

地震計アレイを用いた散乱体密度推定の試み(2)

松本聡 九大・地震火山センター

Estimating scatterer density in the earth by seismic array processing

Satoshi Matsumoto

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

はじめに.

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

方法.

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

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

この立体角平均は

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

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

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

(1)

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

散乱体分布密度とセンブリランス

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\mathbf{W}(\mathbf{k}) = [\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_1), \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_2), \dots, \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_N)]^T$$

である. これは, アレイレスポンス関数とも呼ばれる.

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

さて, L とセンブリランスの関係を考える,

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

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

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

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

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

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

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

もし、アレイレスポンスが十分にシャープであれば、 O は無視できる。

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

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

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

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

$$s \doteq 1/N (N \cdot N / NL) = 1/L \quad (2)$$

incident waves(L) - max. semblance

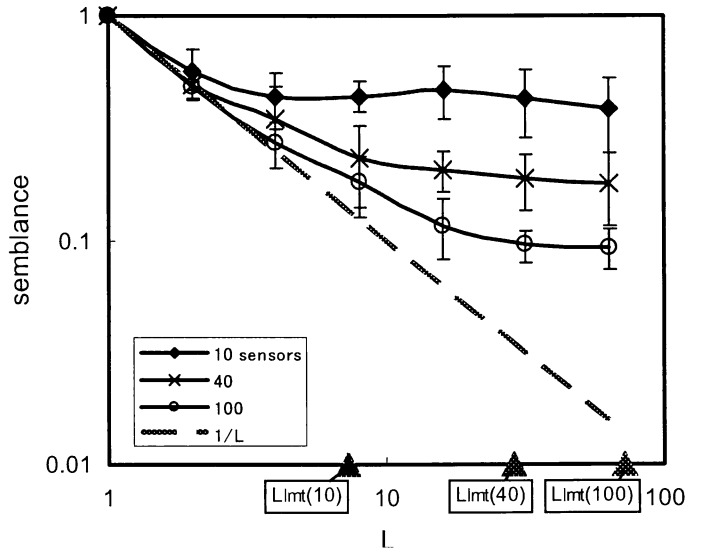


図1. 直線アレイ ($N=10, 40, 100$) における、 L に対するセンブランス値変化。横軸の \blacktriangle は各アレイの分解能限界を示す。

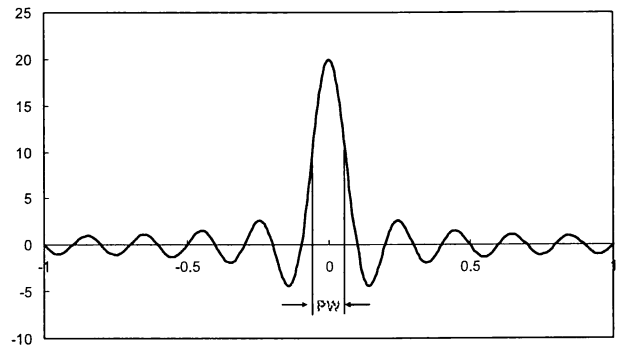


図2 アレイ応答関数 W と分解能。直線アレイにおける例。横軸は波数。

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

直線アレイの場合の L とセンブランスの関係を示したのが図 2 である。直線アレイにランダムに波数を与えられる L の波が入射した場合のセンブランスを(7)式より計算したものを示している。さて、この図から、 L が小さいときは $1/L$ の直線に近いものの、徐々にそこからはずれ、 L が一定以上増えるとセンブランスが一定になる。これはアレイ応答関数の波数分解能に依存する。この分解能よりも \mathbf{k} が近接した波が入ってきてても分離できない。このため、 L が増えてもそれが分解できずに一定値になる。分解能は PW として図2のように定義される。定義される。

解析例.

これらの知見から実際のデータへの適用を試みる。図3に鳥取県西部地震震源域でのアレイ形状と震源分布を示す。パイブレータ震源の波形記録からセンブランス解析を行った。

バンドパスフィルター (16-24Hz)をかけて、ウィンドウ0.2秒ごとにセンブランス値、2乗振幅値を計算し、時間変化を求めた。2乗振幅値の時間変化から、一次散乱モデルを用いて、内部減衰がないと仮定しgを推定した。その結果、おおむね0.001km⁻¹となった。この値を用いて、20Hzのサイン波を震源波形として使い、適当なnを与えてセンブランス時間変化をフィッティングした。その結果を図5に示す。これらからnは0.01程度であることが明らかになった。この解析で得られた値は概算であるけれども今後は精度向上を考えたい。

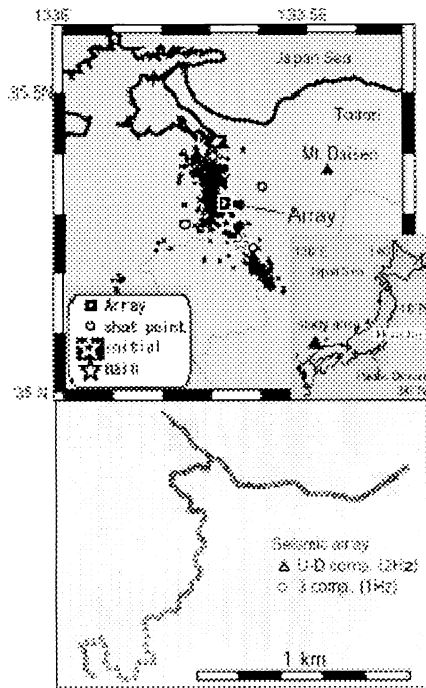


図3 鳥取県西部地震震源域でのアレイ観測のアレイ形状と震源分布.

