
地震波初期フェーズから推定される地震の始まり

(11640403)

平成11年度～平成12年度

科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))研究成果報告書

平成13年4月

研究代表者 佐藤魂夫

(弘前大学理工学部)
教授

本研究の組織及び経費等は、下記の通りである。

研究組織

研究代表者：佐藤魂夫（弘前大学工学部）教授

研究協力者：安孫子友祐（弘前大学大学院理学研究科・大学院生）

研究経費

平成 11 年度 1,500 千円

平成 12 年度 500 千円

計 2,000 千円

研究発表

口頭発表（安孫子友祐・佐藤魂夫，初期破壊過程のソースパラメータの決定(1)，
地球惑星関連学会合同大会，1999 年 6 月 10 日）

口頭発表（安孫子友祐・佐藤魂夫・飯尾能久，初期破壊過程のソースパラメータの決定(2)，
日本地震学会，1999 年 11 月 18 日）

口頭発表（安孫子友祐・佐藤魂夫・飯尾能久，初期破壊過程のソースパラメータの決定，
地震研究所特定共同研究「地震サイクルと大地震の準備過程に関する総合的研究」，
2000 年 3 月 14 日）

目次

第1章 序論

- 1.1 微小地震の初期破壊過程
- 1.2 Sato and Kanamori の初期破壊モデル
- 1.3 本研究の目的

第2章 モデルパラメータの決定方法

- 2.1 初期破壊モデルのパラメータ
- 2.2 パラメータが波形に対して及ぼす影響の違い
- 2.3 近似値の決定
 - 2.3.1 Spontaneous モデル(δ が小)の場合
 - 2.3.2 Trigger モデル(δ が大)の場合
- 2.4 グリッドサーチによるソースパラメータの決定
- 2.5 複数観測点データを用いたソースパラメータの決定

第3章 数値実験

- 3.1 数値実験1 (Spontaneous モデル)
- 3.2 数値実験2 (Trigger モデル)
- 3.3 数値実験のまとめ

第4章 観測波形データへの適用

- 4.1 長野県西部高精度地震観測の概要
- 4.2 使用する観測波形データ
- 4.3 複数の観測点で記録された観測波形への適用
- 4.4 理論波形と観測波形の比較
- 4.5 ソースパラメータと地震の規模との関係

第5章 考察

- 5.1 破壊停止の複雑さ
- 5.2 各観測点間のソースパラメータ値のばらつき
- 5.3 ソースパラメータと地震の規模との関係
- 5.4 複雑な破壊を伴う地震への適用

第6章 まとめ

参考文献

第 1 章 序論

1.1 微小地震の初期破壊過程

1960 年代後半から 1970 年代にかけて提唱された断層（クラック）破壊モデルは破壊がある一点で始まり、一定の伝播速度で拡大するという単純なものであった。これらのモデルから期待される遠方での P 波速度波形は内部減衰および散乱による減衰を無視した場合、初動から直線的な立ち上がりを示すことになる（例えば Sato and Hirasawa, 1973）。この理論波形は単一クラック上の単純な破壊と見なせるような地震（特に微小地震のように小さな地震）の観測波形をうまく説明できると考えられていた。ところが、最近 Iio (1992,1995) は 1986 年長野県西部地震の余震域で高感度・高サンプリングの地震観測を行い、解析を行った結果、得られたマグニチュード (M) が $-0.7 \sim 2.7$ の微小地震の P 波速度波形には Q_p (内部減衰および散乱による減衰) の影響を取り除いても初動から直線的な立ち上がりを示さずに、ゆっくりと立ち上がる部分 (Slow initial phase または初期フェーズ) が存在することを見い出した。同時に彼はこの初期フェーズ継続時間が地震の規模に比例する傾向があることから、初期フェーズが震源に起因したものであると推論している。

Shibazaki and Matsu'ura (1992) は、岩石の固着すべり実験等（例えば、Ohnaka and Kuwahara, 1990 など）から明らかになった破壊核の形成過程を考慮すれば、震源に起因する初期フェーズを理論的に再現できることを示した。破壊核は応力の増加に伴い準静的に形成され、臨界状態に達すると不安定

となって動的破壊が開始する。動的破壊は、最初ゆっくりと進行するが、徐々に加速されてやがて高速で伝播する主破壊に至る。このモデルではゆっくりとした動的破壊から主破壊への加速過程が、遠方での P 波速度波形にみられる初期フェーズに対応することになる。一方、Deichmann (1996)は、ドイツ南部地方の観測点で記録された M2.6 で 34km の震源距離を持つ地震の P 波速度波形を理論波形により説明できるか調べた。その結果、彼は 3 段階の初期破壊過程（破壊速度がある限界速度に達するまで徐々に増加し、その後、破壊が徐々に停止し始めるまで一定の速度で破壊が拡大する）を考慮すれば、観測波形の初動から一周期に至るまでの部分を理論波形で説明できることを示した。また、Mori and Kanamori (1996)は California の Ridgecrest で発生した M が 1.5~4.2 の地震の P 波速度波形の初動の立ち上がり方を調査し、~10msec オーダーの時間分解能で見れば、Iio (1992,1995)が示したような初期フェーズが Sato and Hirasawa (1973)のモデルと内部減衰および散乱による減衰の効果で説明可能であることを述べている。さらに、Ellsworth and Beroza (1998)は、同じく Ridgecrest で発生した M が 3.5~5.2 である地震の相対的震源時間関数を経験的グリーン関数法を用いて調べ、これらの地震の震源時間関数には、Iio (1992,1995)が示したような初期フェーズが見られないことを示した。このように初期フェーズに関する解釈は、Iio (1992,1995)と Mori and Kanamori (1996)および Ellsworth and Beroza (1998)の間で互いに異なっている。

しかし、Sato and Kanamori (1999)の初期破壊モデルを導入すると、上記の観測結果は矛盾なく説明される。このモデルによると破壊は臨界状態に達した既存クラックが存在するところから始まる。この既存クラックを以下では初

期クラックと呼ぶ。Griffith の破壊基準によれば、初期クラックの半径はクラックの応力降下量および媒質の表面エネルギーによって決まる量である。臨界状態にある初期クラックはわずかな擾乱で動的に拡大する。Sato and Kanamori (1999)の初期破壊モデルによると、クラックの拡大速度の時間変化は既存クラック近傍の強度分布を示すトリガー係数に依存する。この結果、遠方での P 波速度波形にはトリガー係数に依存した初期フェーズが現れ、Iio (1992,1995)と Mori and Kanamori (1996)および Ellsworth and Beroza (1998)の結果の違いはトリガー係数の違いによって説明できる。

1.2 Sato and Kanamori の初期破壊モデル

このモデルの最大の特徴は、震源に起因した初期フェーズ(Slow initial phase)が既存クラック近傍の強度分布に依存して、現れやすくなったり、現れにくくなることである。以下では、初期フェーズが現れる Spontaneous モデルと現れない Trigger モデルについて説明する。

Fig. 1.1 は Sato and Kanamori (1999)の初期破壊モデル (S-K モデル) を模式的に表したものである。初期クラック半径 L_0 のクラックがわずかな擾乱で動的に拡大し、半径 L に達したところで停止するものとする。Griffith の動的な破壊基準によれば、破壊の伝播速度の変化は媒質の表面エネルギーの分布状態に依存する。S-K モデルでは表面エネルギーの分布として Trigger モデルと Spontaneous モデルの2つの両極端なモデルが考えられている。Trigger モデルでは、表面エネルギーが初期クラックの先端近傍で大きな値をとり、それ以外では一定となる。この状態は初期クラックがより強度の大きい障害物（例

えば、断層の分岐あるいはバリアーのようなもの)によって閉じ込められている場合に相当する。一方、Spontaneous モデルでは、初期クラックの先端近傍の表面エネルギーがその周囲とほとんど変わらない状態になっている。初期クラック周辺の平均的な表面エネルギーに対する初期クラック先端における表面エネルギーの偏差の割合を

$$\eta = (\gamma_0 - \gamma) / \gamma$$

とすれば、トリガー係数 δ は、

$$\delta = \delta' + (1 + \delta') \eta$$

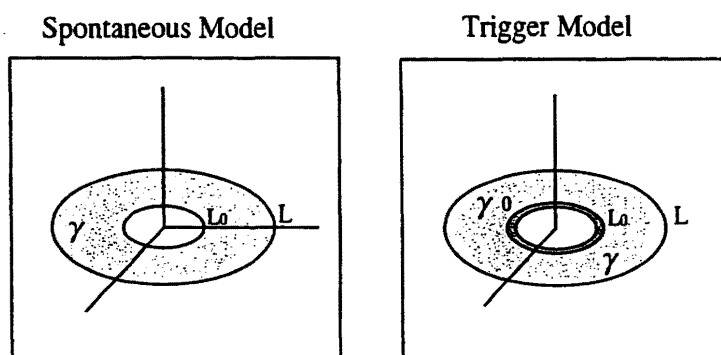
と表される。ただし、 δ' は $\delta' \ll 1$ となる微小量である。また、 γ_0 は既存クラック先端の表面エネルギー、 γ はその周辺の平均的な表面エネルギーを示す。

$\eta \gg \delta'$ の時、 $\delta = \eta$ となる。この関係から先に述べた Trigger モデルは δ が大きい場合に対応し、Spontaneous モデルは δ が小さい場合に対応する。

この時、破壊伝播速度は δ が小さいほどゆっくりと増加し、 δ が大きくなるほど急激に限界速度 β (S 波速度) に到達する (Fig .1.2)。S-K モデルから、期待される遠方での速度波形の初動部分は L_0 と δ に依存する。 δ が大きい場合、速度波形は L_0 の値に関わらず初動から直線的に立ち上がる (Fig.1.3)。一方、 δ が小さい場合、速度波形は δ がより小さいほど、微弱な波 (T1) の継続時間が長くなり、さらに、 L_0 が大きくなるほど、微弱な波 (T1) の継続時間とその後のゆっくりと立ち上がる部分の継続時間が長くなる (Fig1.4)。すなわち、理論波形が直線的に立ち上がるのは δ が大きいか、または L_0 が非常に小さい場合であり、ゆっくりと立ち上がるのは、 δ が小さく、かつ、 L_0 がある程度

大きい場合となる。したがって、トリガー係数が大きな Trigger モデルでは、初期フェーズが現れにくくなり、トリガー係数が小さな Spontaneous モデルでは、現れやすくなる。このモデルによると、ソースパラメータは初期クラック半径 (L_0)、クラック面での破壊前後の応力差を示す応力降下量 ($\Delta\sigma$)、破壊が停止した後の最終的なクラック半径 (L)、トリガー係数 (δ) となる。これらのうち、 L_0 、 δ は初期フェーズと直接関係するパラメータである。それに対して L は直接的に初期破壊過程と関係するパラメータではない。 L が L_0 と独立な値であるならば、初期フェーズには影響を与えない。しかし、初期フェーズが地震の規模と相関がある (たとえば Iio, 1995) ならば L も初期フェーズに影響を与える。ここではとりあえず、これら4つのパラメータ (L_0 、 $\Delta\sigma$ 、 L 、 δ) を初期破壊過程のソースパラメータと呼ぶ。初期クラックは Shibazaki and Matsu'ura (1992)らの '臨界状態に達した破壊核' に対応し (Sato and Kanamori, 1999), その大きさ L_0 は初期フェーズの継続時間と関係がある。トリガー係数は震源に起因する初期フェーズの存在の有無と深くかかわり、初期クラック近傍の破壊強度分布を与える。

Sato and Kanamori (1999)のモデル (以下, S-Kモデル)



γ_0 ; 既存クラック先端の表面エネルギー
 γ ; 既存クラック周辺の平均的な表面エネルギー
 L ; 最終的なクラック半径
 L_0 ; 初期クラック半径

Fig. 1.1

S-Kモデルの模式図とパラメータ

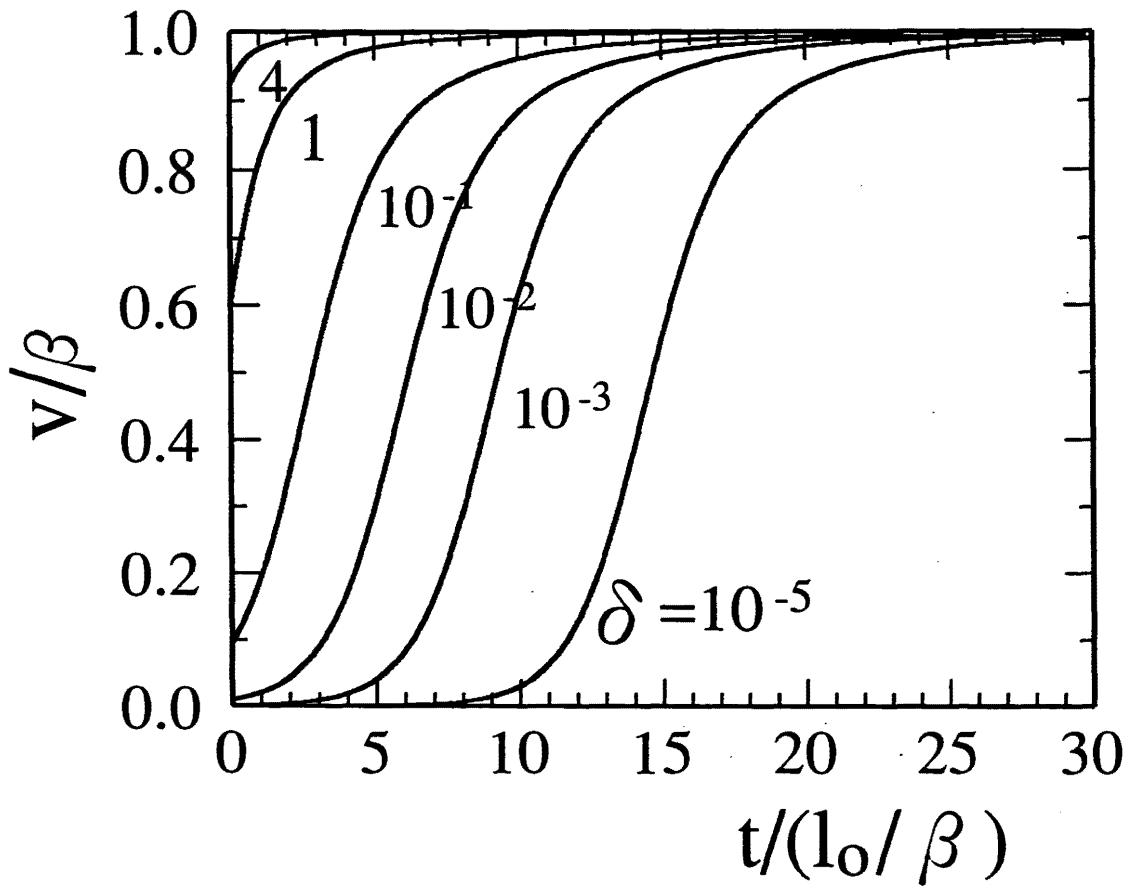


Fig. 1.2

S-Kモデルにおける破壊伝播速度の時間変化

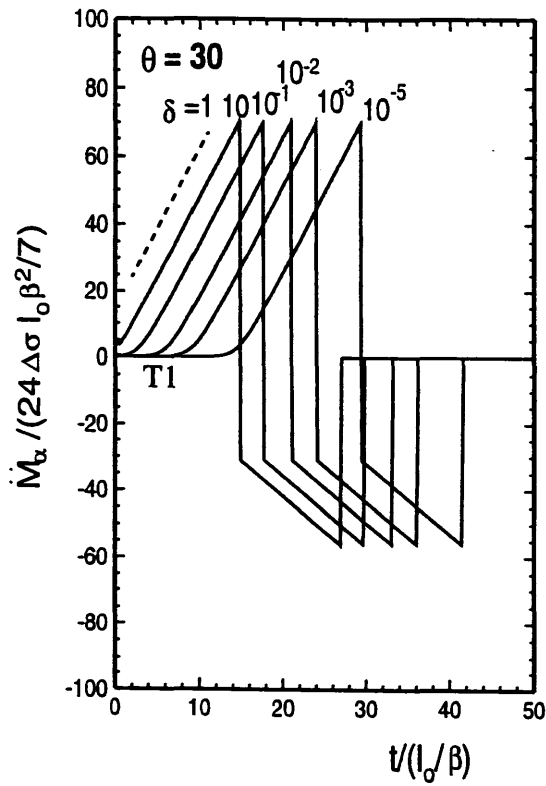


Fig. 1.3

S-Kモデルから計算した理論波形
 δ を変化させた時、他のパラメータは固定した。
 T1は、振幅が大きくなる前の微弱な波を示す。

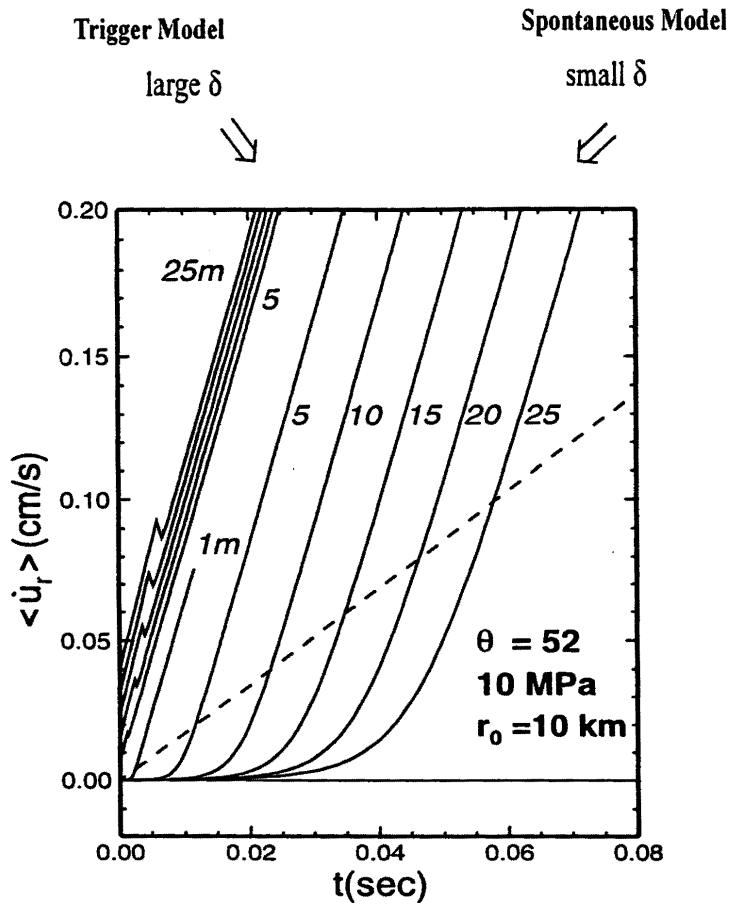


Fig. 1.4

Loを変化させた時のS-K モデルから計算された理論波形

1.3 本研究の目的

微小地震の初期破壊は、破壊規模の大きな地震の初期破壊と比べ、単純な過程である場合が多いと考えられる。Iio (1992,1996), Ellsworth and Beroza (1995) らは、観測波形初動部分の解析から微小地震の初期破壊過程を調査したが、得られた結果を具体的に説明できるソースモデルの考案までには至っていない。現時点では、初期破壊過程を考慮したモデルを実際の地震に適用した

