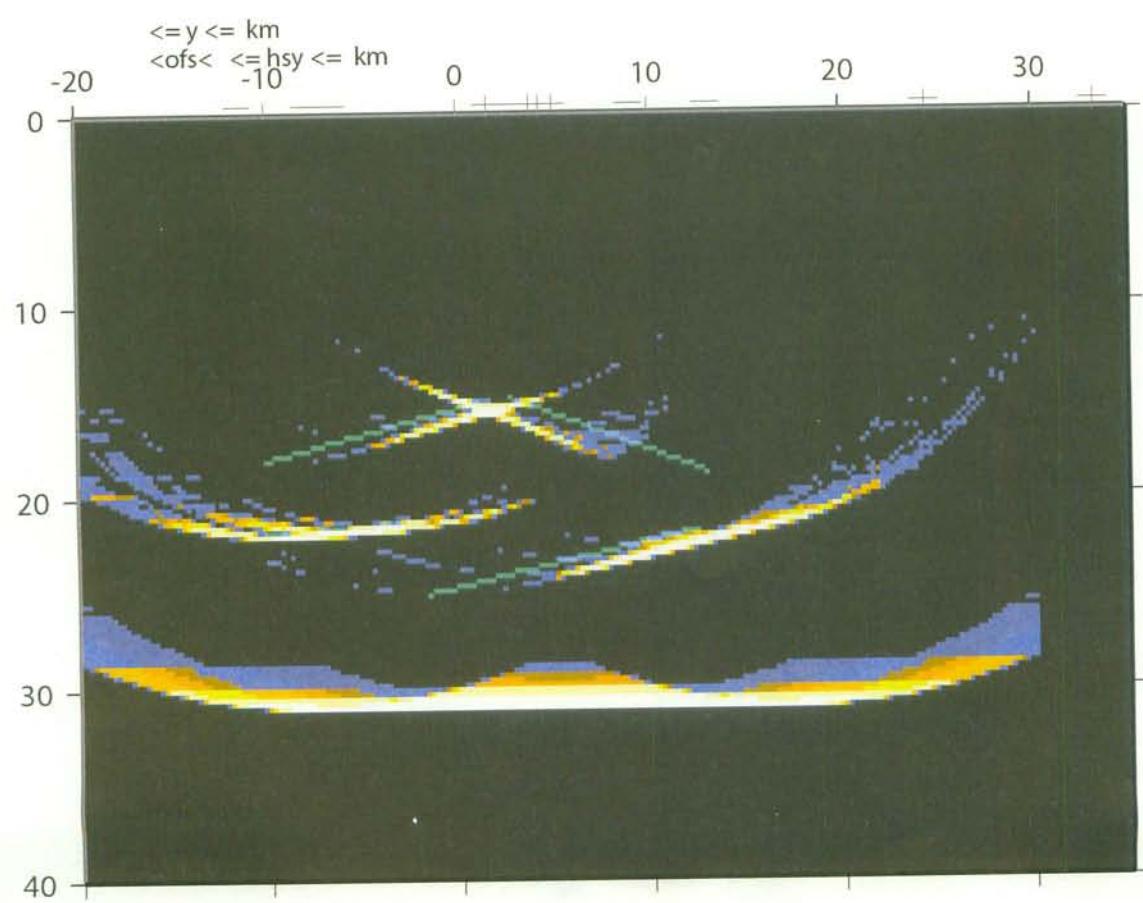
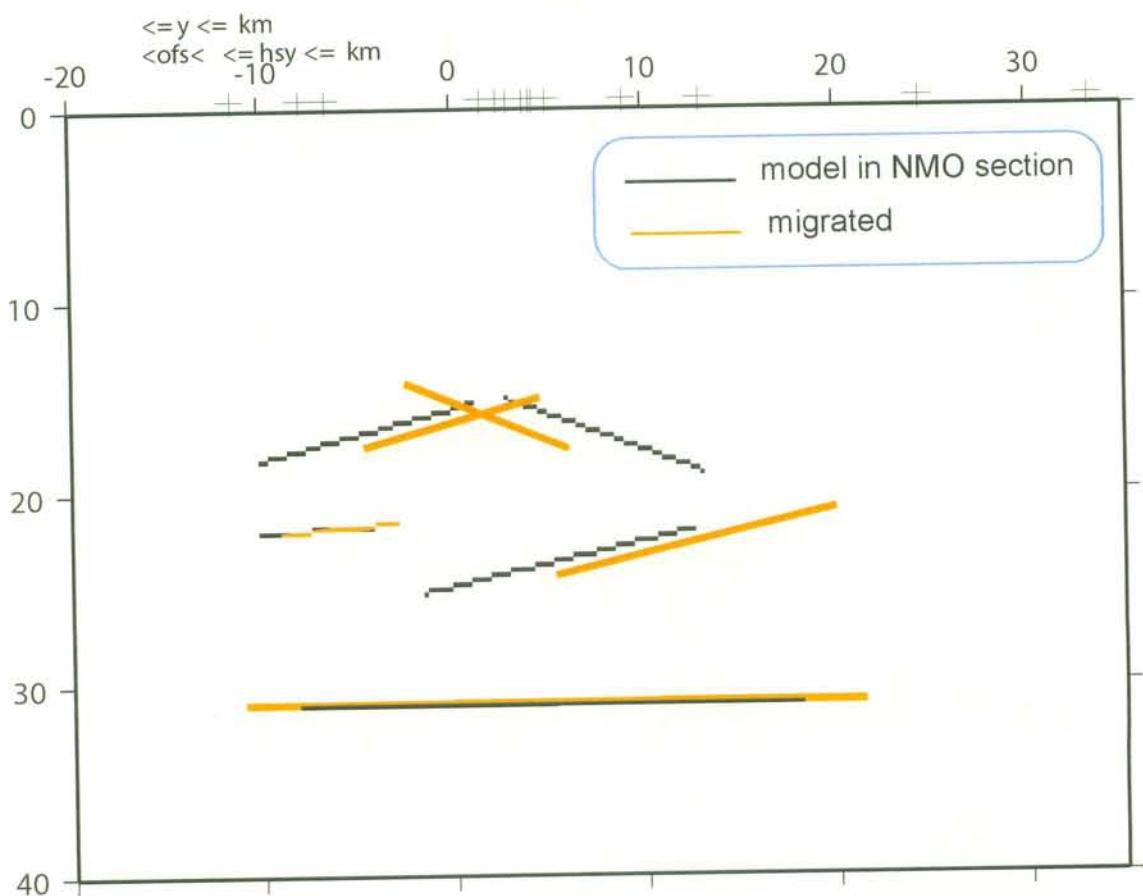


