

Walsh 関数に基づく動力学震源インバージョン解析 -推定変数のトレードオフ及びノイズに関する考察-

Ambiguity of Estimation Parameters and Noise Analysis for Dynamic Source Inversion Method
Based on Walsh Functions

後藤浩之*・澤田純男**

Hiroyuki GOTO and Sumio SAWADA

*学生会員 工修 京都大学 防災研究所 (〒 610-0011 京都府宇治市五ヶ庄)

**正会員 工博 京都大学教授 防災研究所 (〒 610-0011 京都府宇治市五ヶ庄)

Dynamic source inversion method was proposed to estimate source rupture processes based on physical relationship between the stress and strain field near the fault plane. We propose to introduce Walsh functions into the multi-scale inversion for dynamic source inversion method. The ambiguities about the rupture time, which is one of the estimated parameters named consolidated dynamic parameters, are revealed. The effects of observation noise and the number of observed stations are examined through numerical simulations. We found the space distribution were moderately estimated under the strong noise excitation or 1 site observation if the initial models of rupture time distribution are given accurately.

Key Words : *dynamic source inversion, nonlinear inversion, multi-scale inversion, noise analysis*

1. はじめに

近年、シナリオ型地震動が重要構造物の耐震設計に利用されており、その設定が適切になされること、高精度に設定されることが要求されている。シナリオ型地震動を設定する上で震源のモデル化は重要な要素の1つであるため、観測波形に基づいた実震源断層に対する研究が数多くなされている。特に、強震動を生成した震源断層からその特性を抽出して、震源の特性化を行う研究も発表されている¹⁾²⁾。

実際の震源断層でどのような破壊が生じていたかを知らず手法としては、観測された強震動波形を用いた震源インバージョン手法が用いられている。しかし、現在広く行われているインバージョン手法は運動学に基づいて断層の滑り分布を推定する手法であり、断層における動力学的な挙動を必ずしも正しく反映しないことから、動力学に基づく震源インバージョン手法が新たに提案されている³⁾⁴⁾。運動学震源インバージョンでは時々刻々と断層の滑り変位の時刻歴を推定するために、推定変数に平滑化を施してその自由度を制御するが、動力学震源インバージョン手法では、滑り変位の時刻歴を生成する時間非依存型パラメタの空間分布を推定するために、推定変数の削減が可能である。ただし、逆問題として定式化される動力学震源インバージョンは、非線形インバージョンになることから、そのインバージョン手法の非線形特性についての議論は重要である⁵⁾。

後藤ら⁵⁾は動力学震源インバージョンの非線形特性を整理し、効率的な手法としてマルチスケールインバージョンを導入したが、その背景は必ずしも明確でなかった。本論文では、Walsh 関数に基づいたマルチスケールインバージョンを示し、動力学震源インバージョン手法に導入する。

また、Goto and Sawada⁴⁾は、安定した動力学震源インバージョンの定式化を行い、推定変数として集約動的パラメタを定義した。しかし、Guatteri and Spudich⁶⁾は異なる破壊モデルから似た波形が生成される例を示しており、集約動的パラメタは互いに独立な変数であるものの、その間にトレードオフ関係が含まれる可能性がある。そのため、本論文では導出した Walsh 関数に基づく動力学震源インバージョン手法を用いて推定変数間の関係を考察する。さらに、提案する動力学震源インバージョンの安定性を確認するため、ノイズの付加、及び観測点数の削減による解への影響を2次元SH波動場に対する数値解析例により考察する。

2. 動力学震源インバージョン手法の概要

2.1 逆問題の定式化

Goto and Sawada⁴⁾により非線形逆問題として定式化された動力学震源インバージョン手法の概要を示す。なお、ここでは2次元問題の定式化を示すが、3次元問題に対しても同様に導出可能である。

動力学震源モデルは、断層間に生じた滑り変位と断

層面に働く応力との釣り合いを時刻毎に評価して断層の破壊を表現するモデルである。ただし、断層に働く力は正確には表面力と表現すべきであるが、応力降下量などの語句がすでに一般に定着しているため、混乱を避けるために本論文でも応力と呼ぶ。滑り変位と応力との関係は、断層周囲の媒質からの動力学応答を表す境界積分方程式と断層間の滑り摩擦を表現する非線形の摩擦構成則とからなる。ここでは、無限弾性体に対する境界積分方程式の離散形⁷⁾⁸⁾,

$$T^{ik} = T_I^i - \frac{\mu}{2v_s} V^{ik} + \sum_l \sum_{\tau < k} B^{l\tau ik} V^{l\tau}, \quad (1)$$

と、Ida⁹⁾により提案された滑り弱化型の断層摩擦構成則 (図-1),

$$\begin{cases} D^{ik} = 0 & \text{for } T^{ik} < T_p^i \\ T^{ik} = -(T_p^i - T_r^i) \cdot D^{ik} / D_C^i + T_p^i & \text{for } D^{ik} < D_C^i \\ T^{ik} = T_r^i & \text{for } D_C^i \leq D^{ik} \end{cases} \quad (2)$$

とを用いる。ここに、 T^{ik} , D^{ik} , V^{ik} は断層上の点 i での時刻 $k\Delta t$ における応力、滑り変位、滑り速度。 T_I^i , T_p^i , T_r^i , D_C^i は初期応力、降伏応力、残留応力、及び滑り弱化距離である。また、 μ , v_s はせん断剛性とせん断波速度、 $B^{l\tau ik}$ は境界積分方程式の積分核である。

摩擦構成則 (式 (2)) の下2式から式 (1) を用いて応力項 T^{ik} を消去すると次式を得る。

$$T_p^i = T_I^i - \frac{\mu}{2v_s} V^{ik} + \sum_l \sum_{\tau < k} B^{l\tau ik} V^{l\tau} + (T_p^i - T_r^i) \cdot D^{ik} / D_C^i \quad \text{for } D^{ik} < D_C^i, \quad (3)$$

$$T_r^i = T_I^i - \frac{\mu}{2v_s} V^{ik} + \sum_l \sum_{\tau < k} B^{l\tau ik} V^{l\tau} \quad \text{for } D_C^i \leq D^{ik}. \quad (4)$$

