新制
工
1388

設計入力地震動の高精度化のための不均質地盤構造を考慮した動力学震源破壊過程の推定に関する研究

後藤　浩之

設計入力地震動の高精度化のための不均質地盤構造を考慮した動力学震源破壊過程の推定に関する研究

後藤　浩之

Abstract

近年，性能規定型耐震設計が進められており，設計入力時震動としてシナリオ型地震動が性能評価に含められつつある．シナリオ型地震動を高精度で予測することは，構造物の耐震性能の向上と経済性の向上とに関して重要であるが，その予測精度は地震動の生成される震源，伝播経路，対象地点の地盤における不均質性の把握に依存する．特に，兵庫県南部地震のような内陸型地震を対象とした場合，震源と地盤の不均質性が予測精度を変化させる．そこで，本研究では地盤構造における不均質性が地震動へ及ぼす影響と，その不均質性が震源過程へ及ぼす影響を考察し，震源の不均質性である動力学震源破壊過程の推定を以上を踏まえて実施する．

地盤構造の不均質性が地震動に及ぼす影響は多様であり，特に深層地盤構造の3次元的な形状が引き起こす地震動の空間分布の予測に関する研究は兵庫県南部地震の例から明らかなように重要である．1999年に発生したトルコ・コジャエリ地震では，アダパザル市街地に被害が集中したことが知られており，深層地盤構造の3次元的な形状による影響があるのではないかと考えられていたことから，その現象の構造を明らかにした．数値解析の結果からアダパザル直下に位置する盆地構造が地震動を増幅させたことが定量的に示された．

また，震源の破壊過程が複雑であることは従来の研究により知られていたが，その不均質性を理解するために本研究では，動力学震源モデルに着目する．動力学震源モデルは，応力状態と断層の摩擦構成則が与えられれば破壊の時間発展を計算することができる．これは，運動学震源モデルにおいて破壊過程を記述する場合に，その時間発展に関してもモデル化する必要があったことに比べて制御する変数の数が少ないために特徴を知る上で有利である．一方で，動力学に基づいた破壊過程が断層で生成される必要があるため，その破壊過程は断層周辺の地盤の不均質構造の影響を受ける．そのため，断層近傍の応力を精度よく取り扱うことができる境界積分方程式法を不均質媒質に適用できる手法を開発して，その影響を定量的に確認した．

さらに，実際の地震における応力状態や断層の摩擦構成則は断層面上で不均質であり，震源のモデル化を行う上でその知見は重要である．従来の研究により，これらの動力学パラメタの推定が試みられてきたが，運動学震源モデルに基づいて推定されたものや岩石実験による研究が多い．そのため，動力学震源モデルを直接扱うことのできる動力学震源インバージョン手法を開発し，実際の地震として鹿児島県北西部地震の震源過程の推定を試みた．

目次

第1章　序論 **1**

1.1　背景 1

1.2　目的 4

1.3　構成 5

第2章　深層地盤構造が及ぼす局所的な地震動増幅特性 **7**

2.1　概要 7

2.2　トルコ・コジャエリ地震とアダパザル 7

2.3　地盤構造のモデリング 8

2.3.1　発破測線に沿った2次元地盤モデル 8

2.3.2　3次元地盤構造の推定 10

2.3.3　物理探査から推定される3次元地盤構造 10

2.3.4　余震を用いた3次元地盤モデルの修正 12

2.4　強震動シミュレーション 13

2.5　まとめ 14

第3章　不均質媒質における震源の動力学破壊過程 **39**

3.1　概要 39

3.2　不均質媒質に対する積分方程式法 39

3.2.1　積分方程式と離散化 39

3.2.2　不均質媒質に対する離散積分核 42

3.2.3　全無限均質媒質に対する離散積分核 43

3.3　運動学モデルによる手法の検証 44

3.4　動力学破壊の数値解析 45

3.4.1　動力学震源モデル 45

3.4.2　検証 46

3.4.3　傾斜した断層に対する破壊過程 47

3.5　2層を跨ぐ断層の破壊シミュレーション 49

3.5.1 検証 49
3.5.2 2層を跨ぐ断層の破壊過程 49
3.5.3 2層を跨ぐ傾斜角を持った断層の破壊 50
3.6 まとめ 51

第4章 動力学震源インバージョンとその定式化 91
4.1 概要 91
4.2 従来の支配パラメタ推定法 92
4.2.1 運動学モデルにより推定された滑り分布を用いた推定手法 . . 92
4.2.2 物理現象からの推定による設定 94
4.2.3 観測波形からの直接推定 94
4.3 逆問題の定式化 95
4.3.1 動力学震源モデル 95
4.3.2 表現定理とグリーン関数 97
4.3.3 断層の滑り分布 97
4.3.4 パラメタの鋭敏性 99
4.3.5 集約動的パラメタ 100
4.3.6 因果性を考慮した観測方程式 105
4.4 数値解析例 106
4.4.1 数値解析モデル 106
4.4.2 観測波形の違いによる推定値の差 106
4.4.3 マルチスケールインバージョン手法 107
4.5 まとめ 109

第5章 Walsh関数に基づくマルチスケール動力学震源インバージョン解析 135
5.1 概要 135
5.2 マルチスケールインバージョン 135
5.2.1 動力学震源インバージョンの評価関数 135
5.2.2 Walsh関数とマルチスケールインバージョン 136
5.3 数値解析モデル 136
5.4 集約動的パラメタの感度と破壊時刻の不確定性 137
5.5 ノイズと観測点数の変化が推定値に及ぼす影響 139
5.6 まとめ 140

第6章　運動学及び動力学震源インバージョンによる破壊過程の推定　151
6.1　概要 151
6.2　震源インバージョン手法の概要 151
6.2.1　運動学震源インバージョン手法 151
6.2.2　動力学震源インバージョン手法 152
6.3　数値解析 152
6.3.1　数値解析モデル 152
6.3.2　数値解析例1 153
6.3.3　数値解析例2 154
6.4　まとめ 155

第7章　実地震に対する動力学震源インバージョンの適用　165
7.1　概要 165
7.2　鹿児島県北西部地震 165
7.3　数値モデルを用いた予備検討 166
7.4　実波形を用いた解析 168
7.5　まとめ 169

第8章　結論　203

参考文献　207

謝辞　213

第1章　序論

1.1　背景

兵庫県南部地震を始めとする国内外の被害地震の経験から，従来より耐震設計の見直しが行われてきた．最近では，性能規定型設計法の枠組みで構造物の耐震設計を行うことが進められており，例えば，土木学会では兵庫県南部地震以降に進められてきた調査と分析により,「土木構造物の耐震基準等に関する提言」が発表されている．この中で，耐震性能の評価に際して用いるべき地震動として，レベル１地震動とレベル２地震動が定義されており，新設構造物ではレベル２地震動に対する耐震性能を損害回避便益と耐震化費用に基づく費用便益分析を基礎として決定することが要求されている．ここで定義されているレベル２地震動とは，現在から将来にわたって当該地点で考えられる最大級の強さを持つ地震動であり，内陸および海溝で発生する地震の活動履歴，震源断層の分布と活動度，活断層から当該地点に至る地下構造，当該地点の地盤条件，および強震観測結果などに基づいて設定されることが求められている．

また，国際標準化機構 ISO において ISO23469: Bases for design of structures – Seismic actions on geotechnical works が採択された．これは，地盤基礎構造物への地震作用と，それに対する設計指針を規定したものである．上述した土木学会の提言と同様に性能規定型設計を行うことを定めた上で，２つの目標性能である使用性照査，安全性照査を定義している．入力地震動はそれぞれの目標性能に対して設定されており，使用性照査では供用期間に発生確率の高い地震動を，安全性照査では非常に強い地震動を生成する稀な地震を対象とすることが述べられている．地震動の設定に際しては，地震の規模，断層のタイプ，対象地点の地盤の影響を考慮すべきであるが，さらに詳細な照査を行う場合には震源近傍の影響と指向性，距離減衰，深層地盤構造を考慮すべきであるとしている．

両指針とも，その設計すべき目標のみが明記されている．これは，個々の構造物が設定すべき性能が本来異なると考えられることが背景にあり，例えば構造物が目標とする性能に満足するように設計がなされるならば，ISO 基準に合致した設計とされる．従って，新しい形態の構造物や，新しい材質などが今後は設計に導入しや

すい傾向になろう．そこで，新しい構造物が耐震性能を有することを適切に評価するためには，現在よりも精密な精査が必要となる．しかし，一般に現在を含めて構造物の形態，材料特性は複雑かつ多様であり，その力学的特性が単純な線形弾性体であると仮定して設計することは詳細な照査を行う上で不適切である．構造物の力学的特性が線形関係であれば，入力地震動のフーリエ振幅特性と構造物の伝達関数によってその構造物の応答特性を見積もることが可能である．しかし，今後の傾向として構造物の複雑な非線形挙動を考慮した詳細な照査を行うということは，耐震設計を行う場合に用いられる入力地震動が時系列として与えられる必要があることを示している．

入力地震動を時系列として構成する場合，フーリエ振幅と位相とをそれぞれ設定する必要がある．安中ら(1997)[1]は過去の記録を整理して，断層のタイプ，震源距離，地震の規模に依存するフーリエ振幅の距離減衰式を導いた．しかし，位相特性のモデル化は容易ではない．位相特性は，断層破壊がどのように進展するか，地震動がどのような経路で対象地点に達するかといった条件に依存するために，異なる断層や経路の地震ではそれらが異なる．そのため，複数の地震を収集して位相の距離減衰式を作成することは物理的に許容できない．

そこで，入力地震動の位相特性をモデル化する1つの手段として，地震が発生する断層を想定し，モデル化された震源の破壊過程から生成される対象地点の地震動を予測する手法が考えられる．一般に，各モデル毎に考えられるシナリオを想定して予測される地震動であることから，シナリオ型地震動とよばれる．上述した土木学会の提言ではレベル2地震動としてシナリオ型地震動が，またISOでは安全性照査に対する地震動としてシナリオ型地震動を用いることが要求されていることも以上の背景を踏まえてのことである．シナリオ型地震動は，対象とする断層の選択と震源断層で発生する破壊過程のモデル化，波動の伝播経路における減衰特性や散乱特性，対象地点の地盤構造による増幅特性，地震動合成手法などの知見を総合的に考慮して構成されなければならない．

シナリオ型地震動の構成要素に目を向けると，伝播経路特性は未だ解明されていない点が多いが，震源と対象地点が比較的小さい内陸型の地震を対象とする場合は大きな影響を与えないとみなすことができる．しかし，兵庫県南部地震の神戸で見られた「震災の帯」が地盤構造による増幅によるものであったと考えられるように[2]，複雑な地盤構造による地震動の増幅特性は地震動強さの空間分布を予測する上で重要な要素である．大規模な3次元波動場の数値解析手法が開発されてきたこともあり，地盤モデルが適切に与えられれば面的な地震動強さの空間分布を計算することは可能となってきた[3]．日本の主要な都市において進められている大規模な地盤

構造探査からその形状や物性の大まかな部分は明らかにされつつあるが，その3次元地下構造が地震動に及ぼす影響についての研究は始められたばかりである．そのため，過去の被害地震においてどのような地盤構造がどのような地震動の増幅を及ぼしたかを，実際の現象と比較しながら定量的に把握することは，対象地点で将来生じる強震動を予測する上で重要であると考えられる．

