

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

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

はじめに

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

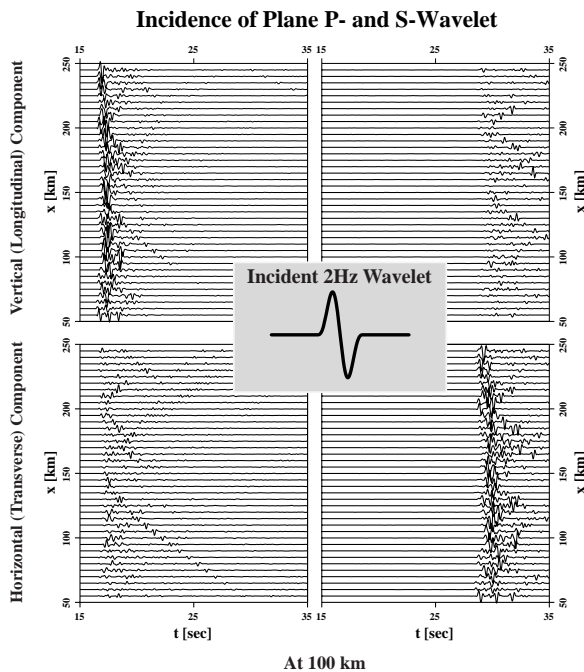


図1. ガウス型スペクトルを持つランダム弾性媒質に入射した平面波パルス(中心周波数2Hz)は伝播と共に崩れる。上図は、差分法によって計算した伝播距離100 kmにおける波形を示す。左はP波入射、右はS波入射の場合。

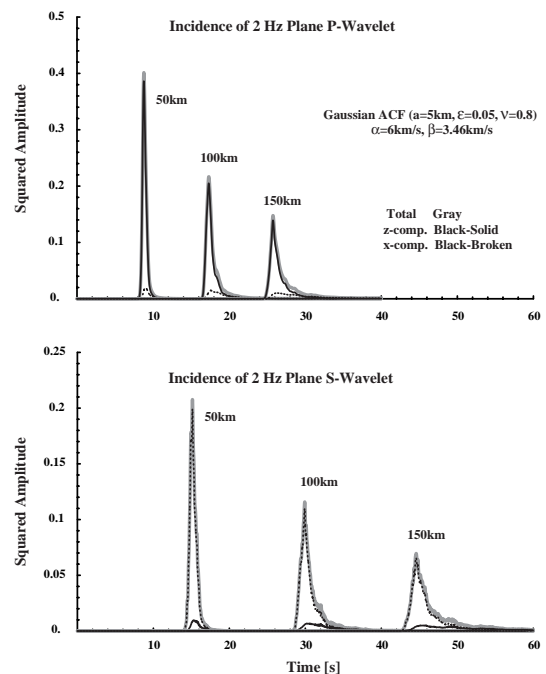


図2. ガウス型スペクトルをもつランダム弾性媒質に入射した平面波パルス(中心周波数2Hz)のMSエンベロープ(差分法による計算)。上図はP波入射、下図はS波入射の場合。

マルコフ近似

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

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

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

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

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

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

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

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

平面波のエンベロープ

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

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

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

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

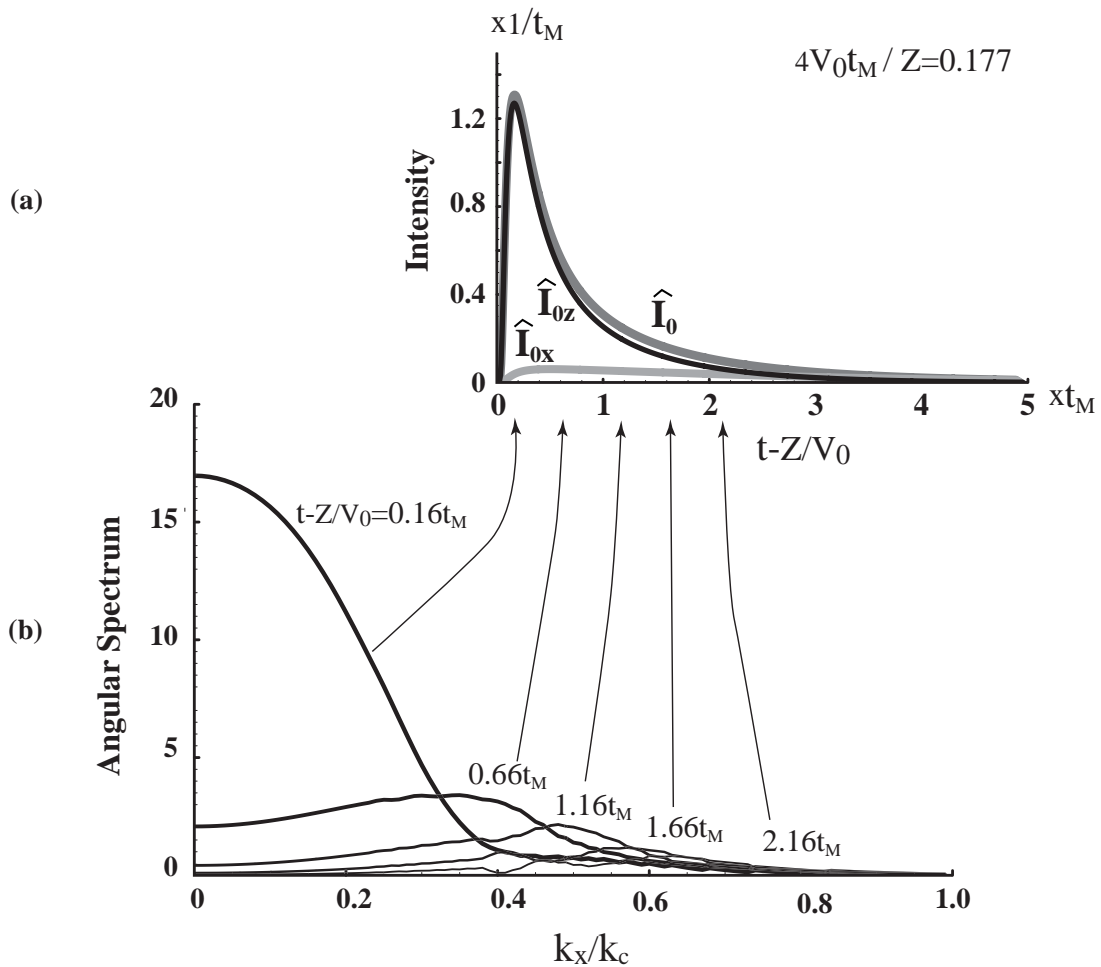


図3 . (a) ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ . (b) 角度スペクトルの時間変化 .

シミュレーション例

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

まとめ

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

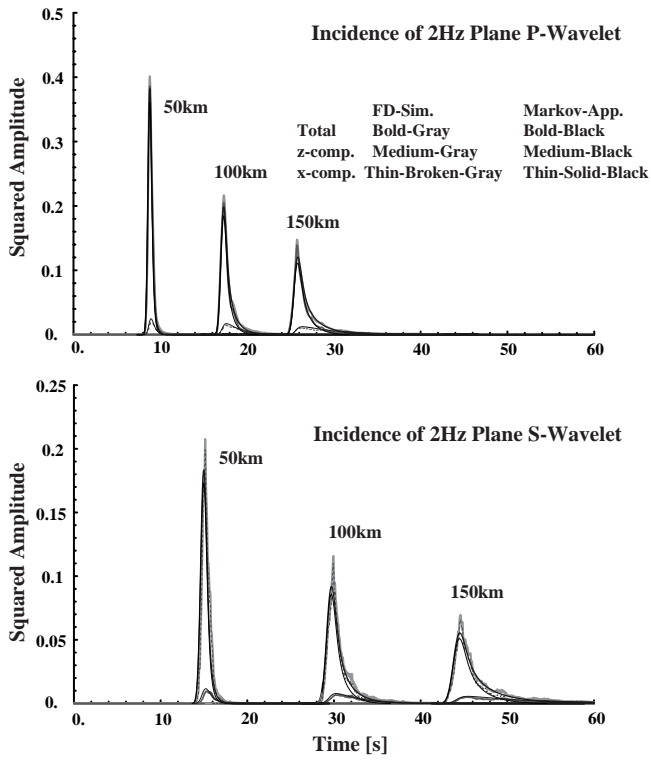


図 4. ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ (実線) と差分計算によるエンベロープ (灰色) との比較 .