Cochard and Madariaga⁷⁾や Fukuyama and Madariaga⁸⁾に従って時間方向の離散化に用いる基底関数を Box-car 関数とした場合、滑り速度 V^{ik} と滑り変位 D^{ik} の関係は次式となる。

$$V^{ik} = \frac{1}{\Delta t} (D^{ik} - D^{ik-1}), \quad (5)$$

式 (5) を式 (3), (4) に代入して整理すると式 (2) の場合分けに対応した以下の3式が得られる。

$$\begin{cases} D^{ik} = 0 & \text{for } T^{ik} < T_p^i, \\ D^{ik} = f_a^i \cdot F^{ik} + f_b^i & \text{for } D^{ik} < D_C^i, \\ D^{ik} = F^{ik} + f_c^i & \text{for } D_C^i \leq D^{ik} \end{cases}, \quad (6)$$

ここに、

$$F^{ik} \equiv D^{ik-1} + \frac{2v_s}{\mu} \sum_l \sum_{\tau < k} B^{l\tau ik} (D^{l\tau} - D^{l\tau-1}) \quad (7)$$

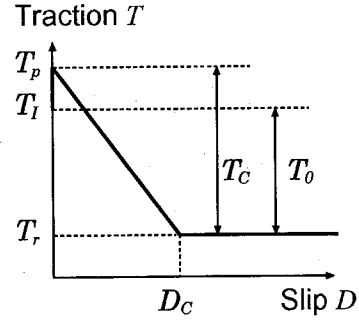


図-1 摩擦構成則と各パラメタの値

$$f_a^i \equiv \frac{\mu}{2v_s \Delta t} / \left(\frac{\mu}{2v_s \Delta t} - \frac{T_C^i}{D_C^i} \right) \quad (8)$$

$$f_b^i \equiv (T_0^i - T_C^i) / \left(\frac{\mu}{2v_s \Delta t} - \frac{T_C^i}{D_C^i} \right) \quad (9)$$

$$f_c^i \equiv \frac{2v_s \Delta t}{\mu} \cdot T_0^i, \quad (10)$$

T_C^i , T_0^i はそれぞれ $T_C^i \equiv T_p^i - T_r^i$, $T_0^i \equiv T_I^i - T_r^i$ で定義される物理量で動的応力降下量、静的応力降下量を表す (図-1)。ただし、動的応力降下量を breakdown stress drop と称する場合もある。式 (6) に含まれるパラメタ f_a^i , f_b^i , f_c^i は式 (8)-(10) に示すように全て時間に依存しないパラメタであり、滑り弱化距離 D_C^i 、動的応力降下量 T_C^i 、静的応力降下量 T_0^i の関数として与えられる。また、関数 F^{ik} がその定義 (式 (7)) より時刻 $k-1$ 以前の滑り変位とパラメタのみから計算できるため、滑り弱化距離、動的応力降下量、静的応力降下量及び、式 (6) の場合分けが与えられれば、式 (6) を滑り変位に対する漸化式として用いることにより滑り変位の時刻歴が逐次的に計算できる。

式 (6) では、パラメタの1つである降伏応力 T_p^i を用いて各点が破壊前であるか破壊後であるかを場合分けしているが、降伏応力を増加方向に変化させた場合に周囲の破壊過程により与えられる最大の応力を越えると、破壊が生じずに滑り変位が発生しなくなる。インバージョンを行う上では、各パラメタに微小変化を与えた場合に生成される破壊過程の変化が滑らかになることが望ましいことから、降伏応力を用いた式 (6) の場合分けを改める必要がある。そこで、時刻 t_r^i を場合分けに用いて時刻により破壊開始を制御することで、破壊過程の変化の連続性を担保する手法が提案されている⁴⁾⁵⁾。この t_r^i を各要素の破壊時刻と呼ぶ。また、 t_r^i を導入すると式 (6)-(10) により静的応力降下量は

$$T_0^i = -\frac{\mu}{2v_s \Delta t} \cdot F^{it_r^i} + T_C^i, \quad (11)$$

と、動的応力降下量と破壊時刻により関係付けることが出来る。このため、動力学震源モデルにおいて断層の滑り変位の時刻歴を生成するのに十分なパラメタは各要素における破壊時刻、滑り弱化距離、及び動的応力降下量である。これらのパラメタを集約動的パラメ

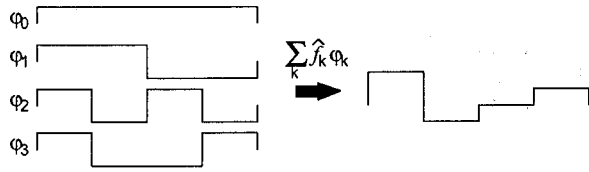


図-2 Walsh 係数と Walsh 関数による関数 f_i の表現方法

タと呼び、動力学震源インバージョンではその空間分布を逆解析により推定する。

断層の滑り変位の時刻歴は、与えられた集約動的パラメタに対して一意に求められるため、これを離散化された表現定理

$$u^{nt} = \sum_{ik} D^{ik} \cdot G^{ntik}, \quad (12)$$

に代入することで地表波形 u^{nt} が計算される。ここに、 u^{nt} は観測点 n における時刻 t の変位波形であり、 G^{ntik} は単位滑り変位が生じた時の応答を表すグリーン関数である。

