

## Coda-Q と弾性体に働く応力との関係 -統計量から導く状態量: 弾性変位の影響-

岡本京祐\*・三ヶ田均\*・後藤忠徳\*・武川順一\*・尾西恭亮\*\*

### 要 旨

Q 値は地殻の不均質性・粘性を反映するものであり、その空間的・時間的変化を用いて地殻の情報を得ることは過去の様々な研究で行われてきた。しかし、Q 値は散乱体や地殻境界面の位置、震源形状といった個々の情報を決定論的に示すわけではなく、地殻全体としての特性を表すものであり、統計的に処理された情報にすぎない。そのため、活火山の近傍で Q 値異常が見られるということや、地震発生前に Q 値が変化していることなど、得られる情報も統計量であり不明瞭なものであった。これは、コーダ波を構成する無数の散乱波は地殻のあらゆる場所を通過・散乱しているため、変化の要因が特定できないためである。そこで、本研究では統計量である Q 値から、地殻中の統計に依らない状態量を導き出す試みを行った。具体的には Q 値変化から弾性体に加わる応力の大きさ、方向の推定可能性を検討した。そのために二次元差分法を用いて波動伝播シミュレーションを行い、コーダ波の応力に対する応答性に関する議論を行った。その結果、Q 値変化と弾性体に载荷された応力の大きさの変化には比例関係があることが明らかとなった。また、応力の载荷方向によって震源から x 軸方向、z 軸方向に配置した受振器では Q 値変化の傾向が変化することが明らかとなった。以上の結果を踏まえると、地殻中の Q 値変化を観測することによって応力の大きさの変化や、応力軸の方向変化を知ることができる可能性がある。これにより、統計量である Q 値から、統計に依らない応力の情報を定量的に得ることが可能となることが示唆される。

**キーワード:** コーダ波・Q 値・散乱体・応力・弾性体

### 1. はじめに

地震波記録は震源のメカニズム、地下構造、物性値などの多種多様な要因により、P 波・S 波など様々な波が足しあわされた非常に複雑な波群を構成する (Fig.1)。このデータに簡便なモデルを当てはめて、各種信号処理を加えて有用な情報を得るとというのが一般的な工学的取り扱いであり、これらの操作により反射法地震探査、屈折法地震探査などの様々な手法により地下構造のイメージングがされてきた。しかし、不均質の度合いの強い媒質に対するイメージングは困難であり、個々の散乱体や断層の形状・大きさなどを決定論的に決めて解析するのは

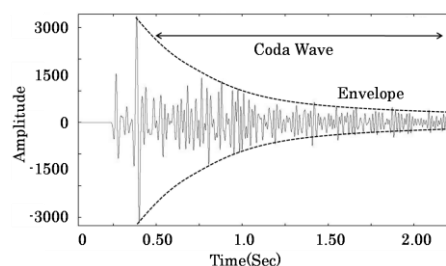


Fig.1. Coda wave and its envelope

困難である。そのような媒質に対しては、コーダ波の減衰に着目し、統計的に解析が行われているに過ぎない。例えば、Q 値により活火山や S 波速度の遅い地域を見分

2010年10月22日原稿受付; 2011年1月26日受理

\* 京都大学大学院工学研究科

〒615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂

\*\* 京都大学大学院工学研究科

(現在 秋田大学大学院工学資源学研究所)

〒615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂

第 121 回(平成 21 年度秋季)学術講演会にて一部を発表

ける研究が行われてきた(Matsumoto and Hasegawa, 1989)。また、大地震の前に  $Q$  値が変化することも言われている(Got et al., 1990)。他には地震の発生頻度とコーダ波から得られる  $Q$  値に着目し、それらの相互相関を取ることで両者の関係性を見出した(Aki, 2004)。この研究では  $Q$  値と地震頻度の両者が時系列で似た挙動を示すこと、地震準備期間には両者の時系列の挙動に相違が表れることが示されている。地震準備期間における、この両者の関係の変化は応力状態の変化などにより地下の物性値が変化するためと言われている。また、1995年に発生した兵庫県南部地震前後において、 $Q$  値や  $b$  値といった統計量がともに大きな変化を示したことが言われており(Hiramatsu et al., 2000)、こうした統計量と地下の物理的状態との間に何らかの規則的関係が存在する可能性がある。

$b$  値は媒質の不均質性や応力状態に依存していると考えられている(例えば, Mori and Abercrombie, 1997; 弘瀬ほか, 2002; Schorlemmer et al., 2005)。しかしながら、地震のマグニチュードとその発生頻度の間に成り立つグーテンベルグ-リヒターの関係を前提に推定する  $b$  値の変化には地域性があり、その変化の一般的規則性が判然としないことが指摘されている(例えば, Utsu, 2002)。さらに、地震の発生する領域内の状態を扱うことしかできず、それ以外の領域では  $b$  値を用いた解析が難しいことが問題である。これに反し、 $b$  値変化との相関性がある場合があることを指摘されている  $Q$  値は、必ずしも地震発生場ではない地震波伝播領域の状態を示すだけではなく、その相対的な変化量を議論することが可能であり、地下媒質の物性変化を議論できる可能性が示唆される。しかし、統計量である  $Q$  値を、何らかの統計に依らない地下の物理量に定量的に結び付けることは行われていない。そこで我々は、Aki (2004)の提唱した「 $Q$  値変化が地殻応力変化の影響を受ける」という仮説を検証することが重要ではないかと考えるに到った。検証の方法として、少なくとも二次元差分法を用いた波動伝播シミュレーションにより、コーダ波の応力に対する応答性を検討する必要がある。 $Q$  値と地殻応力との間に統計処理から見出される定性的関係ではなく、定量的な関係を見出すことができれば、将来的には地震の準備期間を捉える事や、トンネル掘削・CO<sub>2</sub> 地下貯留などの際に用いることのできる新たな地殻活動モニタリングにつながる可能性がある。

本研究では、コーダを構成する波群が地殻内に分布する散乱波であると仮定し、数値的にコーダを形成し、その  $Q$  値を求めることとした。数値計算を行う仮定として、地殻を弾性体、散乱波発生源を無数のクラックと考え、更に応力載荷に伴う変化は地殻モデルに生じる弾性変位とインピーダンス変化(密度変化に依る)のみとしている。その下で  $Q$  値の応力に対する応答性を検討するために、