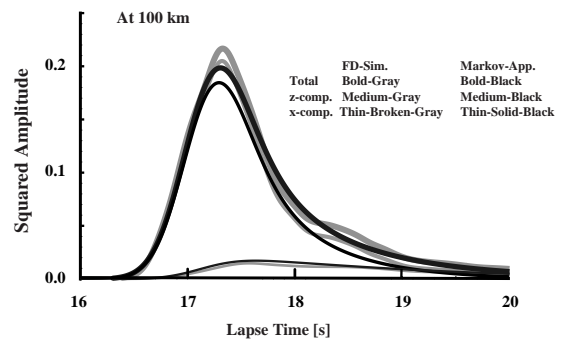


図 5. ガウス型スペクトル持つランダム媒質における理論エンベロープ (実線) と差分計算によるエンベロープ (灰色) との比較の拡大図 (伝播距離 100km). P 波入射の場合 .

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

齊藤竜彦

産業技術総合研究所 地圏資源環境研究部門・学振研究員

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

Tatsuhiko Saito, AIST GREEN, JSPS Research Fellow

はじめに

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

2次元異方性ランダム媒質

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

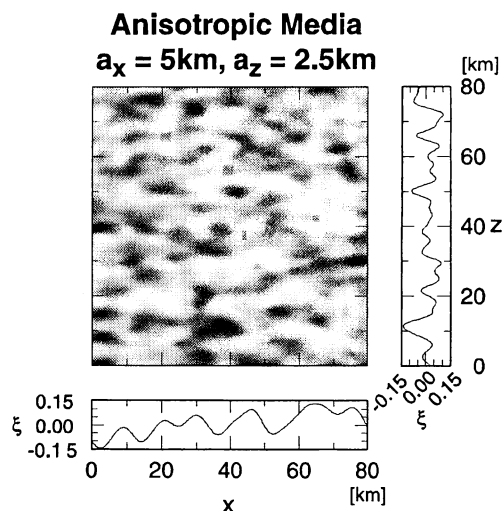


図1. ガウス型スペクトル構造をもつ2次元異方性ランダム媒質. 速度ゆらぎ ξ の大きさを色の濃淡で表し (図中央), $x = 40\text{km}$ における ξ の z 方向への変化を右図に, $z = 40\text{km}$ における x 方向への変化を下図に示す.

マルコフ近似を用いたエンベロープ導出理論

2次元不均質媒質中において原点に位置する震源から輻射された波が、波動方程式

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

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

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

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

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

に近似できる。

次に、エンベロープ導出の準備のために2周波数相互相関関数と呼ばれる統計量を導入する。波の前方散乱が卓越するとして、伝播距離 r の地点に局所直交座標系 (r, r_{\perp}) をとり (図 2), $r_{\perp} \ll a \ll r$ の範囲の波動場を考える。伝播距離 r での近接する2点 r_{11} と r_{12} の波動場によって、2周波数相互相関関数 Γ_2 は、

$$\Gamma_2(r_{\perp d}, r, \omega_c, \omega_d) \equiv \langle U(r_{11}, r, \omega_1) U^*(r_{12}, r, \omega_2) \rangle \quad (4)$$

と定義される [e.g. Ishimaru, 1978]。ただし、 $r_{\perp d} \equiv r_{11} - r_{12}$, $\omega_c \equiv (\omega_1 + \omega_2)/2$, $\omega_d \equiv \omega_1 - \omega_2$ とする。 $r_{\perp}/a \ll 1$ の範囲において、 Γ_2 は r_{11} と r_{12} の重心位置には依らず、その差 $r_{\perp d}$ にのみ依存するとする。

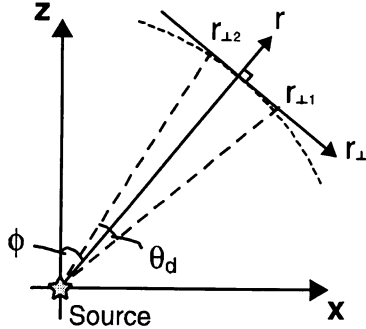


図 2. 定式化で用いる座標。

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

となる。ただし、

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

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

である。また、MS エンベロープは特徴的時間

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

を用いて、規格化して表示することができる (図 3)。

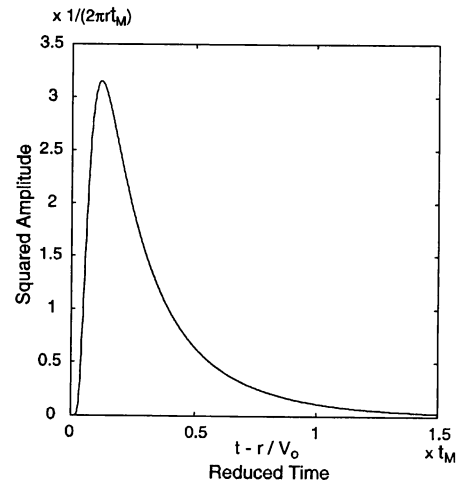


図 3. 特徴的時間 t_M により規格化された Mean Square エンベロープ。ガウス型のスペクトル構造の場合。

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

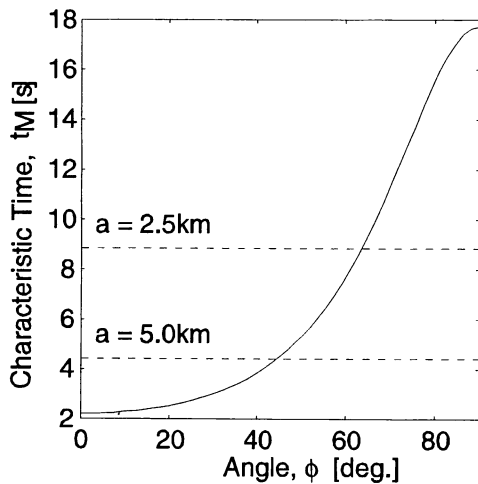


図 4. 2次元異方性媒質 ($a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$) における特徴的時間 t_M の入射角度依存性（実線）。参考として、等方ランダム媒質 ($a_x = a_z = 2.5\text{km}$ および $a_x = a_z = 5\text{km}$) のときの、特徴的時間 t_M を破線で示す。