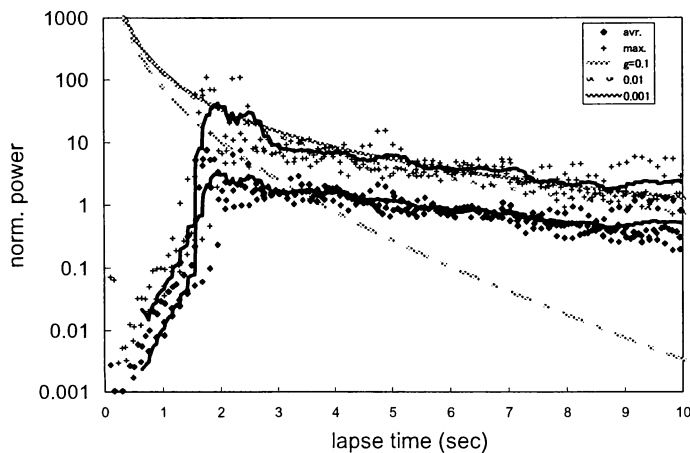
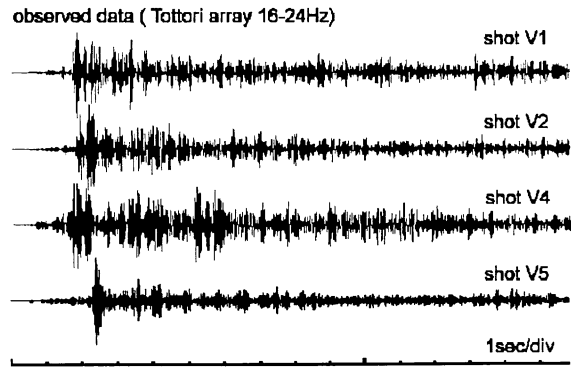
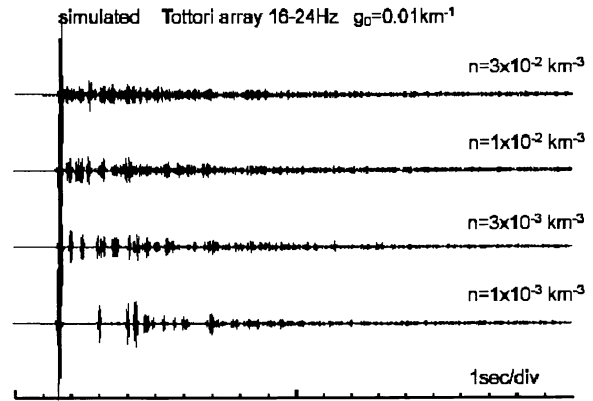


図4 2乗振幅時間変化と一次散乱モデルによるg=0.1,0.01,0.01の曲線.



4カ所のパイブレータ震源で得られた波形例



V=6km/sec Δ=10km,g=0.01として計算した波形例.

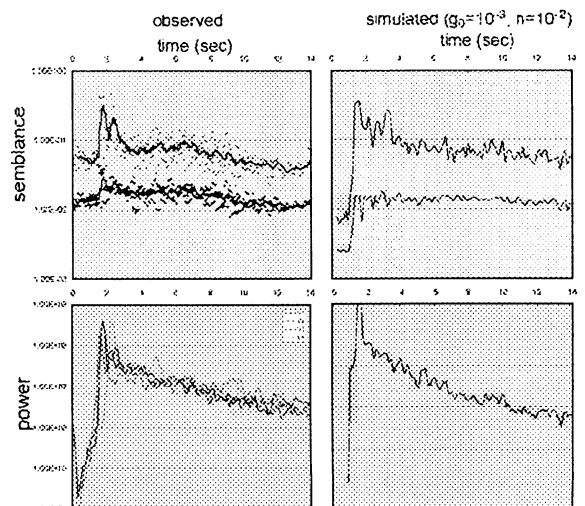


図5 観測されたセンブランス, 2乗振幅時間変化とシミュレーションによる時間変化

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

亀井理映*, 羽藤正実**, 松岡俊文*

*京都大学大学院工学研究科, ** JGI

はじめに

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

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

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

ハイドレート層のランダムモデル

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

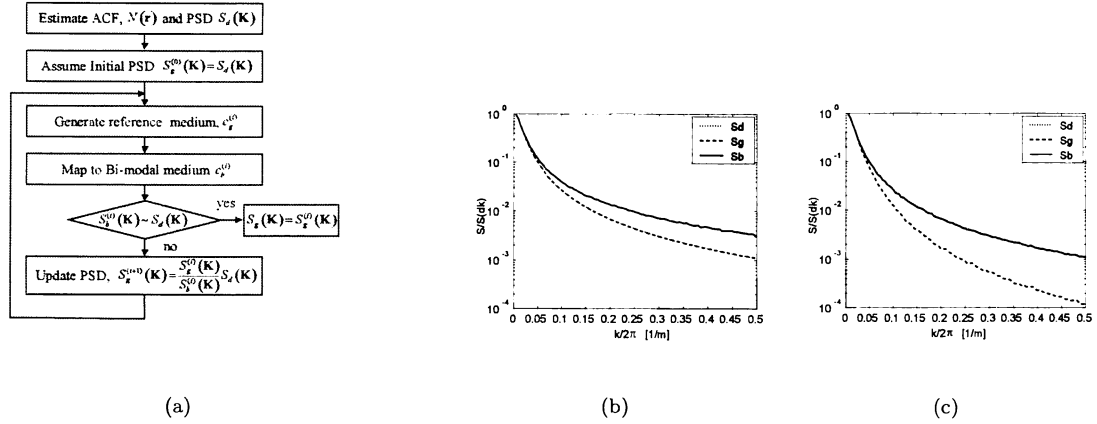


Fig. 1 : (a) Generation procedure of random media with bimodal distribution, (b) spectrals before iterations and (c) spectrals after convergence