地殻モデルに応力を加え、それによるひずみに伴ってモデル中にランダムに配置したクラックが移動する前後での  $Q$  値の変化を解析した。数値計算の結果、応力を加えることで  $Q$  値の変化と応力の大きさの変化に比例関係があることが明らかとなった。また、応力の載荷方向の違いにより  $Q$  値は異なった挙動を示すことが明らかとなった。このことは、 $Q$  値変化より応力の大きさ、方向、つまり応力ベクトルを推定できる可能性があることを示している。

## 2. 計算手法

本章では本研究に用いた波動伝播シミュレーションの詳細およびひずみ場の生成の方法を説明する。

### 2.1 波動伝播シミュレーション

本研究では波動方程式を構成する運動方程式(1)・(2)、応力ひずみ関係式(3)・(4)・(5)を用いた。

運動方程式

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (2)$$

応力-ひずみ関係式

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial v_x}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial t} = \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \quad (5)$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $\lambda \cdot \mu$ はラーメ定数、 $(v_x, v_z)$ は速度ベクトル、 $(\tau_{xx}, \tau_{zz}, \tau_{xz})$ は応力テンソルである。上記の運動方程式、応力-ひずみ関係式を差分法で解くために、粒子速度および応力の計算の際に空間微分に対してテーラー展開を用いた4次精度の中心差分近似式(6)を用いる。時間微分に対しては2次精度の差分近似(7)を用いる。ここで、関数  $f(x)$  の一次微分を  $f'(x)$  と表記する。

$$\Delta x \cdot f'(x) = -\frac{1}{24} \left\{ f \left( x + \frac{3\Delta x}{2} \right) - f \left( x - \frac{3\Delta x}{2} \right) \right\} + \frac{27}{24} \left\{ f \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) - f \left( x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right\} \quad (6)$$

$$\Delta t \cdot f'(t) = f\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) - f\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right) \quad (7)$$

以上の(1)~(7)により離散化を行い、数値計算を行なった。また、二次元差分法の安定・収束のため、 $0 < v\Delta t/\Delta x < 1/2^{1/2}$ なるCFL(Courant-Friedrichs-Lewy)条件を満たすように時間ステップ $\Delta t$ および空間格子間隔 $\Delta x$ を決定した。

本研究では差分法の計算を行うにあたり、ポアソン比の大小に関わらずあらゆるモデルを正確に構築でき、水領域を含むような音響および弾性複合領域に対しても精度の高い波動伝播計算を行うことができるスタaggerド格子を用いた(Vireux,1986)。震源には式(8)で表される零位相リッカー波を基本波形として用いた。ここで $v_M$ はスペクトルの中心周波数であり40Hzを用いた。

$$f(t) = (1 - 2\pi^2 v_M^2 t^2) e^{-\pi^2 v_M^2 t^2} \quad (8)$$

離散化された差分法では波動伝播をよく表現できるが、有限の領域での計算を行うために、領域の上下左右の端から反射波が戻ってくる。本研究ではCerjan(1985)の吸収境界条件を導入し、領域の上下左右40グリッドずつを減衰領域として設けた。減衰に用いる関数は $x$ 方向のグリッドの指標を $i$ として、

$$G = e^{-0.0001(40-i)^2} \quad (9)$$

で表わされる。このとき $v_x$ について減衰領域を往復する間の振幅は $v_x G$ で表わされる。

## 2.2 シミュレーションモデル

Fig.2はシミュレーションに用いた地下構造モデルである。シミュレーションには1000×1000グリッド(刻み幅3m)の計算領域を設定し、上下左右40グリッドを吸収境界とした。媒質定数は $V_p = 6.0 \text{ km/sec}$ ,  $V_s = 3.5 \text{ km/sec}$ ,  $\rho = 3.3 \text{ g/cm}^3$ を与えた。時間の刻み幅 $\Delta t$ は $2.5 \times 10^{-4}$ 、ステップ数は8192回なので2.048secのシミュレーション時間とな

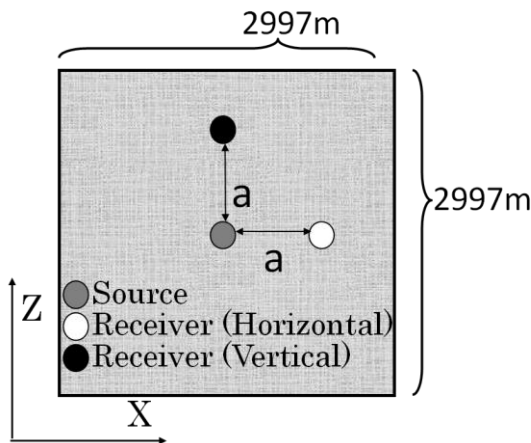


Fig.2. Simulation model

る。ここで、 $V_p$ は弾性波のP波速度、 $V_s$ は弾性波のS波速度、 $\rho$ は密度である。モデルの中心にリッカー波を発生させる震源 (Source)を置き、震源から $x$ 軸方向に受振器 (Receiver Horizontal)を、 $z$ 軸方向に受振器 (Receiver Vertical)を置き、震源と受振器の間隔を $a$ とする。このときリッカー波は式(1)・(2)に示される速度ベクトル $(v_x, v_z)$ に入力した。 $x$ 方向に設置した受振器で波動の解析を行う場合は $v_x$ 成分に加振し、 $z$ 方向に設置した受振器で波動の解析を行う場合は $v_z$ 成分に加振した。これにより、加振方向に一致する方向でS波が発生しない問題を回避した。震源は爆発型である。また、5000個の等方散乱体をシミュレーションモデルに与える。これらの散乱体が入射波により二次震源となり散乱波を発生する。本研究では、弾性波速度及び密度を変化させることで散乱体を与え、大きさは1×1グリッドとした。散乱体のP波速度は $3.4 \text{ km/sec} \sim 3.7 \text{ km/sec}$ , S波速度は $1.3 \text{ km/sec} \sim 1.5 \text{ km/sec}$ , 密度は $2.9 \text{ g/cm}^3 \sim 3.1 \text{ g/cm}^3$ に分布しているとした。散乱体の位置はモデル端の吸収領域を除いた範囲にランダムに与えた。応力が載荷された際に、シミュレーションモデルの弾性変形に伴い、散乱体の位置が移動し、更にシミュレーションモデルの密度が変化すると考える。

Fig.2に示されるモデルに $x$ 軸方向に沿う応力 $\sigma_x$ と $z$ 軸方向に沿う応力 $\sigma_z$ を考える。応力を加えた時の弾性変形に関する基礎式として式(10)・(11)を用い、載荷した応力に伴う変位を推定した。ここで、 $E$ はヤング率、 $\nu$ はポアソン比である。