有限差分法による波動伝播シミュレーションとの比較

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

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

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

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

議論

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

結論

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

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

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

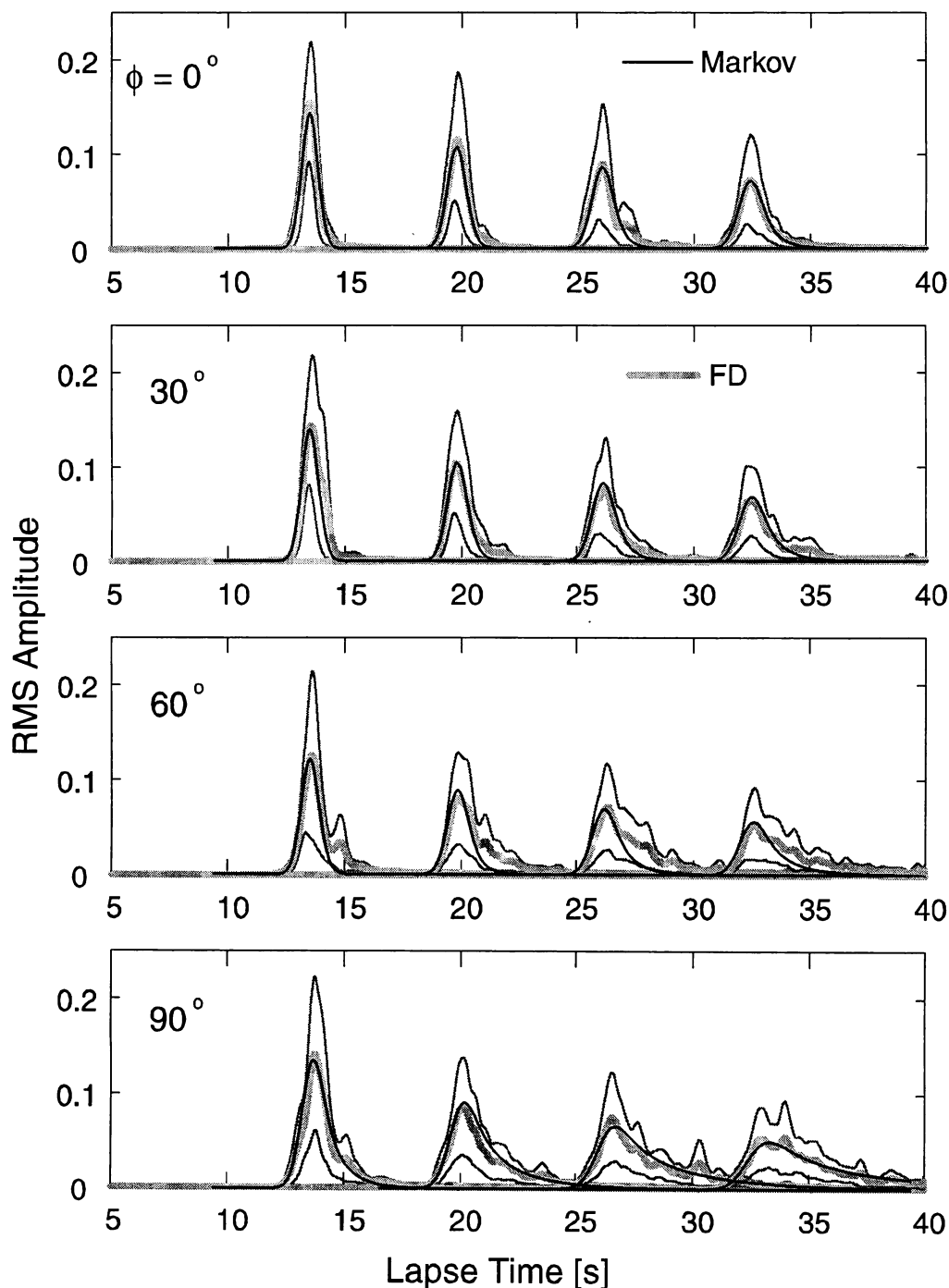


図 4.2 次元異方性ランダム媒質 (ガウス型スペクトル構造, $\epsilon = 0.05$, $a_x = 5\text{km}$, $a_z = 2.5\text{km}$) における波形エンベロープ。入射角度 0, 30, 60, 90 度のそれぞれの場合において、震源距離 50, 75, 100, 125km のエンベロープを併せて示す。黒実線はマルコフエンベロープによる理論計算値を示す。50 回の有限差分法による波動伝播数値計算の波形から合成した平均エンベロープ (FD エンベロープ) を灰太線で示す。灰細線は、個々の波形エンベロープの偏差の範囲を示す。

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

河原 純（茨城大・理）・蓬田 清（北大・理）

はじめに

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

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

既往研究のまとめ

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

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

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

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

と見なすことができる。散乱が等方的な場合、 l^* は次式で与えられる。

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

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

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

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

- (a) 多重散乱波の無視と等方散乱近似に基づく1次等方散乱モデル（Single Isotropic Scattering Model, 以下SISM）は、（予想通り）1次散乱が卓越する場合（ $L/l^* < 1$, $t/t^* < 1$ ）にのみ有効である。
- (b) 強多重散乱によるエネルギーの拡散的伝播を仮定する拡散モデル（Diffusion Model, 以下DM）は、

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

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

輻射伝達理論の解

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

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

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

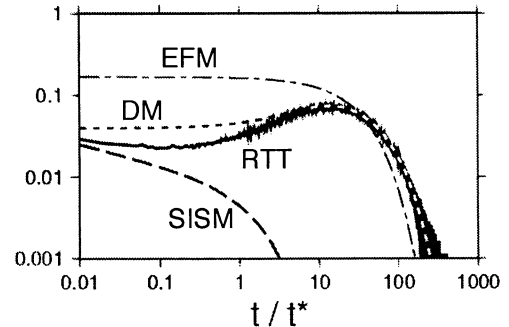


図1. SISM, DM, EFM および RTT の解の比較 ($L/l^* = 10$, $W \rightarrow \infty$, 等方散乱)。

結果

矩形不均質領域に対して上記の方法で得られた RTT 解 (インパルス応答) に、リック波の震源時間関数をたたみ込んだものを、エンベロープ実験値と比較した。まずは簡単のため、等方散乱近似(2)を仮定し、かつエネルギー粒子の運動速度 (エネルギー速度) は背景媒質の S 波速度 v_0 で代用して RTT 解を計算してみた。なお、以下では $d = v_0 = 1$ で諸量を規格化する。

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

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

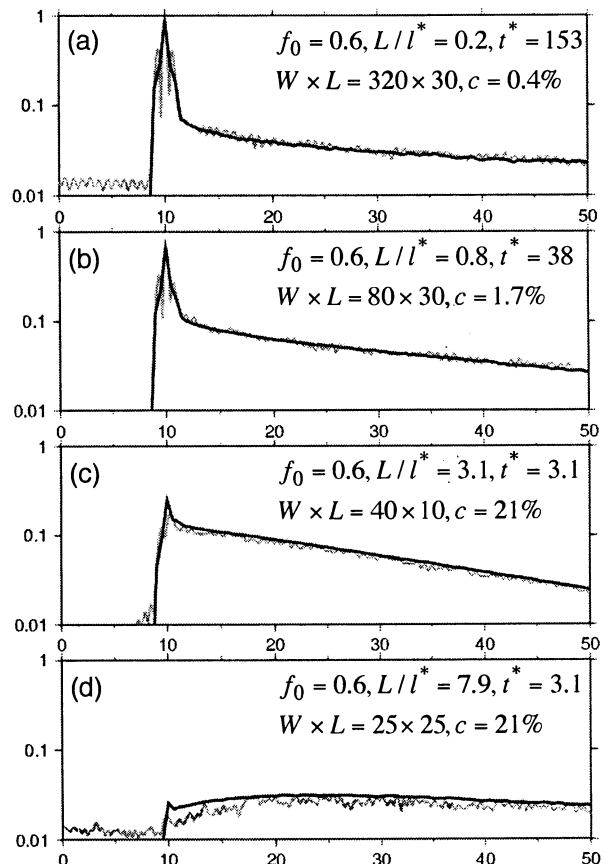


図2. 数値実験結果 (灰色線) と RTT 解 (黒線) の比較の例 ($f_0 = 0.6$)。横軸は時間 t 。縦軸は入射波の最大振幅で規格化。図中の記号については本文参照。