他の研究例はない。

本研究ではまず初めに S-K モデルを実際の地震に適用する場合を想定し、初期破壊過程のソースパラメータを決定する手法を開発する。次にこの手法を人工的に作成した観測波形に適用し、ソースパラメータが正しく復元できるか吟味する。最後に 1984 年長野県西部地震の余震域で発生した微小地震に適用し、実際の地震の初期破壊過程のソースパラメータ決定を試みる。

第2章 モデルパラメータの決定法

2.1 初期破壊モデルのパラメータ

ここでは初期破壊過程のソースパラメータを決定する手法について説明する。S-K モデルから計算される理論波形は4つのソースパラメータ (δ , $\Delta\sigma$, L , L_0) に対して非線形の関係にある。一般にモデル関数が決定しようとするパラメータに対して非線形である場合には、非線形最小二乗法が用いられる。この手法はモデル値と観測値の残差二乗和を最小とする解をなんらかの条件のもとで反復修正することにより求めるものである。解法としては、例えば Gauss-Newton 法、ハイブリッド法、マルカート法など様々なものが考えられる。しかし、これらの手法を用いて精度よく解を求めるためには、できるだけ非線形性が小さく、また与えるパラメータの範囲に極小値が1つのみである場合が好ましい (例えば、南,1986 または中川・小柳,1982)。しかし本研究の場合は、非線形性が大きく、かつそれぞれのパラメータ間にトレードオフがあるため極小値が複数存在する。その結果、初期値の与え方が適当でないと上記の手法では、正しい解は得にくい。そこで、パラメータに対してグリッドサーチ的に残差二乗和が最小となる組み合わせを探す方法が考えられる。しかし、この手法では非常に多くの計算時間を要する難点がある。

そこで本研究では、各ソースパラメータが波形に対して及ぼす影響の違いを利用することにより近似値を求め、この近似値の周りでグリッドサーチする方法を考える。この方法では、やみくもにグリッドサーチする場合に比べ大幅に

計算時間を短縮できる。

2.2 モデルパラメータが波形に対して及ぼす影響の違い

ここでは、S-Kモデルを用いてソースパラメータ (δ , $\Delta\sigma$, L , L_0) と QD 及び θ (断層面に対する法線から測った波の射出角) が遠方での P 波速度波形に対して及ぼす影響の違いを示す。

本解析では、P 波を用いるため、波形データは速度波形の上下動成分を使用する。解析の対象とする時間ウィンドウは初動から波形の 1 周期が経過するまでの時間とする。この時間ウィンドウは初動から最初のピークまでの部分とピークから 1 周期が経過するまでの部分に分けて考えることができる。初動から最初のピークまでの波形は、初期フェーズの継続時間、最大傾斜の傾き、およびピークの振幅 (ピーク値) の 3 つのパラメータで特徴づけられる。ここで、初期フェーズの継続時間は初動から波形の立ち上がりの傾斜が最大となる時刻までと定義する。

Figs. 2.1~2.3 はそれぞれ、 $\Delta\sigma$, L 及び θ を変化させた時の遠方での P 波速度波形の変化を示す。ただし、 $\delta = 10^{-3}$ とした。これは、前述の Spontaneous モデルに相当する。Fig.2.1 を見ると $\Delta\sigma$ が大きくなるにつれて、最大傾斜の傾きとピーク値及びピーク以降の振幅が大きくなることがわかる。Fig. 2.2 からは L が大きくなるにつれて、ピークまでの経過時間及び振幅とピーク以降の振幅は大きくなるが、最大傾斜は変わらないことがわかる。また Fig. 2.3 を見ると θ が大きくなるに従い最大傾斜の傾きは大きくなり、ピーク以降の波形のパルス幅は大きく、振幅は小さくなっている。1.2

節で述べたように Spontaneous モデルの場合、 L_0 の値が大きくなるにつれて、振幅がある程度の大きさに達するまでの時間 (T_1) が長くなり、初期フェーズの継続時間が長くなる。

Fig. 2.4 は、 Q_p を変化させた場合の遠方での P 波速度波形の変化を示す。 Q_p を変化させた時、他のパラメータは固定した。 Q_p の効果は Futterman(1968)の手法で計算した。これを見ると、 Q_p は初期フェーズの継続時間、最大傾斜の傾き、及び振幅のピーク値、ピーク以降の波形に影響を与えることがわかる。以上のことから、初期フェーズ継続時間を決めているのは、Spontaneous モデルの場合は L_0 と δ 及び Q_p であり、Trigger モデルの場合は Q_p のみであることがわかる。またピークの振幅を決めているのは、どちらのモデルでも L 、 $\Delta\sigma$ 及び θ 、 Q_p であり、最大傾斜の傾きを決めているのは、 $\Delta\sigma$ 及び θ 、 Q_p であることがわかる。さらにピーク以降の波形を決めているのは、 $\Delta\sigma$ 、 L 、及び Q_p 、 θ であることがわかる。すなわち、Spontaneous モデルの場合は Q_p と θ が与えられたならば、 $\Delta\sigma$ 、 L 、 L_0 が初動から最初のピークまでの波形を利用することにより決められる。Trigger モデルの場合は θ が与えられたならば、 $\Delta\sigma$ 、 L 及び Q_p が決められる。さらに、 Q_p と θ はピーク以降の波形を利用すると決定できる。そのため理論波形と観測波形の初動から 1 周期部分の波形を利用することにより、ソースパラメータの決定が可能となる。

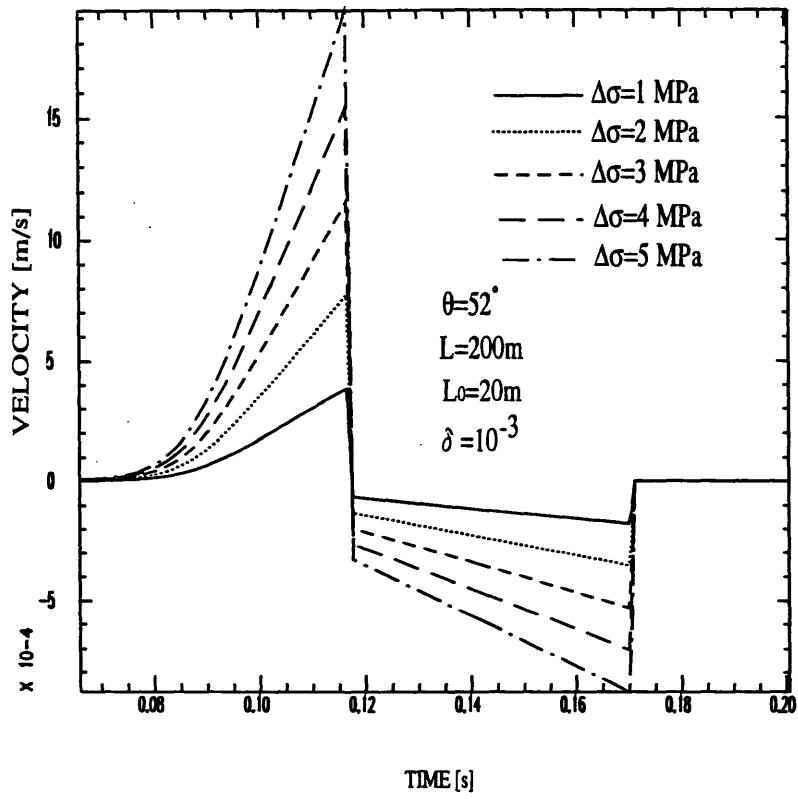


Fig.2.1

$\Delta\sigma$ を変化させた時の遠方でのP波速度波形の変化

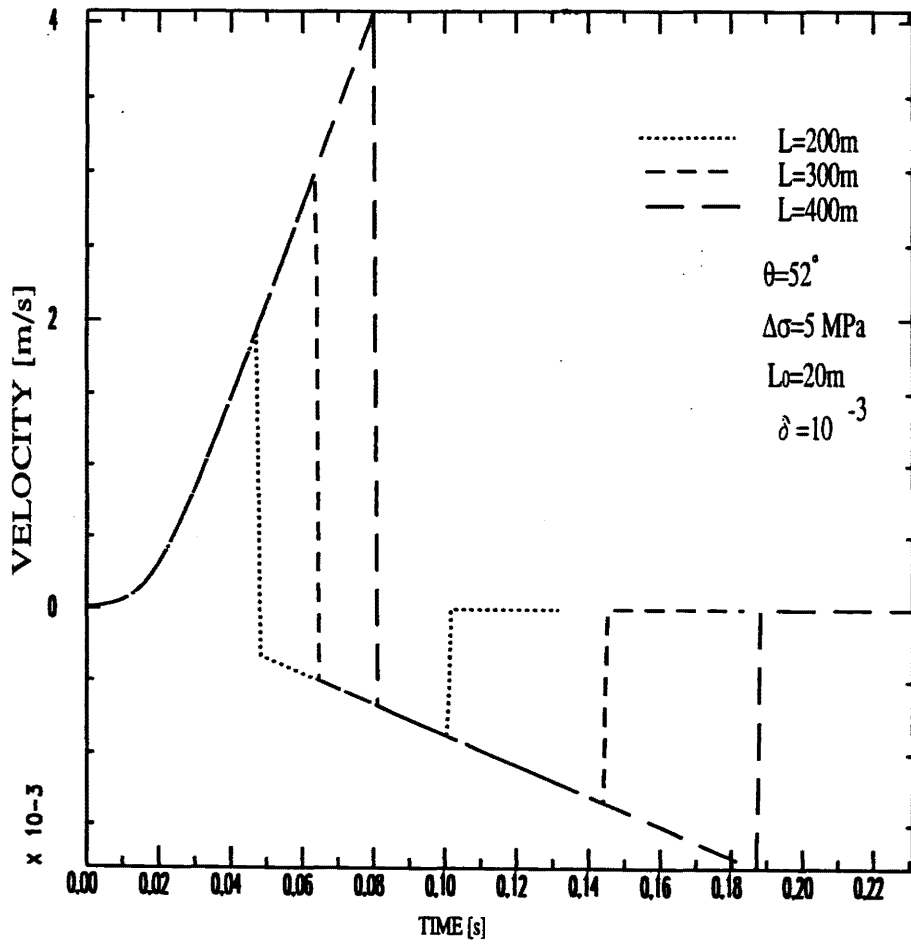


Fig.2.2

Lを変化させた時の遠方でのP波速度波形の変化

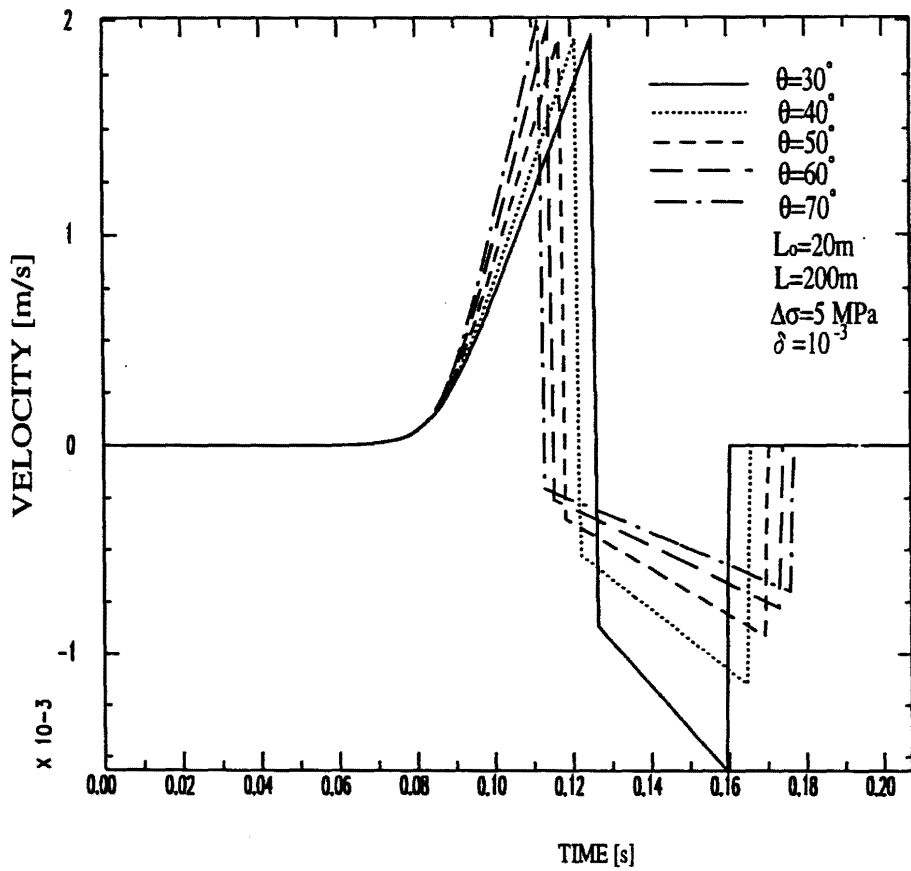


Fig.2.3

θ を変化させた時の遠方でのP波速度波形の変化

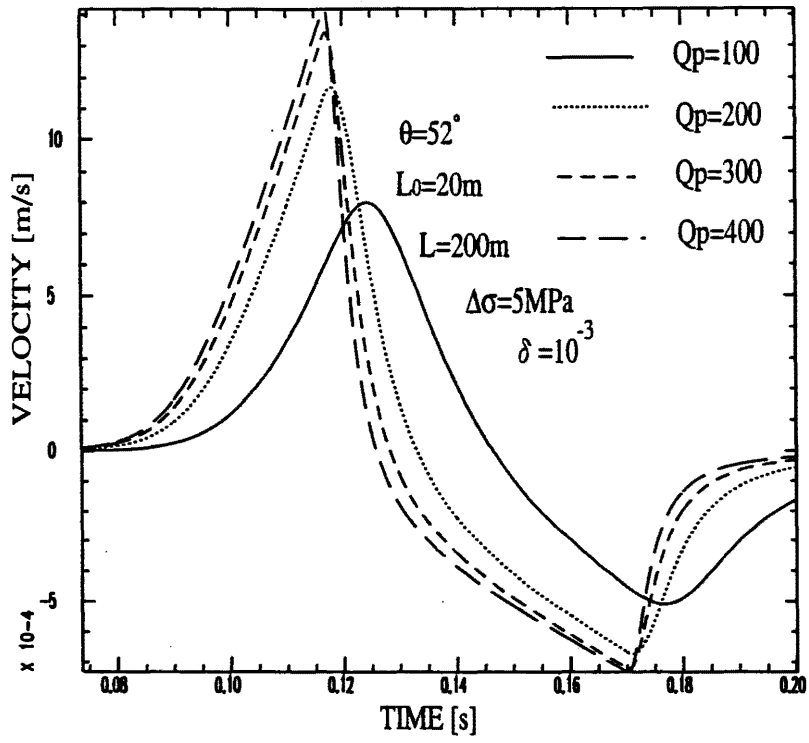


Fig.2.4

Q_p を変化させた時の遠方でのP波速度波形の変化

2.3 近似値の決定

ここでは、2.2 節で述べた考察をもとに、近似値を決める。ただし、Spontaneous モデルの場合と Trigger モデルの場合では、 L_0 と δ が波形に対して及ぼす影響に違いがあるため、異なる手法を用いる。