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{1}{E} (\sigma_x - \nu \sigma_z) \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu \sigma_x) \quad (11)$$

Fig.3に示すように、空間に対する刻み幅 $\Delta x$ ,  $\Delta z$ を変化させることでシミュレーションモデルが載荷された応力によりひずむことを表現している。式(10)・(11)によりシミュレーションモデルの体積が変化するが、質量は変化しないので、これに伴って密度変化が発生する。しかし、

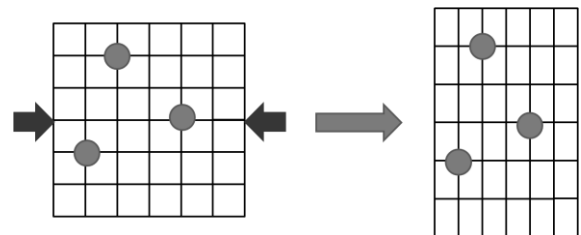


Fig.3. Simulation model with loaded stress. The right model is model before stress is loaded and the left model is model after stress is loaded

密度変化に伴う弾性波速度の変化などは考慮していないので、Q値に与える影響は少ないと考える。そのため、本研究では散乱点の移動に伴うQ値変化に主眼を置く。

モデルに応力を載荷する際は $\sigma_x$ または $\sigma_z$ のうち片方の応力を0.5MPaに固定し、他方の応力を0.5MPaから70MPaまで徐々に増加させていく。これは地下数mから数kmの応力状態と一致している。弾性体に応力を加えた場合、弾性体内にひずみが生じる影響以外にクラックの拡大・生成や閉鎖、それに伴う $V_p$ 、 $V_s$ 変化も生じうるが(Nur, 1971; Chesnokov and Zatsepin, 1991)、本研究では上述したように応力変化に伴う散乱体の移動によるQ値変化に着目することとし、 $V_p$ 、 $V_s$ 変化は考慮しないこととする。

2.3 データ処理

Fig.1に見られるように受振器で記録された元の波形記録は挙動が複雑である。この記録からFig.1に示される包絡線を得ることは難しい。そこで、Fig.4に示される処理を順次施し受振器記録から包絡線を取得し、減衰定数、更にその値からQ値を得る方法を示す。なお、この処理の際に用いた成分は速度ベクトル( $v_x, v_z$ )の二乗和の平方根である。

ある時間関数 $f(t)$ (本研究では速度ベクトルの絶対値)を原関数とし、そのヒルベルト変換を施した関数は、振幅は同じだが位相が $\pi/2$ だけずれている。故にその両者を二乗して平方根を取ると理論上、元の記録 $f(t)$ の包絡線 $e(t)$ を得ることができる。ここで、 $H$ はヒルベルト変換を表す。

$$e(t) = \sqrt{f(t)^2 + H(f(t))^2} \tag{12}$$

ここで、 $t$ を時間、 $\alpha$ を減衰定数、 $e_0$ 、 $t_0$ を基準値として波形記録の包絡線 $e(t)$ を式(13)で仮定する。

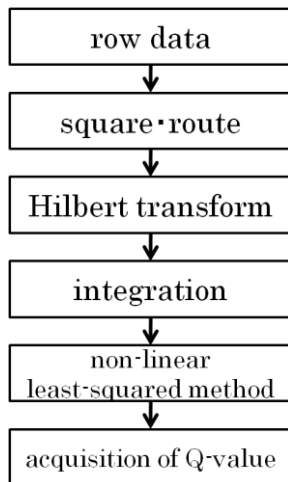


Fig.4. Data processing flow chart

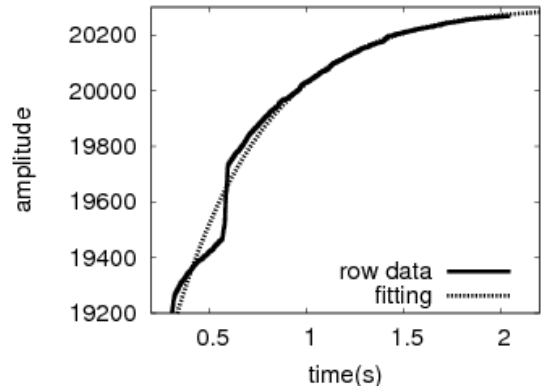


Fig.5. Integral data and fitting data

$$e(t) = e_0 \exp\{-\alpha(t-t_0)\} \tag{13}$$

これを積分することで、 $C$ を積分定数として式(14)を得る。

$$F(t) = -\frac{e_0}{\alpha} \exp\{-\alpha(t-t_0)\} + C \tag{14}$$

本研究では式(14)より減衰定数 $\alpha$ を取得し、その値からQ値を求めた。積分を開始する点は、ここではS波到着点からとした。

2.4 Q値の取得

式(14)に示された積分曲線に非線形フィッティング(ガウス-ニュートン法)を適用して、減衰定数 $\alpha$ を取得する。非線形フィッティングをした結果をFig.5に示す。

Q値とは減衰定数 $\alpha$ から導かれるもので、変位が $Ae^{\omega t} \sin \omega t$ の形で減衰する波動のQ値は、周期を $T(=2\pi/\omega)$ とすると式(15)で近似される。

$$\frac{1}{Q} = T\alpha / \pi \tag{15}$$

Q値が小さいほど波動の減衰は大きく、Q値が大きいほど波動の減衰は小さい。また、波動の減衰は一般的に幾何減衰と地下構造不均質によるが、本研究では前者のみで波動が減衰すると考えている。即ち、内部摩擦による弾性波のエネルギー散逸は考慮していない。

3. データ解析

3.1 データ解析法

本研究では、応力によるコーダQ値の変化を捉えるため、応力 $\sigma_x$ または $\sigma_z$ の片方を0.5MPaに固定し、他方の応力を徐々に増加させていくことを考えた。その際にFig.2に示された二つの受振器、HorizontalとVerticalで波形を記録する。その波形記録をFig.4に示した方法に従って処理し、Q値を得る。本研究ではQ値の逆数である $Q^{-1}$ 値を用いて解析を行った。

### 3.2 応力方向での比較

载荷する応力を $\sigma_x$ とした場合、或いは $\sigma_z$ とした場合に受振器で記録された波形から得られる $Q^{-1}$ 値にどのような違いが表れるのかを検討する。まず、震源・受振器間の距離 $a=660m$ の場合の結果を示す。Fig.6aは $\sigma_x$ が増加する場合、Fig.6bは $\sigma_z$ が増加する場合である。グラフ縦軸は初期の $Q^{-1}$ 値の $Q_0^{-1}$ と取得された $Q^{-1}$ との比、横軸は固定された $\sigma_{fix}$ と増加する $\sigma_{active}$ との比である。