一方，地震の震源特性に関しては，対象とする震源断層の破壊過程を適切にモデル化する必要がある．Somerville *et .al*(1999)[4]は観測から推定された数多くの震源像を収集し，断層面積，地震モーメント，アスペリティ面積などの巨視的な震源パラメタ間に回帰式を導入することで特性化された震源モデルを提案した．さらに，力学的な枠組みから微視的なパラメタや巨視的なパラメタとの関係を導入して，統計的な震源モデルを構築する手法がIrikura *et .al*(2004)[5]により示されている．しかし，Somerville *et .al* が収集した震源破壊過程はHartzell and Heaton(1983)[6]により提案された運動学に基づく手法により推定された震源像である．この手法は，地震発生から数日以内に複数の研究グループから推定震源像が公開されるほど普及しており，震源破壊過程の推定に広く利用されてきた．しかし，小分割された各小断層の滑り量の時空間分布を直接推定する手法であるために，多くの推定変数を設定せざるを得ない．このため，どの推定震源像においても推定変数間に何らかの拘束条件を設けている．例えば，Sekiguchi *et .al*(2000)[7]では滑り分布が時間方向・空間方向になめらかであるとして，時空間上に設定した平滑化フィルタによる拘束条件をABICで重み付けして適用するが，平滑化を施すフィルタが物理的な根拠を持たないため，推定された像は破壊現象の物理的な要請を満たさないことも指摘されている[8]．

本来震源破壊時に発生する滑り変位は，断層周辺に生じている応力と断層間に働く抵抗力により引き起こされる断層面の破壊に基づいて生成される．プレートテクトニクスに起因する外力が断層に加えられたときの断層の破壊現象は，断層周辺の物理量を動力学に基づいて関連させることで定量的に取り扱うことができる．動力学震源モデルはこのような断層の破壊現象を定量的に扱うモデルとして研究されてきており，計算機能力の進歩と共に複雑な形状を有する断層の破壊現象も計算されている[9]．

入力地震動の設定に動力学震源モデルを用いることができれば，断層を自発的に伝播する破壊過程を表現するため，対象とする震源断層における位相特性をモデル化することが可能となる．しかし，現在の動力学震源モデルでは理想的な破壊現象に対する研究が先行しているため，複雑な媒質に対してその不均質構造が内部に存在する断層の破壊過程に与える影響を定量的に評価できなければ，実際の震源断層に対する高精度な破壊過程のモデル化ができない．また，動力学震源モデルの支配

パラメタである，初期応力状態や摩擦構成則が実際の地震において明確に抽出されていないことから，これらを設定するための知見を与えるために，実地震におけるパラメタの抽出を行うことも地震動予測の高精度化に向けた重要な課題である．

1.2 目的

耐震設計を行う場合に設定すべき入力地震動において，その高精度化が求められている．背景で述べたように，シナリオ型地震動を入力地震動として設計する場合，その構成要素である地盤構造の影響と震源の破壊過程に関する知見は地震動予測の高精度化に向けて重要である．本研究では，地震動予測の高精度化に向けて，地盤構造の不均質性が地震動に及ぼす影響，地盤の不均質性が及ぼす震源過程への影響，及び不均質性を含む動力学震源破壊過程について考察する．

地盤構造の不均質性が地震動に及ぼす影響は多様であり，特に深層地盤構造の3次元的な形状が引き起こす地震動の空間分布に関する研究は兵庫県南部地震の例から明らかなように重要である．1999年に発生したトルコ・コジャエリ地震では，アダパザル市街地に被害が集中したことが知られており，深層地盤構造の3次元的な形状による影響があるのではないかと考えられている．過去の事例に着目して，その地震動分布と深層地盤構造の形状との関連を定量的に評価することは，現在実施されている深層基盤構造のモデル化から生成される地震動を予測する上で重要と考えられるため，トルコ・コジャエリ地震におけるアダパザル盆地の地震動分布についての研究を示す．

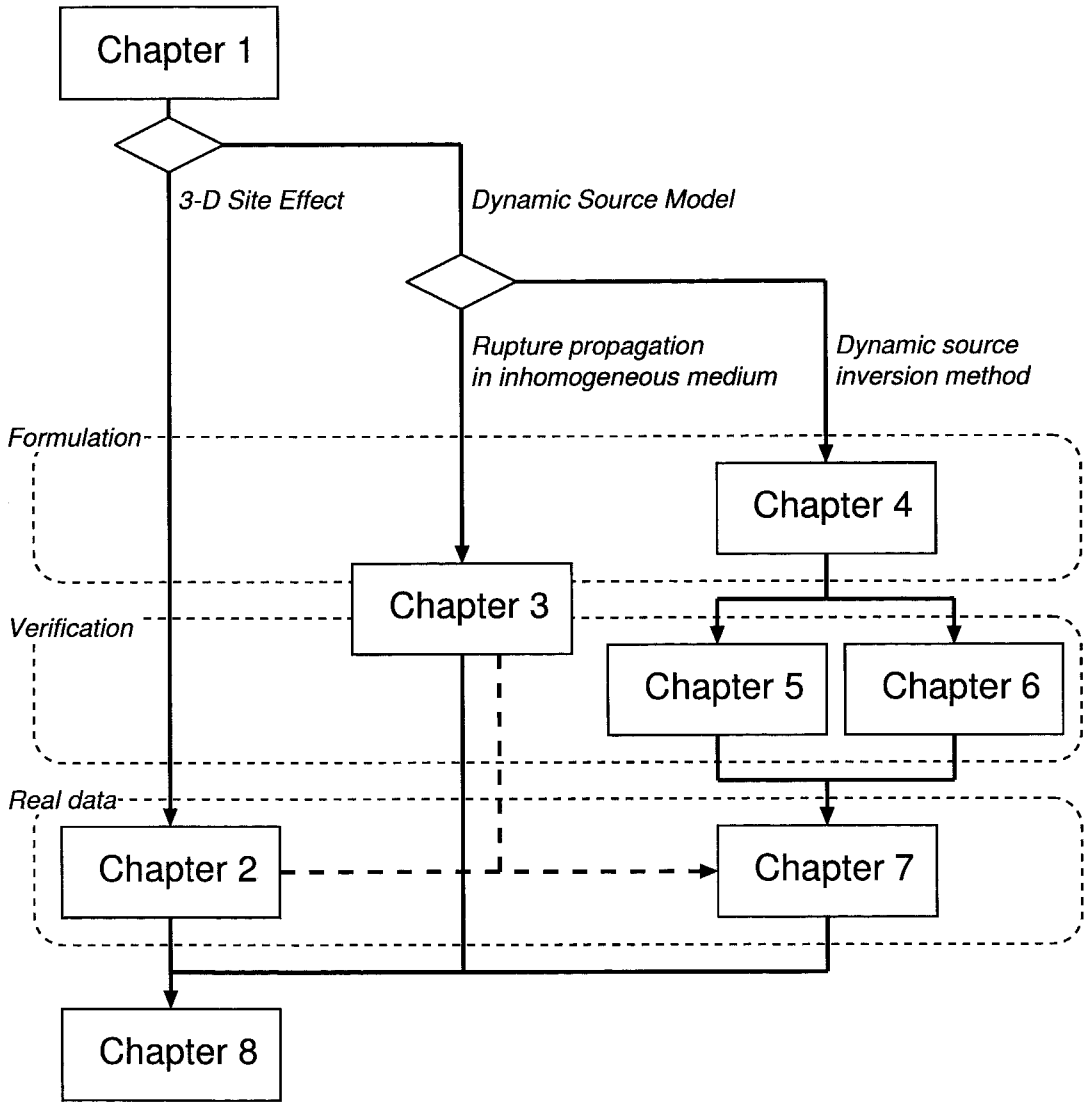
また，震源の破壊過程が複雑であることは従来の研究により知られていたが，その不均質性を理解するために，本研究では動力学震源モデルに着目する．動力学震源モデルは，背景で述べたように応力状態と断層の摩擦構成則が与えられれば破壊の時間発展を計算することができる．これは，運動学震源モデルにおいて破壊過程を記述する場合に，その時間発展に関してもモデル化する必要があったことに比べて制御する変数の数が少ないため有利である．しかし，動力学に基づいた破壊過程が生成される必要があるため，その破壊過程は断層周辺の地盤の不均質構造の影響を受ける．そのため，断層近傍の応力を精度よく取り扱うことができる境界積分方程式法を不均質媒質に適用できる手法を開発して，その影響を確認する．

さらに，実際の地震における応力状態や断層の摩擦構成則は断層面上で不均質であり，震源のモデル化を行う上でその知見は重要である．従来の研究により，これらの動力学パラメタの推定が試みられてきたが，運動学震源モデルに基づいて推定されたものや岩石実験による研究が多い．そのため，動力学震源モデルを直接扱う

ことのできる動力学震源インバージョン手法を開発し，実際の地震として鹿児島県北西部地震の震源過程の推定を試みる．

1.3 構成

本論文の構成を図– **1.1** に示す．２章では，深層地盤構造が及ぼす局所的な地震動の増幅特性についてトルコ・コジャエリ地震におけるアダパザルの例を示して，実際の３次元的な地盤構造が及ぼした盆地効果について定量的に考察する．３章では，不均質媒質が破壊の伝播に影響を及ぼすことを定量的に評価するため，不均質媒質における動力学破壊過程の計算手法の開発と，その影響の定量的評価を行う．４–７章では，動力学震源モデルを支配するパラメタを地表面で観測された波形から推定する手法の開発を行う．４章では，動力学震源モデルの定式化，５章では，Walsh 関数のインバージョン手法への導入と推定変数の影響，６章では，従来の運動学震源インバージョン手法との比較，７章では，実地震に対する適用例として鹿児島県北西部地震の動力学震源インバージョン解析を述べる．８章は結論である．


Chapter 1
3-D Site Effect
Dynamic Source Model
Rupture propagation
in inhomogeneous medium
Dynamic source
inversion method
Formulation
Chapter 4
Chapter 3
Verification
Chapter 5
Chapter 6
Real data
Chapter 2
Chapter 7
Chapter 8

図–1.1 論文の構成

第2章　深層地盤構造が及ぼす局所的な地震動増幅特性

2.1　概要

1995年に発生した兵庫県南部地震では，神戸市街地を中心として東西に広がる狭い範囲に震度7の地域が分布する，いわゆる「震災の帯」が出現した．この原因は先の研究により，神戸地域下に存在する3次元的な基盤構造が地震動を増幅させたことによるものと解釈されている[2]．局所的な地震動増幅特性が認められた例は，兵庫県南部地震だけではない．本章で着目するトルコ・コジャエリ地震では，断層から8–10 km離れたアダパザルの市街地で局所的に被害が生じ，20%以上の構造物が全壊，あるいは修復不能と認められた[10]．

今後，兵庫県南部地震のような内陸型の地震に対して耐震設計用の地震動予測を実施する場合，適切に基盤構造をモデル化して対象地点の局所的な地震動増幅特性を把握する必要がある．そこで，本章ではトルコ・コジャエリ地震で局所的被害を生じたアダパザルについて，地盤構造が及ぼした地震動の増幅特性について評価を行う．

2.2　トルコ・コジャエリ地震とアダパザル

1999年8月17日に発生したトルコ・コジャエリ地震 (M_W=7.4) は，トルコ北西部において死者17,000人以上，およそ120,000件の全壊家屋が発生する大震災を生じた．中でもサカリア県の中心街であるアダパザルは，集中した被害が発生したことで知られている[10]．アダパザルの市街地は震源断層となった北アナトリア断層から8-10 kmほど離れており，断層と市街地の中間付近に大きな被害が見られなかったことから地盤構造が地震動に影響を及ぼしたことが示唆される．