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

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

参考文献

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

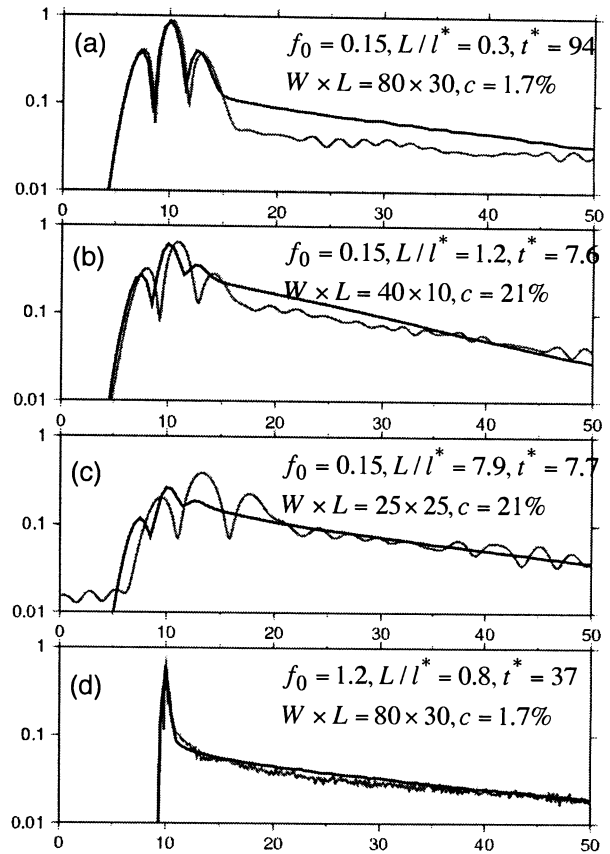


図3. 数値実験結果とRTT解の比較の例。(a)~(c)は $f_0 = 0.15$ の場合、(d)は $f_0 = 1.2$ の場合。図の見方は図2と同じ。

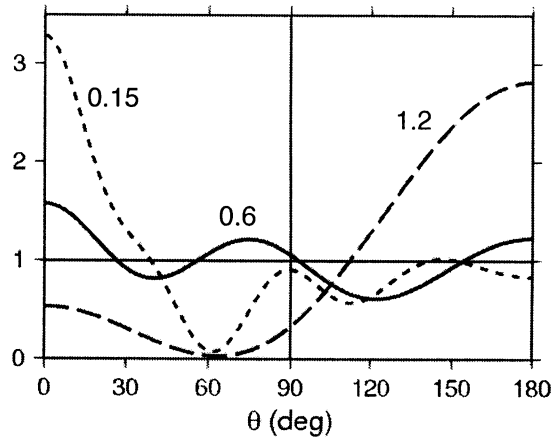


図4. 円形空隙の微分散乱断面積 $\sigma_D(\theta)$ (Pao & Mow, 1973)をその方位平均($\sigma_S/2\pi$)で規格化したもの。図中の数値は周波数(f_0)。

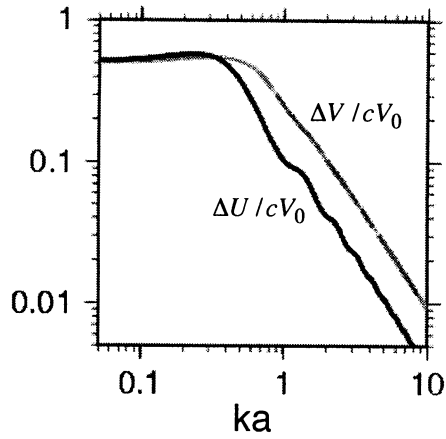


図5. Foldy近似によって推定された、円形空隙分布領域中のSH波の位相速度（灰色線）と群速度（黒線）の期待値の分散曲線。いずれも背景媒質のS波速度 V_0 に対する減分を V_0 と空隙含有率 c で除したものを表示。横軸は波数 $k = 2\pi f_0 / V_0$ と空隙半径 $a = d/2$ の積。

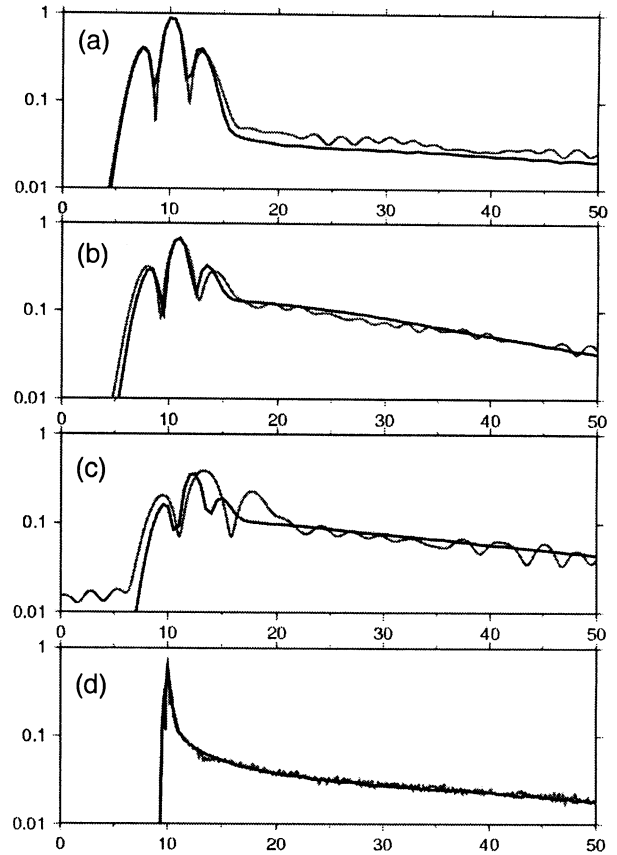


図6. 図3におけるRTT解の精度を改善したもの（黒線）。数値実験結果（灰色線）は図3と同じ。

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

前田拓人・佐藤春夫・西村太志（東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻）

はじめに

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

ボルン近似による変換散乱の表現

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

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

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

エンベロープ合成

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

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

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

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

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

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

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

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

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

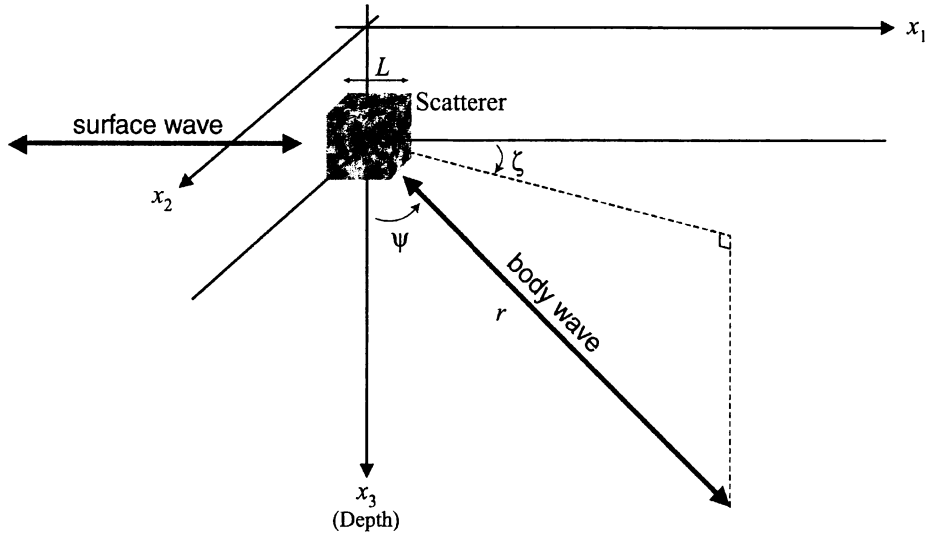


図1 サイズLの不均質と, 入射波および散乱波のジオメトリ. ここで (r, ζ, ψ) は極座標を表す.