これらの結果から、応力増加に伴って $Q^{-1}$ 値は単調増加または減少する傾向があることがわかる。詳しく見ると、応力増加方向にある受振器での記録から得られた直線的 $Q^{-1}$ 値変化の傾きは、他方の受振器での記録の解析から得られた直線の変化の傾きよりも小さいことが分かる。また、Fig.6に示した結果では応力増加方向での受振器記録を解析した結果の傾きは負値、他方での傾きは正値となっている。

また、応力増加方向にある受振器記録の解析から得られた $Q^{-1}$ 値は他方の受振器記録の解析から得られた $Q^{-1}$ 値よりも常に小さな値を示していることが分かる。本数値実験で载荷した最大圧縮応力70MPaの時点において、応力増加方向での受振器記録から得た $Q^{-1}$ 値と、他方の受振器記録から得た $Q^{-1}$ 値の差は、初期の $Q^{-1}$ 値に対して約0.6%であることが分かった。また、 $z$ 軸方向の圧縮応力が増加する場合、応力増加方向に垂直な受振器での $Q^{-1}$ 値は約0.4%増加し、応力増加方向での受振器の $Q^{-1}$ 値の低下は約0.2%であった。 $x$ 軸方向の圧縮応力が増加する場合、応力増加方向に垂直な側での $Q^{-1}$ 値の増加は約0.4%、応力増加方向での $Q^{-1}$ 値の低下は約0.3%であった。

### 3.3 震源からの距離での比較

震源からの距離 $a$ を変化させて結果を比べた。Fig.7a, bは震源・受振器間距離 $a=540m$ であり、それぞれ $\sigma_x$ 増加、 $\sigma_z$ 増加させたものである。更に、Fig.8a, bに距離 $a=780m$ とした結果を示した。Fig.7a, Fig.8aに見られるように、必ずしも応力増加方向での記録の傾きは負値、他方の受振器での記録は正値となっているわけではない。また、Fig.6a, bに見られるようにそれぞれの受振器記録から得た $Q^{-1}$ 値の応力に対する挙動が縦軸の1の値を中心とした線対称に近い形とは必ずしもならなかった。しかし、応力増加方向での受振器記録を用いた $Q^{-1}$ 値変化の傾きが、他方での受振器記録の場合の傾きより小さいという傾向、応力増加方向の受振器から得られた $Q^{-1}$ 値が他方の受振器から得られた $Q^{-1}$ 値よりも大きいという傾向はいずれの距離でも変わらなかった。Fig.9aは $\sigma_z$ を载荷した際の応力増加方向に垂直な側の受振器(Receiver Horizontal)から得られた $Q^{-1}$ 値変化、Fig.9bは同じく $\sigma_z$ を载荷した際の応力増加方向側の受振器(Receiver Vertical)から得られた $Q^{-1}$ 値変化を距離ごと