図4 アレイによって求められた震源断層に沿った面および直交する面での散乱体分布。M>2 の18個の自然地震の臨時地震観測点データのうち、S/Nのよい波形にBPS、振幅回復処理をした後、semblance enhanced slant-stack を適用して推定した。右図は分解能チェックテスト結果。散乱体を×のように与えて同様の処理をした場合の分布図を示す。



複素 wavelet 解析を用いたアレイ地震記録における  
coherent な散乱波の検出法  
蓬田 清（北海道大学大学院理学研究科）

Detection of coherent scattered waves in seismic array data  
with complex wavelet analysis  
Kiyoshi YOMOGIDA

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

地殻の微細不均質構造のイメージングでは、高周波コーダ波というほぼランダムな時系列中に埋もれている coherent な信号の同定に基づくので、周波数-時間領域で信号を高分解能で検出する解析法の工夫が必要となる。例えば、Taira (2004) では Maximum Entropy 法と赤池情報量規準を組み合わせ、従来の  $f$ - $k$  解析より鋭く微細なスペクトルグラムを得て、微細不均質の空間分布の精度を高めた。本研究では、周波数-時間領域の新しい解析法である wavelet 変換を用い、地震波散乱の特徴を考慮した手法を考察する。

Wavelet 変換の地震波形記録の応用の一例として、Yomogida (1994) は佐々木ら (1992) の離散型の正規直交系 wavelet を 1985 年 Michoacan 地震の近地強震動記録に用いた。このような数学的に厳密かつ高速計算が可能な wavelet 系は、フーリエ変換と同様にいかなる時系列にも対応する一般性を有する。しかし、ノイズ（ランダムな散乱波の成分）が大きい記録の解析には、効率が悪い。単純な单一散乱・ボルン近似では、散乱波は入射波と同じ波形と仮定されるが、実際には全反射的な散乱のように、位相の逆転や 90 度ずれが生じる。また、回折が関与する場合、周波数依存性（分散）より散乱波の波形はかなり異なる。よって、基準の wavelet として入射波形を用いれば、計算時間はかかるが効率よく検出できる場合もあるし、通常の  $f$ - $k$  解析等との比較より散乱波をタイプ分けできる利点もある。