モデル作成法

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

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

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

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

合成速度検層ログ

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

弾性波シミュレーション

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

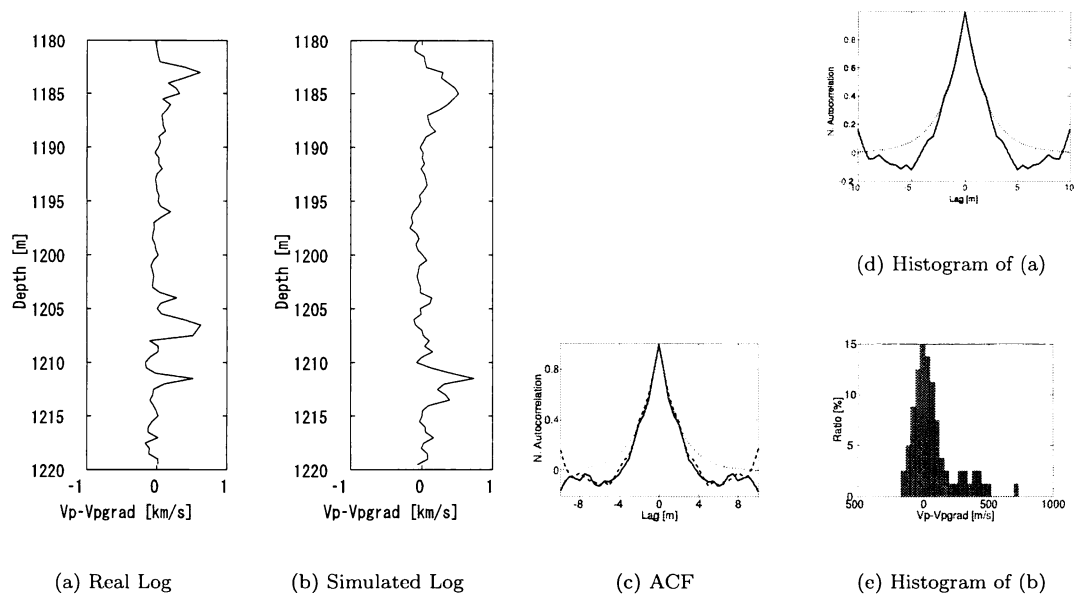


Fig. 2 : Well Log data of Nankai Trough Post Survey #1 and created log. (c) Solid line is ACF of real well log data, dotted line is estimated ACF and dashed line is that of created log.(d) Columns are histogram of real well log data and solid line is estimated probability density function.

反射法地震探査

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

坑井間地震探査

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

まとめ

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

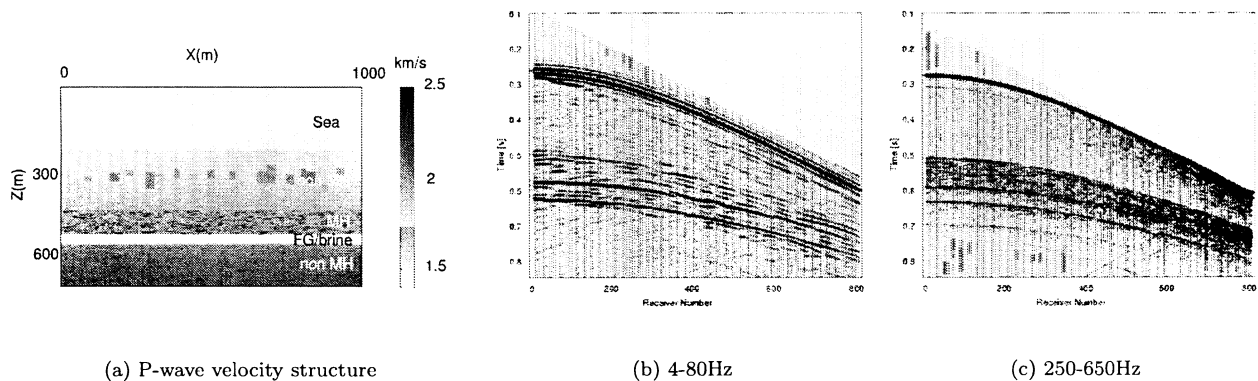


Fig. 3 : (a) Velocity structure and (b,c) shot gathers of with reverse polarities for synthetic reflection test.

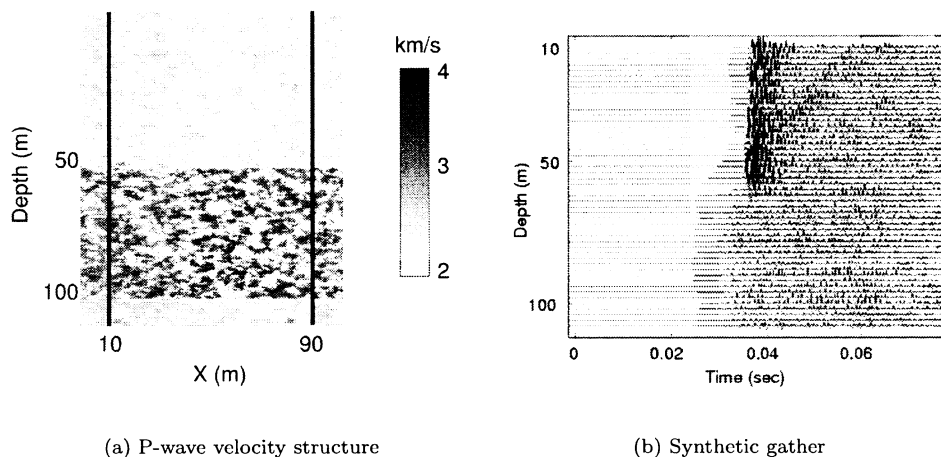


Fig. 4 : (a) Velocity structure and (b) same level gather for synthetic crosswell test.

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

謝辞

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

参考文献

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

弾性波散乱現象を利用した構造探査への一考察

三ヶ田 均 (京都大学工学研究科)

はじめに

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

散乱波と地下構造

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

Stochastic な手法との接点

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

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

Physical:

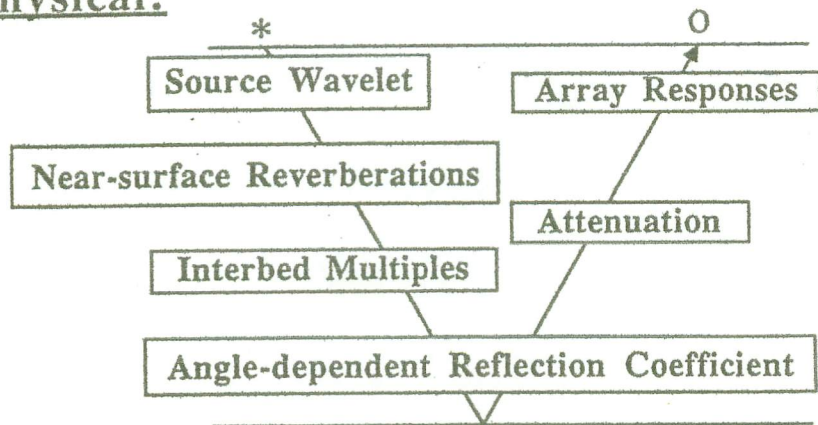


図1 物理探査反射法で考慮されている現象

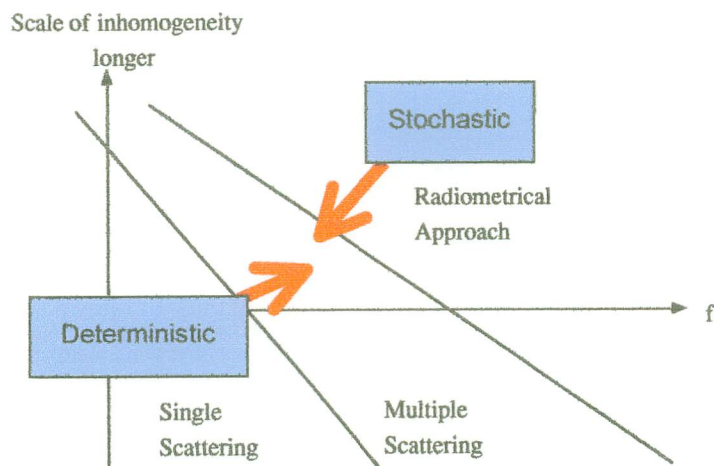


図2 今後の方向性. Deterministic 及び Stochastic な手法双方からのアプローチが重要である。

地震波ゆらぎと地下探査技術の問題点

○西澤 修^[1]