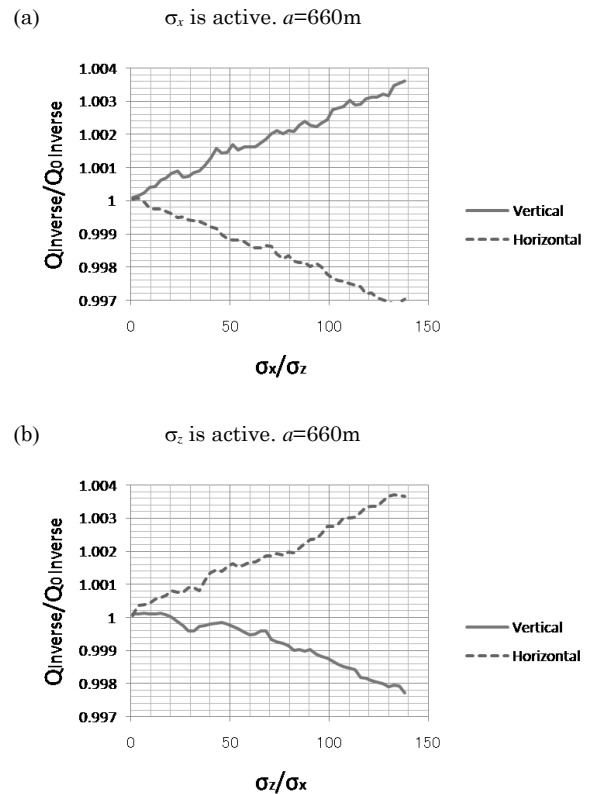


Fig.6.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting

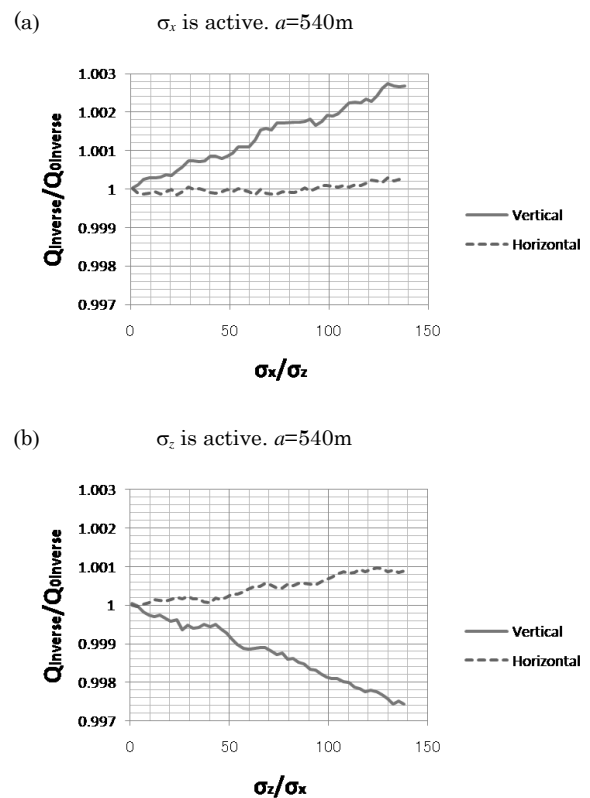


Fig.7.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting

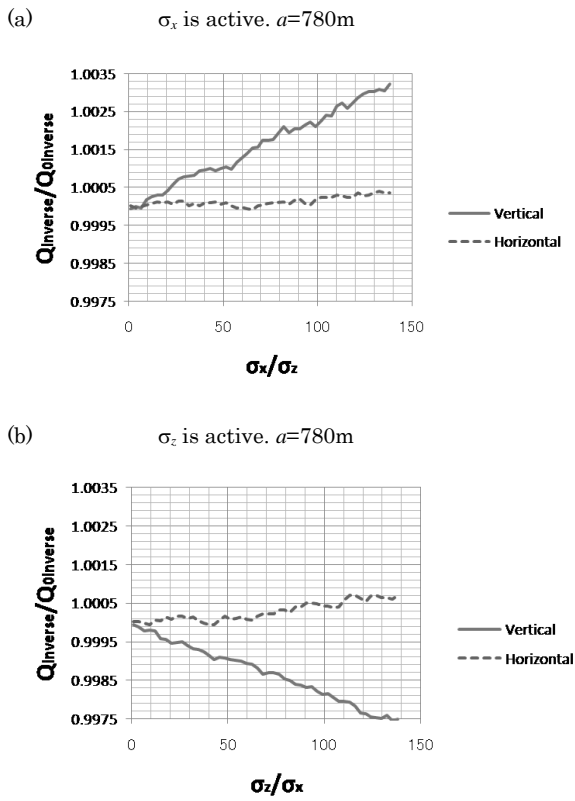


Fig.8.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting

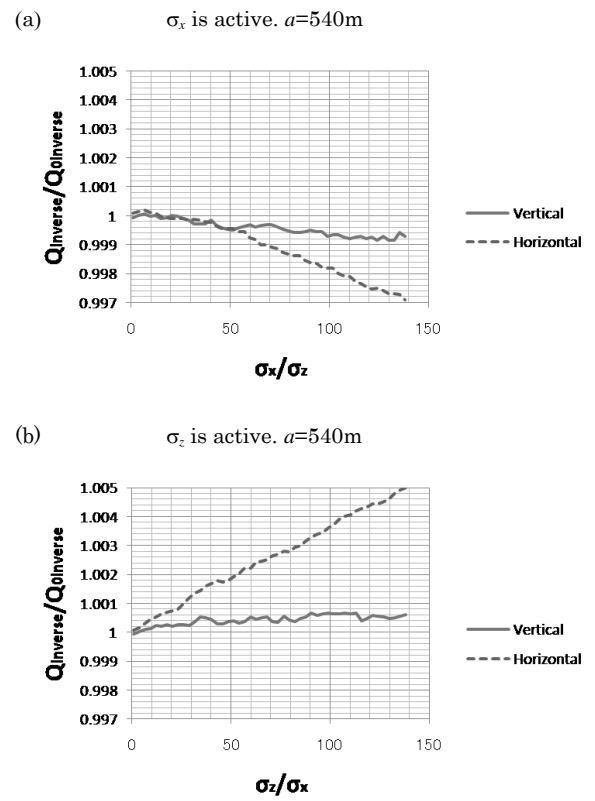


Fig.10.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting. Distribution of scatterers is different from Fig.6-Fig.9

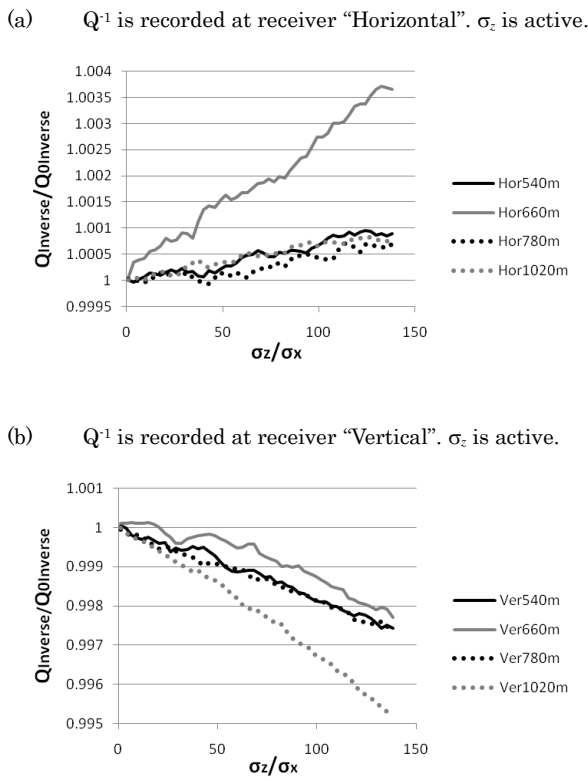


Fig.9.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting. Distance between the source and the receiver is changed.

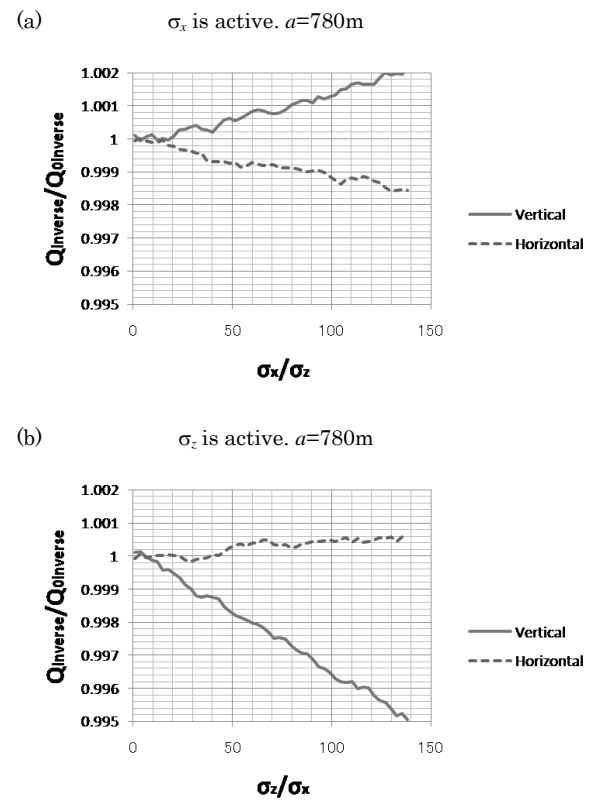


Fig.11.  $Q^{-1}$  vs loaded stress plotting. Distribution of scatterers is different from Fig.6-Fig.9

に示したものである。この結果より、今回のシミュレーションでは距離に依存する系統だった変化は見られないことが分かる。しかし、Fig.9a の距離  $a=660\text{m}$  での記録、Fig.9b の距離  $a=1020\text{m}$  での記録に見られるように、他と異なる挙動を示すものがあることが分かる。これらは、今後検討すべき課題であると考えられる。