2.3.1 Spontaneous モデル(δ が小)の場合

まず、適当な δ 、 θ 、 Q_p を与え、観測波形と理論波形の最大傾斜の傾きが一致するように $\Delta\sigma$ を求める。次に初期フェーズが継続する時間を時間ウインドウとして理論波形と観測波形の残差二乗和が最小になるように L_0 を求める。最後に、既に求めた $\Delta\sigma$ と L_0 を与え、観測波形と理論波形のピーク値が一致するように L を求める。具体的には δ 、 θ 、 Q_p は次のように与えた。

δ が小さい場合、Fig.1.3 の T1 の波は非常に振幅が小さいため、実際の微小地震の観測波形においては減衰によって見えなくなっているか、またはノイズと区別することができないほどに小さくなっている可能性が高い。観測波形に対して Fig. 2.5 に示すような処理を行い、振幅がノイズレベルより大きくなった部分を時間 0 秒、振幅 0 m/s とする。理論波形についても同様の処理を行うと Fig. 2.6 のようになり、 δ が小さい場合 (10^{-5} , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2})、波形はほとんど等しくなる。また、 δ が大きい場合 (10,1) についても直線的に立ち上がるが、その波形は似かよっている。このため実際の観測波形に適用する場合 δ は $\delta > 1$ の大きい値と $\delta < 10^{-2}$ の小さい値の 2 通りに大別し、Spontaneous モデルの場合は $\delta = 10^{-3}$ を採用し、次節で述べ

る Trigger モデルの場合は $\delta = 1$ を採用することにする。 θ は P 波の押し引き分布から推定したメカニズム解を用いて計算する。この時 2 つの節面のどちらが真の断層面かを判断するのは難しいので、断層面として両方の節面を仮定する。また、 Q_p については第 4 章で調査対象とする長野県西部地域の平均的な Q_p (80~280 (Yoshimoto et al, 1998)) を参考に 7 通りの Q_p (40 刻みで 40~280 まで) を仮定した。結局、 $\Delta \sigma$ 、 L 及び L_0 の近似値は 7 通りの Q_p と 2 通りの θ の組み合わせ、合計 14 通りの組み合わせについて求めることになる。

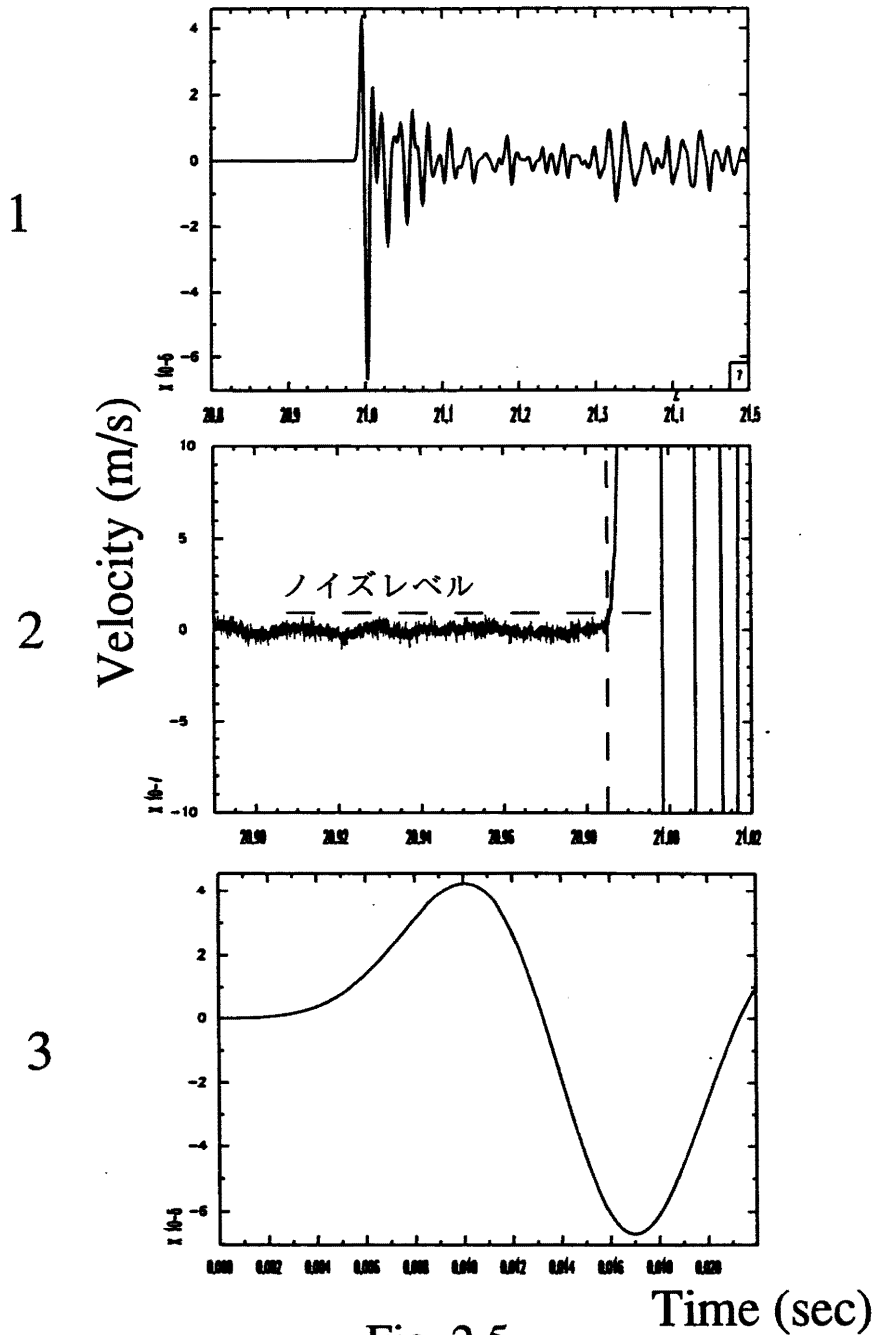


Fig. 2.5

観測されたP波速度波形のノイズ補正

1. 観測された速度波形のP波部分の波形
2. 1の初動部分を拡大した波形
3. ノイズレベルとシグナルの交点を振幅0 m/s, 時間0でノイズ補正した波形

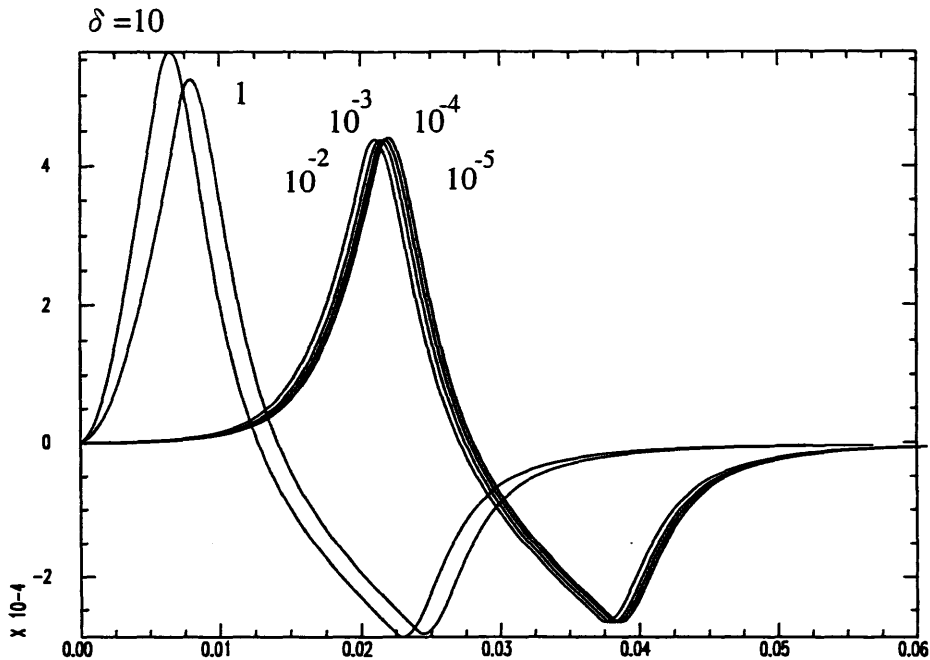


Fig.2.6

異なる δ に対して，ノイズ補正した理論波形

2.3.2 Trigger モデル(δ が大)の場合

まず， δ は1を与える．Trigger モデルを仮定した場合，原理的に初期フェーズから L_0 を求めることはできないため， L_0 は任意に与える．この時， Q_p は初期フェーズの継続時間に影響を与えうる唯一の未知パラメータとなるため，初期フェーズの継続時間から決められる．そこで Q_p は40から10%刻みで280まで変化させ，初期フェーズが継続する時間を時間ウインドウとして理論波形と観測波形の残差二乗和が最小になるように求める． $\Delta\sigma$ とLはSpontaneous モデルの場合と同様に求める． θ はSpontaneous モデルの

場合と同様に2通り与え、 $\Delta\sigma$ と L 及び Q_p の近似値は2通りの θ について求めることになる。

2.4 グリッドサーチによるソースパラメータの決定

グリッドサーチは、前節で求めた近似値の周りで行う。ここでのポイントは、 $\delta=10^{-3}$ である時には $\Delta\sigma$ 、 L_0 及び L を、 $\delta=1$ である時は $\Delta\sigma$ 、 L 及び Q_p を観測波形の初動からピークまでの波形で決めることである。さらに、この時、前節で説明した計16通りの組み合わせの中でどの組み合わせを最終的に採用するかは、観測波形の初動から1周期までを時間ウィンドウとした観測波形と理論波形の残差から決めることである。以下ではその手順について説明する。

まず $\delta=10^{-3}$ を与え、 $\Delta\sigma$ 、 L_0 をそれぞれ10%づつ変化させる。次に、10%変化させたそれぞれの値を、さらに10%変化させる。この処理を近似値のまわりで30回くり返し、 $\Delta\sigma$ と L_0 の組み合わせ(30×30通り)について、観測波形の初動からピークまでを時間ウィンドウとして観測波形と理論波形の残差を計算する。これらの中で残差が最小となる $\Delta\sigma$ 及び L_0 を選択する。ただし L は1%刻みで変化させ、観測波形と理論波形のピークの振幅が最も一致するようにした。この手順を前節で説明したSpontaneousモデルの場合の14通りの組み合わせすべてについて行う。この時、初動から1周期が経過するまでを時間ウィンドウとして観測波形と理論波形の残差二乗平均(RMS)についても計算しておく。

次に、 $\delta=1$ を与え、まず $\Delta\sigma$ 、 Q_p をそれぞれ10%づつ変化させる。次に、10%変化させたそれぞれの値を、さらに10%変化させる。この処理を近似値の

まわりで 30 回くり返し、 $\Delta\sigma$ と Q_D の組み合わせ (30×30 通り) について、観測波形の初動からピークまでを時間ウインドウとして観測波形と理論波形の残差を計算する。これらの中で残差が最小となる $\Delta\sigma$ と Q_D を選択する。ただし L は 1% 刻みで変化させ、観測波形と理論波形のピークの振幅が常に一致するようにした。この手順を前節の Trigger モデルの場合で説明した 2 通りの θ について行う。この時、初動から 1 周期が経過するまでを時間ウインドウとして観測波形と理論波形の残差二乗平均 (RMS) も計算しておく。

最後に Spontaneous モデルの場合と Trigger モデルの場合に計算された RMS を比較し、これらの中で RMS 最小となる時のソースパラメータ (δ ,

$\Delta\sigma$, L_0 , L) を決定値とする。ただし、RMS 最小となるのが Trigger モデルである時には L_0 が決まらない。

2.5 複数観測点データを用いたソースパラメータの決定

2.4 節では、1つのイベントに対して1つの観測点で記録された波形データから、ソースパラメータを決定する手法について述べた。しかし、1つのイベントに対して複数の観測点で記録された波形データが使用可能であれば、1観測点データから決定されたパラメータの誤差を見積ることができる。そこで、以下では、複数の観測点で記録された波形データを利用したソースパラメータの決定の手順について説明する。

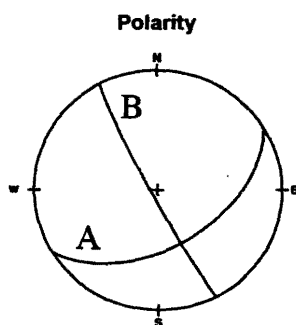
まず、1観測波形に対して、前節で述べた手法を適用する。ただし、Spontaneous モデルの場合と Trigger モデルの場合に計算された RMS (計 16 個) を観測波形の最大振幅値でそれぞれ規格化する (規格化した RMS)。これを複数の観

測点に対して同様の処理を行う。次に、各観測点で規格化した RMS を 16 個の組み合わせごとに加え、その和が最小となるものを選ぶ。この場合、最終的なソースパラメータ値は選択された組み合わせに対して得られた各観測点での値をそれぞれ平均したものとなる。

第3章 数値実験

3.1 数値実験1 (Spontaneous モデル)

S-K モデルによると震源に起因する初期フェーズが存在するのは、Spontaneous モデルの場合である。そこで、ここでは Q_p を 160 と仮定し、



	strike	dip	rake
A	58.4	50.4	174.2
B	152.1	85.5	39.8

Fig.3.1

数値実験で使用したメカニズム解

し、観測波形データは3点 (OT01, OT04, OT05) で記録されたものとした。Fig. 3.2 は、観測点 OT01 において、16 通りの場合の近似値を求めたものである。観測波形と理論波形の比較及びパラメータの値を示した。この場合、近似値を決定した段階で初動から1周期までにおける観測波形と理論波形は良く一致していることがわかる。Fig. 3.3 は同じ観測点においてグリッドサーチにより決定した場合である。Fig. 3.2 と同様に観測波形と理論波形の比較及びパラメータの値を示した。ここで、残差は RMS で示した。全ての場合において初動からピークまでにおける観測波形と理論波形は良く一致している。例として、次に、16 通りの場合について、

ソースパラメータ (δ , L_0 , $\Delta\sigma$, L) のモデル値がそれぞれ、 10^{-3} , 9.5m, 5 MPa, 100m である P 波速度波形を人工的な観測速度波形とした。この時、断層面は Fig.3.1 のメカニズム解の節面 A を使用した。ただし、観測点配置は、本研究で実際の観測波形データに適用する際に対象とした長野県西部地域のものを使用