島を表すAda，市場を表すPazariがアダパザルの名称の由来であるように，150年程前までアダパザルは湿地と，湿地で囲まれた市場のある島であったと言われている．市街地の東側をサカリア(Sakarya)川が流れているが，サカリア川は2年に一度

程度の割合で洪水を引き起こすなど堆積活動が活発であるので，現在ではその湿地はほとんど見られない．市街地の地質はこの急速な堆積作用に示されるように，軟弱で厚い堆積層と考えられる一方で，市街地の南側には基盤岩の露出が見られることから，深い凹地状の基盤構造の存在が推測された．

アダパザル盆地の基盤構造の把握を目的として各種物理探査が実施されている．Kudo *et al.*(2002)[11]はアダパザル市街地で微動アレー観測を実施し，1次元のS波地盤構造モデルを推定している．Komazawa *et al.*(2002)[12]は重力異常をアダパザル盆地で面的に観測し，基盤構造の形状を推定している．また，同時に実施された微動の1点観測からH/Vスペクトルを求めて各地点で求められた卓越周期と推定された基盤モデルとの比較を行っている．推定された基盤モデルを以後Komazawaモデルと称するが，(1) アダパザル盆地は3つの狭い凹地構造から成り，その方向は東–西，あるいは東北–南西方向であること，(2) 基盤形状はその落ち込む地点で急な曲率を有すること，(3) 基盤深さは1000-1500 mであること，がその特徴として明らかにされた．

2.3 地盤構造のモデリング

2.3.1 発破測線に沿った2次元地盤モデル

Komazawaモデルにより大まかなアダパザル盆地の基盤形状は明らかにされたが，Kudo *et al.* による1次元S波速度構造モデルとの整合性を考えること，また波動場の数値解析を実施することなどを踏まえて，3次元速度構造モデルを提案する必要がある．アダパザル盆地の速度構造を明らかにする目的で，市街地の近郊で屈折波探査が実施された．

発破は北側，南側でそれぞれ1度ずつ実施された．**図– 2.1** (a) に発破地点と観測地点を示す．発破地点間の距離はおよそ16 km離れており，観測地点は発破地点付近で50 m，中間で250 mの間隔で配置され，震源の深さは地表からおよそ50 mであった．観測された北側発破の記録を**図–2.1** (b)，南側発破の記録を**図– 2.1** (c) に示す．北側発破では装薬が完全に爆破されなかったため，爆破エネルギの不足にから中央より南側で初動が読みとりにくい．また，南側発破では地震計のバッテリー切れにより欠測が生じた．しかし，北側発破の記録から16 kmの伝播距離に対して4秒で初動が到達していることから，見掛けのP波速度が4000 m/sであることが分かる．また，南側発破の記録では8200 m付近に初動の到達時刻が急変する箇所が確認される．

Komazawaモデルに基づいて，重力異常から推定された基盤構造を初期モデルとしてP波速度構造を推定する．**図–2.2** (a) に発破測線下の断面で切り出したKomazawaモデルと仮定する堆積層と基盤のP波速度を示す（Model 2D-1）．P波速度は堆積層で2100 m/s，基盤で4300 m/sとし，観測された走時と計算走時との差が小さくなるように試行錯誤で設定する．**図– 2.2** (b) に観測走時と計算走時との比較を示す．計算走時はVidaleの方法[13]を用いて計算しており，南側発破に対する計算走時は観測走時と良く一致しているものの，北側発破では8000-12000 mの両走時が再現されていない．そのため，基盤の形状を変化させて走時が合うように補正する．

8280-10200 mの区間では北側，南側発破による両初動が観測されているため，この区間に対してはぎ取り法を適用して基盤の形状を推定する．ところが，推定されたP波速度は3800 m/sと全体の見掛けの速度より遅いことが明らかとなった．このため，全体の走時を整合させるために基盤速度が南北で変化するように設定する必要がある．また，両発破の初動が得られている場合に，はぎ取り法は層の傾斜と速度を唯一に与えるが，片走時のみでは陽に決定することはできない．そこで，速度と傾斜を変化させながら初動を説明できるモデルを試行錯誤により推定した．**図–2.3** (a) に推定された速度構造を示す（Model 2D-2）．堆積層のP波速度は2100 m/sとし，基盤は南北で変化すると考えられることから0-8280 mにおいては5000 m/s，8280-15600 mにおいては3800 m/sとする．計算走時と観測走時の比較を**図– 2.3** (b) に示すが，両発破とも良く再現されている．このモデルから，**図– 2.1** (c) の8200 mに見られる初動走時の変化は基盤速度の変化に対応するのではないかと考えられる．

一方，Komazawa *et al.*(2002)[12]により両発破点の近傍で微動アレー観測が実施され，各地点の1次元地盤構造が**表– 2.1**のように推定されている．この速度構造は堆積層-基盤から成る2層モデルではなく堆積層内が複数の層から成ることを示しているため，ここでも複数の層から成る堆積層を導入する．破壊開始点付近で実施されている微動アレー観測から推定された多層構造をその地点の拘束条件とする．堆積層第1層は測線に沿って水平を仮定し，走時が説明されるように調整する．堆積層第2層の下側境界は，後述するように重力異常値が求められるようにKomazawaモデルとする．推定された地盤構造（Model 2D-3）を**図– 2.4** (a) に示し，走時の比較を**図– 2.4** (b) に示すが，Model 2D-3も観測走時を良く再現している．

また，基盤形状を反射波を説明するように修正する．まず，両発破点付近，0-1000 mと14600-15600 mで密に観測されている波形に対してデコンボリューション処理と振幅調整とを行って反射波を明瞭にする（Yilmaz, 1987[14]）．**図– 2.5** (a) に示すように，南側発破点付近の直達波と反射波の走時差はほぼ一定であるため，発破点付近の基盤深さはModel 2D-3よりも急な傾きである必要がある．そこで，反射波の観測

走時を再現するために南側発破点付近の基盤の傾きを急なものとし，**図– 2.6** (a) に示すように2000-6000 m の基盤形状を水平とする（Model 2D-4）．**図– 2.6** (b) に初動の観測走時と計算走時の比較を示すが，Model 2D-3 と同様によく再現されている．**図– 2.5** (a)，(b) は計算される反射波の走時と観測走時との比較を示す．計算される反射走時は両発破点付近においても良く再現されている．

上述した地盤モデルの構築により Model 2D-4 が得られたが，重力異常が正しく計算されるか確認を行う．**図– 2.7** (a) は測線において観測された重力異常を示す．この重力異常は，対象とする問題よりも深い位置にある広域的な現象に基因する傾きを含むため，傾きを有する直線のトレンドを有していると仮定してこのトレンドを除去する．**図– 2.7** (b) は重力異常からトレンド項を補正した観測と Talwani(1959)[15]の方法とを用いて Model 2D-4 から計算された重力異常との比較を示す．試行錯誤により密度を上層から順に 1.68, 1.95, 2.30, 2.50 and 2.75 g/cm^3 とする．重力基盤である Komazawa モデルが堆積層第2層の下面に使用されているために堆積層第2層と第3層で密度差を付ける．観測と計算された重力異常とを比較すると，0-3000 m において観測との適合が悪いが，トレンドの除去が不適切であった可能性もある．従って，Model 2D-4 が測線下の2次元地盤構造に対して推定された3層の堆積層と2つの基盤からなるモデルとして提案される．

2.3.2 3次元地盤構造の推定

発破測線下の2次元地盤モデルとしてアダパザル盆地の地盤モデルが構築された．波動場数値解析を行うため，これを3次元地盤モデルに拡張する．ただし，2次元地盤モデルの各層の物性は3次元地盤モデルに対しても保存されるようにし，その形状のみを面的に観測されている重力異常や微動観測記録などから推定する．

2.3.3 物理探査から推定される3次元地盤構造

上述したように，2次元地盤モデルの構築では重力異常から構築された Komazawa モデルは堆積層第2層の下層側の境界面の拘束条件としていた．3次元地盤構造の推定に対しても同様に Komazawa モデルを堆積層第2層の下層側の境界面の拘束条件とする．

微動アレー観測は南北それぞれの発破点付近[12]とアダパザル市内の3点[11]で実施されており，その直下の1次元S波多層構造モデルが提案されている．ここでは，これら5点において提案されているモデルを用いて形状を拘束する．

さらに，アダパザル盆地では面的に微動の1点観測が行われており，観測記録からH/Vスペクトルを計算して各地点の卓越周期が推定されている[12]．卓越周期の情報を基盤面の形状の拘束条件とするため，**図–2.8**に示すように2次元地盤モデルとその付近における卓越周期の分布とから基盤面深さと正の相関が認められ，基盤面深さz，卓越周期Tとするとおおよそ$z = 200T$の関係が得られる．そこで，卓越周期を$z = 200T$を用いて基盤面深さの情報に変換し，拘束条件とする．

2次元地盤モデルでは2種類の速度の異なる基盤を認めていた．ここで，P波速度3800 m/s，密度2.50 g/cm^{3}の基盤をrock-1，P波速度5000 m/s，密度2.75 g/cm^{3}の基盤をrock-2とする．rock-1とrock-2の境界は2次元地盤モデルで40°45'30" Nに位置するが鉛直な面で接する地層は考えにくいため，40°45'30" N以北でrock-2がrock-1の下に1400 mの深さで存在しているとする．

以上の各層に対する拘束条件を整理して**図–2.9**，及び**表–2.2**に示す．また，200 m以上の標高で基盤が露頭していると仮定する．

3次元地盤モデルの各層の形状は3次のBスプライン関数で表現する[16][17]．各層の深さを$z_m(x,y)$, $m = 1,2,3,4$として次式で表現する．

$$z_m(x,y) = \sum_{i=I-1}^{I+2} \sum_{j=J-1}^{J+2} c_{ijm} B_{3+I-i}\left(\frac{x - x_I}{w_x}\right) B_{3+J-j}\left(\frac{y - y_J}{w_y}\right) \tag{2.1}$$

$$(x_I \le x \le x_{I+1}, \quad y_J \le y \le y_{J+1}, \quad m = 1,2,3,4, \quad I, J \in \mathbb{N})$$

$$B_1(r) = \frac{r^3}{6}$$

$$B_2(r) = \frac{-3r^3 + 3r^2 + 3r + 1}{6}$$

$$B_3(r) = \frac{3r^3 - 6r^2 + 4}{6}$$

$$B_4(r) = \frac{-r^3 + 3r^2 - 3r + 1}{6},$$

ここに，(x_I, y_J)は制御点の座標で，w_x，w_yは格子状に配置した制御点の東西方向，南北方向の間隔を表す．また，c_{ij}は制御点における係数であり，**表–2.2**に示す拘束条件を用いて最小2乗法で決定する．拘束条件は各情報に依って制御する点の数が異なるため，その点の数の逆数を最小2乗法の重みとする．例えば，微動アレーの情報は5点であるため，重みを1/5とする．

図–2.10に3次のBスプライン関数で表現されたアダパザル盆地の3次元構造モデル（Model 3D-1）を示す．モデルの基盤面の形状はほぼKomazawaモデルと等しく，アダパザル市街地に深い凹地構造が確認される．