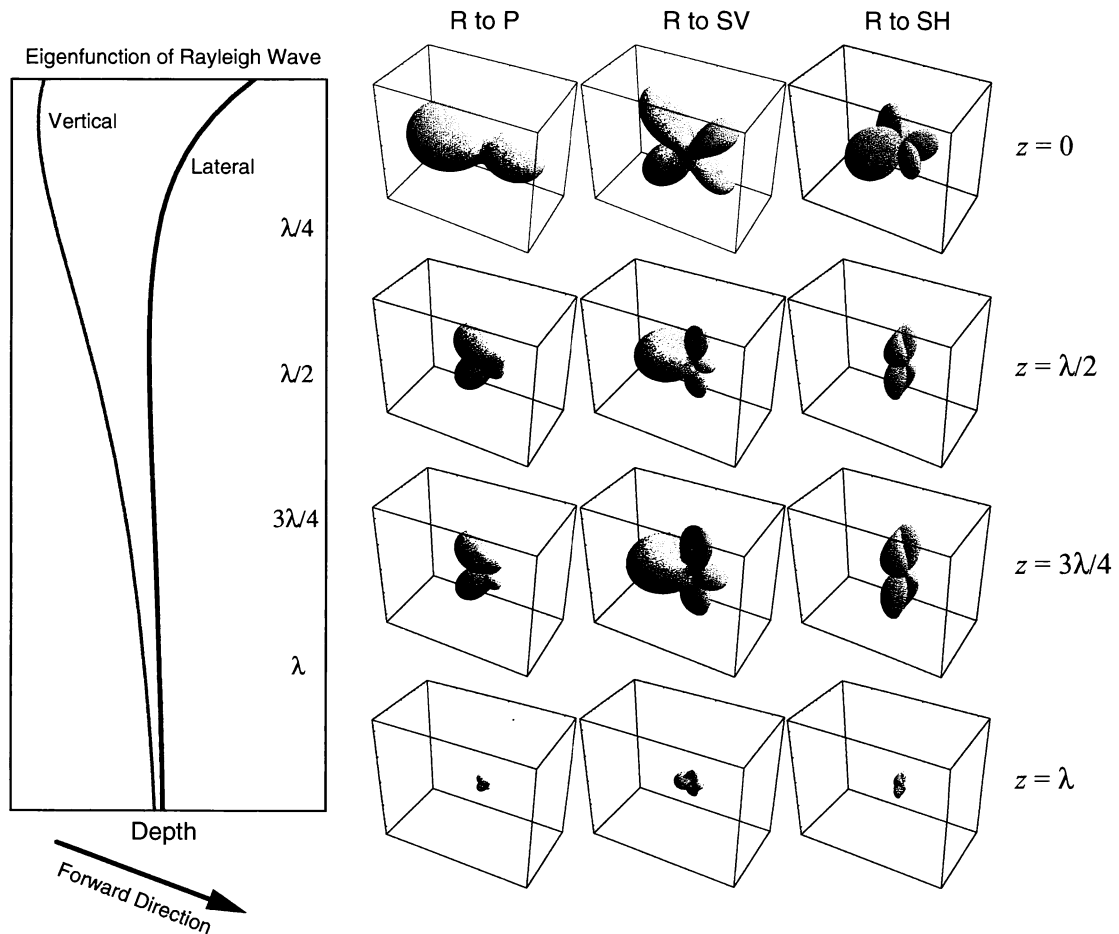


図2 (左)レイリー波の固有関数. (右) 深さ $0, \lambda/4, \lambda$ における Rayleigh-to-P, Rayleigh-to-SV, Rayleigh-to-SH 散乱の基本パターン $|\kappa^{RB}(\mathbf{x}')|$. ここで λ は Rayleigh 波の波長を表す.

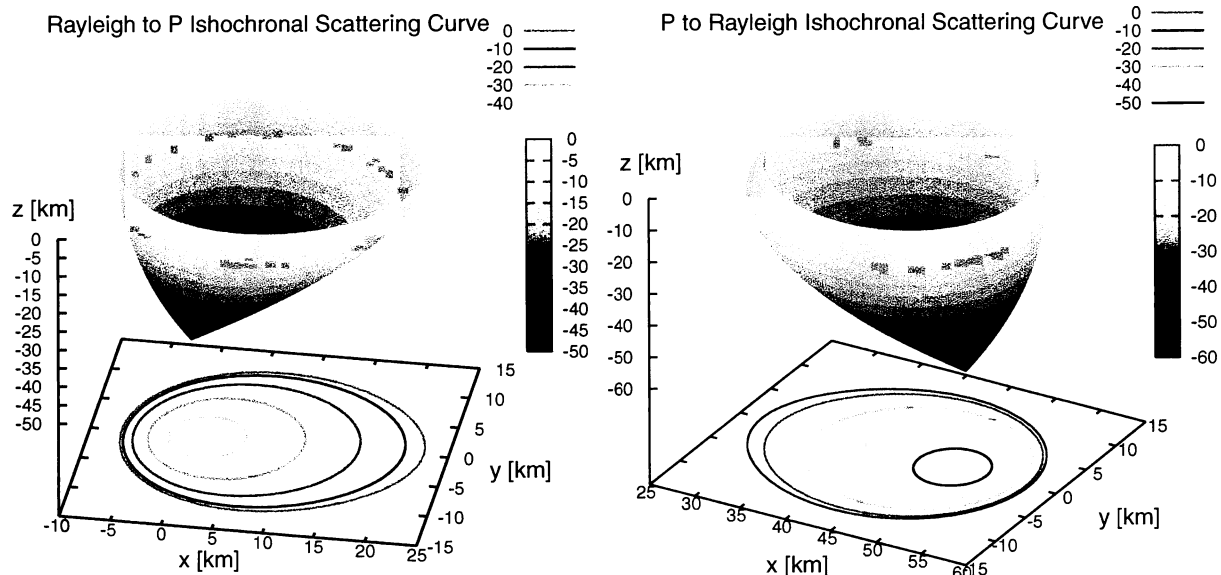


図 3 Rayleigh 波から P 波（左），および P 波から Rayleigh 波（右）への等時散乱曲線の例。震源および観測点はそれぞれ $(x,y,z)=(0,0,10)$, $(50,0,0)$ に位置する。

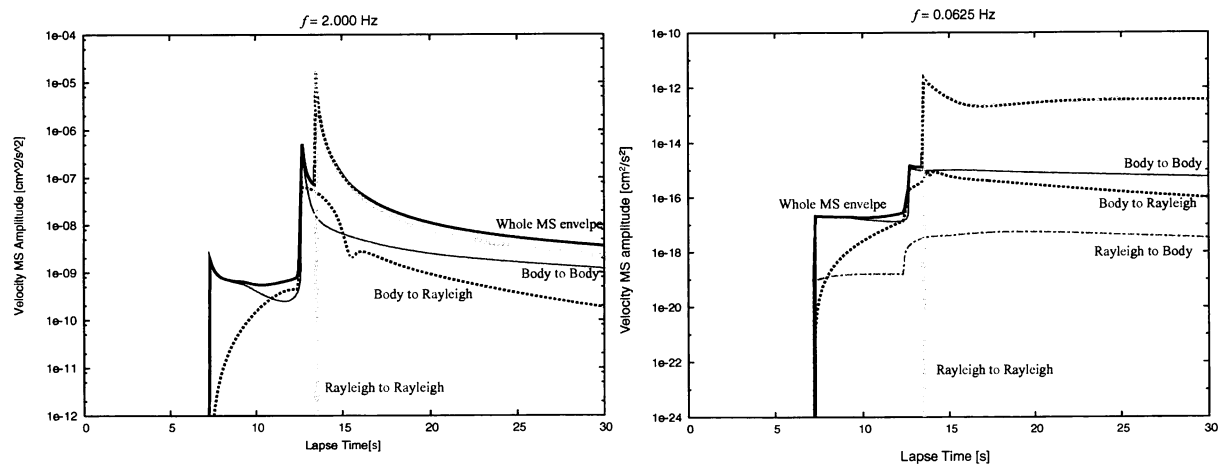


図 4 指数関数型のランダム媒質中で理論合成された 3 成分合成 MS エンベロープ。左図は中心周波数 2.0Hz の場合を，右図は中心周波数 0.0625Hz の場合(16 s)を表す。黒太実線が全エンベロープ形状を，その他が各散乱モードからの寄与を表す。細実線が実体波－実体波，細点線が実体波－Rayleigh 波，破線が Rayleigh 波－実体波，そして太点線が Rayleigh 波-Rayleigh 波散乱のエンベロープ振幅をそれぞれ表す。

日本における近地地震のSコード波エネルギーの空間分布

吉本和生 (横浜市立大学大学院総合理学研究科)

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

1. はじめに

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

2. データと解析

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

3. Sコード波エネルギーの空間分布

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

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

4. まとめ

上述のように、近地地震のSコード波エネルギーには明瞭な地域差が検出された。観測値は、第四紀火山が分布する地域で系統的に小さかった。同地域では、コードQ⁻¹、地温勾配(地殻熱流量)が共に大きいことが報告されている。このような観測現象と地震波の散乱モデルに基づいた考察[吉本・他(2003)]は、同地域における地殻及び最上部マントルの地震波減衰(内部減衰)が著しく大きいことを整合的に示唆しており、今後の研究の進展としては、Sコード波エネルギー分布のインバージョン解析による地震波減衰構造の推定が期待される。