^[1] 産業技術総合研究所・地圏資源環境研究部門

Problems of seismic explorations associated with seismic wave fluctuation

Osamu NISHIZAWA^[1]

^[1]Institute of Advanced Industrial Science and Technology

1. 地下探査技術に対する地震波ゆらぎの影響

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

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

2. 実験とその結果

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

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

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

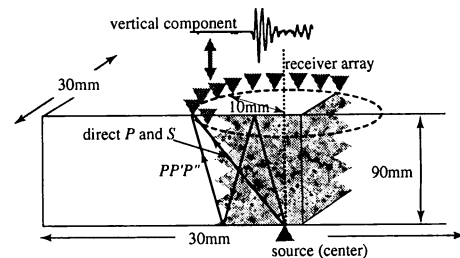


Fig. 1 実験における震源-観測点の配置。震源は円盤状の厚み方向振動モードの圧電素子（直径 5mm）で、円盤の軸を回転対称とする P 波、S 波の放射パターンを持つため媒質による波のゆらぎがなければ、軸の周囲に配置された観測点すべてで同等の波形が観測されるはずである。

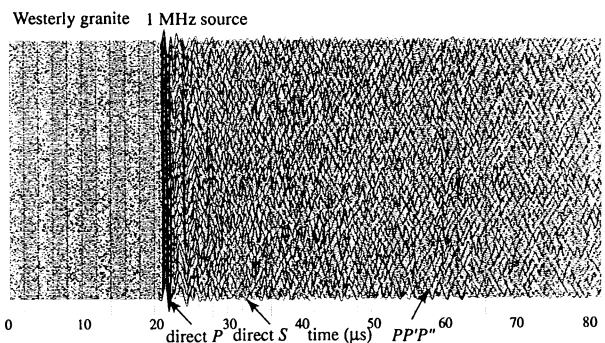


Fig. 2 Fig. 1 の震源-観測点配置で得られた波形。観測点は 2 度おきに配置されているので、180 個の波形が得られる。波形はランダム不均質に起因するゆらぎを含み、互いに少しずつ異なっている。

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

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

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

3. 実験結果の応用

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

小規模不均質構造からのゆらぎを含む地震波をモデル化は以下のように行う。

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

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

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

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

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

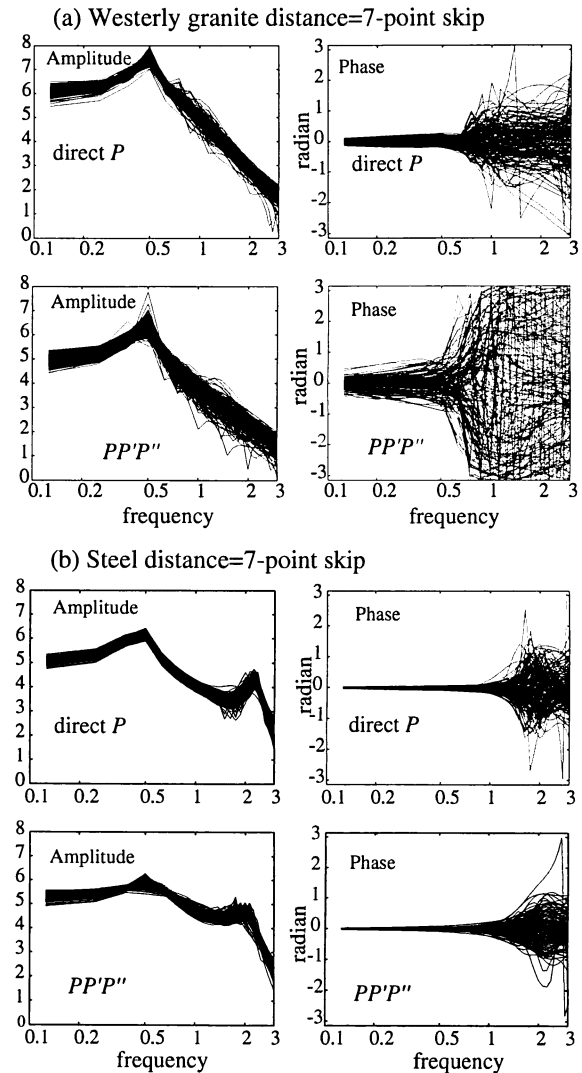


Fig. 3 等価な伝播経路を持つアレイで観測されたクロススペクトルの振幅と位相。上段の図はウェスタリー花崗岩の直達波部分と反射波部分のクロススペクトル。下段の図は鋼鉄を試料としたときの同じ波形部分のクロススペクトル。鋼鉄試料は完全な均質媒質とみなせるので、ウェスタリー花崗岩における位相ゆらぎの幅はランダム不均質によるものである。ウェスタリー花崗岩ではクロススペクトルの位相のばらつきが特定の周波数から急激に大きくなっており、対応する周波数は鋼鉄の場合より低い。これは、ランダム不均質での位相のばらつきが特定周波数以上で一般的なランダムネスを持ち、完全にインコヒーレントになることを意味する。

文献

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

変位不連続理論を用いた個別要素法による不連続面の定量解析

安井利尚*・真田佳典・松岡俊文

(京都大学大学院工学研究科)