2.3.4 余震を用いた3次元地盤モデルの修正

コジャエリ地震ではアダパザル盆地においていくつかの余震が観測されている．ここでは，アダパザル盆地内に震央が位置し，かつ観測が得られている2つ余震を対象にして3次元地盤モデルの検証と修正を行う．余震の数値解析には空間方向に4次精度，時間方向に2次精度の差分法（Finite-difference method: FDM）を用いる[18)19)]．解析領域は49.4 km（東西方向）×37.4 km（南北方向）とし，その南西の隅は40°34'43" N，30°09'55" Eに位置する．格子間隔は等間隔で100 m，時間刻みは0.0079秒とする．この時，計算精度が保証される周波数帯域は0.4 Hz以下である．また，波動伝播における減衰はGraves(1996)の手法[18)]を用い，S波速度V_S m/sに対してQ値を$Q = V_S/15$とする．解析領域の周囲は吸収境界条件[20)]を設け，地表面は水平であるとして自由境界条件を設けている．3次元地盤モデル以深の地盤構造は**表–2.3**に示す多層構造[21)]を用いる．計算は6CPUの並列計算により実施して，各CPUは東西方向に分割された各領域の計算を行う．

対象とする2つの余震と観測点に関する情報を**表– 2.4** (a)，**表–2.5**に，その震央と観測点の位置，及び解析領域を**図–2.11**に示す．観測記録はUSGS OFDA PROJECT[22)]による．余震の震源メカニズム解はÖrgülü and Aktar(2001)[23)]により提案されているものを用いる．**図–2.12**に0.4 Hzの低域通過フィルタを施した計算波形と観測波形の比較を示すが，観測を再現するに至っていない．

そこで，震源のメカニズム解と地盤構造を修正して観測波形の再現を図る．Örgülü and Aktarにより推定されたメカニズム解は，その観測点配置が震源の西側に偏っているために十分な精度を有していない可能性がある．観測波形から初動を用いて震源メカニズム解の再決定を行ったところ，**表– 2.4** (b)に示す震源メカニズム解を得た．また，観測点c0362，及びc1060で観測された卓越周波数は計算波形のものよりも低周波数側であることから，観測点c0362における堆積層第1層の下面の深さを0 mから200 mに，観測点c1060における堆積層第1層の下面の深さを0 mから150 mに修正する．修正したモデル（Model 3D-2）に対して計算された波形の比較を**図– 2.13**に示すが，**図– 2.12**と比較して再現度が向上している．観測点TYRは岩盤サイトであるが，TYRにおいて波形がよく再現されていることから，震源メカニズムがÖrgülü and Aktarよりも現象を再現しているものと考えられる．観測点c0362において南北成分，上下成分の波形の合いが悪いものの，位相の特徴と卓越周波数は再現されていると考えられる．

余震による修正を経て，Model 3D-2をアダパザル盆地の3次元地盤モデルとする．このモデルは3層の堆積層と2種類の基盤を有しており，基盤の領域は40°45'30" N

に位置する東西方向の基準でわけられている．**図– 2.14** (a)-(e) に各層の面形状を示す．アダパザル市街地において，明らかな凹地が確認され，その深さは600-1000 mである．

図– 2.14 (f) にモデルのA-A' 断面を示す．この断面はコジャエリ地震本震時に強震動を観測した地点SKRとアダパザル市街地とを結ぶ断面であり，観測点SKRの堆積層厚はアダパザル市街地に比べて明らかに薄いことが認められる．

2.4 強震動シミュレーション

アダパザル盆地内で観測されたコジャエリ地震の本震は，**図– 2.15** に示すアダパザル市街地の南方およそ5 kmに位置する観測点SKR（40°44'13" N，30°23'02" E）のみであった．地盤モデルから明らかなように，SKRとアダパザル市街地における地盤が異なることから，SKRにおいて観測された強震動記録を直接アダパザル市街地の記録として適用して議論することは適切でない．そのため，アダパザル盆地の3次元地盤構造の影響を考慮してアダパザル市街地の地震動を数値解析により推測する．

数値解析は前述したFDMと同じであるが，総格子数の増加を抑えつつ有効周波数を1.0 Hzまで増加させるために，**表–2.6** のような深さ方向の不等間隔格子[19]を用いている．なお，周波数帯域を広げた理由は，実際にアダパザル市街地で生じた現象は構造物の被害であるため，0.4 Hzでは不十分と考えられるためである．

入力とする震源の破壊過程は運動学震源インバージョンにより推定されているものを用いる[21]．コジャエリ地震では北アナトリア断層のおよそ100 kmが破壊したが，この全ての破壊過程を解析領域に含むことはできないため，解析領域内の破壊過程のみを用いる．**図–2.16** に示すように，半無限均質媒質に対する解析解を用いて波形を計算したところ，全断層における破壊過程を用いて計算されたSKRにおける波形とFDMの計算領域内の破壊過程のみを用いて計算された波形とを比較すると，計算領域内の破壊過程で十分説明できる．このことからも，解析領域内のみの破壊過程を用いてFDMの計算を実施することも妥当であると考えられる．

FDMを用いて計算された観測点SKRの波形を**図–2.17** に示す．ただし，SKRにおける観測波形の南北成分は欠測である．観測波形，計算波形に対して0.1-1.0 Hzの帯域通過フィルタを施した波形に対する比較を示している．計算波形の初動が観測波形を再現していることからモデルは妥当と考えられる．また，**図–2.18** にアダパザル市街地（40°46'44" N，30°24'12" E）における計算波形を示すが，SKRの波形と比較して2倍ほど増幅していることが確認される．

断層からの距離は観測点SKRの方が近いことから，何らかの機構によりアダパザル市街地の地震動が増幅されている．この増幅の原因を明らかにするため，1次元の水平成層構造からなる地盤モデルに対して数値解析を実施して波形の比較を行う．1次元モデルは，3次元地盤モデルにおいてアダパザル市街地直下の各層の深さを水平方向に延長した水平成層モデルで，**表–2.7**のように設定する．まず，数値計算はrock 1の上面で規定されている基盤面を地表面として，堆積層のない3次元地盤モデルに対してFDMにより基盤面の応答を計算する．次に，基盤面で計算された波形を入力として重複反射理論[24]からSH波の地表波形を計算する．**図– 2.19**に，ここで計算した1次元地盤モデルによる波形と3次元地盤モデルによる波形との比較を示す．1次元地盤モデルで計算された波形は3次元地盤モデルの波形と比べて小さいため，1次元地盤モデルでアダパザル市街地の地震動増幅を説明することができないと考えられる．

図–2.20に3次元地盤モデルに対するFDM解析で計算された地表面の最大速度の分布を示す．観測点SKRの周囲の最大速度より，アダパザル市街地付近の最大速度の方が大きな値を示している．**図– 2.21**は，**図– 2.14**に示されているA-A' 断面上で各地点の東西成分の波形を並べて示している．40°45' Nから40°47' Nは最大速度の大きな領域に位置するが，最大速度だけではなく地震動の継続時間も長いことがわかる．これは，盆地の3次元的な構造が地震動の伝播に影響していることを示しており，コジャエリ地震においてアダパザル市街地では盆地効果により地震動が増幅されたと考えられる．

2.5 まとめ

1999年トルコ・コジャエリ地震において局所的に発生したアダパザル盆地における地震動の増幅は，深層地盤構造による増幅特性であると示唆されていた．これを明らかにするために，発破などの物理探査記録，及び余震記録を用いて3次元地盤モデルを構築した．アダパザル市街地における強震動を再現するために，この3次元地盤モデルを用いた数値解析を実施した

発破記録と重力観測，微動観測の情報から発破測線下の2次元地盤構造を推定したところ，3層からなる堆積層と，南北で速度の異なる基盤層が推定された．アダパザル盆地の3次元地盤構造の推定では，2次元地盤モデルのみならず，アダパザルで得られている物理探査の情報を拘束条件とし，3次のBスプライン関数でその形状を表現した．また，余震を用いてさらなるモデルの修正を計り，3次元地盤モデ

ルを構築した．3次元地盤モデルから，アダパザル市街地では基盤面が600-1000 mの深さに位置することが確認された．

コジャエリ地震本震の強震動シミュレーションを実施したところ，観測点SKRと比較してアダパザル市街地では最大速度が2倍と計算された．1次元水平成層構造を有するモデルによる波形と比較したところ小さいため，アダパザル市街地で生じた地震動の増幅は盆地効果によるものと考えられる．

表–2.1 1-D model based on array observations of microseisms (Komazawa *et al.*, 2002[12])

	V_P (m/sec)	V_S (m/sec)	Density (g/cm^3)	Depth (m)
N-array	1500	200	1.70	65
	1800	500	1.80	90
	2500	1000	2.00	250
	5400	3500	2.50	–
S-array	1500	500	1.80	150
	2500	1000	2.00	450
	5400	3500	2.50	–

表–2.2 Physical parameters and survey results considered in estimating layer depth.

	V_P (m/sec)	V_S (m/sec)	Density (g/cm^3)	Information considered	Numbers of data
1st soil layer	1500	200	1.68	topography	–
2nd soil layer	1800	500	1.95	array observations of microseisms	5
				Model 2D-4	53
3rd soil layer	2250	1000	2.30	array observations of microseisms	5
				Model 2D-4	53
				Komazawa model	29,445
upper rock layer (Northern rock)	3800	2190	2.50	array observations of microseisms	5
				single–site observations of microseisms	48
				Model 2D-4	53
lower rock layer (Southern rock)	5000	2890	2.75	array observations of microseisms	5
				single–site observations of microseisms	48
				Model 2D-4	53

表–2.3 Physical parameters of the layered medium in the 3-D model.

	V_P (m/sec)	V_S (m/sec)	Density (g/cm^3)	Depth (m)
1st soil layer	1500	200	1.68	–
2nd soil layer	1800	500	1.95	–
3rd soil layer	2250	1000	2.30	–
1st rock layer	3800	2190	2.50	–
2nd rock layer	5000	2890	2.75	–
3rd rock layer	5150	2970	2.75	2000
4th rock layer	5380	3110	2.75	4000
5th rock layer	5640	3250	2.75	5000
6th rock layer	5870	3390	2.75	7000
7th rock layer	6060	3500	2.75	9000
8th rock layer	6170	3560	2.75	11000
9th rock layer	6230	3600	2.77	13000

表–2.4 Aftershock events and their source parameters, (a) Reported solutions by Örgülü, G. and M. Aktar (2001)[23], (b) Estimated CMT solutions.

(a)

Date	Time	Latitude	Longitude	M_w	Azimuth	Dip	Rake	Depth
Nov. 07, 1999	16:54	40.65°N	30.69°E	4.5	282°	64°	166°	7.0 km
Nov. 11, 1999	14:41	40.78°N	30.29°E	5.5	307°	66°	179°	22.0 km

(b)

Date	Time	Latitude	Longitude	M_0	Azimuth	Dip	Rake	Depth
Nov. 07, 1999	16:54	40.65°N	30.69°E	8.36e15 Nm	26°	82°	73°	7.0 km
Nov. 11, 1999	14:41	40.78°N	30.29°E	5.90e17 Nm	108°	78°	-58°	22.0 km

表–2.5 Aftershock observation stations.