基準となる実関数の  $\varphi(a,b:t)$ （ここでは入射波）とそのヒルベルト変換  $\bar{\varphi}(a,b:t)$  による analytic time series を用いると、そこから位相が変換した場合も含めた一般的な表現ができる（Chapman, 2004）：  $\psi(a,b:t) = \varphi(a,b:t) + i\bar{\varphi}(a,b:t)$ 。記録  $s(t)$  について、周波数  $a$ 、時間  $b$  がパラメターの以下の複素 wavelet 係数が指標となる：

$$\alpha(b,a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) s(t) dt$$

2 次元 SH 波の合成波形について、直交系および複素 wavelet 解析を行い、その係数を比較する。円柱空隙 50 個をランダムに配置した半無限一様媒質に鉛直下方平面波入射での波形を、図 1 に示す。 $x = 0\text{km}$  での波形について、入射波と同じ Ricker 波からの複素 wavelet 解析の係数の実部、虚部、および絶対値を図 2 に示す。また、右下には Meyer の離散直交系 wavelet による係数の絶対値も比較のために示す。時間領域で対称な入射波を用いたこの例においてさえ、直達波に対応する部分でも散乱波との干渉で波形がむしろヒルベルト変換（虚部）に近くなり、Meyer wavelet 解析では到着時間がずれてしまうことがわかる。また、実部や虚部でのみ強い散乱波（例、29 および 20sec）が認められ、単純な散乱過程によるか否かの区別が可能であることを示す。

実際の観測データは何らかのアレイ解析処理が必要なので、ここでは slant stack 処理した波形を wavelet 解析する。図 3 は 1 個だけの空隙での合成波形の slant stack 処理した結果と、▼の波形についての複素 wavelet 解析の結果（係数の実部と虚部）を示し、図 1 の 50 個の場合についての同様な結果を図 4 に示す。図 3 での約 3 つの後続波は空隙表

面の回折波が地表面と多重反射した位相に対応するが、分散による波形変化のため虚部でより明瞭となる。図4での15sec付近の2つのピークは実部も虚部も強く反射波的な散乱波を示すが、23sec付近の波は虚部のみ強く、回折や多重散乱のような複雑な散乱過程からの波とわかる。実際の高周波波形データでの入射波の抽出は困難だが、アレイ内の記録間で相関が一番高くかつ頻度が高い位相を $\varphi(a,b:t)$ と仮定して、上記の解析を行えばよい。

#### 引用文献

- Chapman, C. H., *Fundamentals of Seismic Wave Propagation*, Cambridge Univ. Press, 608pp., 2004.
- 佐々木文夫、前田達哉、山田道夫、構造工学論文集、38B, 9-20, 1992.
- Taira, T., *Ph. D. thesis*, Hokkaido Univ., 130pp., 2004.
- Yomogida, K., *Geophys. J. Int.*, 116, 119-130, 1994.