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

1. はじめに

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

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

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

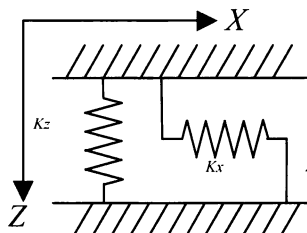


Fig.1 Specific Stiffness

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

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

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

3. 個別要素法 (DEM) による亀裂モデル

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

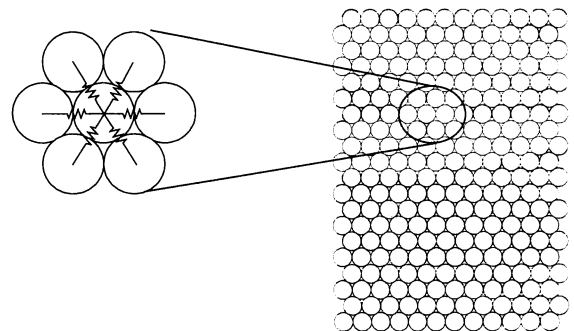


Fig.2 Particles arrangement

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

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

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

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

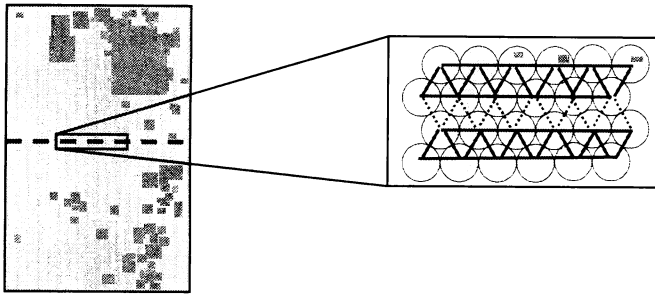


Fig.3 Fractured DEM model

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

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

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

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

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

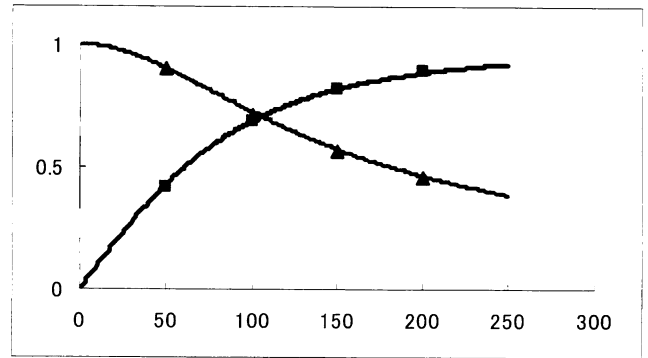
次にこの個別要素法での亀裂モデルを用いてシミュレーションを行い、変位不連続理論による亀裂の反射係数と透過係数の理論値との比較を行った。

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

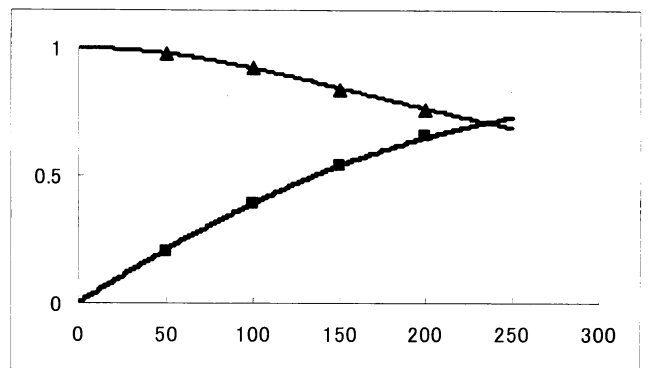
4. 亀裂群モデルでの反射波シミュレーション

4.1. Crack density

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



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



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

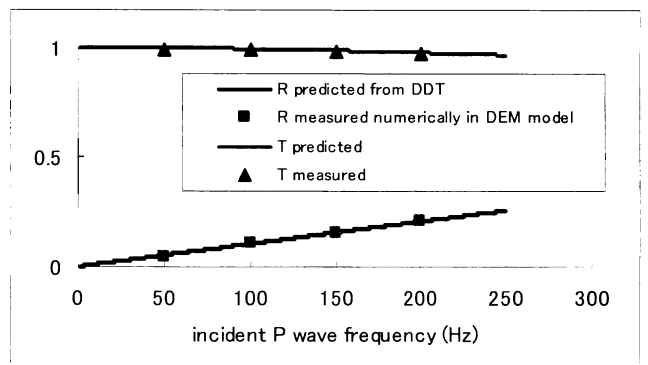


Fig.4 Reflection and Transmission coefficients of DEM fractures for Incident P wave.

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

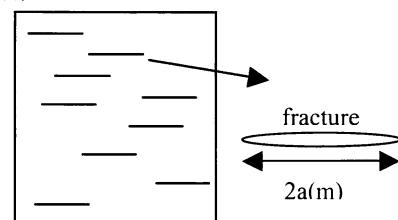


Fig.5 distributed fractures

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

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

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

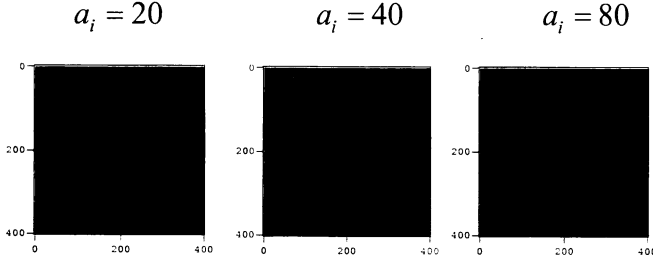


Fig.6 Fracture area Image at $\rho_{cd} = 0.4$

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

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

そして次の行列(6)の要素により、弾性波群速度が(7)のように定義される。

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

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

求められた速度より、反射係数が次のように決められる。

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

4. 2. 個別要素法モデル

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

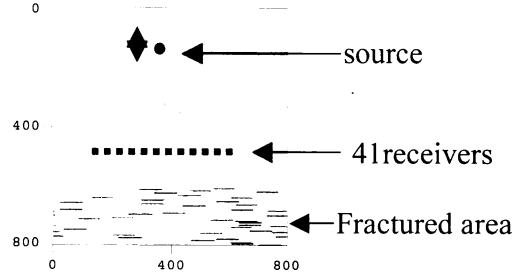
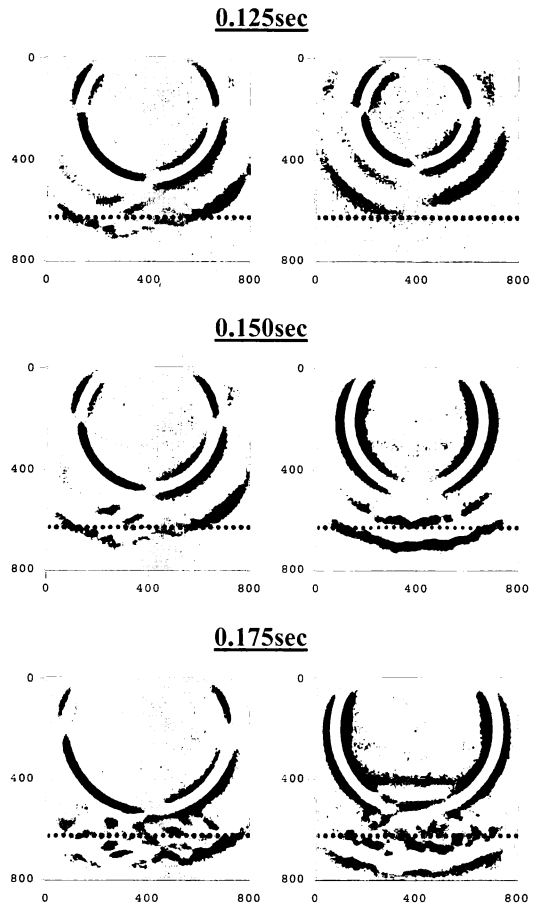