### 3.4 散乱点配置での比較

前項までで確認した応力方向に依存する  $Q^{-1}$  値の大小の傾向、および傾きの傾向は応力载荷によって生じる散乱点の移動に依るものであると考えられる。つまり、応力载荷により生じた散乱点間の距離変化、散乱点の個数密度の変化が、応力方向に依存する  $Q^{-1}$  値の大小、および傾きに影響していると考えられる。

ここで、3.2、3.3項での結果に対して散乱点配置がどの程度影響しているか調べるために、散乱点配置を変更してFig.4の処理を再び行った。この際、モデル内の散乱点の位置を再びランダムに配置し直して散乱点配置を変更した。その結果をFig.10、Fig.11に示す。

得られた結果は3.2、3.3項での大まかな傾向は同じであることが分かる。つまり、応力増加方向での受振器記録の傾きは負値、他方の受振器記録の傾きは正値となっている(Fig.11)。または、そのような正・負の傾向を示さない場合も、応力増加方向での受振器記録を用いた場合の  $Q^{-1}$  値変化の傾きよりも、他方での受振器記録から得た  $Q^{-1}$  値の傾きが大きくなる傾向が見られる(Fig.10)。  $Q^{-1}$  値は応力载荷方向での受振器記録から得たものが他方のものより概ね小さくなっている。このことより、3.2、3.3項で示した結果は個々の散乱点配置に依存しているのではなく、応力载荷による全体としての散乱点間の距離変化、密度変化に起因しているといえる。しかし、Fig.7a とFig.10aを比べた場合、同じ震源・受振器間距離でありながら、上述のようにそれぞれの受振器から得た  $Q^{-1}$  値の挙動の大小の傾向は一致するが、  $Q^{-1}$  値の勾配は全く一致していない。このことについては、次項で考察する。

## 4. 議論

### 4.1 $Q$ 値変化の要因

ここでは、前項までに見た  $Q^{-1}$  値変化の傾向、つまり応力を载荷した際に応力载荷方向での受振器記録から得られる  $Q^{-1}$  値変化の勾配が他方の受振器記録のそれよりも小さくなることの要因について考察する。

本研究では、  $Q^{-1}$  値の変化、つまり減衰率の変化はシミュレーションモデルに応力が载荷され、散乱点が移動したことにより生じる散乱点間距離の変化・散乱点密度の変化に起因すると考える。言い換えるとこれらの変化により、震源から散乱点、そして受振器にいたる波動の伝

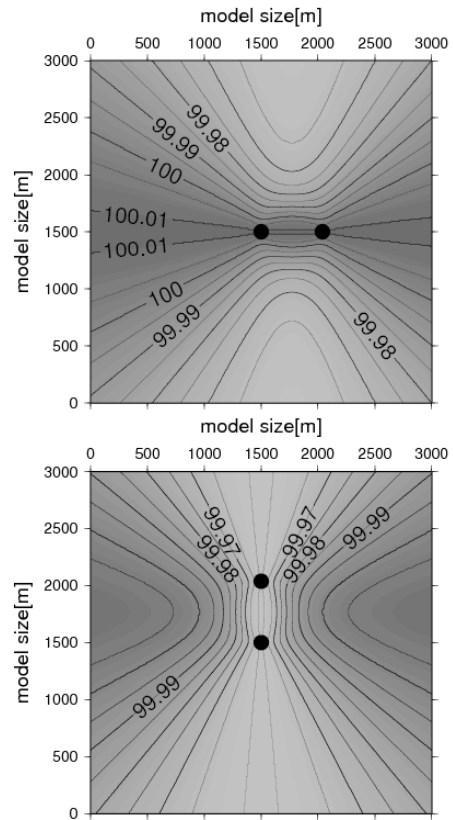


Fig.12. Variation of length of propagation path when stress is loaded. In this figure, stress is loaded along Z direction. Vertical axis and horizontal axis show the model size. Numbers in Fig.12 show variation of length of propagation path by percentage before and after stress is loaded.

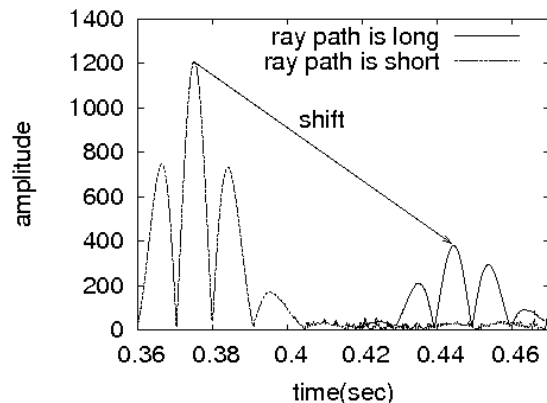


Fig.13. Variation of scatter wave when stress is loaded

播距離の変化が発生し、幾何減衰量が変化するためである。Fig.12はシミュレーションモデル内に配置されている震源から散乱点、そして受振器に至る波の単反射の伝播距離が、 $z$ 方向に沿う応力  $\sigma_z$  を载荷した前後でどのよう

に変化するかを、式(10)・(11)に基づいて計算した結果を示した図である。上図は受振器が応力方向と垂直側にある場合、下図は受振器が応力方向と同じ側にある場合の伝播距離の変化である。ここで、震源・受振器間距離 $a=540\text{m}$ 、 $\sigma_z$ の大きさは $40.0\text{MPa}$ 、図中の数字は伝播距離の応力载荷前後の変化の割合(%)である。例えば、上図に於いて、応力载荷前に等高線100(%)上に散乱点Aが配置されていた場合、震源から散乱点A、そして受振器へと伝わる波の伝播距離は応力载荷前後で変化しないことが分かる。

Fig.12より応力载荷方向と垂直側にある受振器(Fig.12上段)で解析を行う場合、震源と受振器を結んだ直線の周辺に、散乱点があった場合、応力载荷前後で伝播距離が増加する範囲が広がっていることが分かる。一方、応力载荷方向と同じ側にある受振器で解析を行う場合、震源と受振器を結んだ直線の周辺に散乱点があった場合、応力载荷前後で伝播距離が減少する範囲が広がっていることが分かる。ここで、Fig.13は波の伝播距離が変化した場合に波形にどのような変化が生じるかを示している。Fig.13ではモデル内に一つの散乱点を配置し、その位置を変えることで震源から散乱点を經由して受振器に至る波の伝播距離を変化させている。図中の左方に位置する3つの波のピークは振幅を二乗し、平方根を取った反射波であり、震源から散乱点を經由し受振器に至る伝播経路を持つ。図中の右方に位置する3つの波のピークは、波の伝播距離を前者から約60%増やした際の反射波である。反射波の立ち上がりは約0.07秒遅れ、最大ピークの振幅は約30%に減少している。この結果より、伝播距離が増加した際の影響として、反射波の到達時刻が遅延する、そして振幅が減少することが分かる。