図1

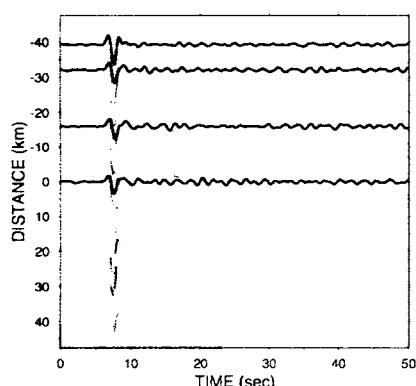


図2

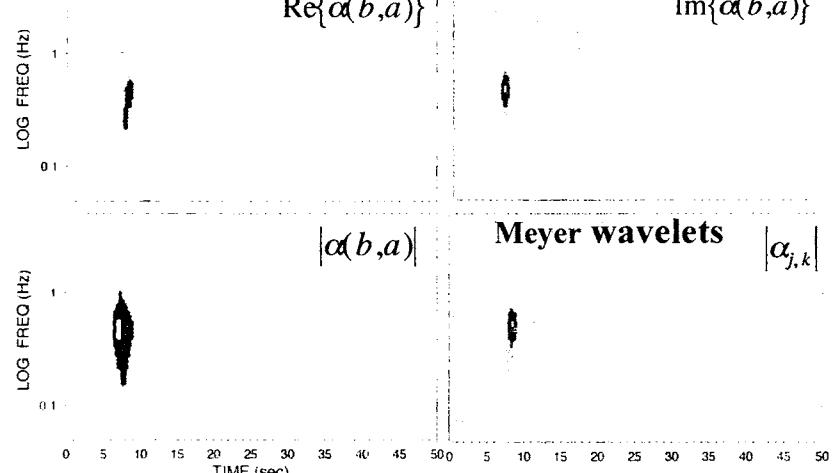


図3

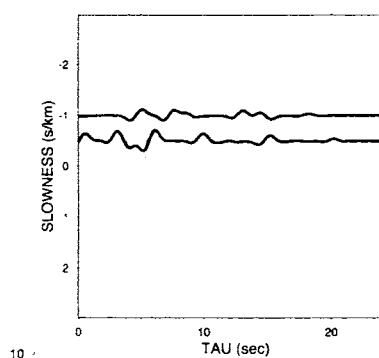
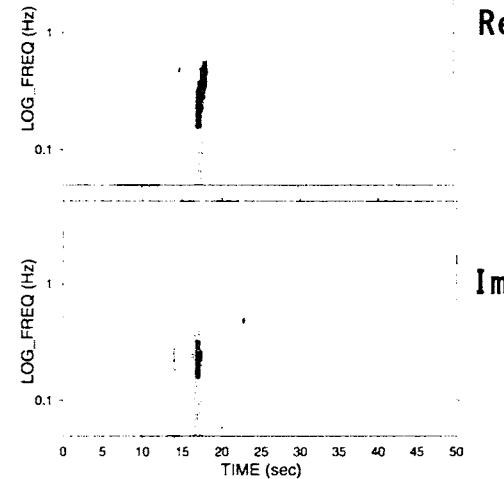
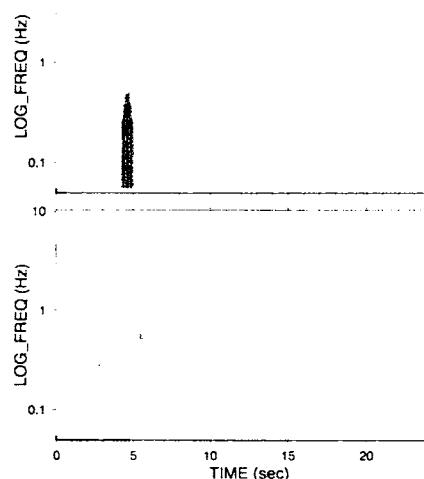
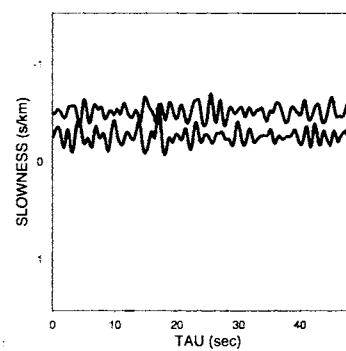


図4



# 月震散乱コーダ波の差分法によるシミュレーションの試み\*

岡元太郎・小林直樹

東京工業大学 大学院理工学研究科 地球惑星科学専攻

2006年1月13日

## 1 はじめに

アポロ計画で得られた月震データは、地球外の天体で発生する「地震」について人類が持っているほとんど唯一の地震計記録である。このデータを用いて、月の内部構造や月震に関して多くの研究がなされてきた（例えば Cooper et al. 1974; Nakamura et al. 1982; Nakamura 1983; Khan et al. 2000）。本研究ではこのアポロ月震データをもとにして、とくに月の表層および地殻浅部の構造を考察する。

月震波形の大きな特徴として、(1) 非常に長時間（ときには1時間近く）にわたって継続するコーダ波が観測されること、(2) 最大振幅に達するまでにも長い時間がかかること、などが挙げられる（図1）。これらの現象は、月の表層や地殻の不均質性が非常に強く、減衰性が非常に弱いことを示していると考えられている。

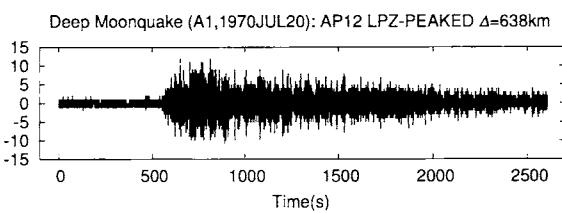


図1: 深発月震波形の例。初動からおよそ35分間の波形を示している。縦軸は地動変位（上下動）で単位はDU (digital unit:  $1\text{DU} \approx 3 \times 10^{-10}\text{m}$ )。