Fig.7 simulation model ①

Table.2 Model parameters

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



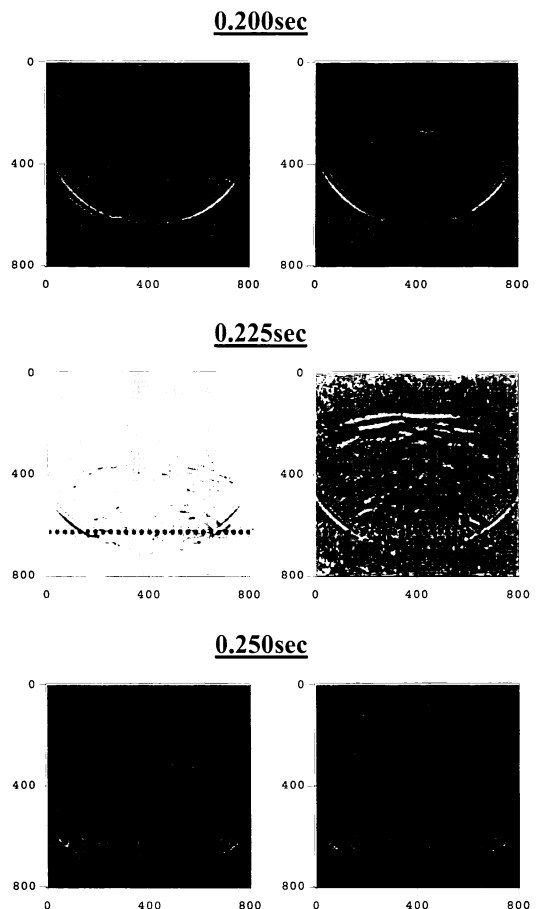
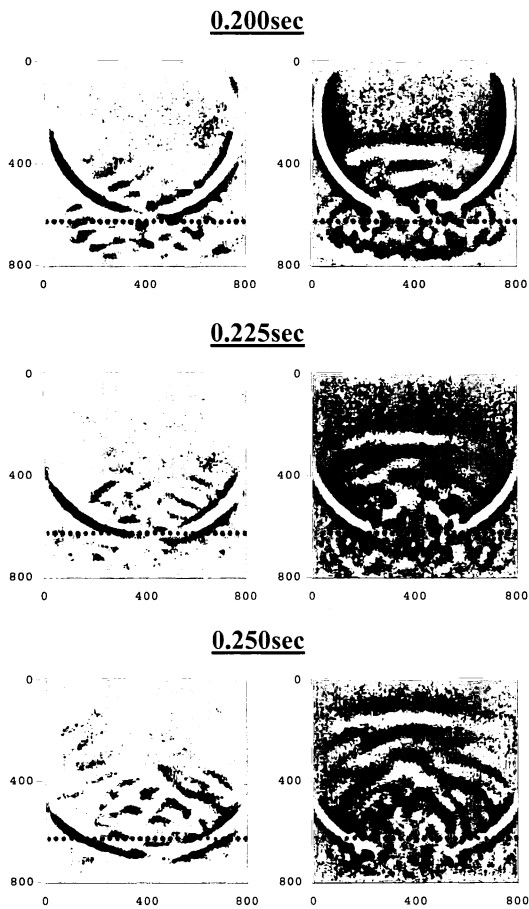


Fig.8	Fig.9
Ricker wave 30Hz	Ricker wave 100Hz wave length < crack length

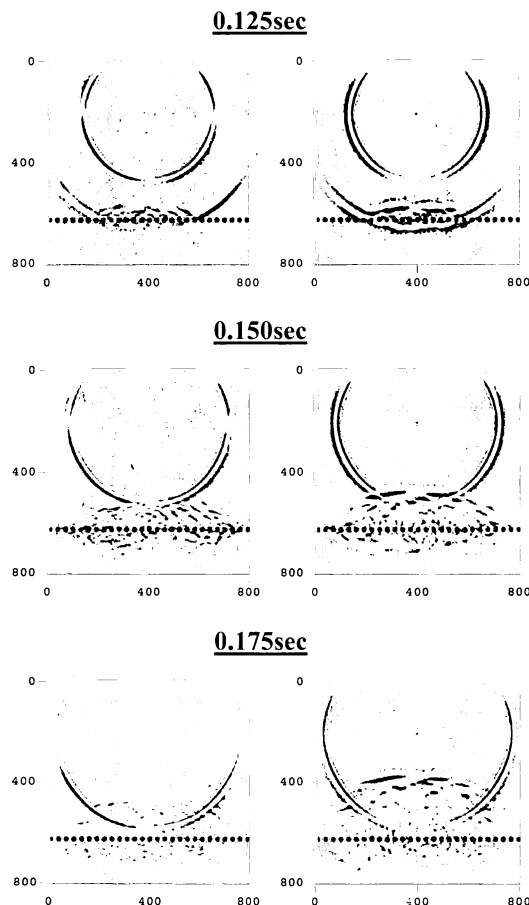


Fig.8, Fig.9 はシミュレーションのスナップショットである。左側が X 成分、右側が Y 成分である。これらのスナップショットから、亀裂群に入射した P 波がそれぞれの方向に散乱しながら反射していく様子が観察できる。また、亀裂の長さに対して、波長が短い方が、散乱が強く現れている様子が観察できる。