以上のことを考慮して、Fig.12の考察に戻る。本研究では载荷応力による伝播距離の変化は約1m以下に収まるが、上述した伝播距離の変化が波形に与える影響はあると考える。载荷応力と垂直側にある受振器(Fig.12上段)では、幾何減衰が少ないため波形記録への影響が強いと思われる震源・受振器を結ぶ直線周辺の散乱点を經由する反射波の伝播経路は、応力が载荷されると一様に長くなる。よって、波形記録の比較的早い時間、散乱点からの反射波の振幅の大きさは減少することが分かる。応力の増加に伴って伝播距離は更に大きくなるので、载荷応力に伴い減衰が大きくなり $Q^{-1}$ 値が増加すると考えられる。一方、载荷応力と同じ側にある受振器(Fig.12下段)では、震源・受振器を結ぶ直線周辺の散乱点を經由する反射波の伝播経路は、応力が载荷されると一様に短くなる。よって、波形記録の比較的早い時間の散乱点による反射波の振幅の大きさは増加することが分かる。このことにより、载荷応力に伴い減衰が小さくなり $Q^{-1}$ 値が減少すると考えられる。以上の考察は、

Fig.6a,b, Fig.7b, Fig.8b, Fig.11a,bに当てはまる。

しかし、Fig.7a, Fig.8a, Fig.10a,bは応力方向と同じ側にある受振器、他方の受振器それぞれから得た $Q^{-1}$ 値の増減の傾向は上述の考察に反して同じ傾向を示す。これは、Fig.12に示すように、どちらの受振器で解析を行った場合にも、波の伝播距離が長くなる領域、短くなる領域が存在する影響だと考えられる。応力と同じ側の受振器(Fig.12下段)を例に考えると、波形記録は震源・受振器周辺にある伝播距離が短くなる散乱点の影響を強く受ける。しかし散乱点が、伝播距離が長くなる領域に比較的集中した場合は $Q^{-1}$ 値が応力に伴って増加することも考えられる。これは、Fig.7a, Fig.8a, Fig.10bの傾向と一致する。この現象と逆の場合(Fig.12上段を例に考えた場合)が、Fig.10aの傾向と一致する。

以上のように散乱点がFig.12中のどの位置に多いかにより、 $Q^{-1}$ 値が载荷応力に従って増加するか減少するかが決まる。しかし、幾何減衰量が比較的少ない震源・受振器近傍の散乱点からの反射波の影響が強く表れるため、散乱点配置に関係なく、どの大きさの応力に於いても、応力と垂直方向側の受振器から得られた $Q^{-1}$ 値が、応力と同じ側にある受振器から得られた $Q^{-1}$ 値より大きい傾向は保たれると考える。

#### 4.2 実際の現象との比較

実際の $Q$ 値変化として、Aki(2004)はM3-M4.5程度の地震発生頻度の時系列変化と $Q^{-1}$ 値の時系列変化は高い正の相関関係を持つことを発見している。両者の相互相関を取ると遅れ時間が0年の時に相互相関係数は0.8より大きくなり、非常に強い相関性を示す。また、M7.0を超えるような大地震の準備期間を含むように時間窓を設定し相互相関を取った場合においては、地震発生頻度と $Q^{-1}$ 値の高い相関性は保たれるが、相関係数が最大となるのは相互相関の遅れ時間を1年とした場合であることが分かっている。つまり、この時間遅れの発生は $Q^{-1}$ 値の時系列変化が地震発生頻度の時系列変化に対して、約1年遅れることを示している。これらの原因について、本研究の結果から考察してみる。

地殻の応力変化として考えられることは、応力の大きさの変化と方向の変化である。地殻の応力場は沈みこむプレートが押す力とスラブがプレートを引っ張る力の足し合わせにより、上部プレートに圧縮応力が载荷され、地下深度が深くなるにつれて地殻が厚くなるために鉛直応力が大きくなることによって形成されている。よって、トンネルなどの掘削を進めることにより局所的に地殻応力変化が発生する場を除いては、容易に応力方向が変化することは考えにくい。このことから、以下では応力の変化として応力の大きさの変化のみを考えることとする。

地震発生頻度と $Q^{-1}$ 値が高い相関性を示すことの要因



としては、本研究で見てきたように $Q^{-1}$ 値が応力の大きさの変化に従って系統だった変化を見せることから説明ができる。地震発生の前後で応力の大きさは変化するので、それに伴って $Q^{-1}$ 値も変化をする。ここで、地震発生頻度が大きい時、言い換えると地震が多発している時は地殻応力が比較的大きい状態で保たれていることになる。一方、地震発生頻度が小さい時、言い換えると地震があまり起きない時は地殻応力が比較的小さい状態で保たれていることになる。以上のことをまとめると、簡単に考えると地震発生頻度の大小は地殻応力状態の大小に置き換えられることになる。よって、本研究の結果より地震発生頻度が変化すると $Q^{-1}$ 値もそれに応じて系統だって変化すると考えられる。これにより、相互相関を取った場合に大きな相関係数を示すということが考えられる。

では、大地震の準備期間で遅れ時間を1年とした場合に相互相関係数の最大値を取る理由、つまり大地震の準備期間において、応力の大きさの変化に対して $Q^{-1}$ 値の変化が遅れる理由について考察してみる。まず、大地震発生前には地殻応力が高いレベルで保たれ増加傾向にあると考えられる。ここで、大きな応力が保たれている間は、他のM3-M4.5程度の中規模な地震による、小さな応力増加や応力降下は相対的に $Q^{-1}$ 値に反映されにくいと考える。つまり、大きい地殻応力のために、相対的に小さな応力変化に対して $Q^{-1}$ 値が感度を失っている状態だと考えられる。このことが、地震発生頻度と $Q^{-1}$ 値の相関関係に何らかの影響で時間遅れを生じさせている可能性がある。

#### 4.3 $Q$ 値による地殻内応力推定の適用可能性

本研究で見てきたように、震源から $x$ 軸方向に置いた受振器と $z$ 軸方向に置いた受振器から得られる $Q^{-1}$ 値が違う挙動を示した。このことより地殻応力の応力方向を推定できる可能性があることが示された。また $Q^{-1}$ 値がモデルに載荷した応力およびそれによる弾性変位に概ね比例関係があることから、地殻応力の相対的な大きさを推定することができる可能性があることが示された。