し、観測波形データは3点 (OT01, OT04,

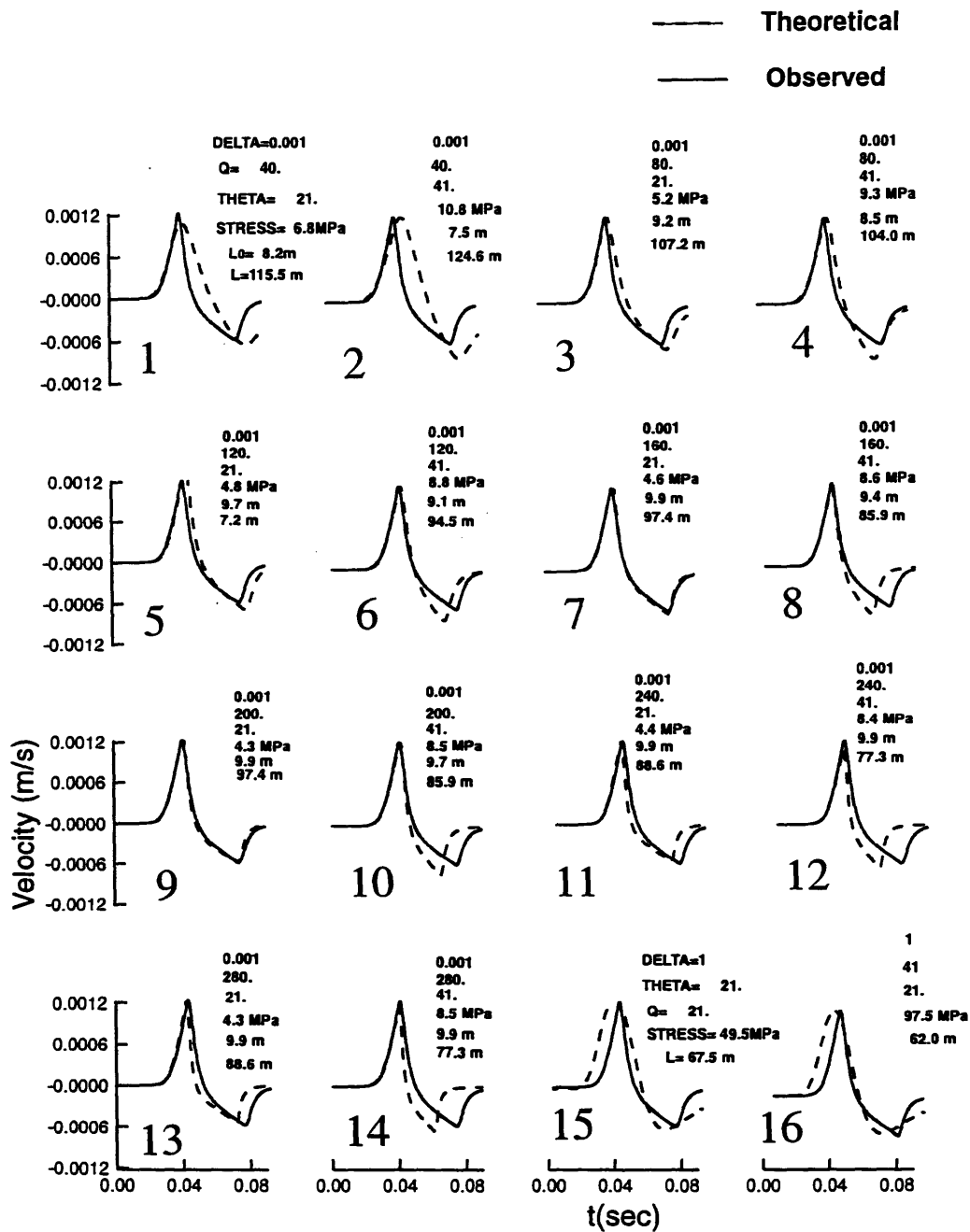


Fig.3.2

数値実験1において、求められた近似値及び観測波形と理論波形の比較（観測点OT01）

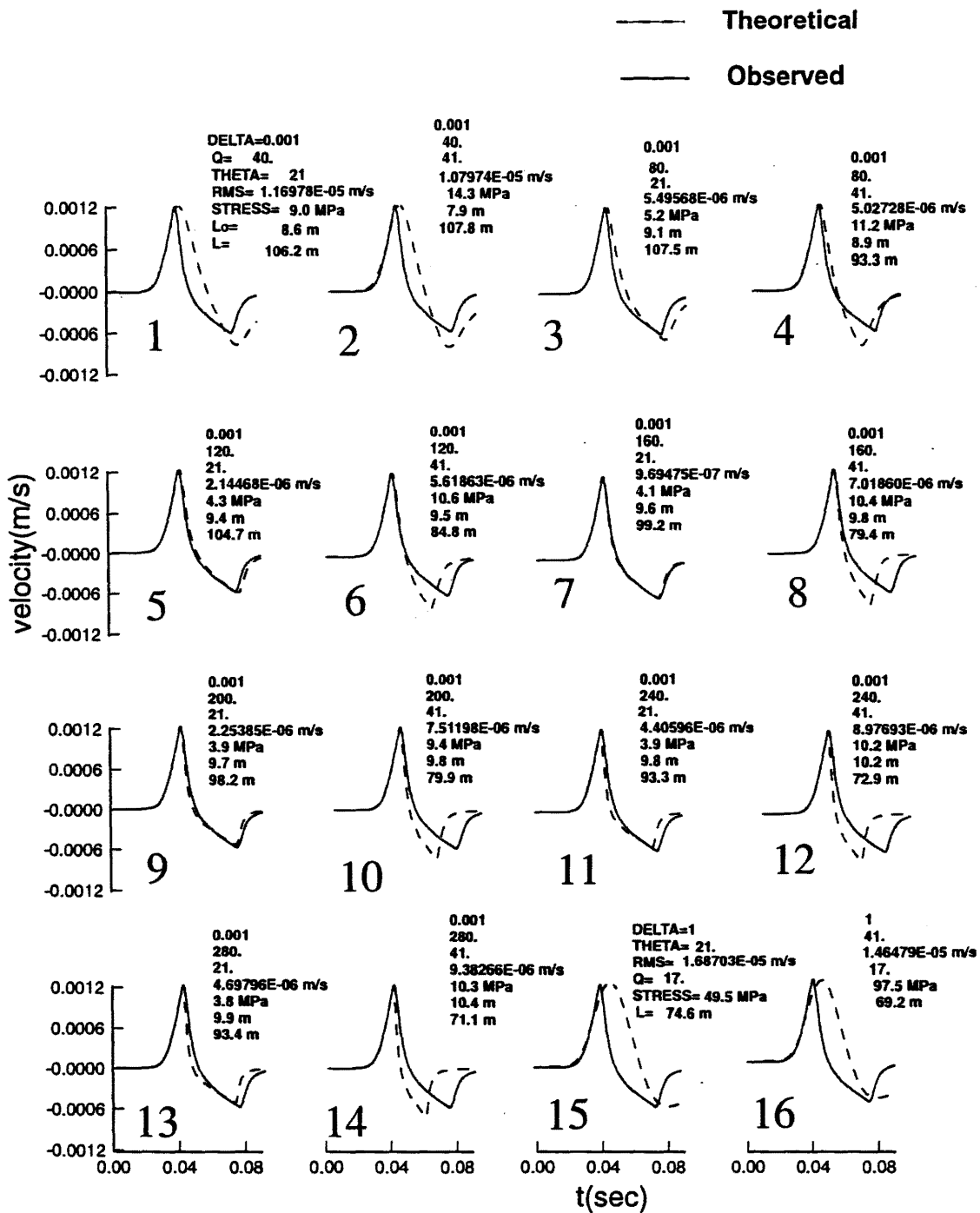


Fig.3.3

数値実験1において、グリッドサーチにより求められたパラメータ値及び理論波形と観測波形の比較（観測点OT01）

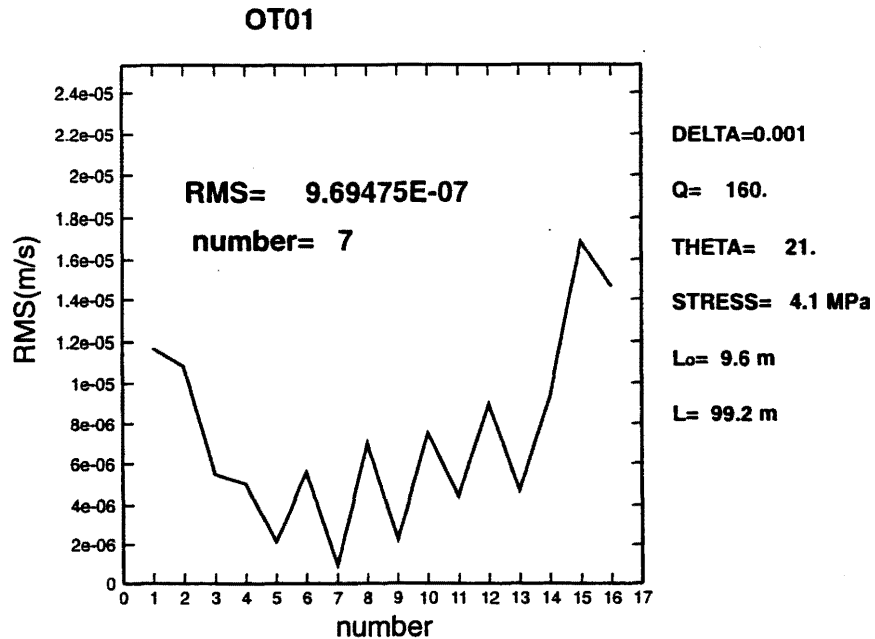


Fig.3.4

数値実験1の場合の Q_p と θ の組み合わせに対する観測点OT01のRMSとRMS最小である組み合わせの場合に決定されたソースパラメータ値と Q_p

初動から1周期までのRMSをFig.3.4に示す。縦軸がRMSで、横軸が、図中に示された番号と一致する組み合わせ番号である。これを見ると、 $\delta = 10^{-3}$ 、 $Q_p = 160$ 、 $\theta = 21$ (断層面 A) でRMSが最小となっている。これらはモデル値と一致する。また、ソースパラメータ (L_0 , $\Delta \sigma$, L) の値は、各々 9.6m, 4.1MPa, 99.2m となった。グリッド間隔による誤差は、各々 $\pm 1m$, $\pm 0.5MPa$, $\pm 1.0m$ となる。この時、モデル値はこれらの誤差範囲内にある。

また、同様に観測点 OT04 について、16通りの場合の初動から1周期までのRMSをFig.3.5に示す。この場合も、 $\delta = 10^{-3}$ 、 $Q_p = 160$ 、 $\theta = 33$ (断層面 A) の時、RMSが最小となっている。ソースパラメータ (L_0 , $\Delta \sigma$, L) の値は、各々 9.4m, 4.8MPa, 100.6m となった。この場合についてもモデル値は

グリッド間隔による誤差の範囲内にある。次に複数の観測点からソースパラメータを決定する。Fig.3.6の縦軸は、3つの観測点で規格化されたRMSの合計値である。横軸は、Fig.3.5と同じである。この時、決定されたソースパラメータ及び Q_p も示す。ここでの誤差は、各観測点間で得られたソースパラメータの標準誤差を示している。これらのパラメータは、モデル値をほぼ再現していることが分かる。

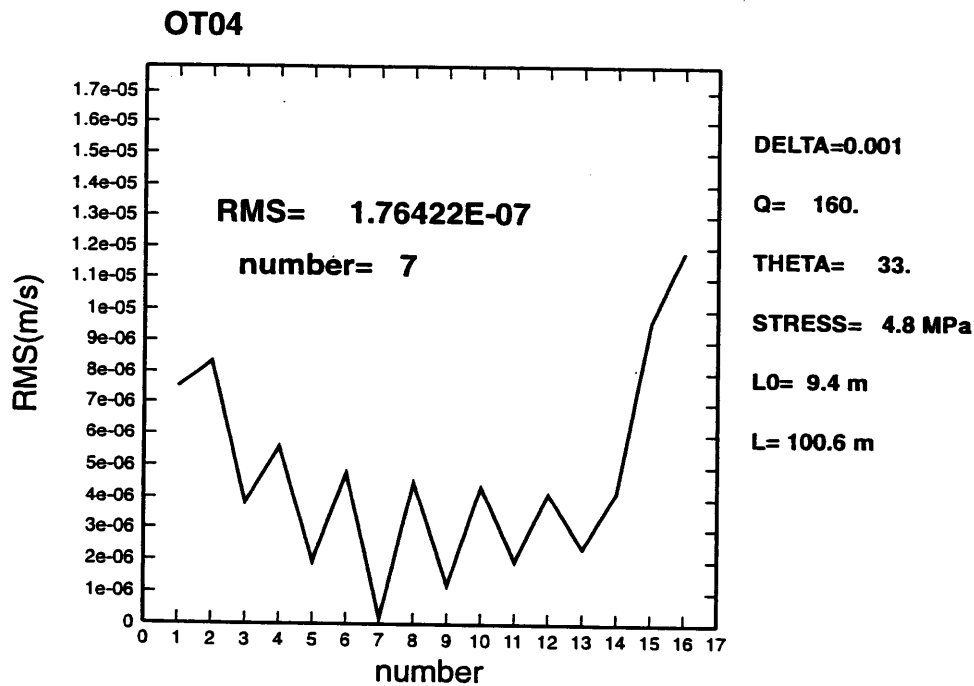


Fig.3.5

数値実験1の場合の Q_p と θ の組み合わせに対する観測点OT04のRMSとRMS最小である組み合わせの場合に決定されたソースパラメータ値と Q_p

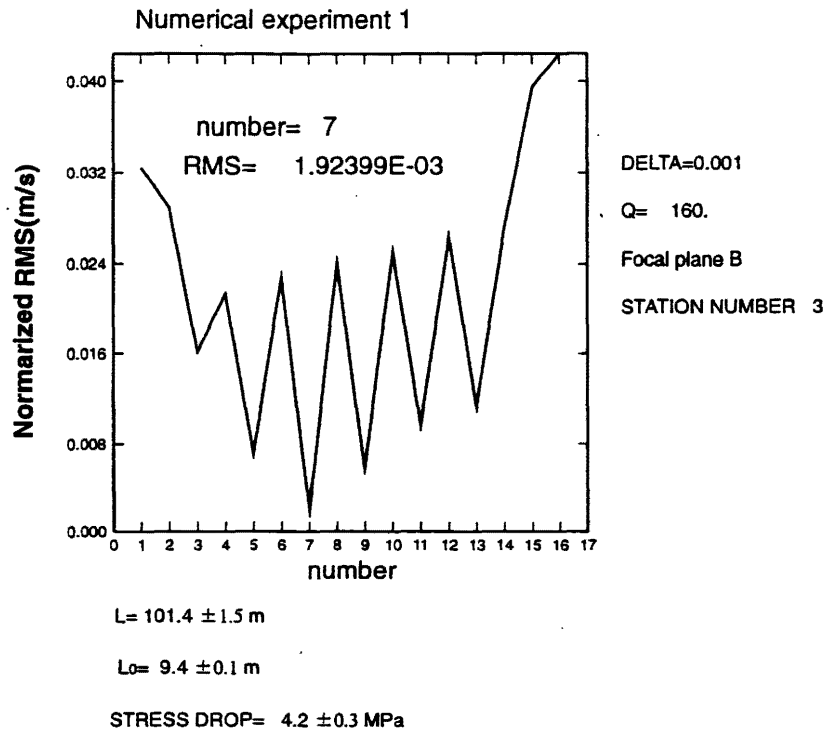


Fig.3.6

Q_pとθの組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値とRMS最小である組み合わせの場合に決定されたソースパラメータ値とQ_p及び断層面STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

3.2 数値実験 2 (Trigger モデル)

震源に起因する初期フェーズが存在しないのは Trigger モデルの場合と Spontaneous モデルにおいて L_0 が L と比較して非常に小さい場合である。この時、 Q_p の効果を見落とすと速度波形は初動から直線的に立ち上がる場合である。ここではソースパラメータ (δ , L_0 , $\Delta\sigma$, L) のモデル値がそれぞれ、1, 9.5m, 4.5MPa, 100m である理論 P 波速度波形を人工的な観測速度波形とした。ここでも数値実験 1 と同様の断層面及び観測点を使用した。Fig.3.7 は 16 通りの場合について、観測点 OT01 でグリッドサーチにより決定した場合の観測波形と理論波形の比較及びパラメータの値である。さらに、この場合の初動から 1 周期までの RMS を Fig.3.8 に示す。見方は、数値実験 1 の場合と同様である。RMS を最小とする組み合わせは、 $\delta=1$, $\theta=21$ (断層面 A) の場合である。この時決定されたパラメータの値 (Q_p , $\Delta\sigma$, L) は各々、127, 4.8MPa, 97.7m となった。また、グリッド間隔による誤差は、各々 ± 13 , ± 0.5 MPa, ± 1.0 m となる。 $\Delta\sigma$ はこの誤差範囲にモデル値があるが、 L は多少小さく決定された。これは Q_p がモデル値よりも小さく決定されたため、 $\Delta\sigma$ が多少大きく決定され、この影響により、 L は小さく決定されている。Fig.3.9 には数値実験 1 と同様に複数の観測点からソースパラメータを決定した結果を示す。この場合に決定されたソースパラメータ及び Q_p も示す。ここでの誤差も、各観測点間で得られたソースパラメータの標準誤差を示している。これらのパラメータは、モデル値をほぼ再現出来ている。