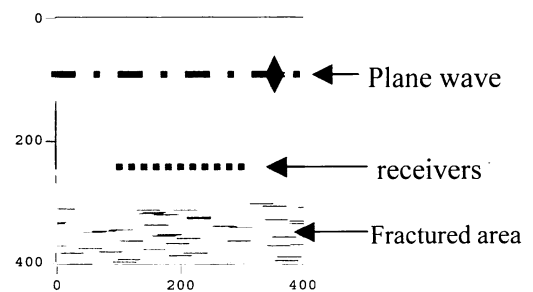


Fig.10 simulation model ②

4. 3. 反射係数の評価

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

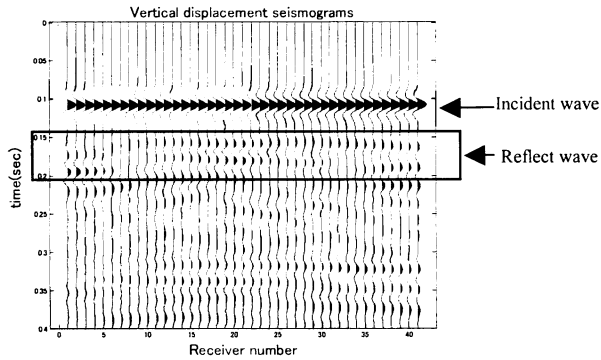


Fig.10 Vertical displacement seismograms

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

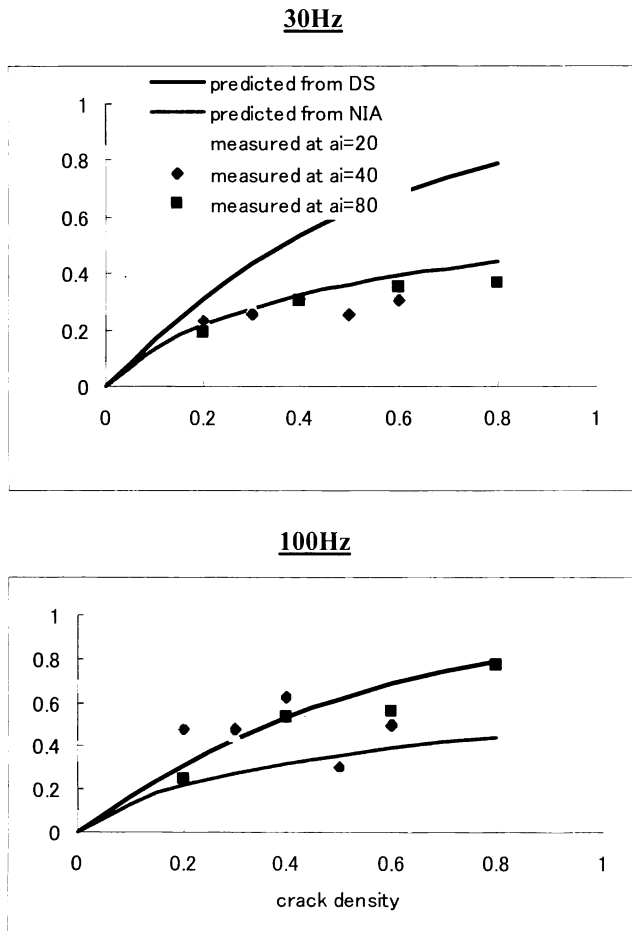


Fig.12 Reflect coefficients

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

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

5. まとめと今後の方針

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

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

参考文献

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

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

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

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

はじめに

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

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

手法と解析結果

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

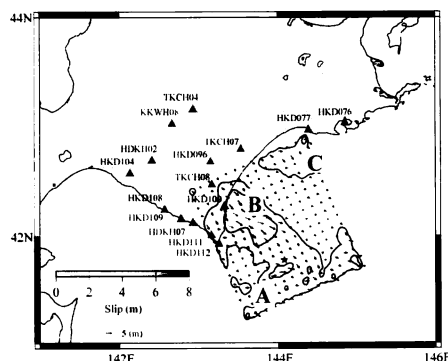


図1 : Honda et al (2004)によるすべり量分布とインバージョンで使用した観測点。A,B,Cはそれぞれインバージョンで得られたアスペリティを示す。★印は破壊の開始点 (JAM, 2004)。

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

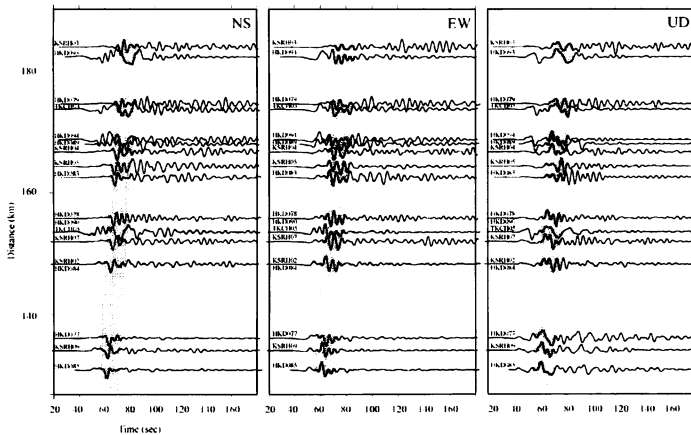


図 2：周期 5-50 秒のフィルターをかけた速度波形。縦軸は破壊の開始点からの距離。横軸は 4 : 50 : 00 を 0 としたときの経過時間。各記録ごとに最大値で規格化してある。

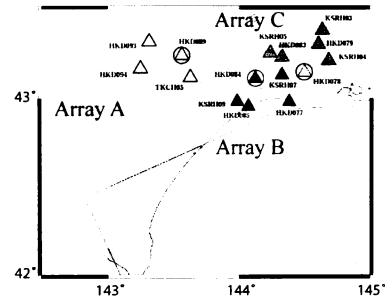
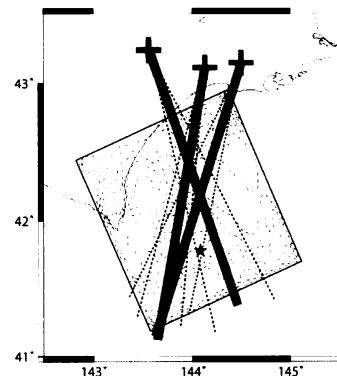