式 (6)-(10) により、集約動的パラメタの空間分布を与えると滑り変位が、そして式 (12) により観測波形が一意に計算できるため、この関係を非線形関数 $u^n(x)$ として表現する。ここに、 x は集約動的パラメタで構成される推定変数のベクトルである。本論文では動力学震源インバージョンを、観測波形から構成されるベクトル u^{n*} と $u^n(x)$ との残差から最適な x を求める最適化問題として次式で定式化する。

$$J = \sum_n \frac{\|u^{n*} - u^n(x)\|^2}{\|u^{n*}\| \|u^n(x)\|} \rightarrow \min. \quad (13)$$

ここで、分子は観測波形と計算波形との時刻毎の残差の和を表すが、位相が異なる場合に観測波形と計算波形の符号が異なる時刻が存在するために、分子のみで最小化問題を構築した場合に計算波形が 0 に収束することがある。本論文では式 (13) に示すように、計算波形が 0 に収束することを防ぐ目的で分母に計算波形のノルムを与える。

2.2 マルチスケールインバージョン

後藤ら⁵⁾は動力学震源インバージョンに関して、マルチスケールインバージョンが有効であることを示した。ここでは、Walsh 関数を基底とした Walsh 級数展開¹⁰⁾に基づいたマルチスケールインバージョンを提案する。

Walsh 関数 $\varphi_k(x)$ は $(0, 1]$ で定義され、1 あるいは -1 を関数値とする台の繰り返しからなる関数である。 N 個のデータから成る離散関数 f_i に対して Walsh 関数を用いると、以下の Walsh 変換、Walsh 級数展開が定義できる。

$$\hat{f}_k = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} f_i \cdot \varphi_i \left(\frac{k}{N} \right), \quad f_i = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{f}_k \cdot \varphi_k \left(\frac{i}{N} \right). \quad (14)$$

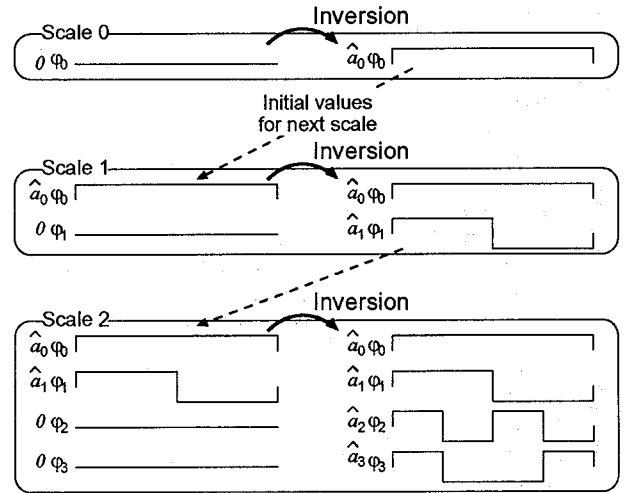


図-3 Walsh 関数によるマルチスケールインバージョンの概念

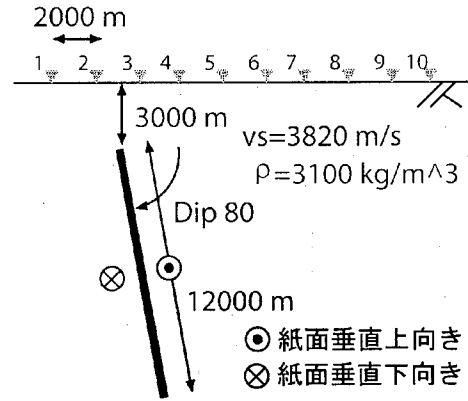


図-4 断層と観測点配置

Walsh 級数展開は、Walsh 関数と係数 $\hat{f}_k$ の線形和で元関数を表現しており、 $\hat{f}_k$ は Walsh 係数と呼ばれる。

図-2 に模式図を示す。

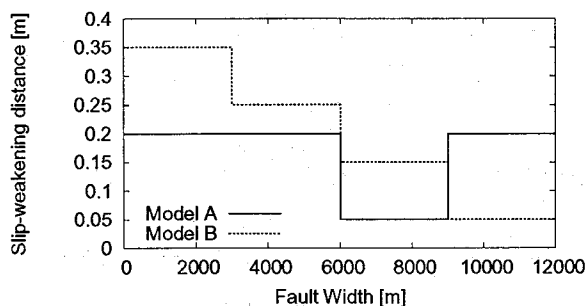
本研究の集約動的パラメタは時間非依存型であるため、その空間分布 a_i を Walsh 級数展開により次のように表現することが出来る。

$$a_i = \sum_{k=0}^{L-1} \hat{a}_k \cdot \varphi_k \left(\frac{i}{N} \right) \quad (15)$$

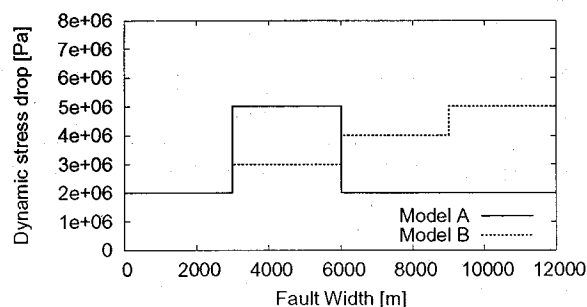
ここに、 L は $L \leq N$ を満たす整数である。Walsh 関数の添字 k は順序を表しており、 k の値が増加するにつれて高次のモードを有する Walsh 関数になる順序 (Walsh Order) に設定されているとする。

$N/2^m$ より小さな幅の台が存在しないモードを m 次のモードと定義すると、Walsh Order では、 $k \leq 2^m - 1$ の 2^m 個の Walsh 関数で全ての m 次のモードの離散関数を表現出来る。このため、 $2^m \leq k$ の Walsh 係数 $\hat{a}_k$ を 0 として構成される a_i の近似値 $\hat{a}_i^m$ は、 $m+1$ 次のモード以降の高次の空間変動を無視した分布関数を表す。