この月浅部での散乱問題に関してはこれまでに様々な研究がなされている（例えば Dainty et al. 1973; Nakamura 1976; Dainty & Toksöz 1981）。これらの従来の研究では、散乱が非常に強い場合にはエネルギーの伝播が拡散方程式によって近似されることをもとに、月浅部での散乱の強さを拡散係数で特徴づけることが行われてきた。

一方、本研究では拡散理論を使わず、ランダムな不均質媒質を仮定した差分法による直接計算を行って、コーダ波振幅の時間変化と不均質強度の関係を考察する。この方法

には、拡散係数という間接的なパラメータではなくて、媒質の弾性的性質を直接扱うことができるという利点がある。すなわち、地震波を散乱する「散乱体」のスケール、強さ、深さ方向の広がり、の3つについて直接的な考察を行うことができる。これらのパラメータは月の表面が作られてきた歴史、とくに隕石などの衝突によるクレータの形成と関係している可能性があると考えており、これらを定量的に推定することは月・惑星での衝突現象を理解するための材料になるであろう。本研究でも、スケール・強さ・深さのパラメータに注目して解析を行う。また、後で述べるように、月の表層と地殻とでインピーダンスコントラストが大きい場合に、その効果を考察することもできる。そのほか、地震波（弾性波）の時刻歴波形を差分法によって計算することから、将来的には波形を使った内部構造研究にも（波形計算技術の一部として）組み込むことができるであろう。

弱点としては大きな計算資源（CPU時間、記憶容量など）が必要になることが挙げられる。本研究でも、計算資源の制約から、2次元SH問題に単純化したシミュレーションを行った。

## 2 波形計算方法

我々は問題を単純化して、かつ計算資源を節約するために岡元・森田（1998）と同様の2次元SH波の計算を行った。

まず、既往の研究による月の浅部構造を参考にして、薄い不均質表層（厚さ1km、平均 $V_S = 0.4\text{km/s}$ ）、不均質地殻（厚さ5–20km、平均 $V_S = 2.0\text{km/s}$ ）、均質地殻（ $V_S = 3.0\text{km/s}$ ）という3層の2次元不均質構造を仮定した。不均質の速度相関関数にはガウス型を用いた（図2）。このように、不均質構造を設定して差分法により散乱波形を計算する手法は、Frankel & Clayton (1984) が地球の不均質構造を対象にして最初に試みたものである。なお、不均質速度構造の設定には Jannaud et al. (1991) の方法を用いた（詳しくは、河原（1997）によるレビューが参考になる）。

\*平成17年度東京大学地震研究所特定共同研究B(2003-B-04)「リソスフェアの短波長不均質構造の物理的解釈」研究集会発表

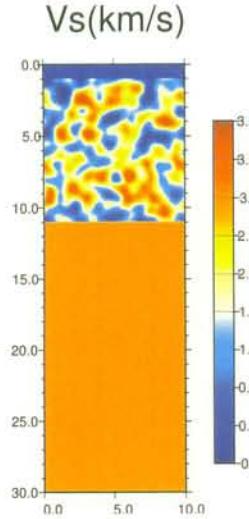


図 2: 仮定した月表層構造の一例。S 波速度の大きさをカラースケールで示したもの。縦軸は深さ (km)、横軸は水平距離 (km) を示す。パラメータについては表 1 を参照。

次に深発月震を想定して、この構造に下方から平面 SH 波が入射した場合の自由表面での変位波形を差分法によって計算する。複数の変位波形が得られるので、それらの二乗平均振幅を計算する。二乗平均振幅の計算では幅 20 秒間の移動平均を施した。

そして、速度相関関数の標準偏差と相関距離、および各不均質層の厚さをパラメータとして、差分法計算による二乗平均振幅と観測された波のエネルギーの時間変化とを比較した（観測波形については後述）。

入射波（平面 SH 波）には、卓越周期が 2 秒で、周期 1 秒と 6.3 秒とで振幅スペクトルが半値になる波形を用いた。差分法は速度・応力型の食い違い格子を使ったスキームを用いた。格子間隔は 10m、時間ステップは 0.00125 秒とした。