Station Code	Latitude	Longitude	Nov. 07	Nov. 11	data sources
c0362	40.6698°N	30.6655°E	○	○	LDEO-USA*
c1060	40.7773°N	30.6128°E	○	○	LDEO-USA*
TYR	40.737°N	30.380°E	○	–	USGS-GOLDEN-USA**

* Lamont Doherty Earth Observatory of Columbia University, Palisades, NY 10964, USA

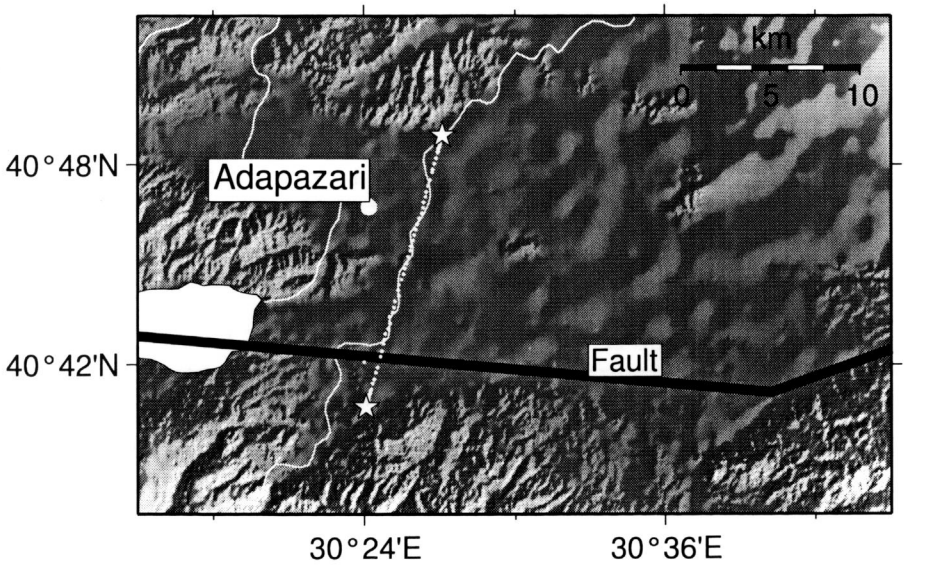
** Geological Hazards Team, United States Geological Survey, Golden, Colorado, USA

表–2.6 Grid spacing for the numerical simulation of the main shock.

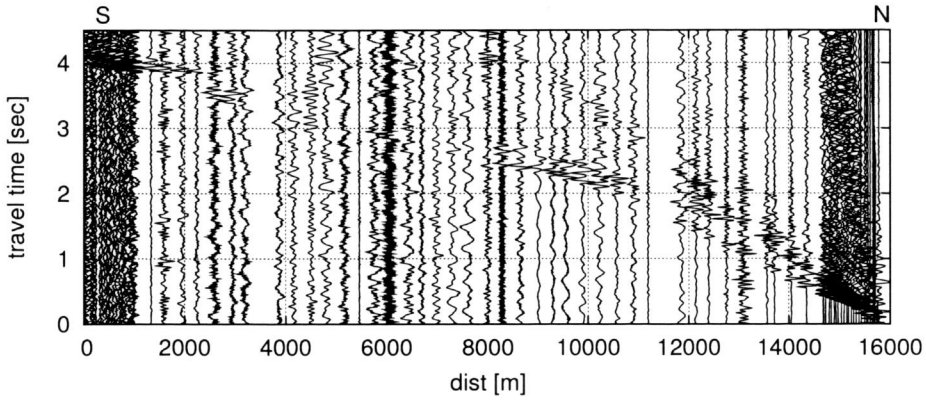
	Grid spacing (m)	
dx	40	
dy	40	
dz	40	($0 \leq z < 2480$)
	100	($2480 \leq z < 3480$)
	500	($3480 \leq z < 18480$)

表–2.7 1-D model of the ground under downtown Adapazari.

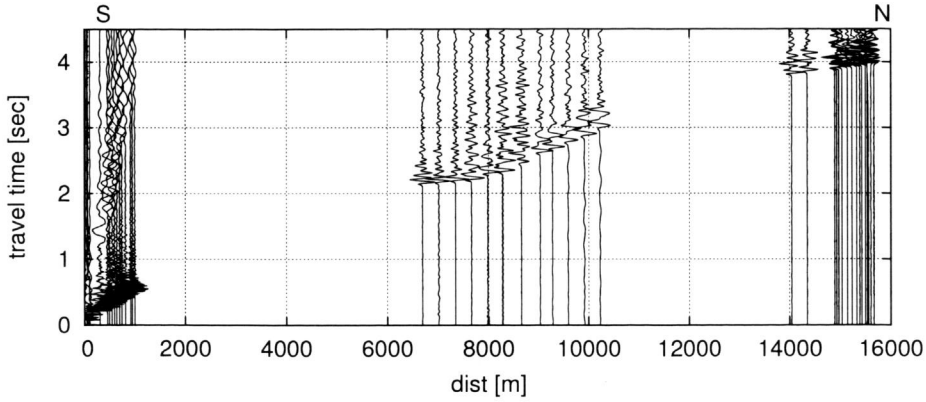
	V_S (m/sec)	Top Depth (m)
1st soil layer	200	0
2nd soil layer	500	240
3rd soil layer	1000	600
1st rock layer	2190	600
2nd rock layer	2890	1760



(a)

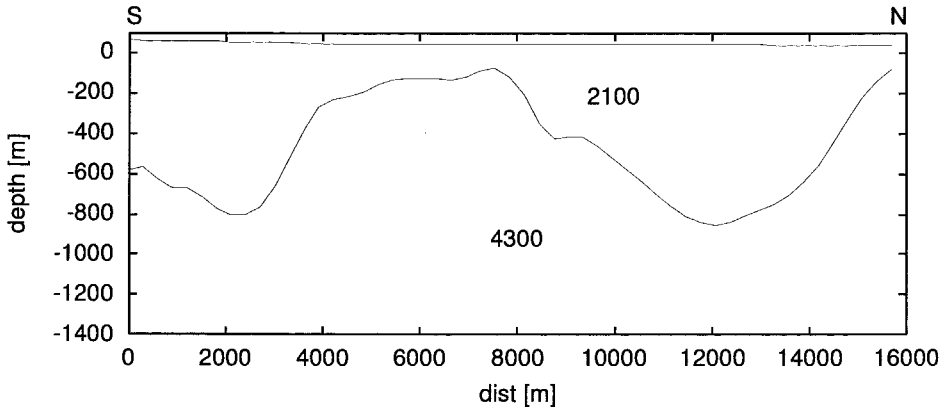


(b)

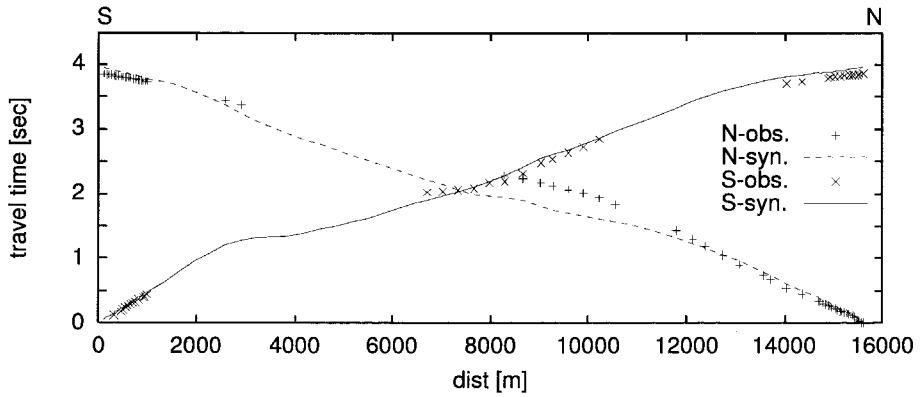


(c)

図–2.1 The seismic refraction and reflection survey. (a) Blast (⋆) and receiver locations (·), Relief is topographical and made from a digital elevation model (Komazawa *et al.*, 2002[12]), and Thick line shows the fault according to the 1999 Kocaeli [Izmit] Earthquake, (b) Records of the northern blast, (c) Records of the southern blast.

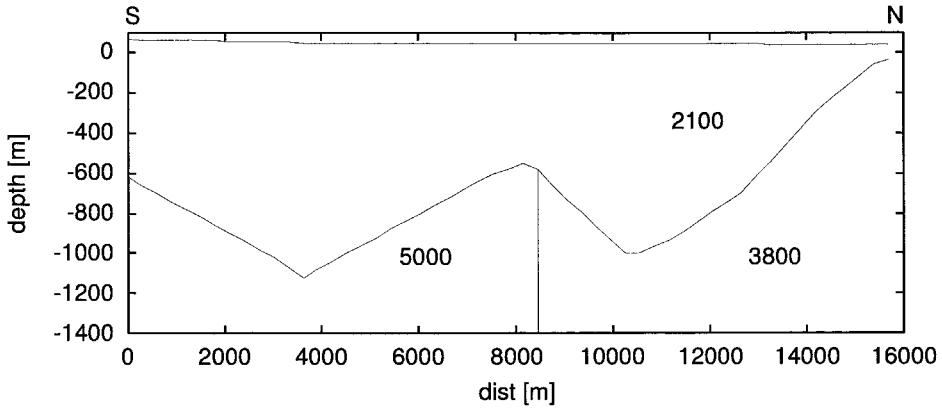


(a)

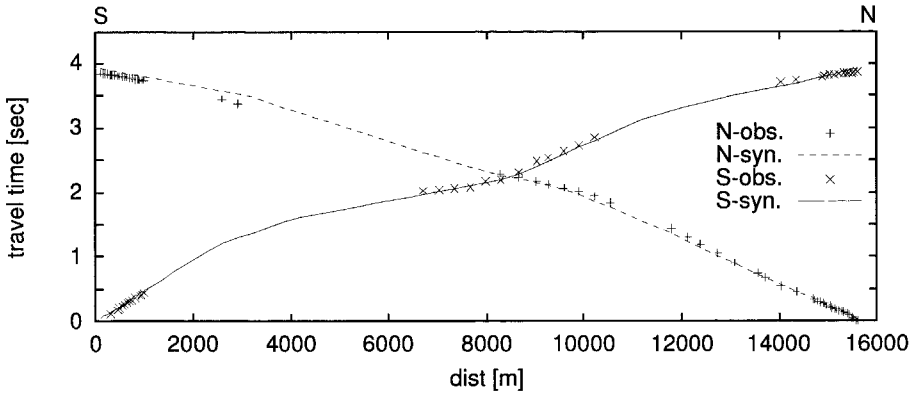


(b)

図–2.2 Komazawa model under the survey line (Model 2D-1) and travel times. (a) P-wave velocity model (m/s), (b) Comparison of the observed travel times and the analitical ones obtained from the Komazawa model.