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

図 1

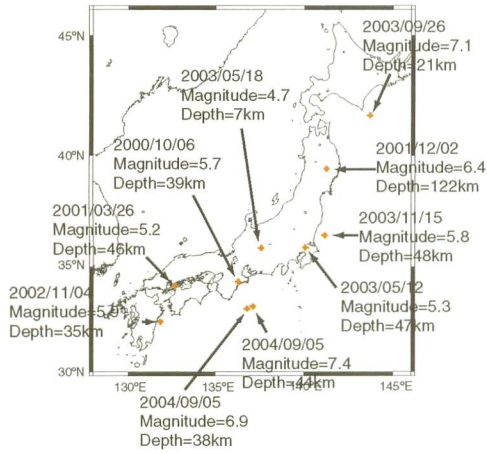


図 2

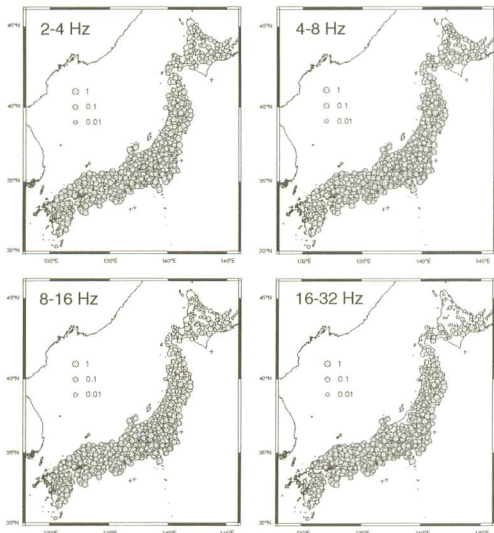
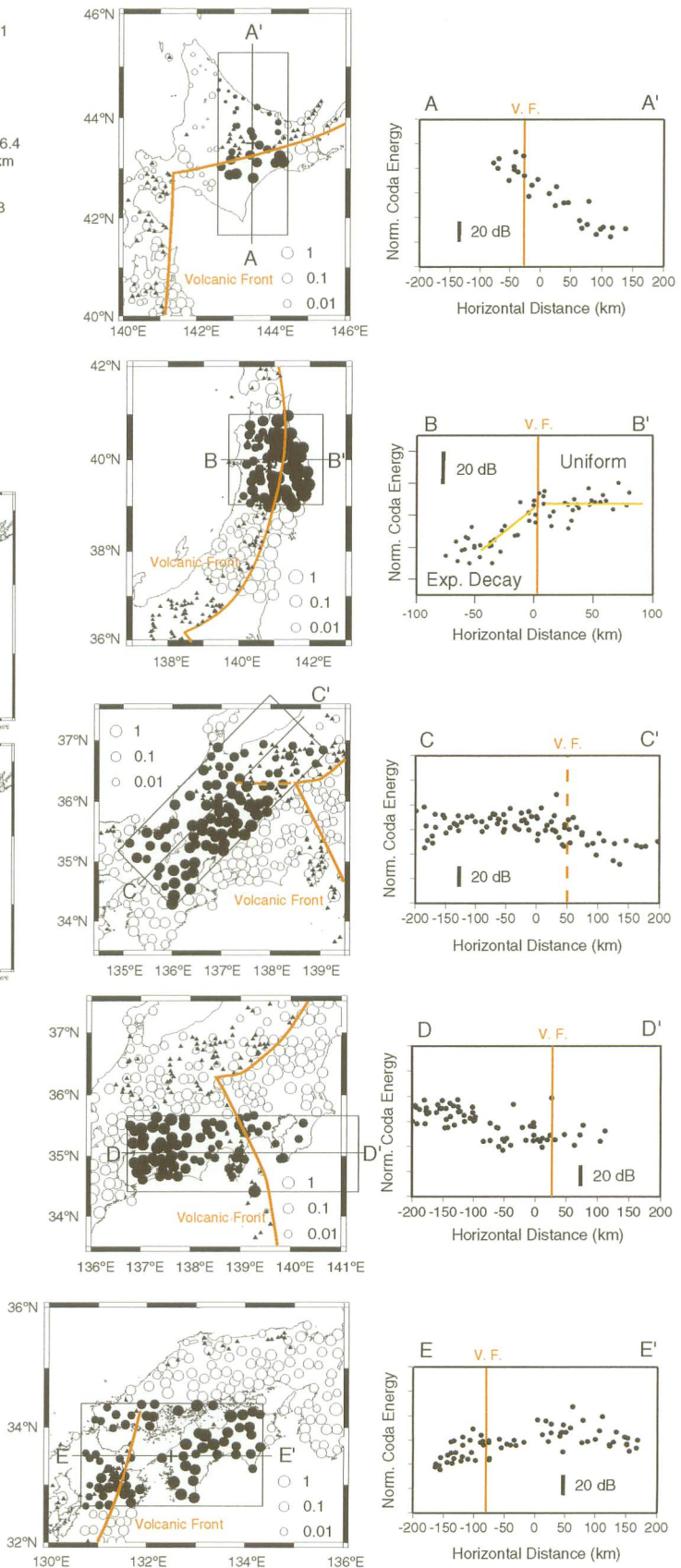


図 1. 解析した地震とその震源情報。
 +は震央。

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

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

図 3



コーダ波の相互相関解析に基づく散乱波エネルギーの流れの検出

高木 伸昌・佐藤 春夫・西村 太志

(東北大学大学院理学研究科)

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

はじめに

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

相互相関関数

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

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

散乱波エネルギーの流れ

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

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

エネルギーの Equipartition

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

まとめ

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

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

参考文献

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

謝辞： 防災科学技術研究所による広帯域地震観測網の地震動記録、また、気象庁・文部科学省がデータを処理した震源情報を使用させていただきました。ここに記して感謝いたします。

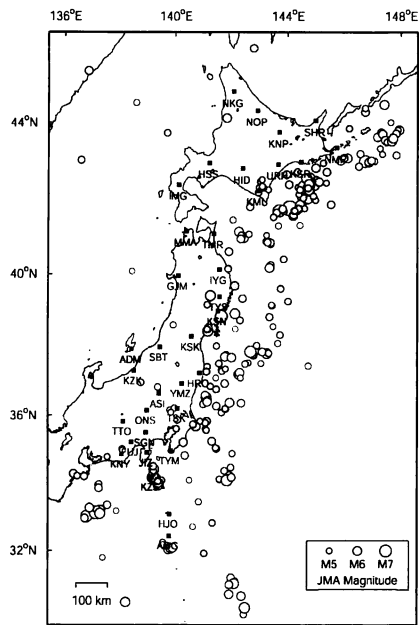


図1 解析に用いたF-net観測点の位置と地震339個の震央分布。

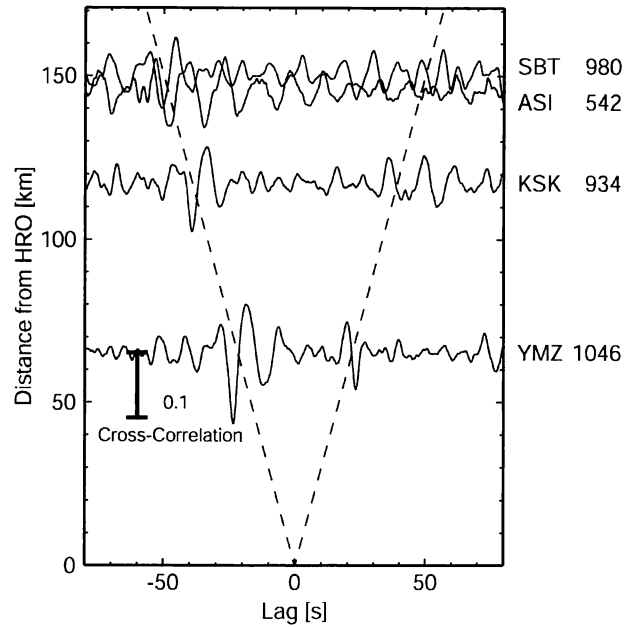


図2 HROと他の観測点との間の相互相関関数. 観測点名(図右)の横の数値はスタック数を表す.