### 3 データ

図 3 に、今回データの例として用いた深発月震の波形を、図 4 にそのエネルギーの時間変化を示す。図 4 は波形の移動パワースペクトルを求め、0.42–0.52Hz の範囲で積分して時系列として描いたものであり、およそ 0.47Hz を中心とする帯域の波のエネルギー（の時間変化）を示している。これからわかるように、短周期の変動をならして見ると、波のエネルギーは最初の約 5 分間ほどはほぼ一定であるとみなせる。

そこで、差分法によって計算された二乗平均振幅波形が約 5 分間平坦になることを目標として適切なパラメータの推定を試みる。

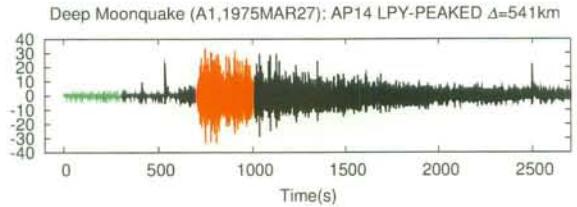


図 3: 1975 年 3 月 27 日に発生した深発月震の波形。初動からおよそ 35 分間の波形を示している。縦軸は地動変位（上下動）で単位は DU。赤で表示した部分以降の波形から、図 4 のエネルギー時系列を計算した。

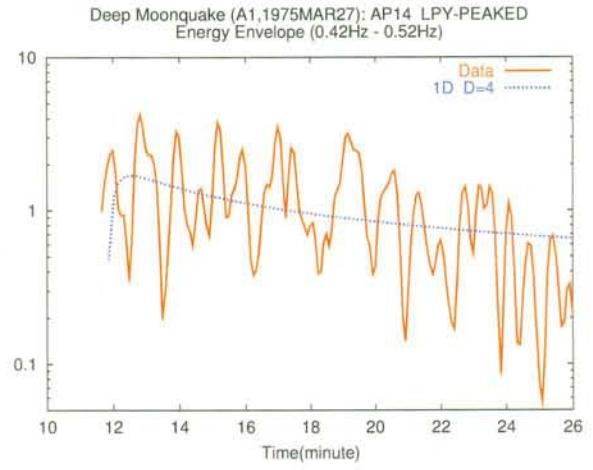


図 4: 実線が図 3 で示した波形のエネルギー時系列である。縦軸の単位は  $\text{DU}^2$ 。点線は 1 次元拡散方程式（平面波入射に相当）の解曲線である。伝播距離は 20km、拡散係数は  $4.0 \text{ km}^2 \text{s}^{-1}$  とした。

### 4 結果

表 1 に各計算例で用いたパラメータのリストを、図 5–図 9 に差分法計算によって得られた二乗平均振幅波形を示す。図 5 からわかるように、速度分布の標準偏差が 10%–20% 程度であると波形はすみやかに減衰して、データを説明することはできない。また、速度の標準偏差を 40% にしても、不均質地殻の厚さは 20–30km 程度が必要になりそうである（図 6）。図 7 では、相関距離が 650m 程度のときがもっとも散乱が強くなっている。これは入力した波の卓越周期が約 2 秒であることと関連しており、人為的な結果である。ただし、相関距離がより小さい場合には、より大きい速度分散が必要になるということは言える。

薄い不均質表層の効果は大きく、厚さ 1km の表層だけでも、厚さ 10–20km の不均質地殻と同程度以上の効果をもたらす（図 8）。厚さと波長の比（層の厚さ ÷ 波長）は、不均質表層は 1.25、不均質地殻は 2.5–5.0 であるので、厚

表 1: 計算に用いたパラメータのリスト

図の番号	不均質表層			不均質地殻		
	$h$ (km)	$a$ (m)	$\sigma$ (%)	$h$ (km)	$a$ (m)	$\sigma$ (%)
2	1	125	40	10	650	40
5	—	—	—	20	650	10, 20, 40
6	—	—	—	5, 10, 20, 30	650	40
7	—	—	—	20	125, 325, 650	40
8	1	125	40	—	—	—
	—	—	—	10, 20	650	40
9	1	125	40	10	650	10, 20, 40

( $h$  は層の厚さ、 $a$  は相関距離、 $\sigma$  は平均速度で規格化した速度の標準偏差を示す。)

さの比以上の効果があることがわかる。これは、薄い表層に波がトラップされるようになり、波の継続時間が伸びる効果があるためと考えられる。そのため、不均質表層を不均質地殻と組み合わせると地殻の不均質性は弱くても波の継続時間が伸びるようになる（図 9）。