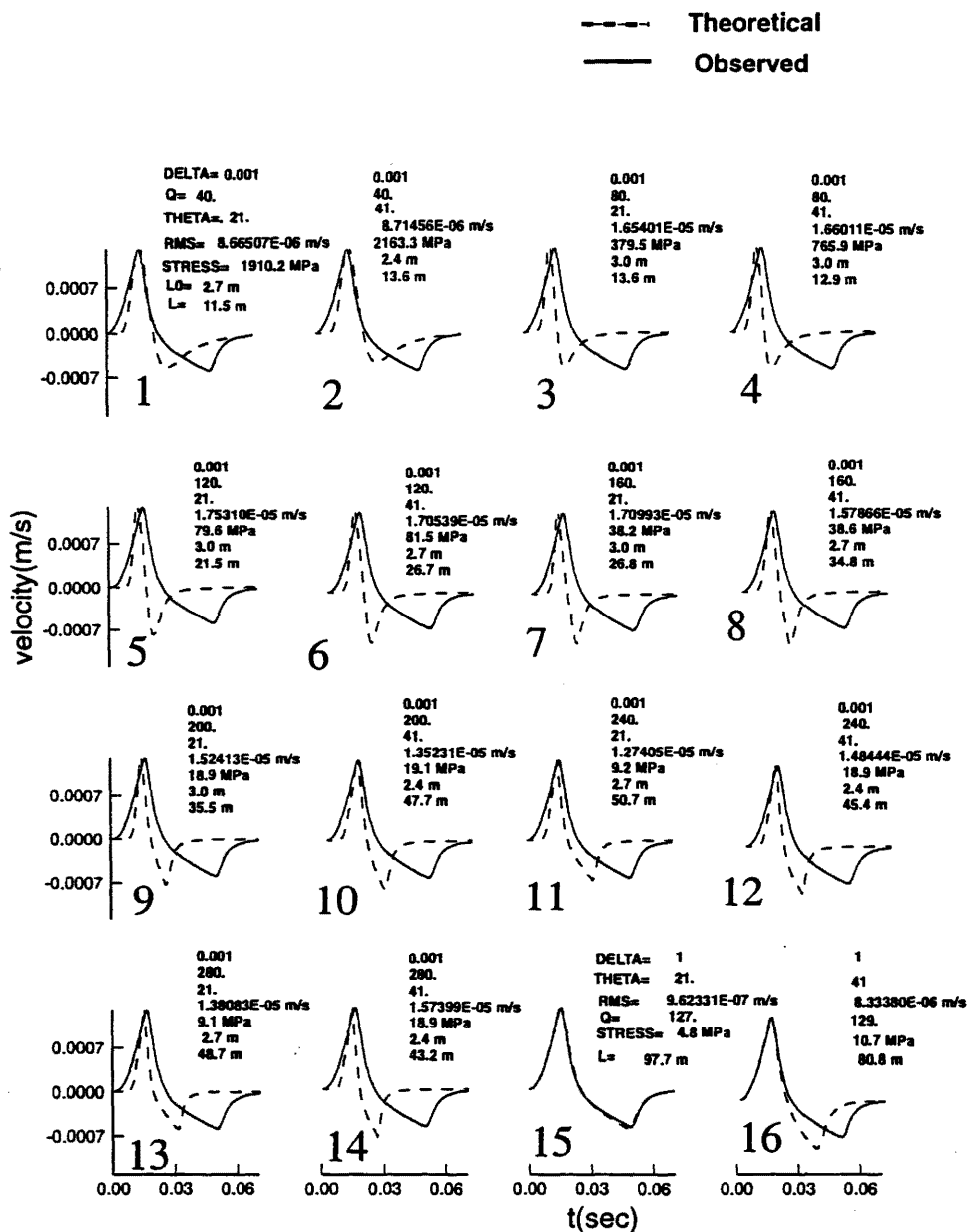


Fig.3.7

数値実験2において、グリッドサーチにより求められたパラメータ値及び理論波形と観測波形の比較（観測点OT01）

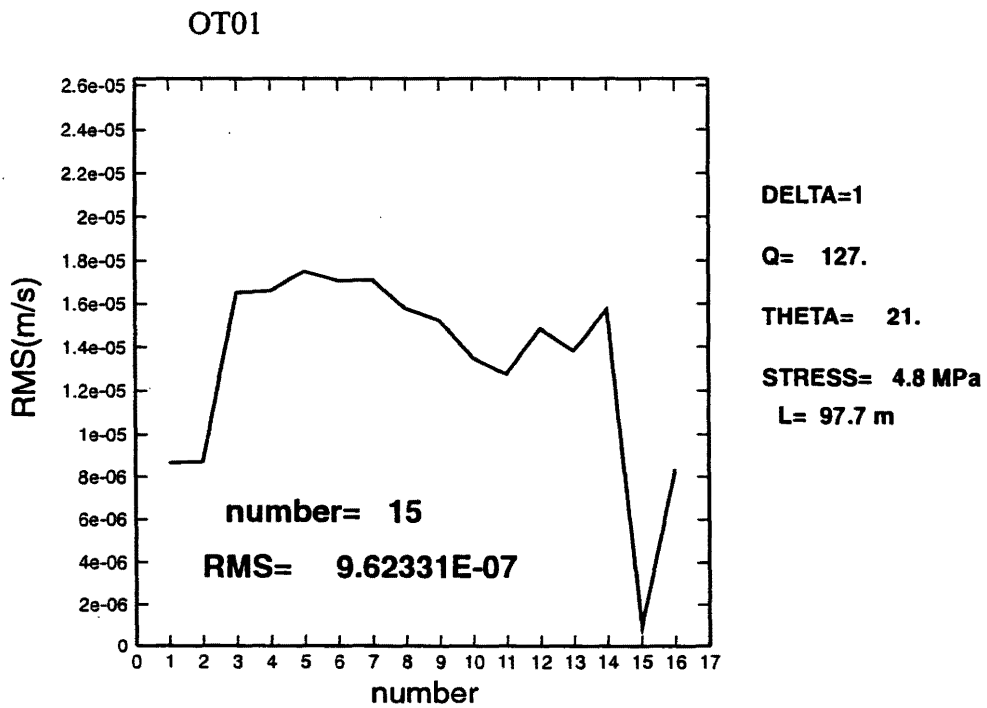


Fig.3.8

数値実験2の場合の Q_p と θ の組み合わせに対する観測点OT01のRMSとRMS最小である組み合わせの場合に決定されたソースパラメータ値と Q_p

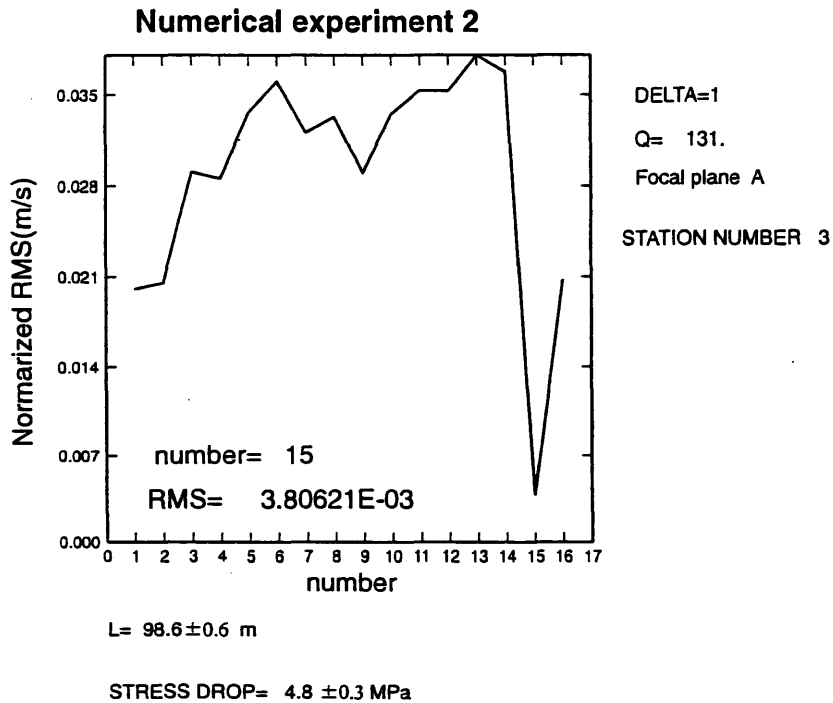


Fig.3.9

数値実験2の場合の Q_p と θ の組み合わせに対する
 複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 とRMS最小である組み合わせの場合に決定された
 ソースパラメータ値と Q_p 及び断層面

3.3 数値実験のまとめ

2つの数値実験を行った結果をまとめると次のようになる。本手法を震源に起因する初期フェーズを持つ人工的な観測波形に適用した結果、 L 、 L_0 、 $\Delta\sigma$ 及び Q_p を精度良く決定できる。また震源に起因する初期フェーズを持たない人工的な観測波形の両方に適用した結果、 L 、 $\Delta\sigma$ 及び Q_p を精度良く決定できる。

第 4 章 観測波形データへの適用

4.1 長野県西部高精度地震観測の概要

本手法を適用して、微小地震の初期破壊過程を調べるためには波形の初動部分が可能な限り正確に記録されたデータでなければならない。そのためには使用する観測波形が震源の近傍にある観測点において、高サンプリングで記録され、さらにノイズが非常に小さい必要がある。そこで本研究では上記のすべての条件を充たしている長野県西部高精度地震観測（飯尾・他，1996）で得られた波形データを使用した。この観測が展開されている地域は、1984年9月に発生した長野県西部地震（マグニチュードが6.8で震源の深さが約2km）の余震域である。この長野県西部地震は断層の長さが約12kmの右横ずれ断層であった。長野県西部高精度地震観測網で記録される地震は1カ月に約100個以上であり、その大半がマグニチュード1以下の微小地震であった。この高精度観測は1995年5月に6点で開始されたが、その後、観測点数は年々増加し、現在48点程度になっている。観測点はその間隔が約1km~2kmと密に配置されている。また、サンプリング周波数は10kHzである。観測点OT01及びOT02はボアホール内に地震計が設置されている。OT01は深さ145mの地点にボアホール地震計 Mark Product L-22E(固有周波数2Hz) 3成分がセメント埋設されている（飯尾・他，1992）。OT02は深さ100mにL4C相当のAkashi製ボアホール地震計(固有周波数1Hz) 上下動が設置されている。他の点はすべて地表点であり、L-22D3成分(固有周波数2Hz)が、いくつかの例外を除けば、

非常に硬い岩盤上に石膏で固定されている。地動のノイズレベルは 1-10 μ kine 程度である。データロガー (EDR6600) は 2 時間に一回, 奇数時に GPS により内部時計を修正し, 1msec 以上の時刻精度を達成している。また, 入力は 6ch で, 1,10,100,1000 倍切り替えのアンプを内蔵している (飯尾・他, 1996)。

4.2 使用する観測波形データ

本解析では, 決定されるソースパラメータの決定誤差を少なくするため, 震源が比較的浅く (1.7~5.1km), P 波初動の押し引き分布からメカニズム解が精度よく決定できるイベントの中で以下の条件を満たす観測波形データを使用した。ここで震源が浅いイベントを使用したのは, 震源距離の短いデータ

($\Delta < 5\text{km}$) を用いたためである。さらに, 以下の 1) ~ 3) の条件を満たす観測波形が複数あるイベントを選択した。

- 1) S/N (P 波速度波形初動半周期の最大振幅とノイズレベルの比) が 50dB 以上のもの
- 2) 初期フェーズが現れる部分の振幅が不規則的に変化せず単調に増加しているもの
- 3) P 波速度波形初動半周期以降の波形の振幅が単調かつすみやかに減衰しているもの

また, ここで使用した観測波形データは, 一旦周波数領域に変換後, デコンボリューションすることによって地震計の特性を取り除いた。そのうえで再び時間領域に変換した。

4.3 複数の観測点で決定されたソースパラメータ値

本研究では1996年7月から1996年11月に発生した $M0.1\sim 2.6$ である7つの微小地震について解析を行った。この期間の観測点数は27点である。Fig. 4.1に観測点分布と使用した地震の震源分布を示す。Fig.4.2には使用した地震のメカニズム解を示す。理論波形を計算する際には、ポアソン比が $1/4$ である半無限媒質を仮定した。この時、P波の伝播速度(V_p)は5.5km/sを仮定した。

Figs. 4.3~4.9にそれぞれ、解析した7つのイベントに対する複数の観測点に適用した場合のRMSを示す。見方は数値実験で示した場合と同じである。Event 1, 4, 6, 7は、Spontaneous model($\delta=10^{-3}$)に決定され、この時、Triggerモデルに相当する場合の最小RMSよりもSpontaneousモデルに相当する場合の最小RMSの方が、明らかに小さくなっている傾向があることが分かる。Event2は一応、Spontaneous model($\delta=10^{-3}$)に決定されたが、Triggerモデルに相当する場合とSpontaneousモデルに相当する場合の最小RMSの差は非常に小さい。また、Event3と5は、Trigger model ($\delta=1$)に決定された。Event5については、Spontaneousモデルに相当する場合の最小RMSよりもTriggerモデルに相当する場合の最小RMSの方が、明らかに小さくなっている傾向があるが、Event3については、Triggerモデルに相当する場合とSpontaneousモデルに相当する場合の最小RMSの差は非常に小さいことが分かる。

Table4.1に解析した7つのイベントの震源と複数の観測点から決定されたソースパラメータ値と Q_p を示す。まとめるとTrigger model ($\delta=1$)に決定されたのは、イベント3と5、Spontaneous model($\delta=10^{-3}$)に決定されたのは、

イベント1, 2, 4, 6, 7である。 L , $\Delta\sigma$, L_0 はそれぞれ23.7~90.1m, 1.1~98.9 MPa, 3.5~9.4mの範囲に分布している。