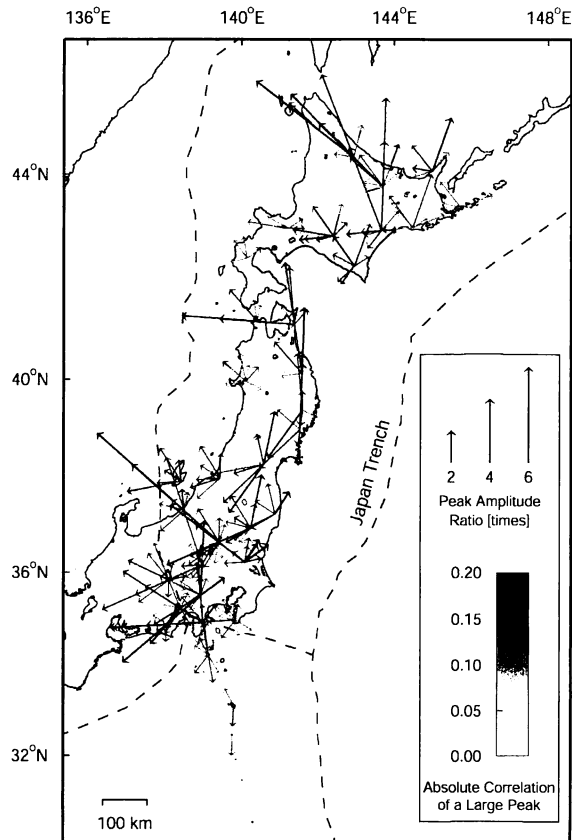


図3 観測点の各組ごとに推定した散乱波エネルギーの流れ. 矢印の方向は流れの大きな方向を示す. また, 長さは小さいピーク値に対する大きいピーク値の割合を示す. グレースケールは大きいピーク値の絶対値を示す.

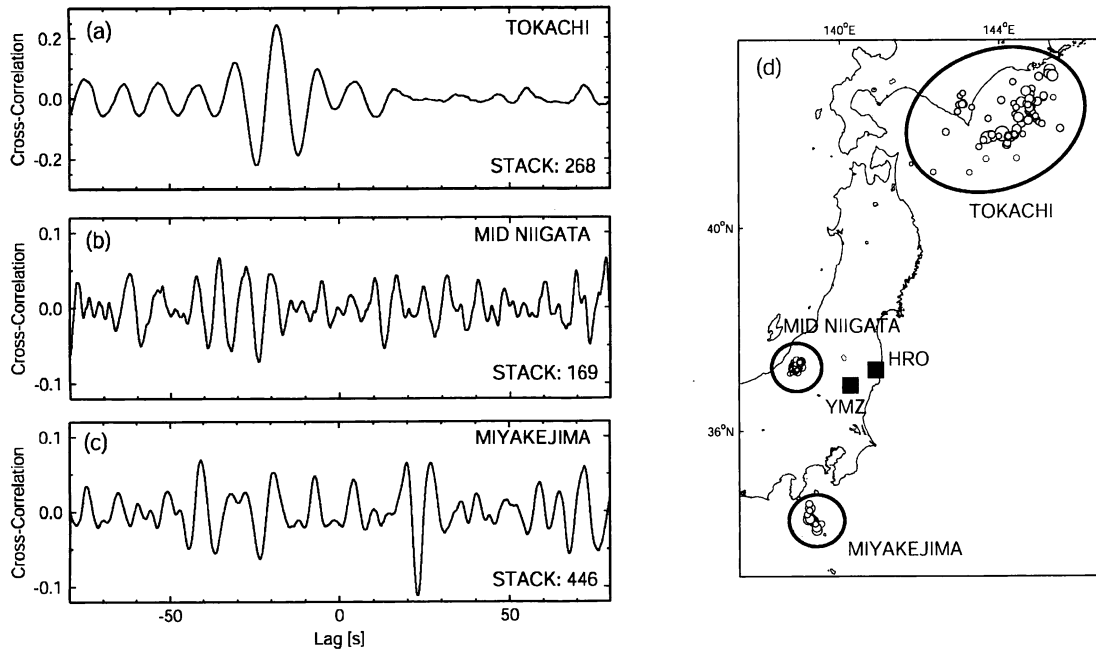


図4 (a)十勝沖, (b)中越, (c)三宅島近海の地震のみを用いた場合のHRO-YMZ間の相互相関関数. 各相互相関関数の右下の値はスタック数である. 正のラグがYMZからHROへの流れ, 負のラグがHROからYMZへの流れにそれぞれ相当する. (d)は観測点HROとYMZの位置, および各地域ごとの震央分布である.

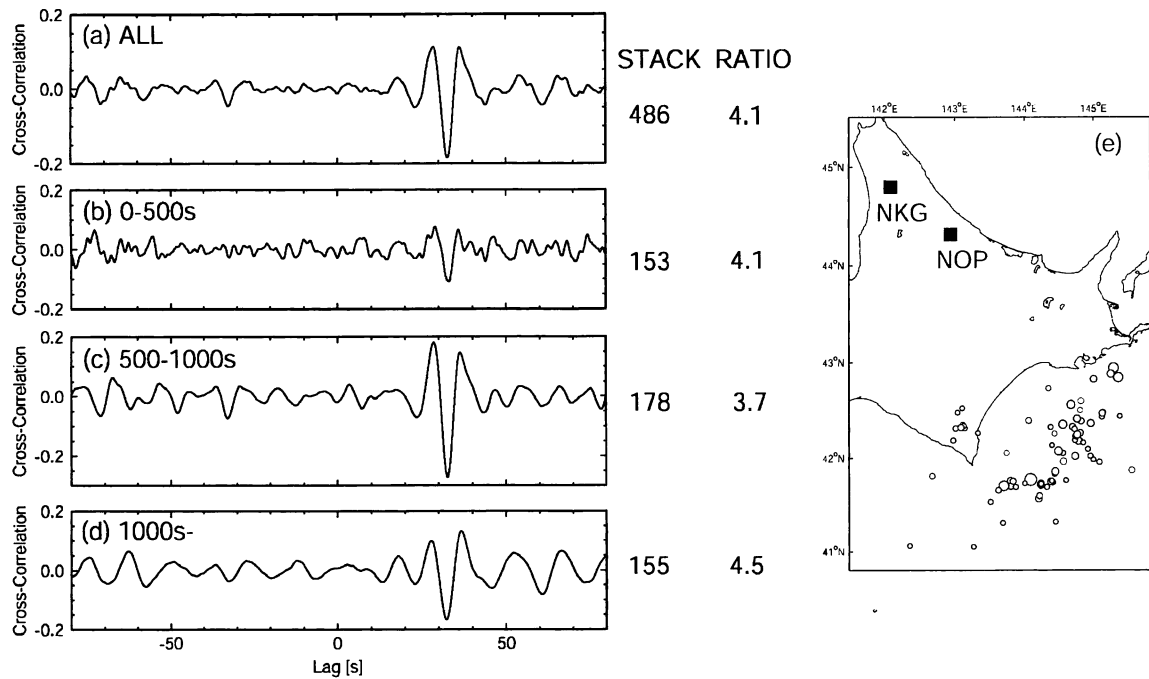


図5 NKG-NOP間の相互相関関数. (a)はすべての相互相関関数をスタックしたものであり, (b)はコーダ波を区切る時間窓の中心時刻が0-500s, (c)は500-1000s, (d)は1000s-の相互相関関数だけをスタックしたものである. 右端の数字は左がスタック数, 右が小さいピーク値に対する大きいピーク値の割合を表す. (e)は観測点NKGとNOPの位置, および用いた十勝沖の地震77個の震央分布である.

東北日本における高周波数地震波エンベロープ拡大現象の地域性

高橋 努^[1]・佐藤 春夫^[1]・西村 太志^[1]・小原 一成^[2]

[1]東北大学大学院理学研究科・[2]防災科学技術研究所

■はじめに

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

■直達波エンベロープの経路依存性

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

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

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

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

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

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

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

■議論

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

■結論

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

謝辞：震源位置について気象庁・文部科学省が協力してデータを処理した結果を使用させていただきました。また震源メカニズムについて F-net で決定された結果を使用させていただきました。記して感謝いたします。

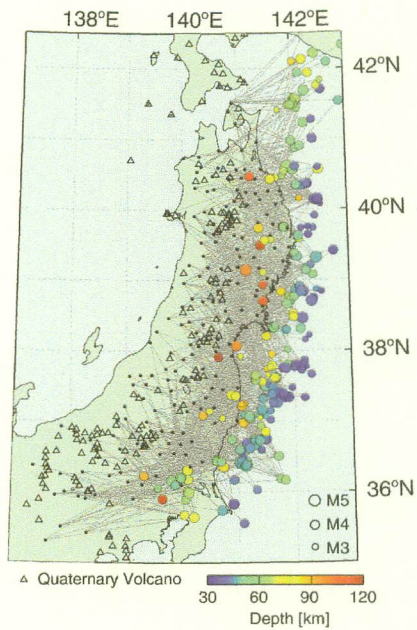


図 1. 解析に用いた震源と観測点の分布. 実線は解析に用いた波線経路の例 (P 波, 16~32Hz: 波線数 3541) を表す.