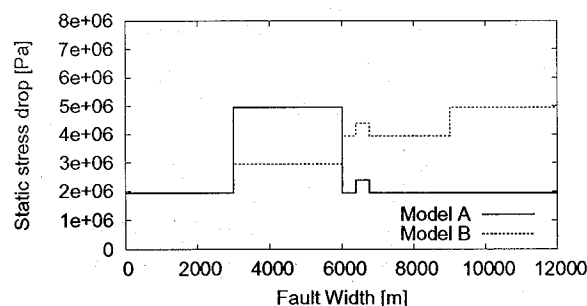
提案する Walsh 関数に基づくマルチスケールインバージョンは、集約動的パラメタの空間分布 a_i を m 次



(a) 真の滑り弱化距離



(b) 真の動的応力降下量



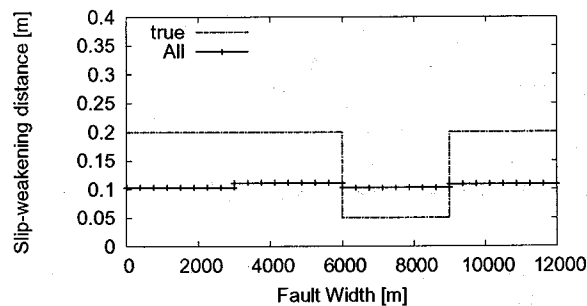
(c) 真の静的応力降下量

図-5 推定する断層破壊モデル (Model A, Model B) の真の滑り弱化距離分布と動的および静的応力降下量分布

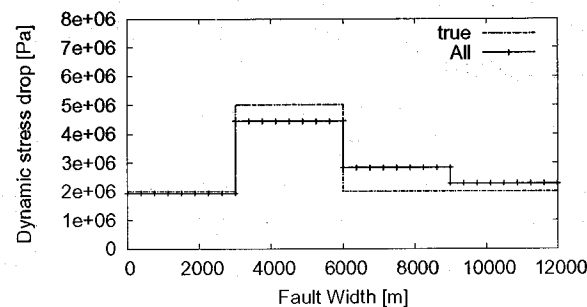
のモードのみから構成される近似値 $\bar{a}_k^m$ として、低次の側から 0 次、1 次と順番に分布関数を推定する手法である。1 次高次のスケールを推定する際は、その初期値に以前のスケールで推定されている Walsh 係数に対してはその値を、新たに推定する高次のモードの Walsh 係数は 0 と設定して推定を行う (図-3)。ただし、滑り弱化距離、動的応力降下量は Walsh 係数 $\hat{a}_k$ を推定し、破壊時刻は破壊伝播速度が波速を越えない拘束条件を設けるため、Walsh 係数の代わりに Walsh 係数から合成される近似値 $\bar{a}_k^m$ を推定変数とする。

3. 数値解析モデル

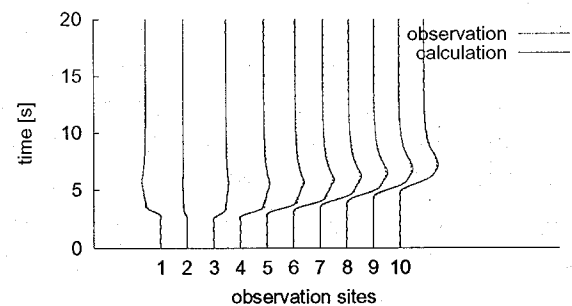
本論文では、2 次元 SH 波動場、面外クラック問題に対する動力学震源インバージョンの数値解析例を示す。用いる断層と観測点配置は図-4 に示す通りで、地表面に 10 点の観測点を配置している。地盤はせん断波速度 3820m/s、密度 3100kg/m³ の半無限地盤とし、グリーン関数は半無限地盤に対する解析解を用いる。断層の傾斜角は 80° で断層の上端深さは 3000m である。後述



(a) 滑り弱化距離



(b) 動的応力降下量



(c) 波形の比較

図-6 各ステージで全て同時に推定した場合の滑り弱化距離分布、動的応力降下量分布、及び波形の比較

する観測点数を削減した例では、図-4 中の観測点に付記した番号により用いる観測点を指定する。

また、2 通りの断層破壊モデルを用いる。図-5 に示すように Model A, Model B として 2 通りの滑り弱化距離、動的応力降下量、及び静的応力降下量分布を有するモデルのインバージョンを行う。ただし、図-5 では断層に沿って上端から下端に向かう座標を横軸としている。静的応力降下量の 6560m に見られる分布の凸部は破壊の開始点を示しており、動力学に基づく破壊の始まりを表現する。この為、従来のものでは行っていなかったが、本研究の動力学震源インバージョンではこの破壊開始点の静的応力降下量も推定変数に加えている。また、これらのモデルは以後の議論のために破壊がほぼせん断波速度で伝播するよう動的応力降下量と静的応力降下量が非常に近い値に設定してある。

断層は 375m の小断層 32 個に分割して計算するが、マルチスケールインバージョンの項で述べたように、スケール毎の空間分布を推定することが出来るため、ここでは 1 つの集約動的パラメタあたり 2 次のスケール (4 つの Walsh 係数) までの推定を行う。各スケールに