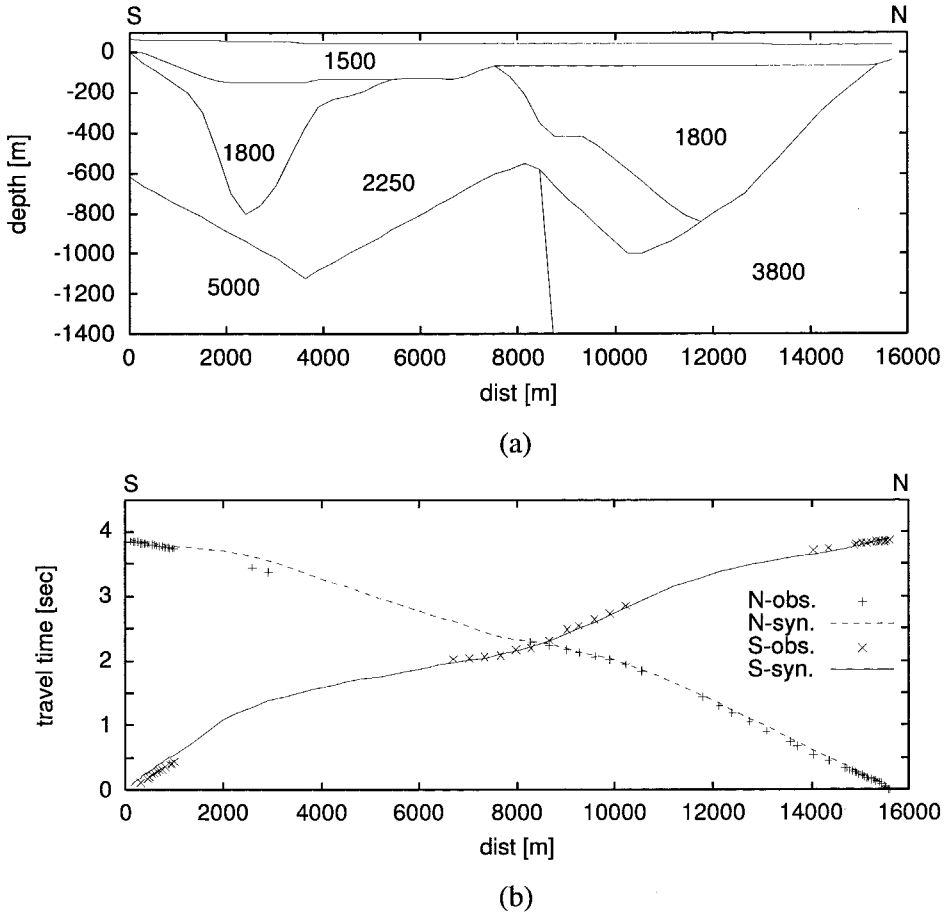


(a)

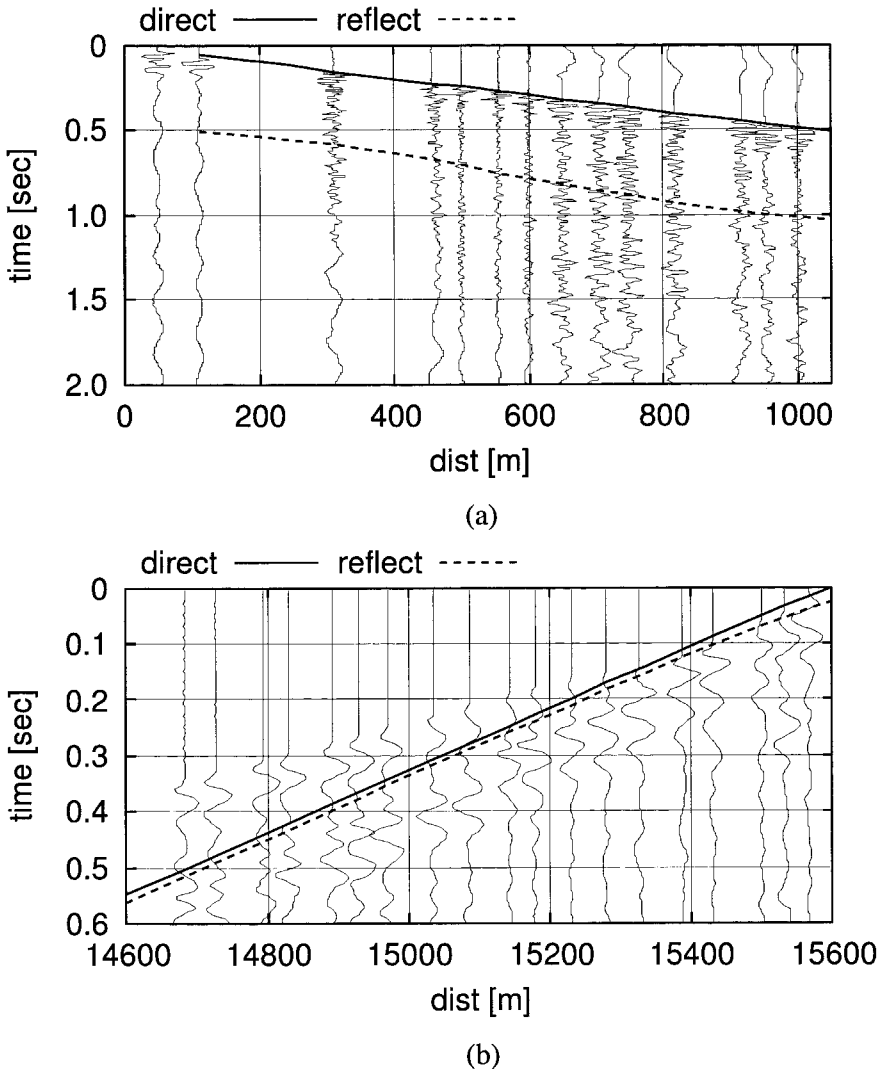


(b)

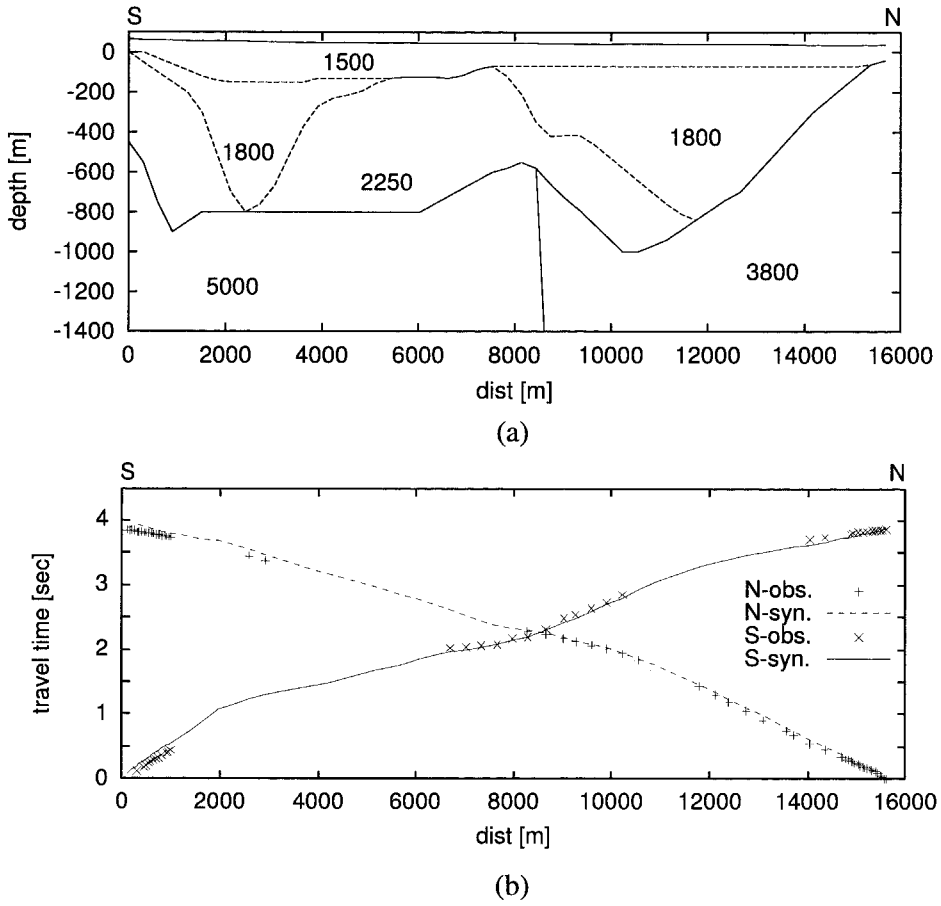
図–2.3 The estimated structure under the survey line (Model 2D-2) and travel times. (a) Estimated P-wave velocity structure (m/s), (b) Comparison of the observed travel times and analytical ones obtained from the estimated structure.



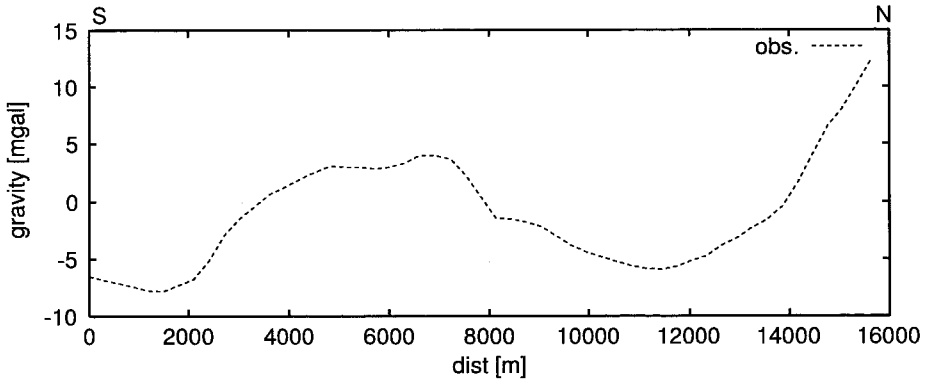
図–2.4 The estimated structure under the survey line (Model 2D-3) and travel times. (a) Estimated P-wave velocity structure (m/s), (b) Comparison of the observed travel times and analytical ones obtained from the estimated structure.



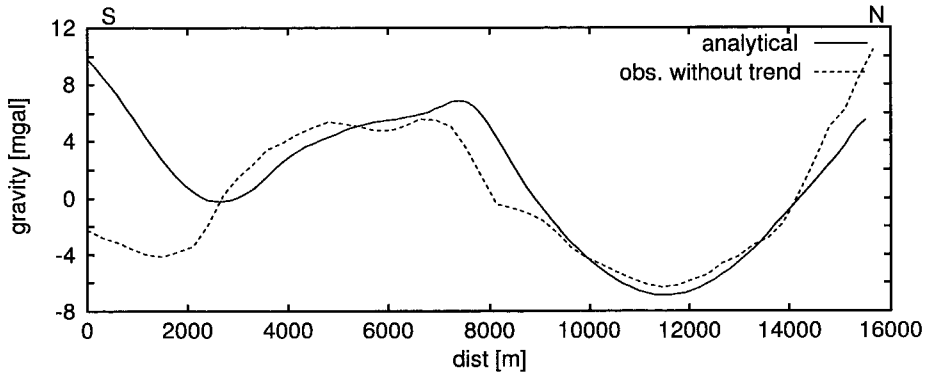
図–2.5 Comparison of the calculated and observed reflection times. (a) calculated reflection times, direct propagation times and observed waveforms around the north blast site, (b) calculated reflection times, direct propagation times and observed waveforms around the south blast site.



図–2.6 The estimated structure under the survey line (Model 2D-4) and travel times. (a) Estimated P-wave velocity structure (m/s), (b) Comparison of the observed travel times and analytical ones obtained from the estimated structure.