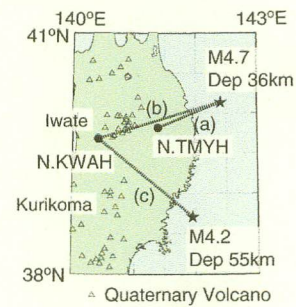
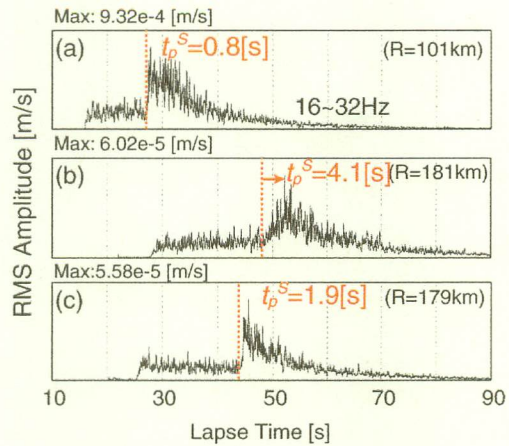


図 2. 地図中の 3 つの波線に対する水平動 RMS エンベロープ(16~32Hz). 縦破線が S 波到達, 矢印が t_p^S , R は震源距離を表す.

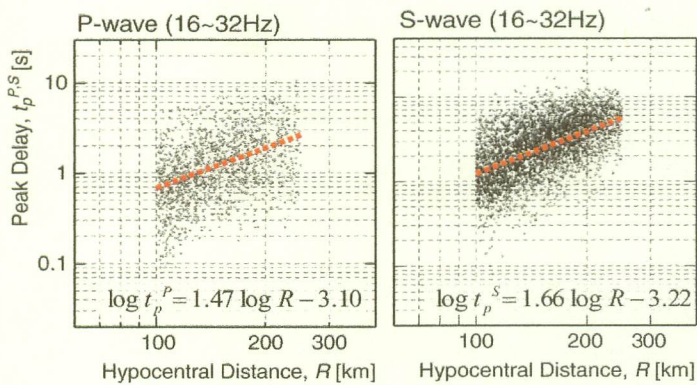


図 3. t_p^P および t_p^S の震源距離に対する変化. 破線は回帰直線を表す.

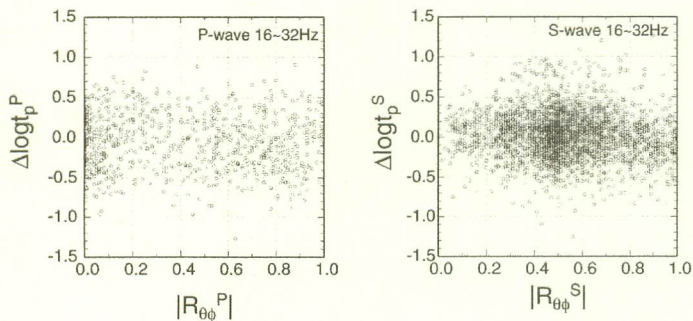


図 4. $\Delta \log t_p^{P,S}$ の震源輻射特性 $R_{\theta\phi}^{P,S}$ に対する変化. メカニズム解は F-net の結果を用い, 射出角は一次元速度構造を用い計算した.

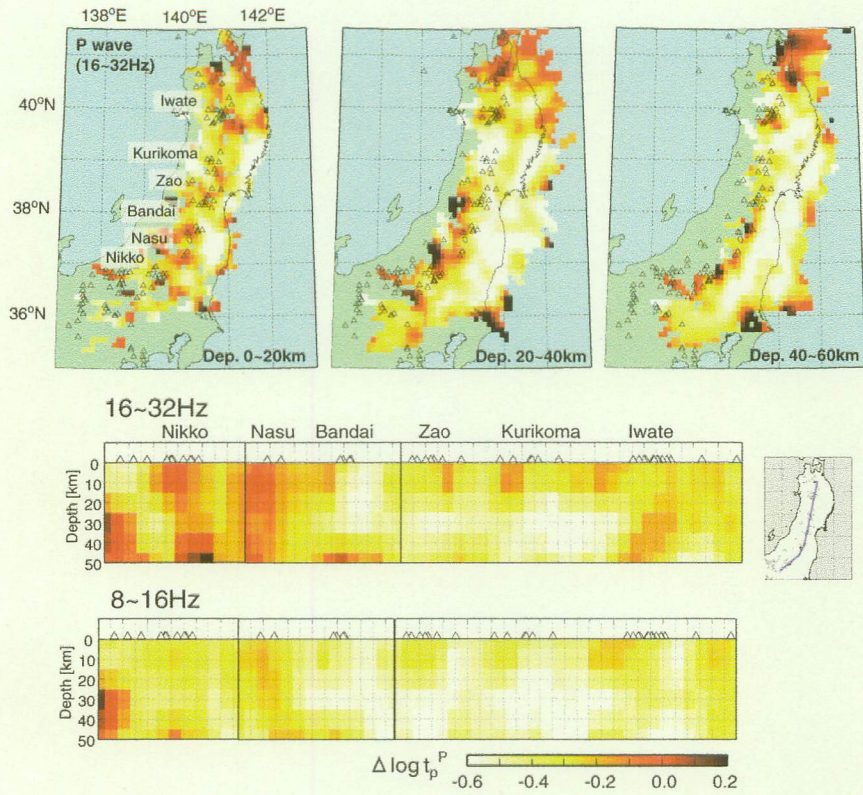


図5. P波で得られた $\Delta \log t_p^P$ の最小値分布. (a) 0~20km, 20~40km, 40~60km におけるマップビュー. (b) 第四紀火山を通る測線 (挿入図中の破線) に沿った深さ断面. 白が散乱が弱く, 赤が散乱が周囲に比べ強い領域を表す. Δ は第四紀火山を表す.

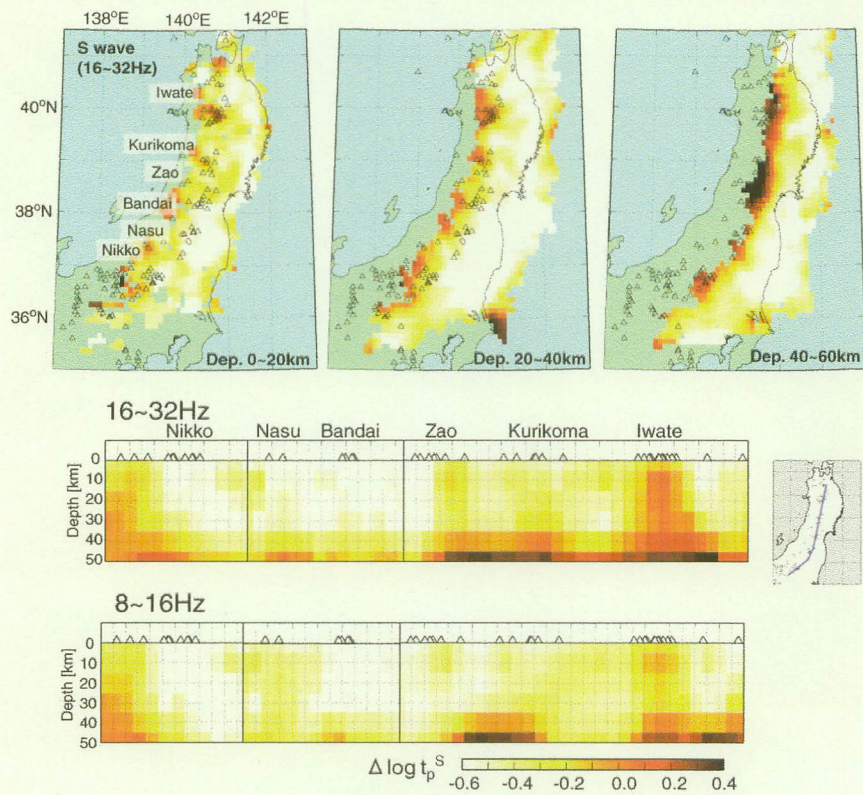


図6. S波で得られた $\Delta \log t_p^S$ の最小値分布. 図の見方は図5と同様.