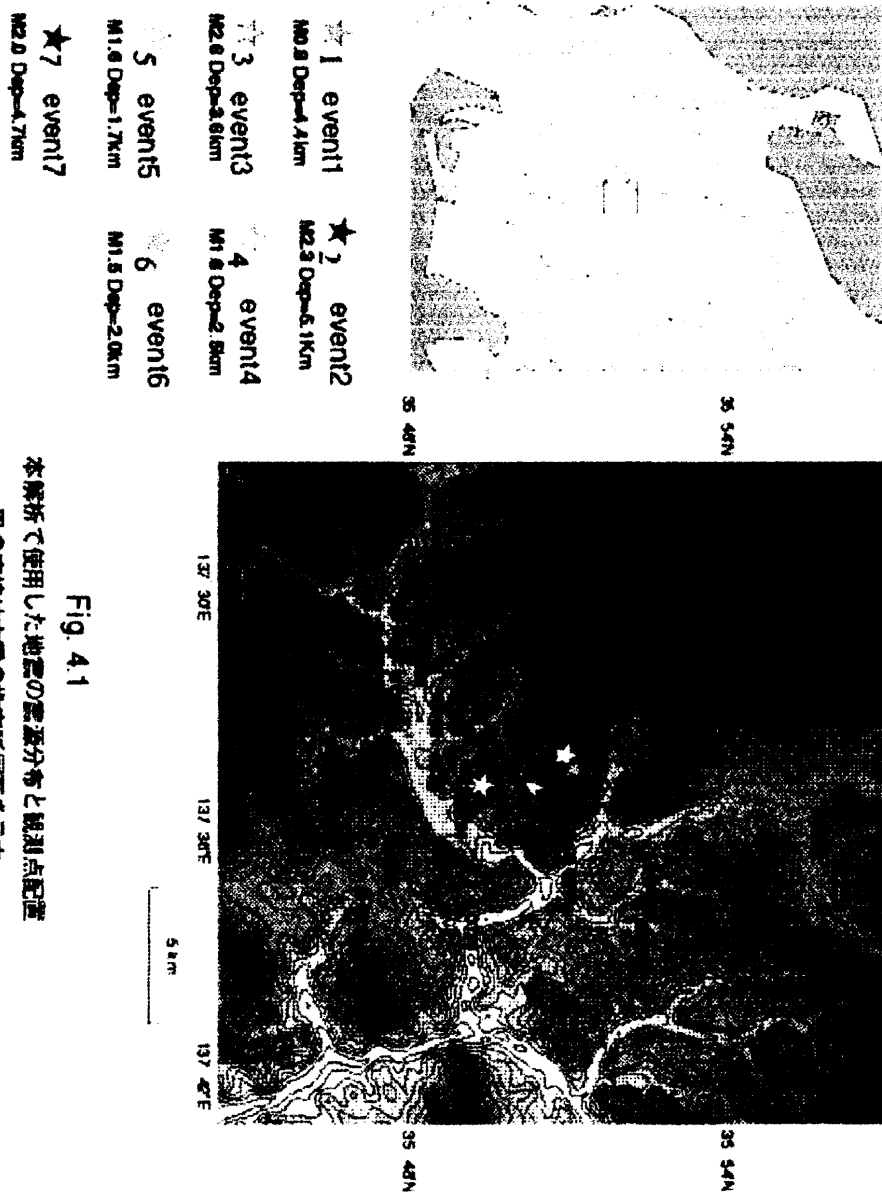


Fig. 4.1

本図で使用した地震の震源分布と観測点配置
黒の直線は本震の推定断層面を示す。

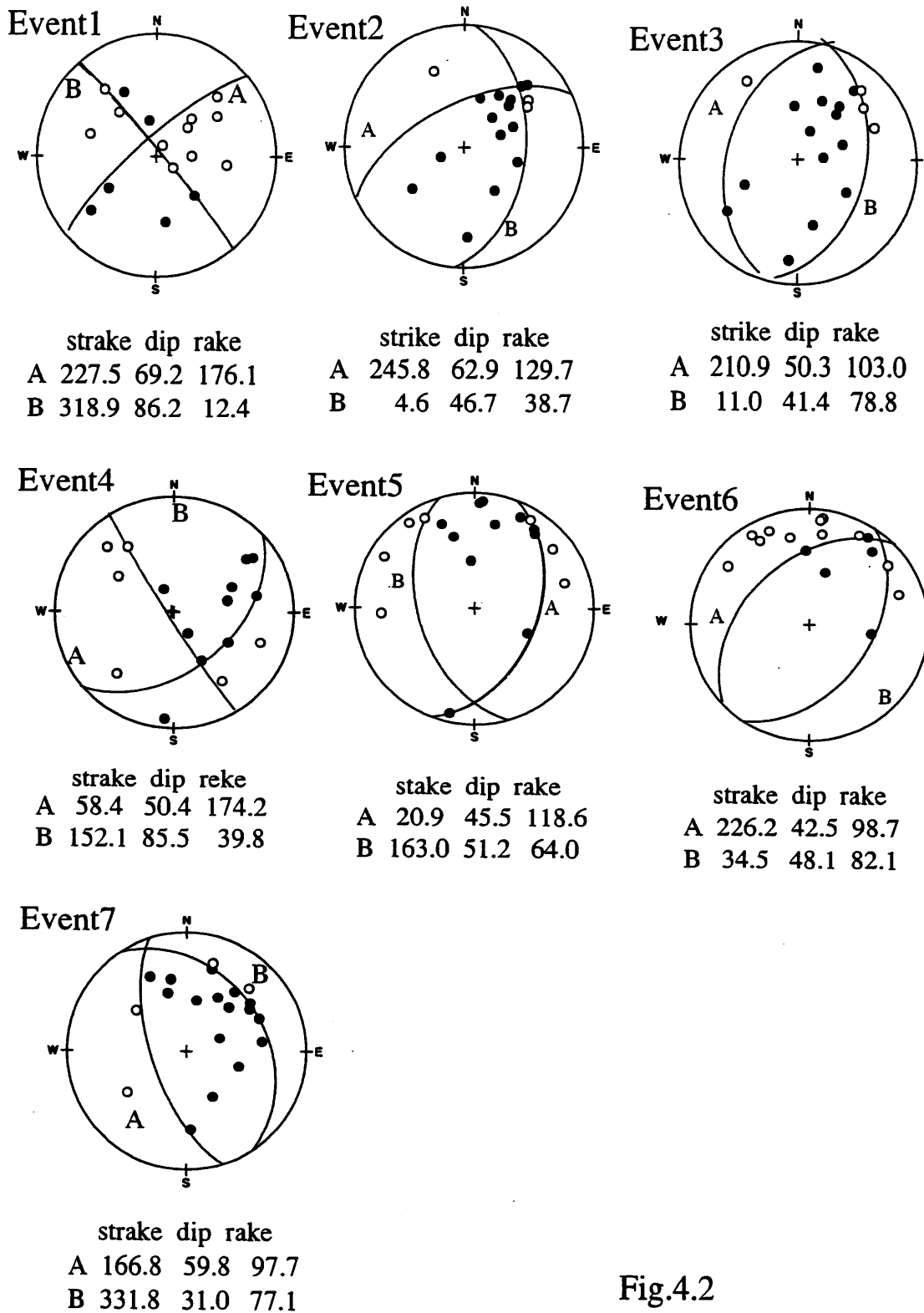


Fig.4.2
解析した地震のメカニズム解

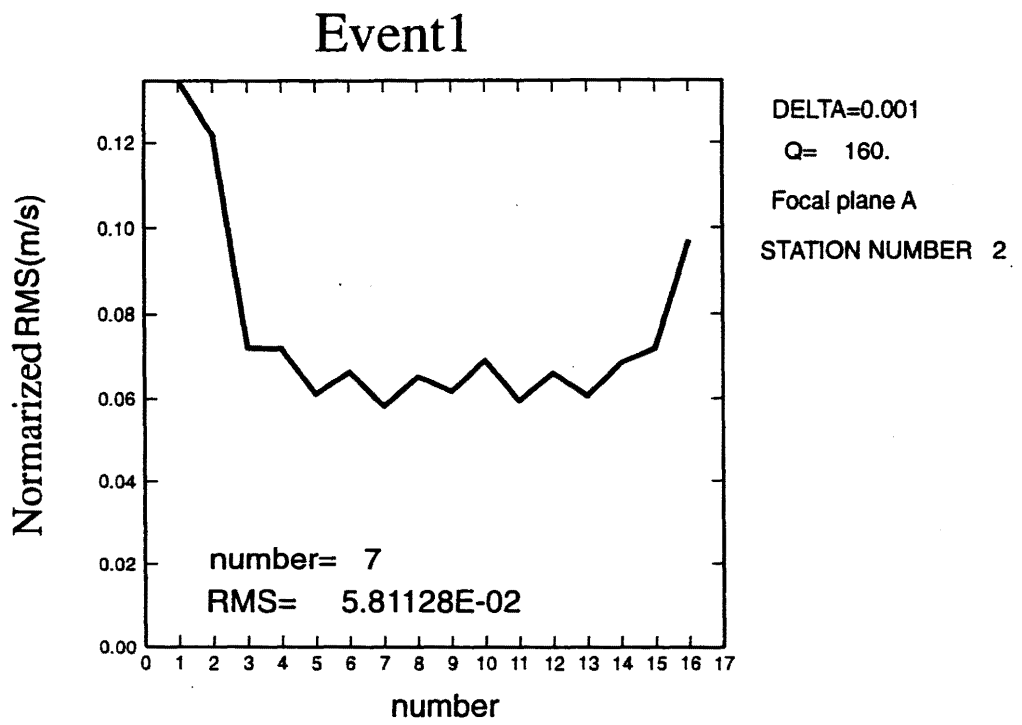


Fig. 4.3

Qpとθの組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

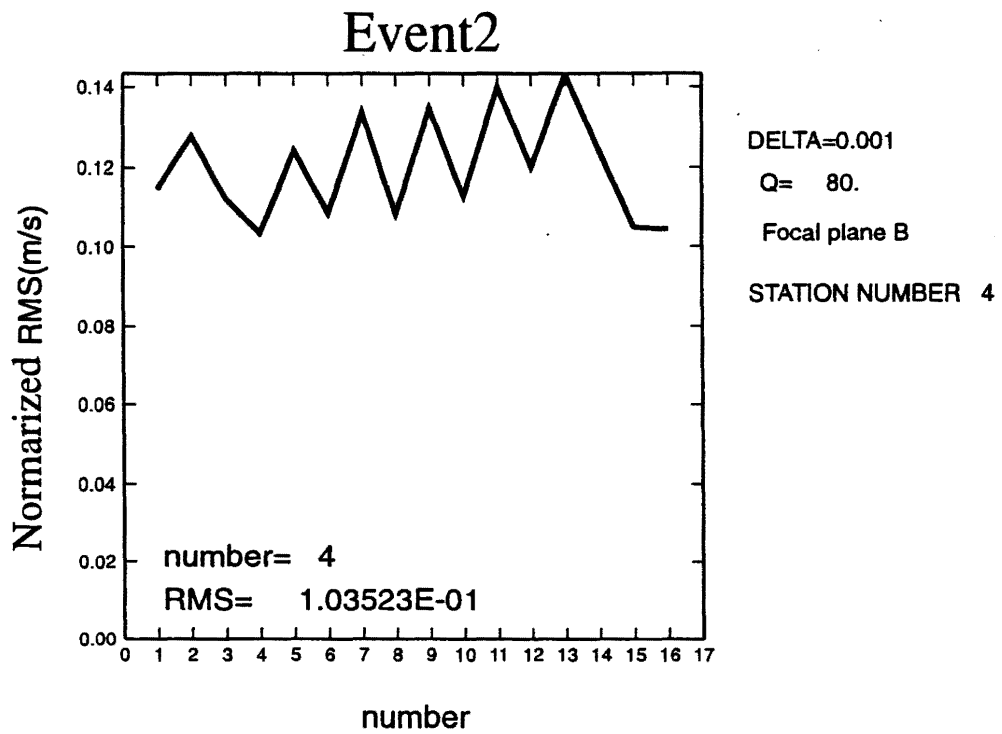


Fig. 4.4

Qpと θ の組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

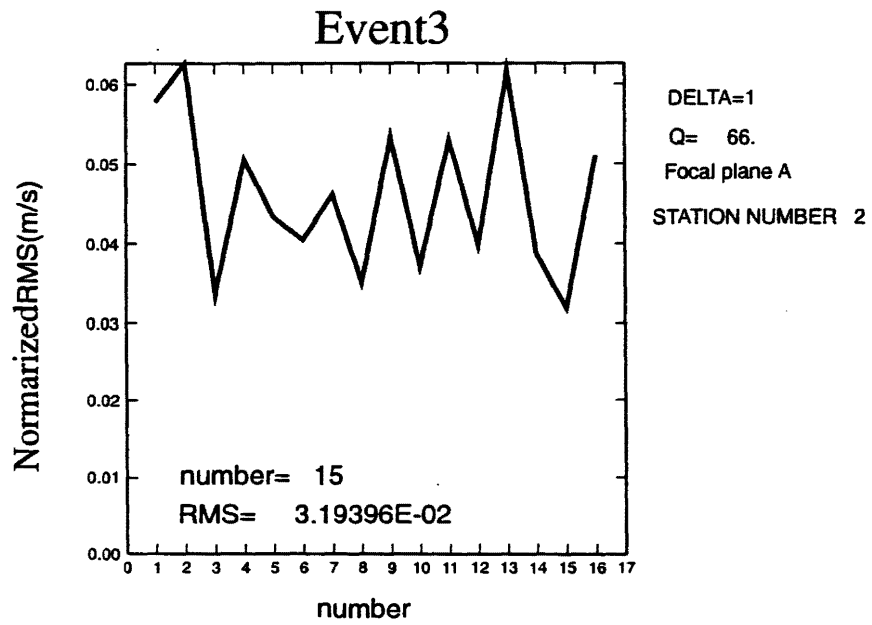


Fig. 4.5

Q_p と θ の組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

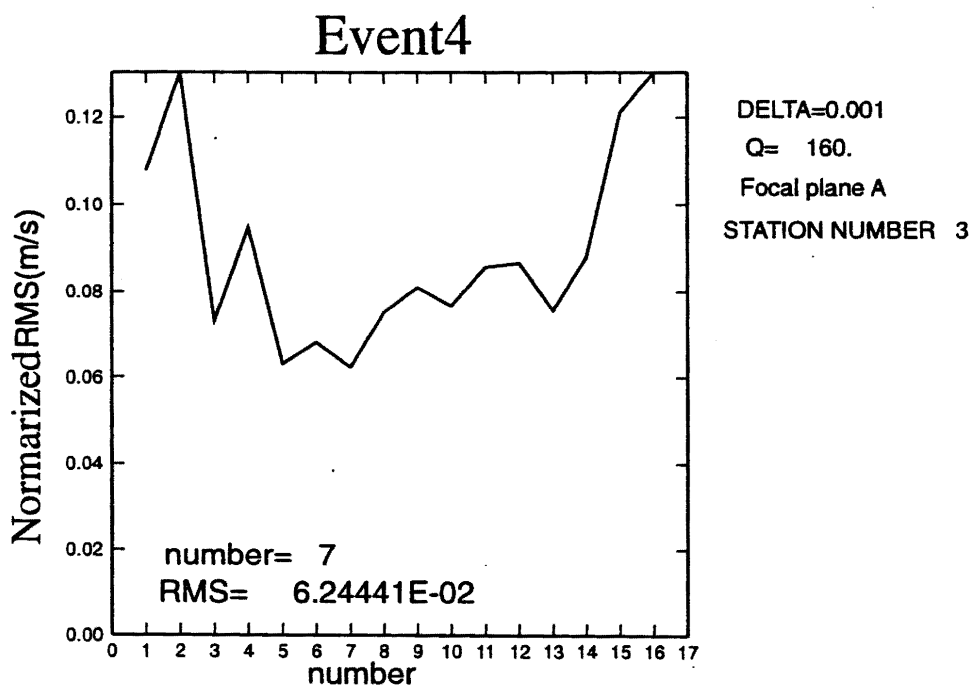


Fig. 4.6

Q_p と θ の組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

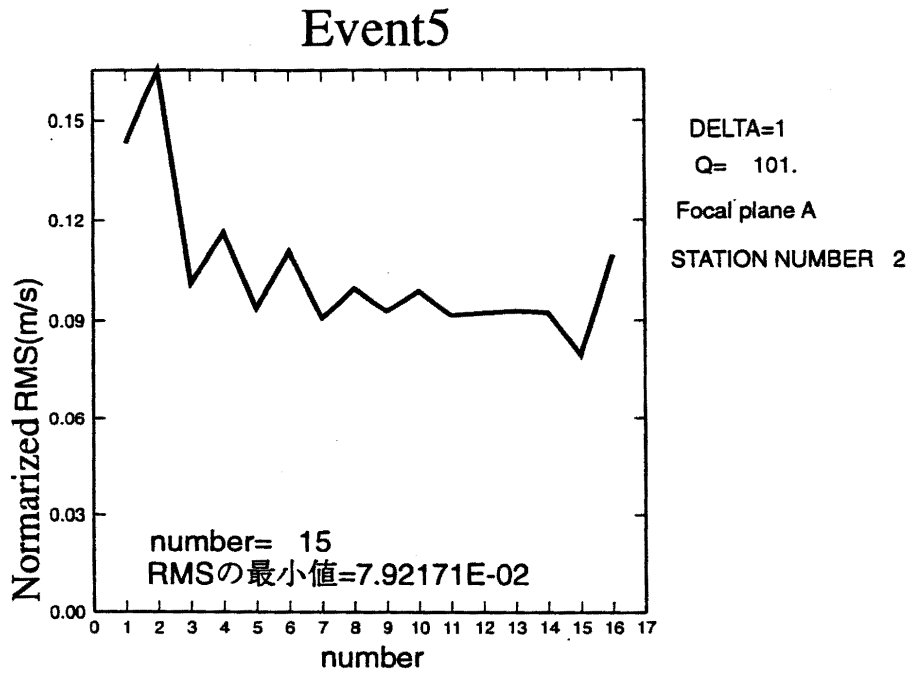


Fig. 4.7

Qpとθの組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

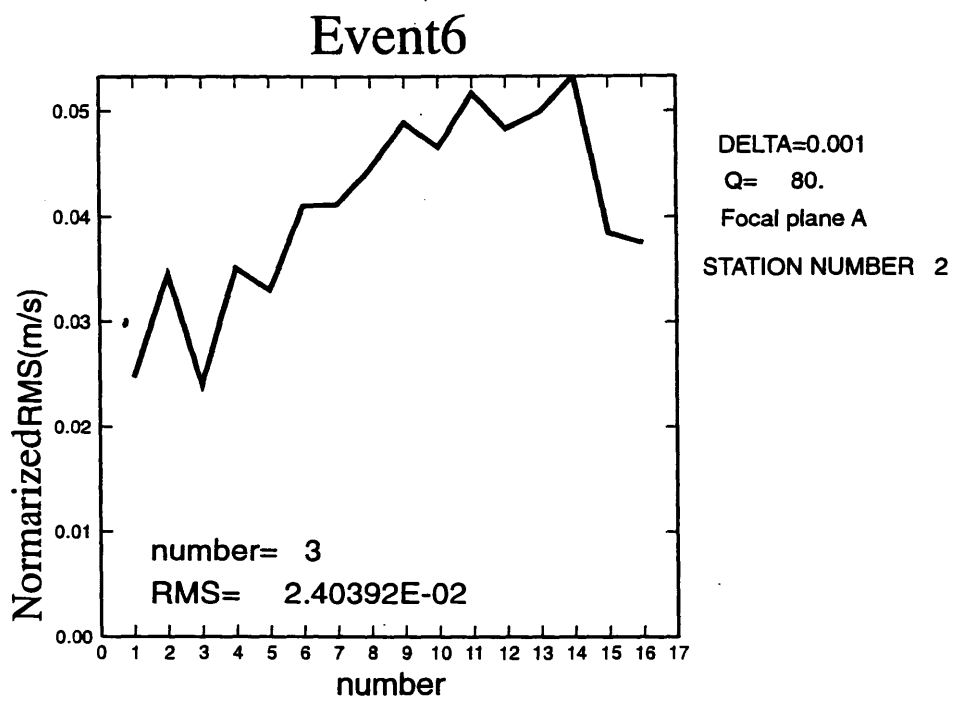


Fig. 4.8

Qpと θ の組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

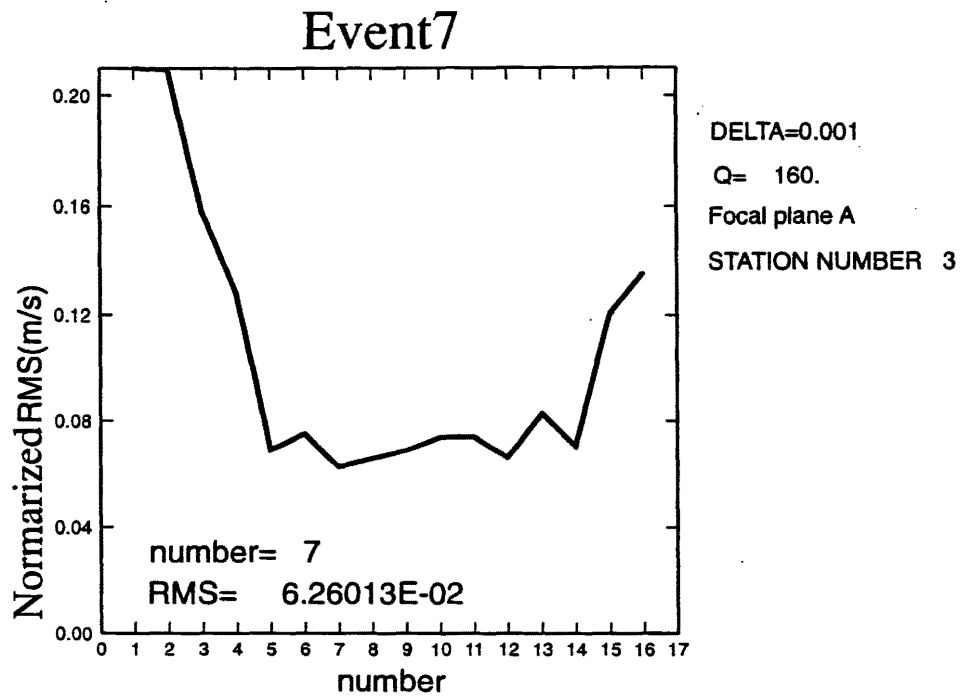


Fig. 4.9

Qpとθの組み合わせに対する複数の観測点データから規格化されたRMSの合計値
 STATION NUMBERは、使用した観測点の数を示す。NUMBERは組み合わせ番号である。