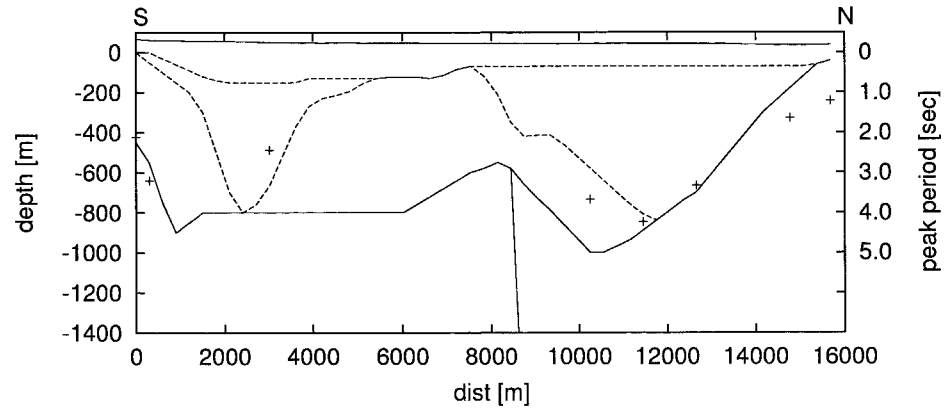


(a)

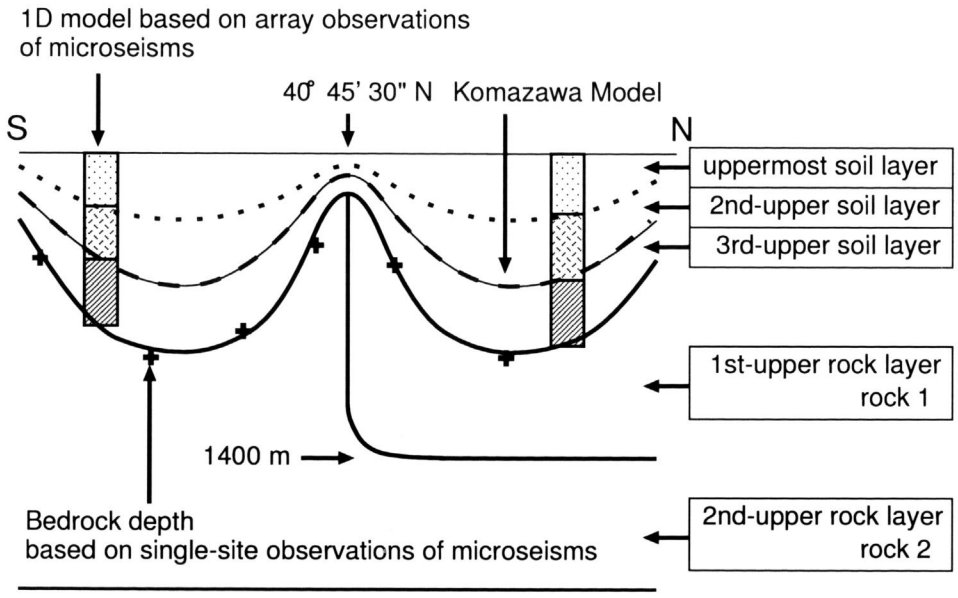


(b)

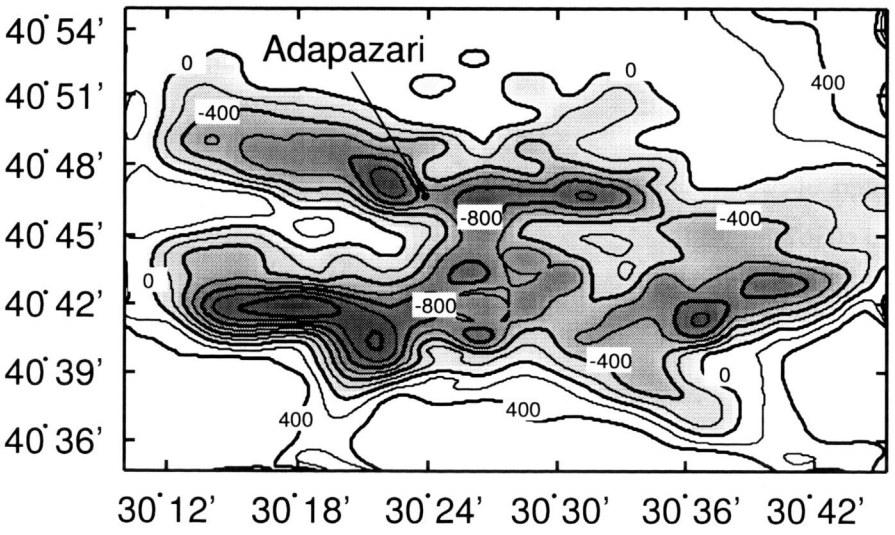
図–2.7 Comparison of the calculated and observed gravity anomaly, (a) observed gravity anomaly. (b) the observed gravity anomaly without the trend component and the one calculated analytically.



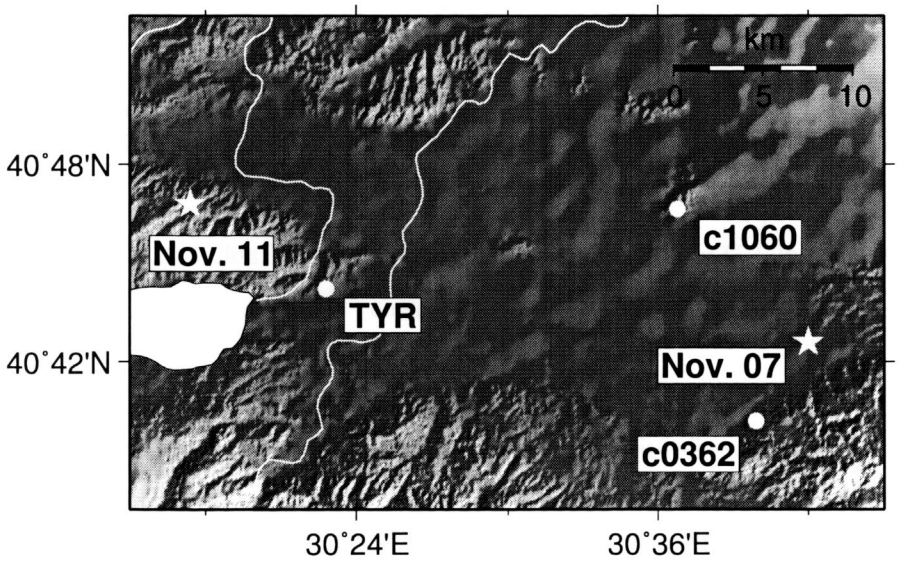
図–2.8 Comparison of peak periods (+) and bedrock depth along the refraction and reflection survey line.



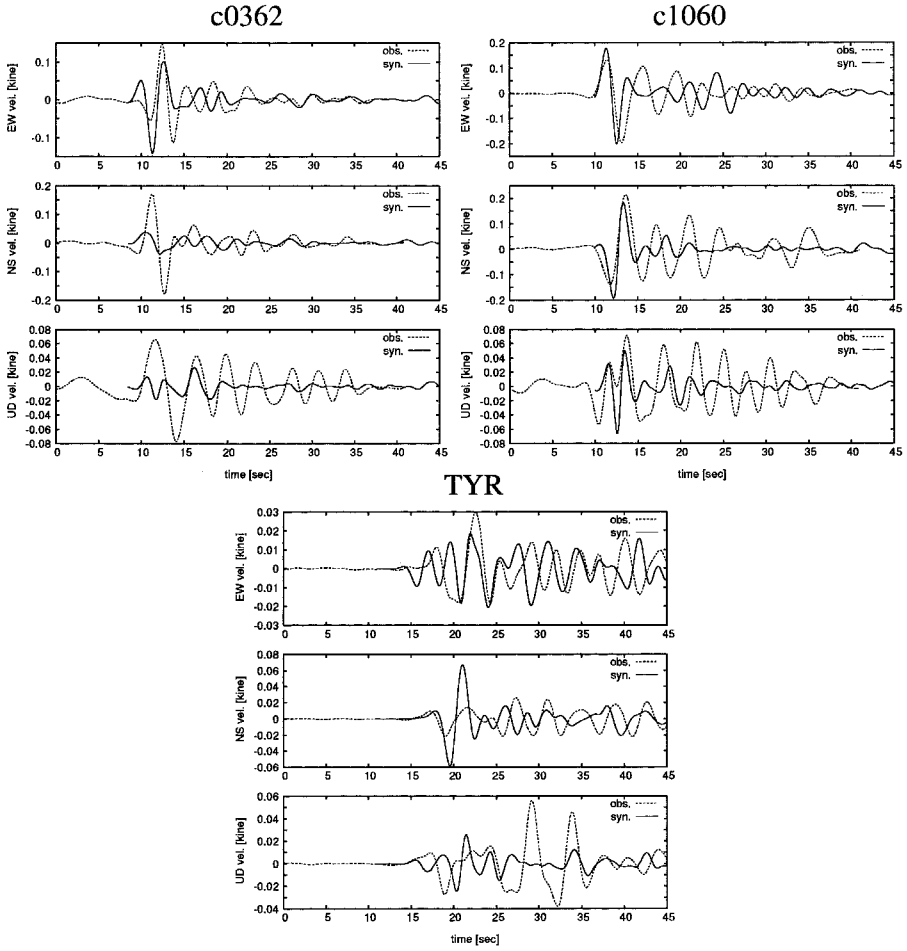
図–2.9 Initial 3-D model and its constraints as given in Table 2.2.



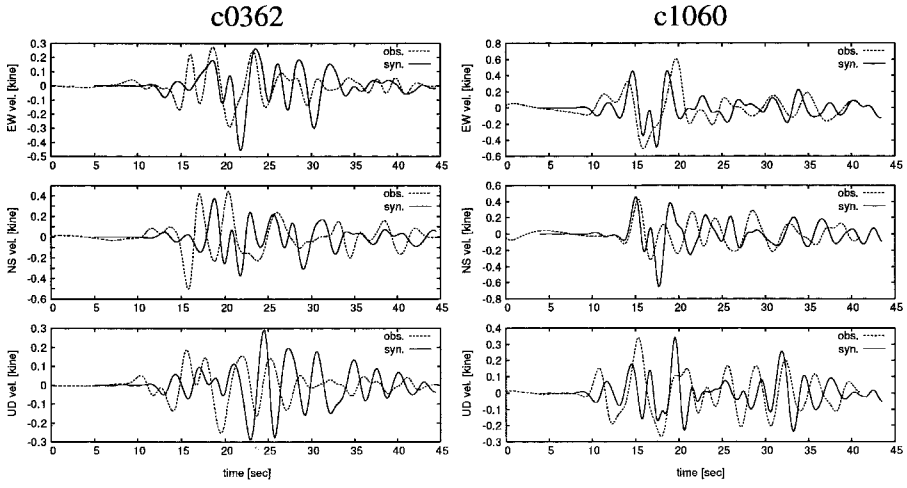
図–2.10 Estimated bedrock shape of the Model 3D-1 obtained by use of the survey results.



図–2.11 Epicenters of two aftershocks (Nov. 07 and Nov. 11) and observation stations (TYR, c1060, and c0362).