これらのことより、今まで統計的処理で扱うことが主であった $Q^{-1}$ 値から、統計に依らない応力の定量的な情報を得ることができ、将来的には、新たな地殻活動モニタリングへつながる可能性が示唆されたといえる。ただし実際の観測でこのような $Q^{-1}$ 値の挙動を検出するためには、震源の周囲の受振器の数を増やして挙動を詳しく解析することが必要である。また本研究での $Q^{-1}$ 値変化は%オーダーであったが、実際に観測された $Q^{-1}$ 値変化はもっと大きく(例えばAki (2004)によれば、60%程度)、 $Q^{-1}$ 値変化を更に大きくする要因を考察することが必要となる。この要因として応力増加による弾性波速度の増加・異方

性の発生、クラックの生成・閉塞といったことが挙げられる。差分法・境界要素法などを用いて、これらの要因を波動伝播モデルに取り入れることが今後の課題としてあげられる。

#### 5. まとめ

本研究では二次元差分法を用いた数値計算により、弾性体モデルに垂直応力が載荷され、弾性ひずみが発生した際の $Q^{-1}$ 値挙動の解析を行った。以下に本研究で得られた知見を示す。

- 1) 弾性体モデルに応力が載荷された時、応力載荷方向とそれに垂直な方向での $Q^{-1}$ 値は異なった挙動を示す。即ち、応力載荷方向に垂直な方向での $Q^{-1}$ 値は応力載荷方向での $Q^{-1}$ 値よりも大きな値を示す。このことは、応力載荷方向に垂直な方向での減衰が他方より大きいことを示している。
- 2) 上記の傾向は震源と受振器間距離に依存せず、距離が変化した時にも類似した結果を示す。
- 3) 同様に上記の傾向は散乱点配置に依存せず、散乱点配置の与え方を変化させた時にも類似した結果を示す。このことは本研究で示された $Q^{-1}$ 値の挙動が、個々の散乱点配置ではなく、弾性体に載荷された応力により散乱点間の距離・密度が変化したことによることを示唆している。

本研究では、 $Q^{-1}$ 値が統計に依らない物理量、応力と相関を持っていることを示すことができた。これにより、 $Q^{-1}$ 値から決定論的なモデルが作られる可能性があることを示唆し、今後の研究の足がかりとすることができたと考える。

#### 謝辞

2名の匿名査読者からいただいた助言は、本原稿改善のために非常に有益でした。ここに記して感謝の意を表します。

#### 参考文献

- Aki, K. (2004): A Perspective on the Engineering Application of Seismology, The7th SEGJ International Symposium, Invited Paper.
- Cerjan, C., Kosloff, D., Kosloff, R. and Reshef M. (1985): A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations, *Geophysics*, **50**, 705-708.
- Chesnokov, E. M. and Zatsepin S. V. (1991): Effect of applied stress on effective elastic anisotropy in cracked solids, *Geophys. J. Int.*, **107**, 563-569.
- Got, J. L., Pouoinet, G. and Frechet, J. (1990): Changes in Source and Site Effects Compared to Coda  $Q^{-1}$  Temporal Variations Using Microearthquakes Doublets in California,

- Pageoph*, **134**, 195-228.
- Hiramatsu, Y., Hayashi, N., Furumoto, N. and Katao, H. (2000): Temporal changes in coda  $Q^{-1}$  and b value due to the static stress changes with the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake, *J. Geophys. Res.*, **105**, 6141-6151.
- 弘瀬冬樹・中村綾子・長谷川昭 (2002): アスペリティの破壊に伴うb値の変化-東北日本太平洋下のb値の時空間分布-, 地震, **55**, 249-260.
- Matsumoto, S. and Hasegawa, A. (1989): Two-dimensional coda Q structure beneath Tohoku, NE Japan, *Geophys. J. Int.*, **99**, 101-108.
- Mori, J. and Abercrombie, E. R. (1997): Depth dependence of earthquake frequency-magnitude distributions in California: Implications for rupture initiation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 15,081-15,090.
- 日本材料学会 (1993): 岩の力学-基礎から応用まで, 丸善株式会社.
- Nur, A. (1971): Effect of Stress on Velocity Anisotropy in Rocks with Cracks, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2022-2034.
- 佐々宏一・芦田讓・菅野強 (1993): 物理探査, 森北出版株式会社.
- Sato, H. and Fehler, M. (1998): *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth*, Springer-Verlag New York, Inc.
- Schorlemmer, D., Wiemer, S. and Wyss, M. (2005): Variations in earthquake-size distribution across different stress regimes, *Nature*, **437**, 539-542.
- 社団法人物理探査学会 (2005): 物理探査用語辞典, 愛智出版.
- Utsu, T. (2002): Statistical feature of Seismicity, in Lee, W.H.K., Kanamori, H., Jennings, P. and Kisslinger, C. (eds.) *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, Part A, Academic Press, 933pp., 719-732.
- Virieux, J. (1986): P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51**, 889-901.

# Relation between Coda-Q and stress loaded to an elastic body ~parameters of material conditions derived by stochastic measurement: Effect of elastic displacement~

Kyosuke Okamoto\*, Hitoshi Mikada\*, Tada-nori Goto\*, Junichi Takekawa\* and Kyosuke Onishi\*\*

## ABSTRACT

Coda-Q reflects subsurface heterogeneity. In the past, from the variation of Q value against time or space, stochastic information on surface medium that seismic waves travel through has been obtained. For example, it was said that Q value shows abnormal value around volcanoes or before earthquakes. However Q value does not indicate any deterministic information on location of scatterers, source, boundary of layers and so on. Coda-Q is influenced by various parameters in the underground because the coda-wave is formed by the summation of scattered waves, so it is difficult to determine factors that influence coda-Q. In this study, we attempt to obtain non-stochastic parameters of the subsurface medium from stochastic parameter Q. We employ a 2-D finite difference method and simulate seismic scattering of a 2D model to see if we can obtain the information on the stress loaded to the model (i.e. the magnitude and the direction of the stress). Our analysis of the coda-wave reveals the proportional relation between the loaded stress and the coda-Q. In addition, the variation of the coda-Q is dependent on the direction of the stress. As a conclusion, we suggest the possibility that we can get the order and the direction of the loading stress if we obtain the time-variant change of coda-Q. It means that we could obtain non-stochastic parameters from the coda-wave that is used as a stochastic measure of the medium.

**Keywords:** Coda-wave, Coda-Q, scatter, elastic body