No.	origin time	longitude	latitude	depth	Mw	L(m)	Lo(m)	$\Delta\sigma$ (MPa)	δ	Qp
1	1996 8/21 13:47	137.580	35.833	4.4	0.8	23.7 \pm 8.4	3.5 \pm 1.3	1.6 \pm 0.4	0.001	160
2	1996 7/11 11:10	137.596	35.845	5.1	2.3	43.9 \pm 8.6	5.9 \pm 0.8	4.5 \pm 1.3	0.001	80
3	1996 7/11 23:35	137.582	35.839	3.6	2.6	90.1 \pm 28.2	-----	98.9 \pm 98.3	1	66
4	1996 8/7 9:59	137.581	35.823	2.5	1.6	50.7 \pm 6.57	9.4 \pm 0.4	1.5 \pm 0.6	0.001	160
5	1996 10/23 00:27	137.569	35.849	1.7	1.6	62.1 \pm 8.8	-----	18.9 \pm 18.0	1	101
6	1996 10/29 18:20	137.575	35.852	2.0	1.5	55.9 \pm 8.0	7.4 \pm 0.6	1.1 \pm 0.3	0.001	40
7	1996 11/3 1:56	137.591	35.845	4.7	2.0	46.1 \pm 15.4	4.9 \pm 0.6	16.0 \pm 7.1	0.001	160

Table 4.1

複数の観測点で決定されたソースパラメータ値の結果、
誤差は、各観測点間での標準誤差を示す。

4.4 理論波形と観測波形の比較

ここでは、複数観測点からソースパラメータが決定された時の理論波形と観測波形の比較を示す。

Fig.4.10~Fig4.16 にそれぞれ、Event1~Event7 における理論波形と観測波形の比較を示す。これらを見ると、初動からピークまでは、どれも観測波形と理論波形がほぼ一致する。しかし、ピーク以降の波形は、ピークの振幅値とパルス幅が一致しない傾向が見られた。