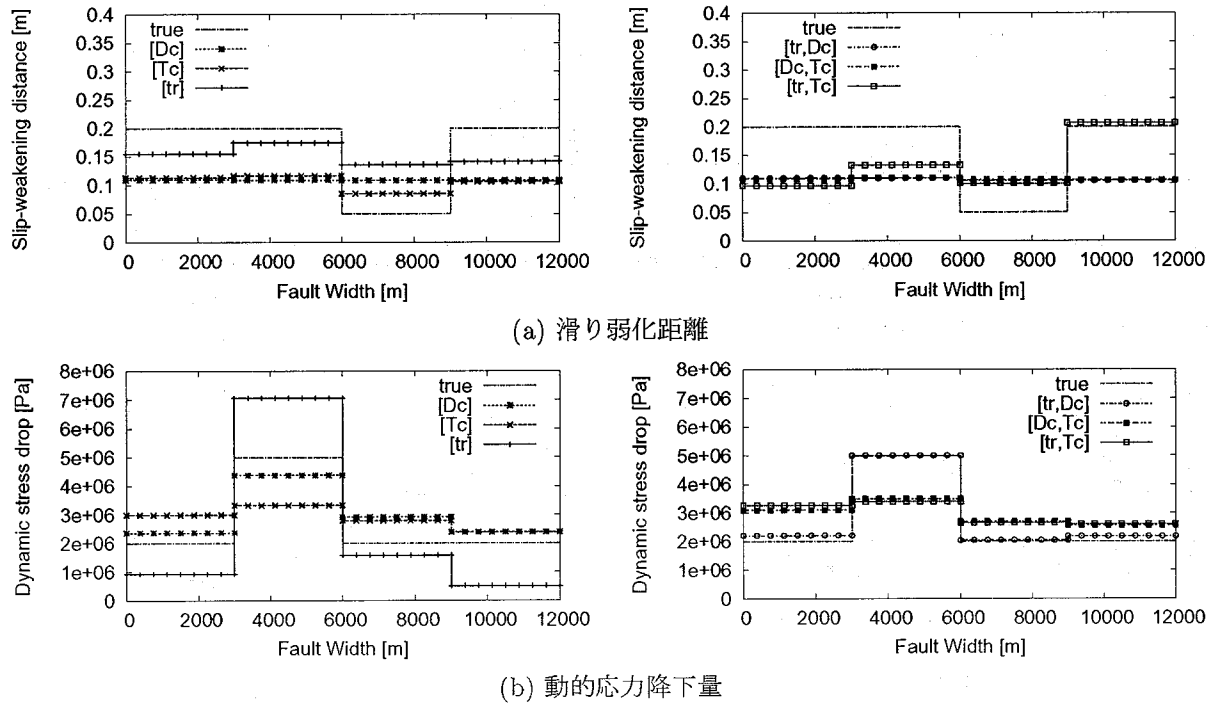


図-7 各ステージでパラメタを固定して推定した場合の滑り弱化解距離分布と動的応力降下量分布

対しては、異なる低域通過フィルタを施した変位波形を観測波形とし、各スケールに含まれる最小の Walsh 関数の台の長さ h_{min}^m からその閾周波数 f^m を

$$f^m = v_s / h_{min}^m, \quad (16)$$

と設定する。また、最低次数のスケールに対しては初期値を設定する必要があるため、滑り弱化解距離 0.1m, 動的応力降下量 4.0MPa, 破壊時刻は破壊開始点からせん断波速度で伝播するとした。

4. 集約動的パラメタの感度と破壊時刻の不確定性

断層破壊モデル Model A に対して、動力学震源インバージョンを行う。各スケールにおいて全ての推定変数を同時に求めた場合の結果を(図-6)に示すが、求められた各パラメタの空間分布は真の分布を再現するに至っていない。後藤ら⁵⁾で示されている結果は、全ての推定変数を同時にインバージョンされた結果であるが、後藤らの例では滑り弱化解距離の分布が均一であったため、本論文の様に滑り弱化解距離も不均一の場合とは条件が異なる。

ここでは分布が再現できない理由として、集約動的パラメタ間に含まれるトレードオフが影響すると仮定する。動力学震源モデルのパラメタ間のトレードオフに関しては、Guatteri and Spudich⁶⁾による研究が挙げられる。Guatteri and Spudich は、静的応力降下量と同じ値として滑り弱化解距離が長く、動的応力降下量が小さいモデルと、滑り弱化解距離が短く、動的応力降下量が大きいモデルを設定し、これから生成される波形

は高周波数側まで確認しない限り区別することが難しいため、トレードオフを含む例として述べている。特に、破壊強度 ($T_C - T_0$) と滑り弱化解距離とがトレードオフを有すること、次式で定義される見掛けの破壊エネルギー G_C

$$G_C = \frac{1}{2} \cdot T_C \cdot D_C, \quad (17)$$

はトレードオフに関係なく安定して求められることを、モデルの例から示した。

図-6 に示した結果が推定変数間のトレードオフによるものであれば、一度に全てのパラメタを求めずに、各スケール毎にあるパラメタを一度固定して推定を行ったのちに全てのパラメタを推定するという手順を行った場合に、解が改善されるものと考えられる。そこで、全てのパラメタの組合せに対して動力学震源インバージョンを実施し、その結果を比較する。固定するパラメタを明記して $[t_r, T_C]$ などの様に示す。なお、 t_r , D_C , T_C はそれぞれ破壊時刻、滑り弱化解距離、動的応力降下量を表す。

図-7 に全ての組合せについて行った動力学震源インバージョンの結果を示す。固定するパラメタの選択方法により結果が異なる。滑り弱化解距離に関しては $[t_r]$, $[t_r, T_C]$, $[t_r, D_C]$ が必ずしも真値と一致しているわけではないが、良い推定結果を示しており、動的応力降下量に関しては $[t_r]$, $[t_r, D_C]$ の場合に真の分布付近に推定されている。 $[t_r]$, $[t_r, T_C]$, $[t_r, D_C]$ に共通して、 t_r を固定して推定を行った場合に D_C の分布が一定値分布とならないことから、他のパラメタと比較して破壊時刻の感度が悪いことが考えられる。長周期成分に対する破壊時刻の感度が悪いことは後藤ら⁵⁾によって示唆