## 5 まとめ

周期約 2 秒での月浅部不均質について、それをガウス型の速度相関関数を持つ不均質性で解釈した場合には、次のような形でまとめることができる。

1. 不均質地殻だけを設定した場合（つまり不均質表層がない場合：図 5-7）には、相関距離が 650m 程度、速度分布の標準偏差が 40% 程度、層の厚さが 10–20km 程度の不均質性が必要になる。（ただし、これらのパラメータにはトレードオフも見られる。）
2. 薄い表層、すなわち S 波速度が地殻と大きく異なる層があると、波をトラップする効果が大きい。そのため、同じ速度分散を持つ地殻に対して数分の 1 の厚さで同程度の効果を二乗平均振幅波形にもたらす。
3. 強い不均質性を持つ薄い表層があれば、地殻の不均質性は小さくてもよい。つまり、地殻やより深部の散乱特性を調べるために表層の効果を詳しく検討しておく必要がある。

ただし、これらは 2 次元 SH 問題という形に単純化した場合の結論であり、実際の（3 次元的な）不均質性に単純に結びつけることは困難である。しかし定性的には、月浅部の不均質性を不均質な速度分散で解釈すると通常では考えにくいほど大きな速度分散が必要になることは言えそうである。定量的な解釈に向けて、2 次元 P-SV 問題・

3 次元問題や、速度分散以外の不均質性（亀裂群など）に解析を広げていくことと、統計的な散乱理論などとの比較とが必要である。

## 謝辞

この研究では、Nakamura (1992) のデータベースをもとにした、寺蘭・荒木 (1995) の月震データベースを利用させていただきました。記して感謝いたします。

## 参考文献

- 寺蘭淳也・荒木博志、月震データベース仕様 第 4 版、1995.
- Cooper, M. R., R. L. Kobach, and J. S. Watkins, Lunar near-surface structure, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, NO.3, 291–308, 1974.
- Dainty, A. M., M. N. Toksöz, K. R. Anderson, P. J. Pines, Y. Nakamura, and G. Latham, Seismic scattering and shallow structure of the Moon in Oceanus Procellarum, *The Moon*, **9**, 11–29, 1974.
- Dainty, A. M., and M. N. Toksöz, Seismic coda on the Earth and the Moon: a comparison, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **26**, 250–260, 1981.
- Frankel, A., and R. W. Clayton, A finite-difference simulation of wave propagation in two-dimensional random media, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **74**, 2167–2186, 1984.
- Jannaud, L. R., P. M. Adler, and C. G. Jacquin, Frequency dependence of the Q factor in random media, *J. Geophys. Res.*, **96**, NO.B11, 18233–18243, 1991.
- 河原 純, ランダム媒質中の波動伝播の数値シミュレーション, 地震, 第 2 輯, **50**, 135–156, 1997.
- Khan, A., K. Mossgaard, and K. L. Rasmussen, A new seismic velocity model for the Moon from a Monte Carlo inversion of the Apollo lunar seismic data, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, NO.11, 1591–1594, 2000.
- Nakamura, Y., Seismic energy transmission in the lunar surface zone determined from signals generated by movement of lunar rovers, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **66**, No.2, 593–606, 1976.

Nakamura, Y., G. V. Latham, and H. J. Dorman, Apollo lunar seismic experiment—final summary, *J. Geophys. Res.*, **87**, supplement, A117–A123, 1982.

Nakamura, Y., Seismic velocity structure of the lunar mantle, *J. Geophys. Res.*, **88**, NO.B1, 677–686, 1983.

Nakamura, Y., Catalog of lunar seismic data from Apollo passive seismic experiment, *University of Texas Institute for Geophysics Technical Report*, No. 118, 1992.

岡元太郎・森田晃平, 月震コーダ波のシミュレーション、地球惑星関連学会 1998 年合同大会予稿集, Ah-p02, 1998.