理論波形と観測波形のピーク以降の波形が一致しない理由については、次章で考察する。

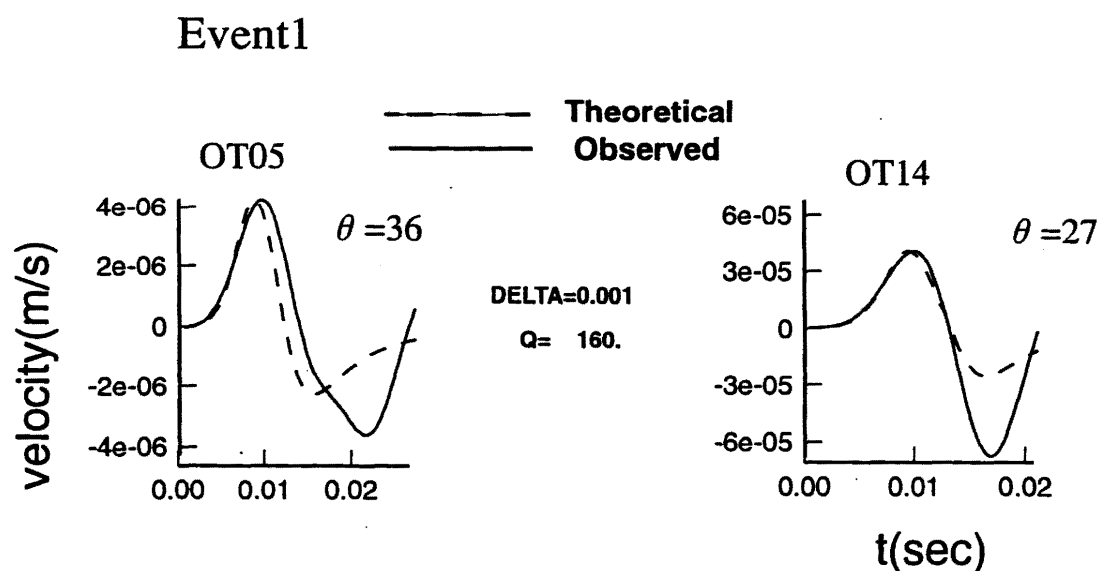


Fig.4.10

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

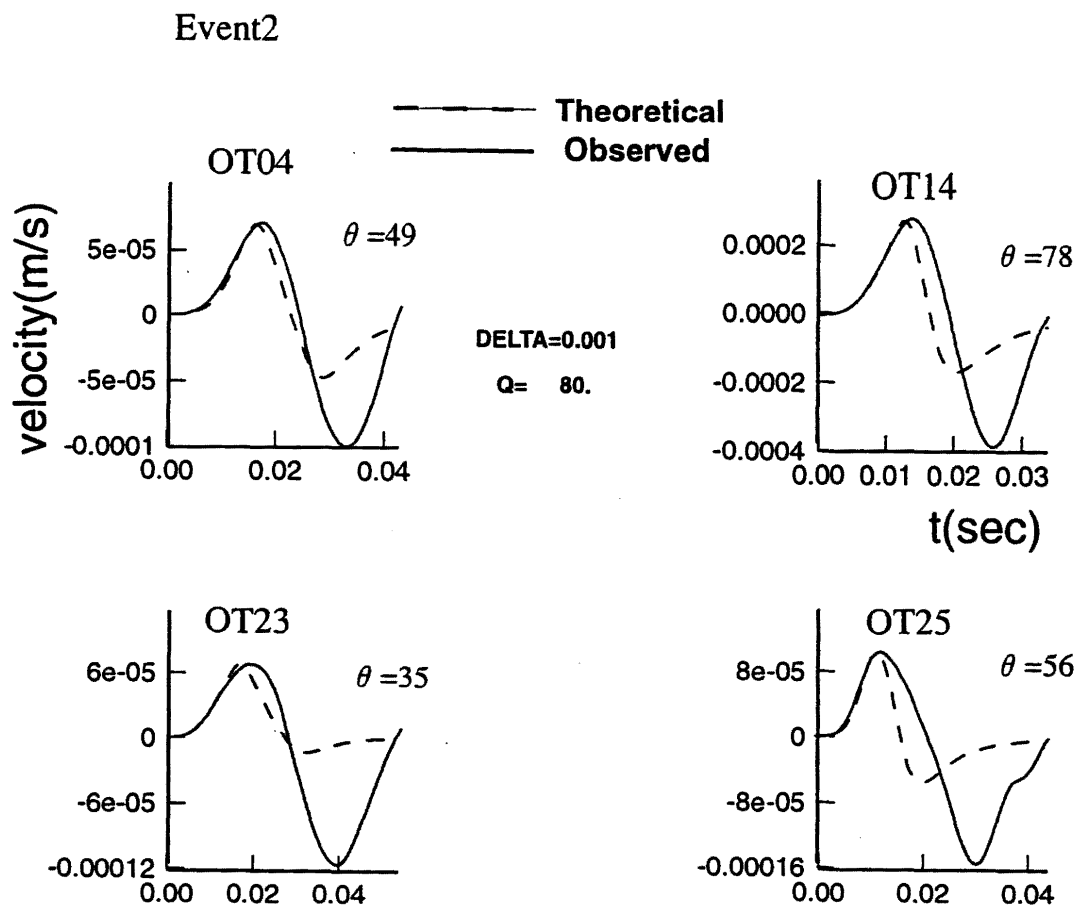


Fig.4.11

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

Event3

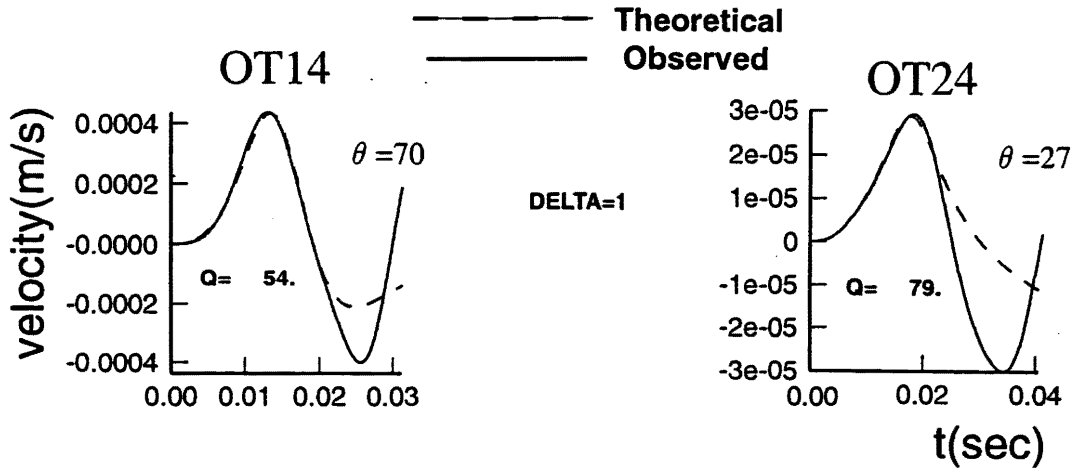


Fig.4.12

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

Event4

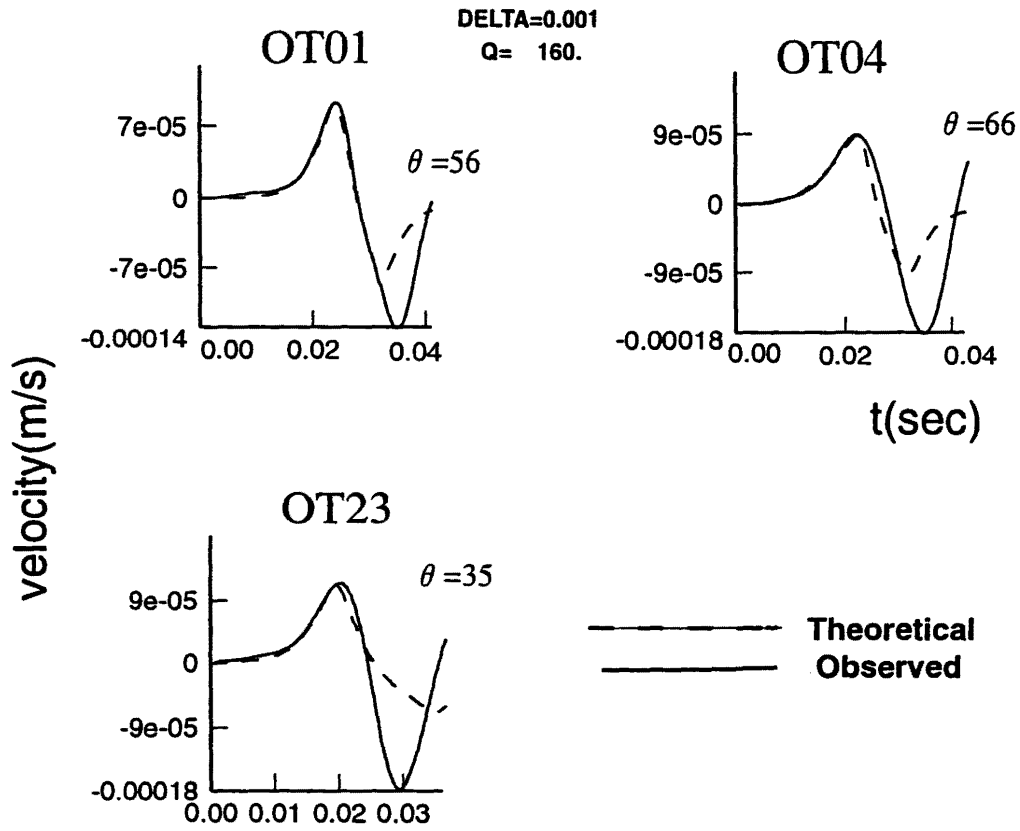


Fig.4.13

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

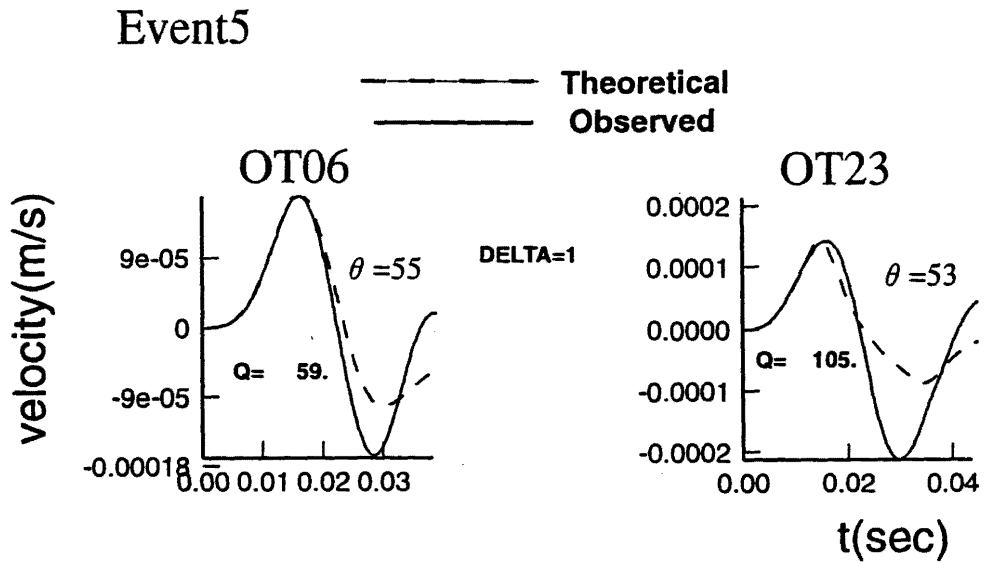


Fig.4.14

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

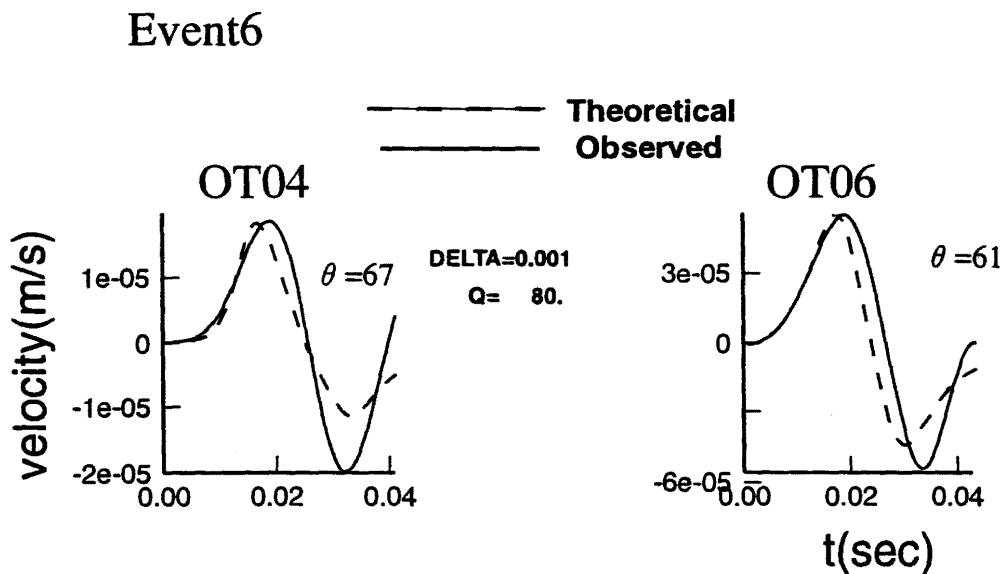


Fig.4.15

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

Event7

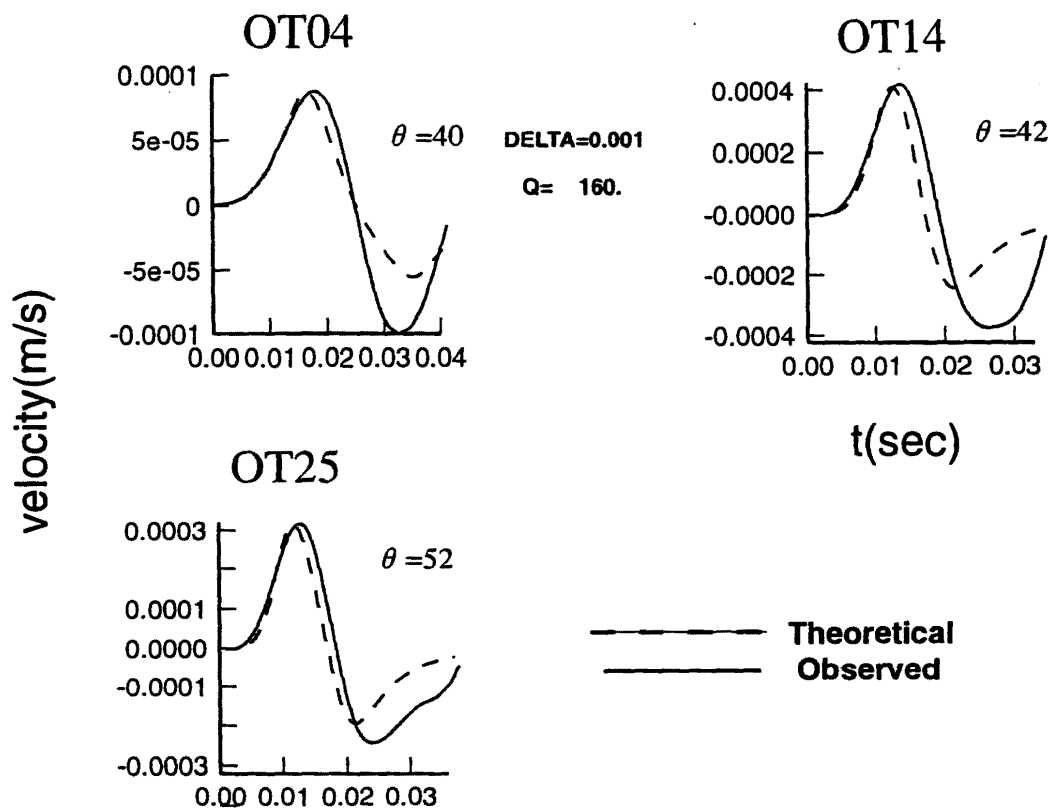


Fig.4.16

複数観測点を用いた場合の理論波形と観測波形の比較

第5章 考察

5.1 破壊停止の複雑さ

本研究では、S-Kモデルの理論波形と観測波形のP波速度波形の初動から1周期に至るまでの時間における残差を最小とするようソースパラメータを決定した。この時、理論波形は振幅のピーク以降の部分が観測波形と一致しなかった。Fig. 5.1は、Event2の観測点OT14に対する観測波形と理論波形の比較である。ここでは、16通りの θ と Q_p の場合について理論波形を計算した。複数の観測点から決定された組み合わせは、Fig. 4.11で示したように4番の場合であり、理論波形は1/4周期以降の部分の負のピーク振幅値とパルス幅が観測波形と一致していない。また14番の場合は、負のピーク振幅値がほぼ一致するが、パルス幅が一致しない。さらに16番の場合は、負のピーク振幅値が一致しないが、パルス幅が一致する。この不一致が40~280の範囲で Q_p を変化させても解消されないことは、S-Kモデルがピーク以降の部分のP波速度波形を説明できないことを示唆している。一方、Deichmann (1996)は、3段階の破壊過程（破壊速度がある限界速度に達するまで徐々に増加し、その後、破壊が徐々に停止し始めるまで一定の速度で破壊が拡大する）を考慮して、観測波形の初動から一周期に至るまでの部分を理論波形で説明できることを示した。拡大したクラックの止まり方はP波速度波形のピーク以降の波に影響を与えると考えられる。S-Kモデルではクラック半径が L に達した時、瞬間的に拡大が停止すると仮定している。このような単純なクラックの止まり方に関する仮定で

は、ピーク以降の波形が説明できないことを今回の研究は示唆している。したがって、今後は破壊の止まり方について検討していく必要がある。

Event2

OT14

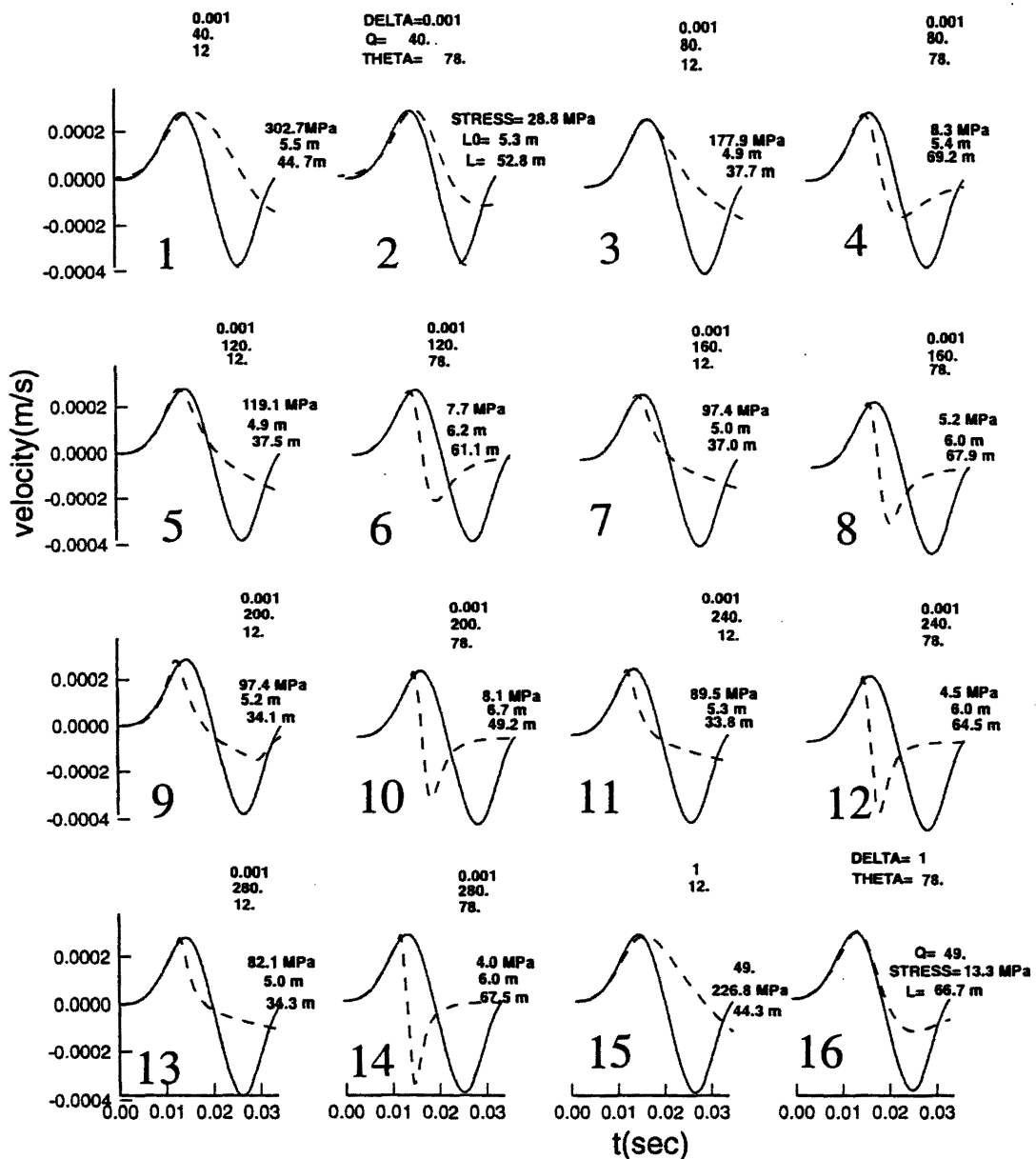


Fig.5.1

θ と Q_p を変化させた時 (16通り) の理論波形と観測波形の比較

5.2 各観測点間のソースパラメータ値のばらつき

ここでは、各観測点間で決定されたソースパラメータのばらつきの原因を調べる。Table 5.1 は、複数の観測点を使用した時に決定された各観測点ごとのソースパラメータ値を示す。このように観測点ごとに決定される値に違いが生じる原因は、主に以下のことが考えられる。1. radial symmetry をもつモデルの単純さ 2. 観測点により直下の地盤の増幅係数が異なる 3. 仮定した速度構造の単純さ 4. メカニズム解の決定誤差 5. 初期フェーズが現れる部分がノイズにマスクされている。1~4 は、理論波形の最初のピーク振幅値及び最大傾斜の傾きに大きな影響を与える。 $\Delta\sigma$ は主に観測波形の最大傾斜の傾きに、 L は最初のピーク振幅に強く依存する。また、5 は初動の立ち上がり方を左右するため、決定される L_0 と δ の値に影響を与える。しかし本解析で対象とした観測波形の S/N が比較的良好 (50dB 以上) のものであるため、5 の影響は小さいと考えられる。

Fig. 5.1 を見ると断層面の違いにより $\Delta\sigma$ の値は大きく変化し、それに伴い L も変化しているが、 L_0 の変化は小さいことがわかる。また、 Q_p の違いによる L_0 の変化は、 L 及び $\Delta\sigma$ と比較して小さい。したがって、本手法で決定された L_0 及び δ については、本節で述べた影響をあまり受けずに決定されていると考えられる。

Event	観測点	$\Delta \sigma$ (MPa)	L_0 (m)	L(m)	δ
1					0.001
	OT05	1.2	4.7	15.3	
	OT14	2.0	2.2	32.1	
2					0.001
	OT04	2.9	7.4	38.9	
	OT14	8.3	5.4	69.2	
	OT23	2.4	7.0	31.5	
	OT25	4.5	3.7	36.1	
3					1
	OT14	197.2	—	61.9	
	OT24	0.6	—	118.3	
4					0.001
	OT01	2.6	9.7	38.1	
	OT04	0.5	9.9	60.2	
	OT23	1.3	8.7	53.9	
5					1
	OT06	54.9	—	53.3	
	OT23	0.6	—	70.9	
6					0.001
	OT04	0.8	6.8	47.8	
	OT06	1.4	8.0	63.9	
7					0.001
	OT04	2.5	6.2	76.9	
	OT14	26.4	4.5	30.9	
	OT25	19.1	4.1	30.7	

Table 5.1

複数の観測点を使用した時に決定された
各観測点ごとのソースパラメータ値

5.3 ソースパラメータと地震の規模との関係

Slow initial Phase と関係するパラメータ L_0 と M 及び L との比例関係を調べることは興味深い。Fig. 5.2 には L_0 と M , L と M , L_0 と L の関係を示す。これらの図を見ると、 L_0 と M の間には顕著な相関は見られないが、 L_0 と L の間には、正の相関があるように見える。ただし、図中の直線は最小二乗直線である。また、 L は L_0 の 5.4~9.4 倍となっている。今後はより多くのデータを解析し、ソースパラメータ間の相関を明らかにしていく必要がある。

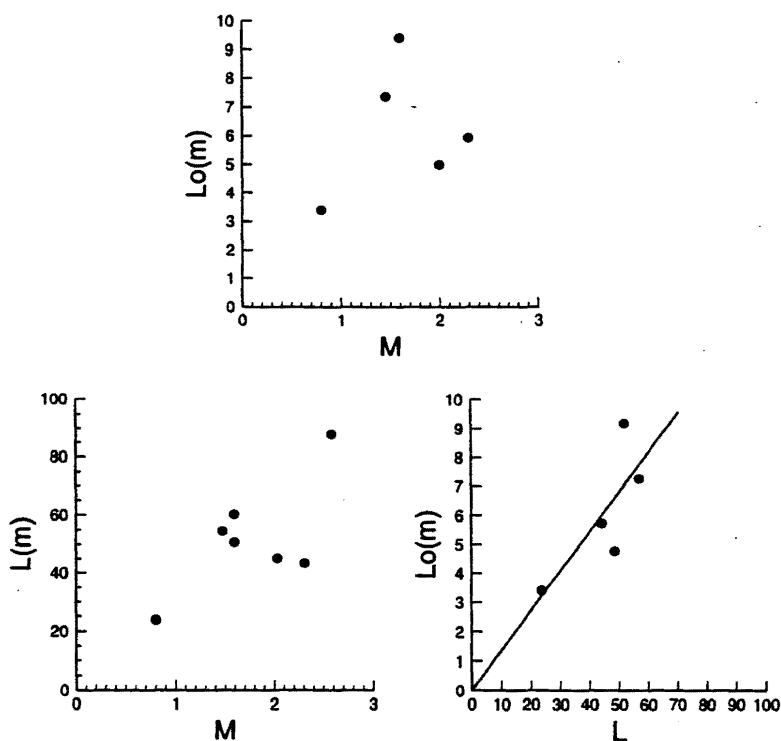


Fig.5.2
 L_0 と地震の規模との関係

5.4 複雑な破壊を伴う地震への適用

本解析では、P 波の初動部分に複雑なフェーズ（例えば初期破壊相と呼ばれるもの）が含まれない微小地震の観測波形を扱った。この複雑なフェーズは単一クラック内の不規則な破壊、又はクラックの相互作用により生じると考えられる。今回解析に使用した S-K モデルでは、このような複雑な破壊過程は考慮されていない。しかし、単一クラック内の不規則な破壊に起因する初期フェーズに関しては、適当な平滑化を行うことにより、二次的な揺らぎを取り除き、主要な平均的破壊過程を S-K モデルで表現してそのソースパラメータを求めることは可能であろう。

第6章 まとめ

本研究では、S-K モデルを観測波形に適用し、初期破壊過程のソースパラメータ (L , L_0 , $\Delta\sigma$, δ) を決定する手法を開発した。以下に本研究で得られた結果をまとめる。

1. 本手法を用いて数値実験を行った結果、ソースパラメータは精度良く決定されインバージョンの解析アルゴリズムが正しいことが証明された。
2. このインバージョンの方法は、最初に簡単な方法で近似値を求め、次に、グリッドサーチにより正確な解を求めるという2段階から成っている。この方法は、短時間で正しい解を求められる利点を持っている。
3. 本手法を長野県西部地域で発生した7つの微小地震 ($M=0.8\sim 2.6$) に適用した。その結果、解析した7つのイベントのうち、2つのイベントが Trigger model ($\delta=1$) に、残りの5つのイベントが Spontaneous model ($\delta=10^{-3}$) に相当した。この結果は、既存クラック近傍の強度分布が地震ごとに異なっていることを示唆する。
4. ソースパラメータ値は、各観測点毎に見るとばらつきが見られる。これらのばらつきの原因としては、radial symmetry をもつモデルの単純さ、観測点により直下の地盤の増幅係数の相違、仮定した速度構造の単純さ、メカニズム解の決定誤差、初期フェーズが現れる部分がノイズにマスクされている等の影響が考えられる。

5. P 波初動 1/2 周期以降の観測波形は、いかなる Q_D を仮定しても理論波形で説明できない。これは、拡大したクラックの止まり方の仮定に問題があると考えられ、今後検討を要する。
6. Spontaneous モデルに決定されたイベントの L_0 は L と比例する傾向が見られた。この時、 L は L_0 の約 5~9 倍の範囲に決定された。しかし、データ数が少なく、より多くのデータを解析し調べる必要がある。

参考文献

- Deichmann, N., 1996, Far-field pulse shapes from circular source with variable rupture velocity, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **86**, 1288-1296
- Ellsworth, W. L. and G. C. Beroza, 1995, Seismic evidence for an earthquake nucleation phase, *Science*, **268**, 851-855
- Ellsworth, W. L., and G. C. Beroza., 1998, Observation of the seismic nucleation phase in the Ridgecrest, California, earthquake sequence, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 401-404
- Futterman, W. I., 1962, Dispersive body waves, *J. Geophys. Res.*, **67**, 5279-5291
- Iio, Y., 1992, Slow initial phase of the P-wave velocity pulse generated by microearthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 477-480
- Iio, Y., 1995, Observations of the slow initial phase generated by microearthquakes: Implications for earthquake nucleation and propagation, *J. Geophys. Res.*, **100**, 15333-15349
- 飯尾能久・大見士郎・池田隆司・森田裕一・伊藤久男・佐藤春夫・内田淳・口石雅弘・末兼卓・高嶋一徳, 1996, 地球惑星科学関連学会 1996 年合同大会予稿集, 320
- 中川徹・小柳善夫, 1982, 最小二乗法による実験データ解析, 東京大学出版会, 206pp.
- 南茂夫, 1986, 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版株式会社, 238pp.
- Mori, J. and Kanamori, H., 1996, Initial rupture of earthquakes in the 1995 Ridgecrest, California sequence, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2437-2440
- Ohnaka and Kuwahara, 1990, characteristic feature of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure, *Tectonophysics*, **175**, 197-220

Sato, T., and Kanamori, H., 1999, Beginning of Earthquakes Modeled with the Griffith's Fracture Criterion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **89**, 80-93

Sato, T., and T. Hirasawa, 1973, Body wave spectra from propagating shear cracks, *J. Phys. Earth*, **21**, 415-431

Shibazaki, B., and M. Matsu'ura, 1992, Spontaneous process for nucleation, dynamic propagation, and stop of earthquake rupture, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1189-1192

Yoshimoto, K., and H. Sato, and Y. Iio and T. Ohminato, and M. Ohtake, 1998, Frequency-dependent Attenuation of High-frequency P- and S-waves in the Upper Crust in Western Nagano, Japan, *Pure appl. Geophys.*, in press

謝辞

元科学技術庁防災科学研究所，現東京大学地震研究所の飯尾能久氏には，長野県西部高精度地震観測のデータを提供して頂くと共に貴重な助言を頂いた。ここに記して感謝申し上げます。