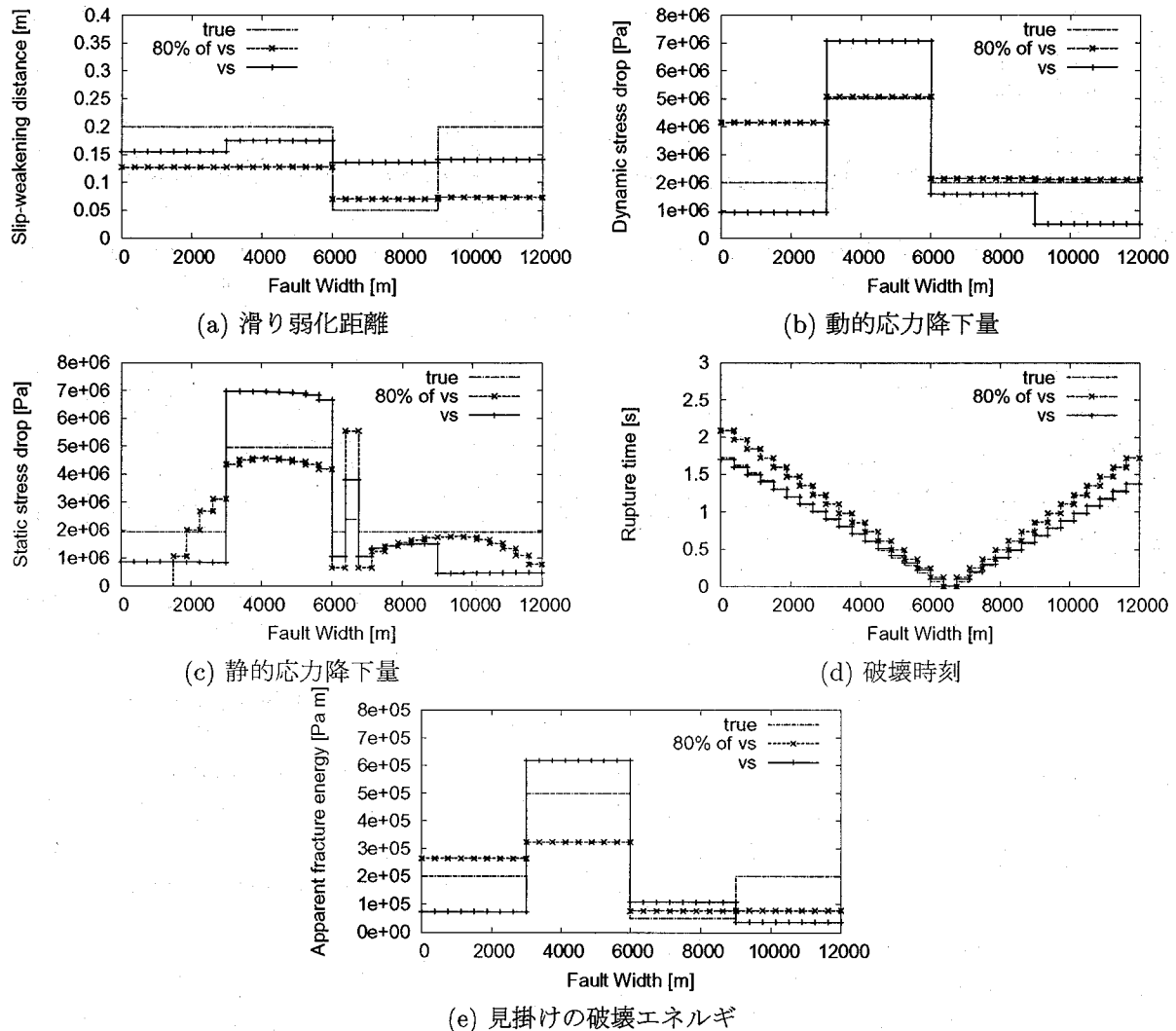


図-8 初期値のせん断波速度を変えた2モデルの滑り弱化距離分布，動的応力降下量分布，静的応力降下量分布，破壊時刻分布，見掛けの破壊エネルギー

されていたが，本結果からも同様の事実が認められる。

また，破壊時刻 t_r は破壊強度に密接に関係する物理量であるため，Guatteri and Spudich の提案に従えば， t_r と D_C 間にトレードオフが存在するはずである。図-7の結果では $[t_r]$ ， $[t_r, T_C]$ のように t_r と D_C を同時に推定しない手法が D_C の分布に関して良好な結果を生じることから， t_r と D_C 間のトレードオフが推定結果に影響を及ぼすことが確認された。そこで，図-7より， $[t_r]$ の結果は D_C ， T_C の両パラメタの推定に対して良好であることから，以降の動力学震源インバージョンでは，各スケールにおいて一度破壊時刻を固定して滑り弱化距離と動的応力降下量のみを推定し，その値を初期値として全体の動的パラメタを推定するという $[t_r]$ の場合のみの結果を示す。

破壊時刻の感度が悪いのであれば，破壊時刻の異なる2つのモデルで Guatteri and Spudich のように同じような波形が生成される可能性が考えられる。このようなモデルを得るため，破壊時刻の初期値をせん断波速度の80%とした場合の動力学震源インバージョンを

行う。図-8に推定されたパラメタの空間分布を，図-9に生成される波形の比較を示す。それぞれに対して推定されたモデルはパラメタの分布が異なるものの，生成される波形に違いは見られない。さらに，図-8に示した見掛けの破壊エネルギーの分布は両者で異なる分布を示しているため，見掛けの破壊エネルギーのみで動力学震源モデルを議論することは難しいと考えられる。

以上の結果から，破壊時刻に起因するトレードオフにより，観測波形からのみで集約動的パラメタを全て決定することは難しいことを示した。しかし，破壊時刻をなんらかの基準により設定することができれば，その他のパラメタは安定して推定することができる可能性がある。例えば，図-8の静的応力降下量分布は，破壊時刻がせん断波速度の80%の場合に動的応力降下量の分布形状と著しく異なっており，静的応力降下量が動的応力降下量に比例するようなモデルという基準を設けることが適切な場合もあるかもしれない。ただし，実現象で必ずしも比例するとは限らないことから，別途検討を擁する事項である。