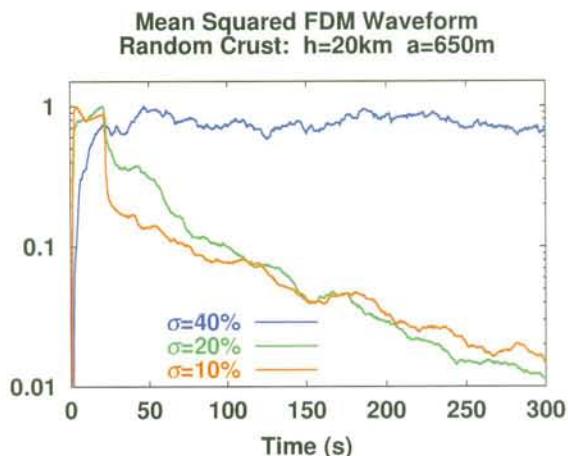


図 5: 差分法計算による二乗平均振幅。不均質地殻だけの場合 (速度分散に関する依存性)。

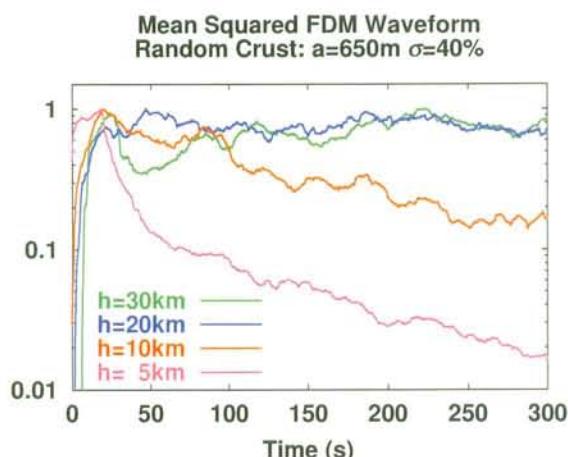


図 6: 差分法計算による二乗平均振幅。不均質地殻だけの場合 (層の厚さに関する依存性)。

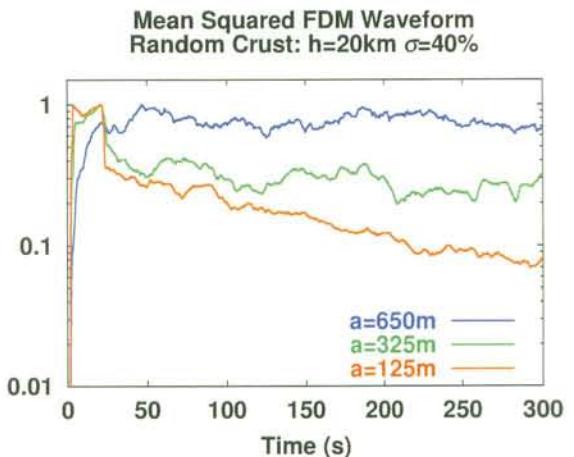


図 7: 差分法計算による二乗平均振幅。不均質地殻だけの場合 (相関距離に関する依存性)。

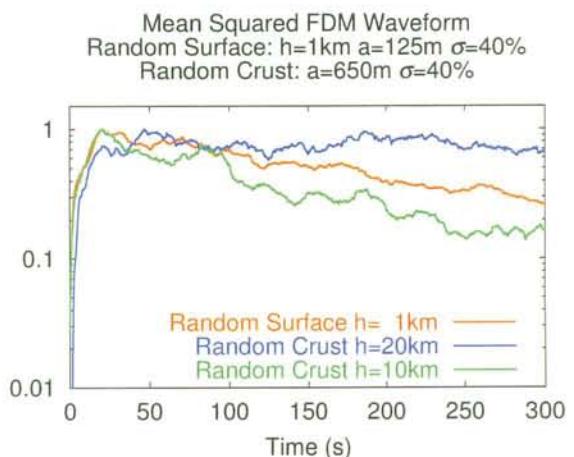


図 8: 差分法計算による二乗平均振幅。不均質表層だけの効果を不均質地殻だけの場合と比較したもの。

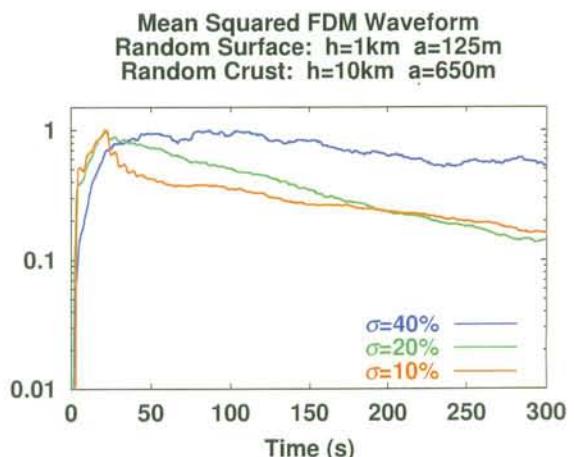


図 9: 不均質表層と不均質地殻を同時に取り入れた場合。