図 3：アレイと断層面の位置関係。○囲いは各アレイの基準点。

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



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

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

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

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

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

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

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

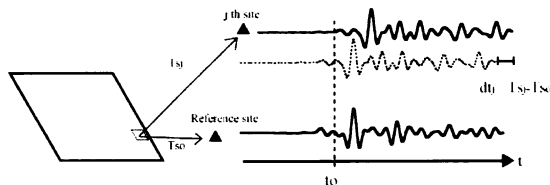


図 5：センブル値を求めるための時間ずれの計算方法

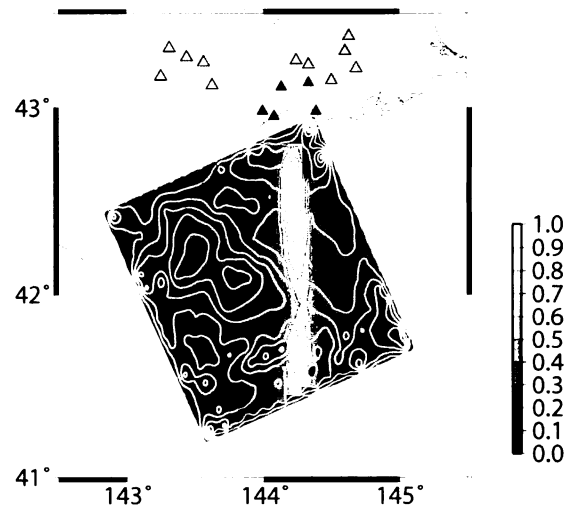


図 6：最終的に推定されたアスペリティの位置。▲は使用した観測点。白線はインバージョンで得られたすべり量分布。

まとめ

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

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

参考文献

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

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

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

想定宮城県沖地震の震源域近傍における強震計アレイ観測

中原 恒 (東北大学大学院理学研究科)

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

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

1. はじめに

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

2. 観測の目的

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

3. 観測の概要

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

4. アレイ解析

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

5. まとめ

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

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

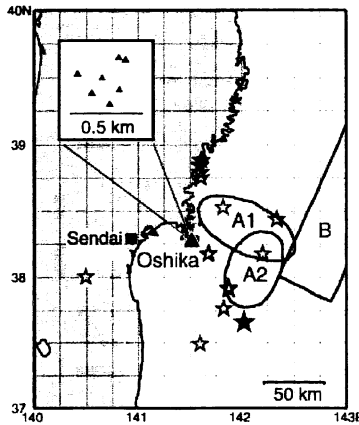


図1 牡鹿アレイ観測点の位置 (▲印) と宮城県沖地震の想定震源域 (地震調査委員会による震源域 A1, A2, B) . 挿入図は7観測点からなるアレイの配置を示す. ☆印は5点以上の地震計により記録された地震の震央. ★印は図2, 3に記録を示す地震の震央.

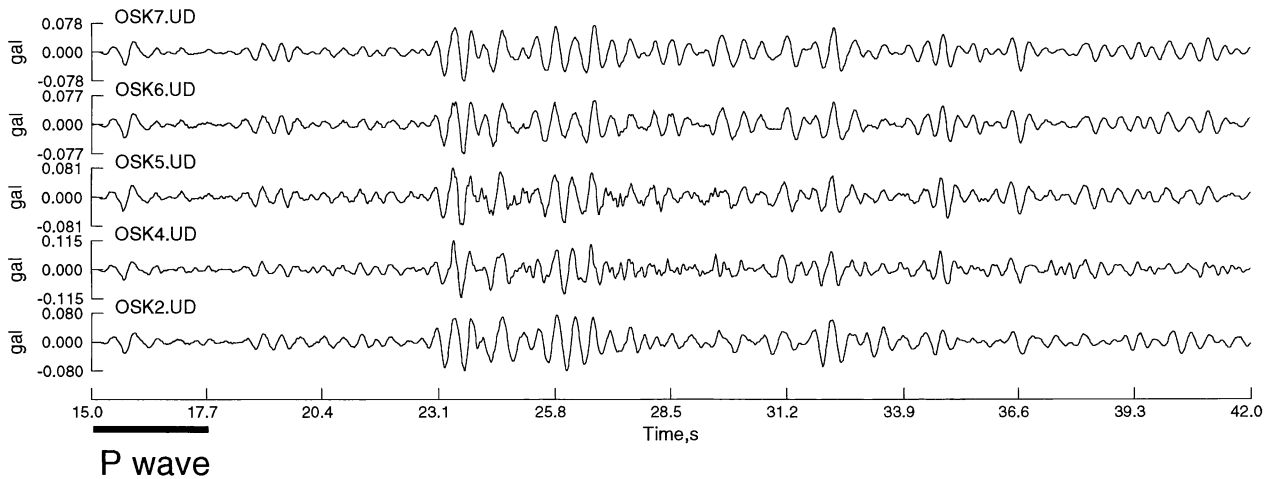


図2 2004年7月22日17時23分宮城・福島県境沖の地震 (M4.5) の観測記録 (上下動加速度記録, 1-2.5Hzの周波数帯). 下線部2.56秒間の直達P波部分の記録を用いて波動の到来方向を推定した結果を図3に示す.

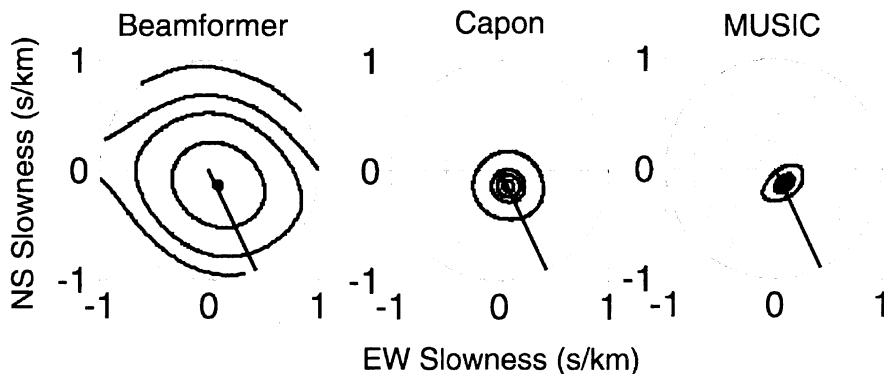


図3 図2の記録の直達P波部分を用いて推定した波動の到来方向を, 横軸は東西方向, 縦軸は南北方向のスローネス平面上に示したもの. 左から(1)Beam-former法, (2)Capon法, (3)MUSIC法で推定した結果. 図中の太線はアレイから震源に向かう方向を示す. コンターは-1, -3, -5, -10 (dB) を示し, -3 (dB) がピークの半値幅に対応する. ピークが赤線の方と一致しているため, 直達P波は震源の方向からアレイに到達したことが分かる. また, ピークの幅は左から右に向かうに従って小さくなっており, 右の手法ほど高い分解能で入射波の到来方向を推定できている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