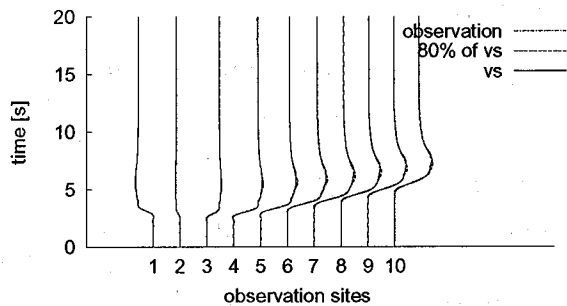
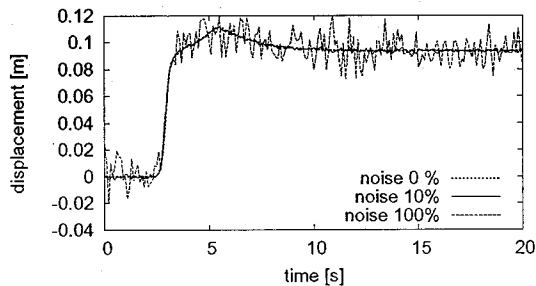
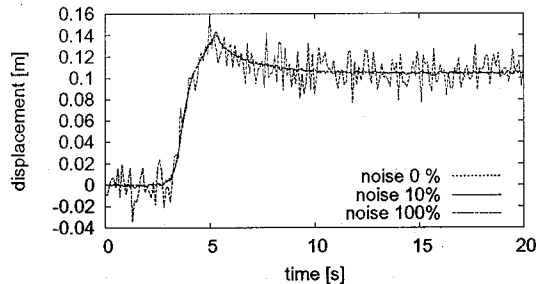


図-9 初期値のせん断波速度を変えた2モデルの波形の比較



(a) Model A



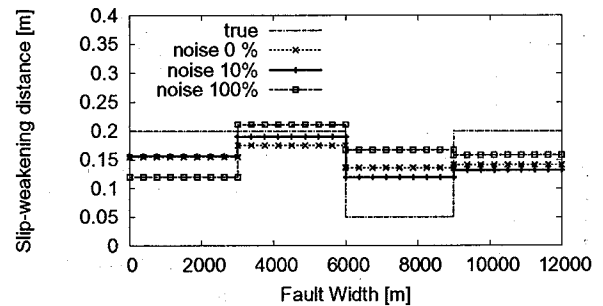
(b) Model B

図-10 10%, 及び100%のホワイトノイズを付加した観測波形

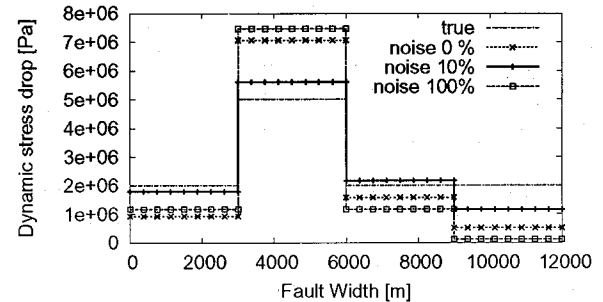
5. ノイズと観測点数の変化が推定値に及ぼす影響

動力学震源インバージョン手法は非線形逆問題として定式化されるため、ノイズに対する耐性、及び観測点数などにより情報が限られた場合に推定される解がどのように振る舞うかを確かめることは重要である。ここでは Model A, Model B の断層破壊モデルに対して、観測にノイズを付加した場合と観測点数が減少した場合の計算例を示して考察を行う。ただし、破壊時刻の初期値としてはせん断波速度で伝播する場合のみを考える。

観測に付加するノイズはガウス性のホワイトノイズで、正規化した変位波形の時刻歴をサンプルとみなした場合の分散に対して10%, 及び100%の分散を与えた2例を考える。図-10 にノイズを付加した1地点の観測波形を元波形と併せて示す。ノイズが付加された観測波形から推定された Model A のパラメタ分布を図-11 に、Model B の分布を図-12 に示す。ノイズが付加されていない場合の推定結果と比較して絶対値は

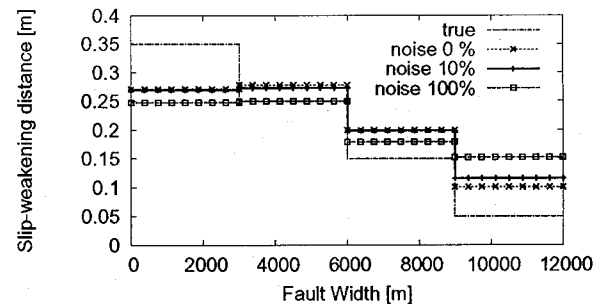


(a) 滑り弱化距離

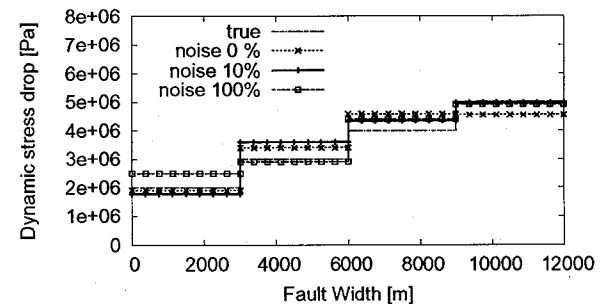


(b) 動的応力降下量

図-11 観測に10%, 及び100%のホワイトノイズを付加した場合の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布: Model A



(a) 滑り弱化距離

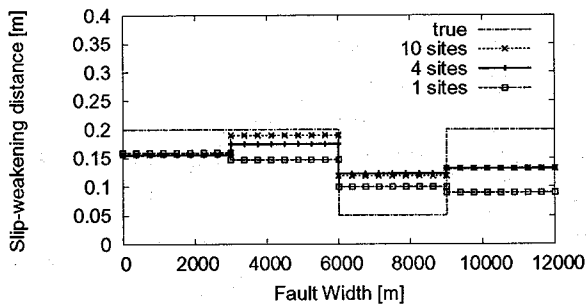


(b) 動的応力降下量

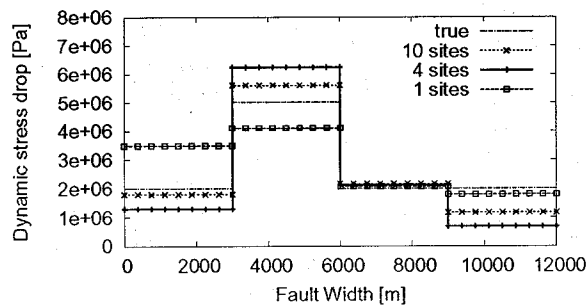
図-12 観測に10%, 及び100%のホワイトノイズを付加した場合の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布: Model B

やや異なるものの、応力降下量の大きな箇所といった分布形状の傾向は安定している。

一方、10%のノイズを付加した状態で、観測点数を図-4 中の1, 4, 7, 10の4点とした場合、及び7のみの1点とした場合の結果を図-13, 14に示す。また、10%のノイズを付加した10点の観測波形による結果も併せて示している。Model A, B 共に観測点数が少な

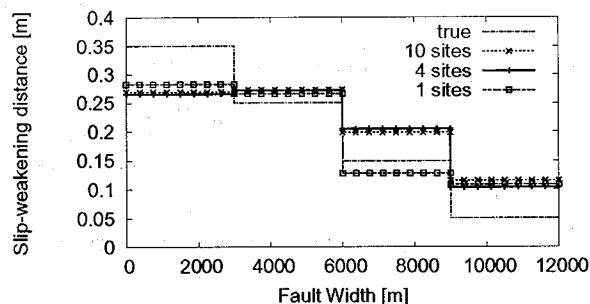


(a) 滑り弱化距離

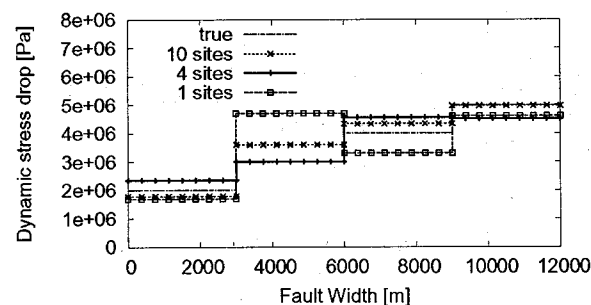


(b) 動的応力降下量

図-13 観測点数を変化させ、10%のホワイトノイズを付加した場合の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布：Model A



(a) 滑り弱化距離



(b) 動的応力降下量

図-14 観測点数を変化させ、10%のホワイトノイズを付加した場合の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布：Model B

くなるにつれて、滑り弱化距離、動的応力降下量共に Model A と B とで分布形状が似る傾向が見られる。特に、Model B の深部側 (6000-12000 m) の動的応力降下量の推定値が過小評価されている。しかし、ノイズを付加した場合と同様に、その傾向の変化は安定している。

6. まとめ

本論文では、Walsh 級数展開の概念を有するマルチスケールインバージョンを動力学震源インバージョンに導入し、推定変数間のトレードオフ関係、及びノイズと観測点配置に対する解の変化について考察した。

従来の研究で示されていた破壊強度と滑り弱化距離間のトレードオフが、動力学震源インバージョン手法からも破壊時刻とその他のパラメタ間のトレードオフとして確認された。破壊時刻を固定して滑り弱化距離と動的応力降下量を推定してから、破壊時刻の推定を行うことで、破壊時刻に係わるトレードオフの影響を最小限に留めたインバージョン手法を実現することができたが、初期値の破壊時刻毎に似た波形を生成するような集約動的パラメタの組が存在するため、破壊時刻を波形以外の規範で定める必要があると考えられる。

また、観測波形にホワイトノイズを付加した場合、及び観測点数の異なる場合について数値解析を実施し、破壊時刻の初期値が適切に設定されていれば安定してパラメタの空間分布を推定可能であることを示した。

参考文献

- 1) Somerville, P., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith, and A. Kowada: Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, *Seism. Res. L.*, Vol.70, pp.59-80, 1999.
- 2) Irikura, K., H. Miyake, T. Iwata, K. Kamae, H. Kawabe, and L. A. Dalguer: Recipe for predicting strong ground motions from future large earthquakes, *Proc. of 13th WCEE*, 2004.
- 3) Payrat, S. and K. B. Olsen: Nonlinear dynamic rupture inversion of the 2000 Western Tottori Japan, Earthquake, *Geophysical Research Letters*, Vol.31, L05604, 2004.
- 4) Goto, H. and S. Sawada: Dynamic source inversion based on stable formulation and on identification of the resolution level via a multi-scale approach, *Geophys. J. Int.*, in printing.
- 5) 後藤浩之・澤田純男・本田利器：動力学に基づく震源インバージョン手法の非線形性に関する考察，応用力学論文集，Vol. 8, pp.733-740, 2005.
- 6) Guatteri, M. and P. Spudich: What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws?, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 90, pp.98-116, 2000.
- 7) Cochard, A., and R. Madariaga: Dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pure appl. Geophys.*, Vol.142, pp.419-445, 1994.
- 8) Fukuyama, E. and R. Madariaga: Rupture dynamics of a planar fault in a 3D elastic medium: rate- and slip-weakening friction, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.88, pp.1-17, 1998.
- 9) Ida, Y.: Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, Vol.77, pp.3796-3805, 1972.
- 10) 遠藤靖：ウォルシュ解析，東京電機大学出版，1993.

(2006 年 4 月 13 日 受付)