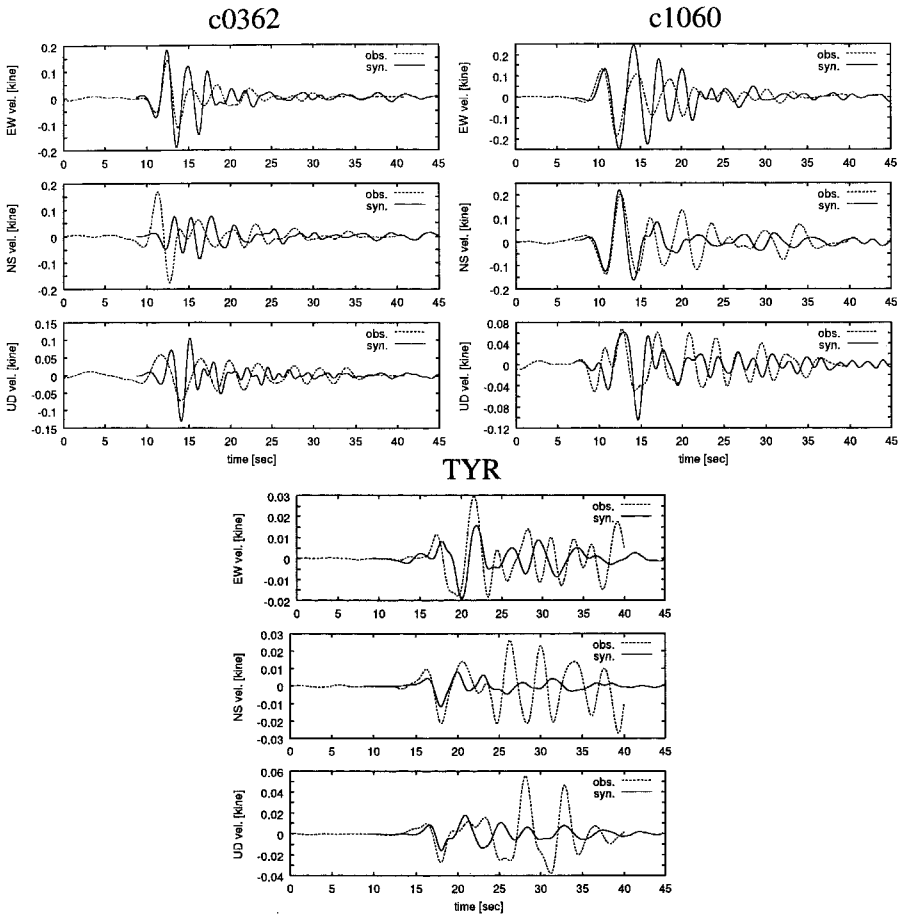


(a)

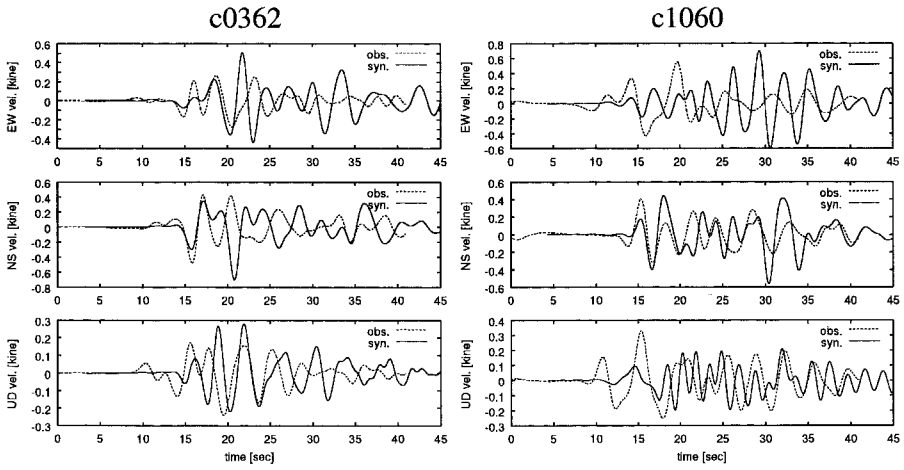


(b)

図–2.12 Observed and simulated waveforms. (a) Nov. 7, 1999, (b) Nov. 11, 1999. The simulated waveforms were calculated by use of Model 3D-1.

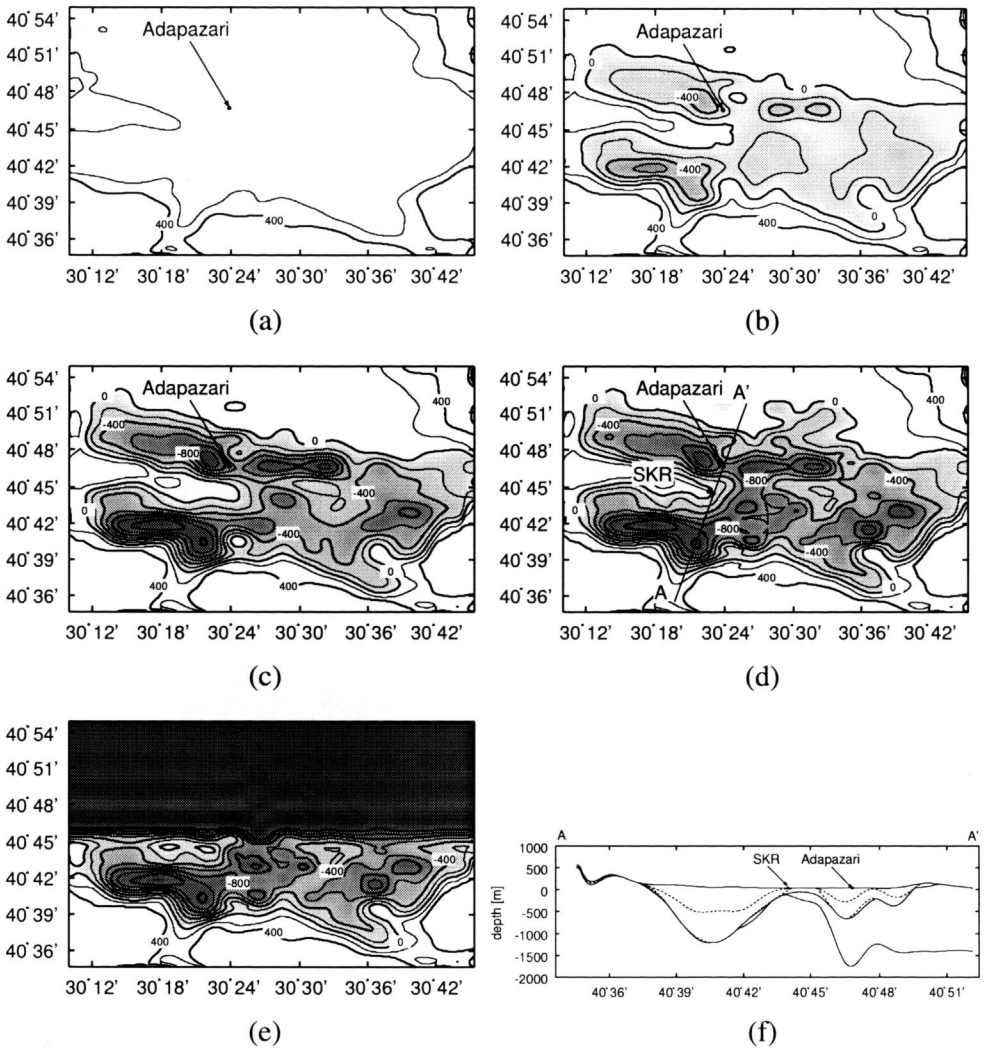


(a)

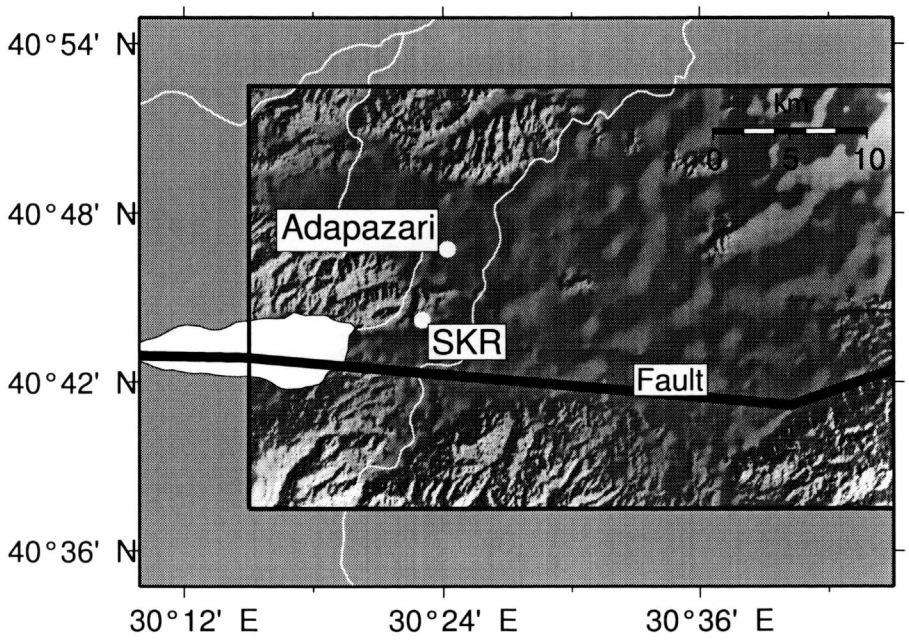


(b)

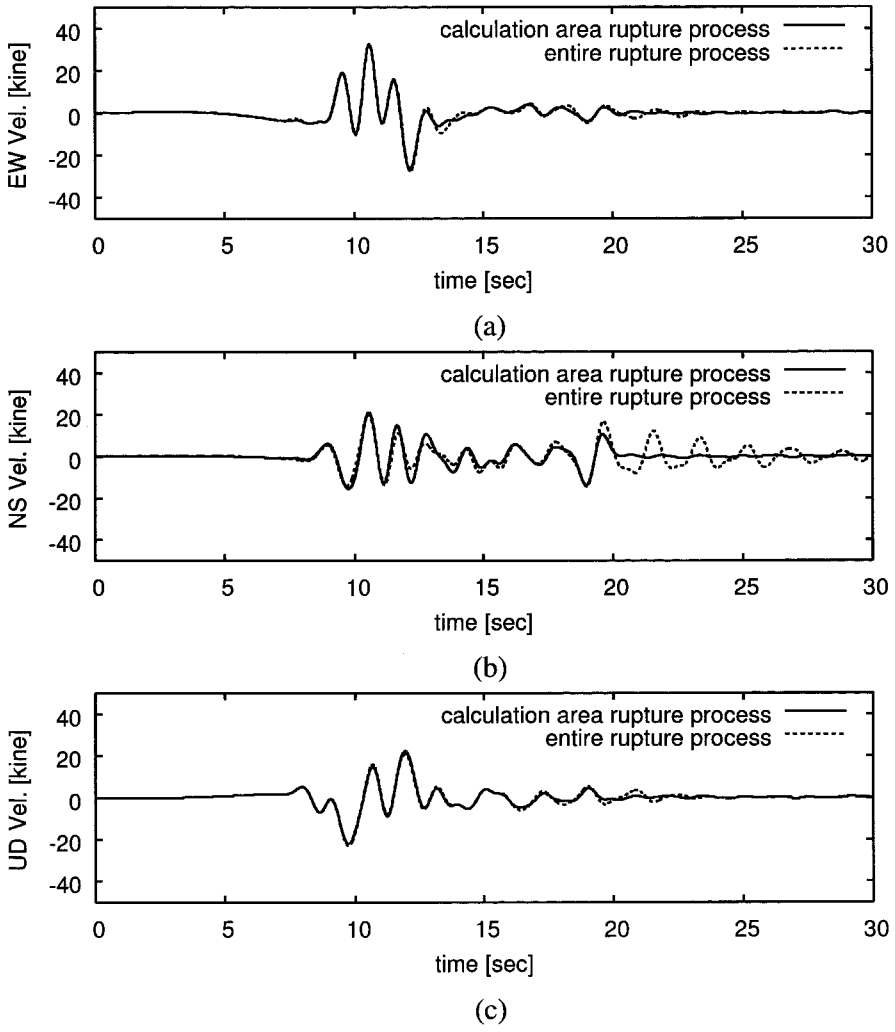
図–2.13 Observed and simulated waveforms. (a) Nov. 7, 1999, (b) Nov. 11, 1999. The simulated waveforms were calculated by use of Model 3D-2.



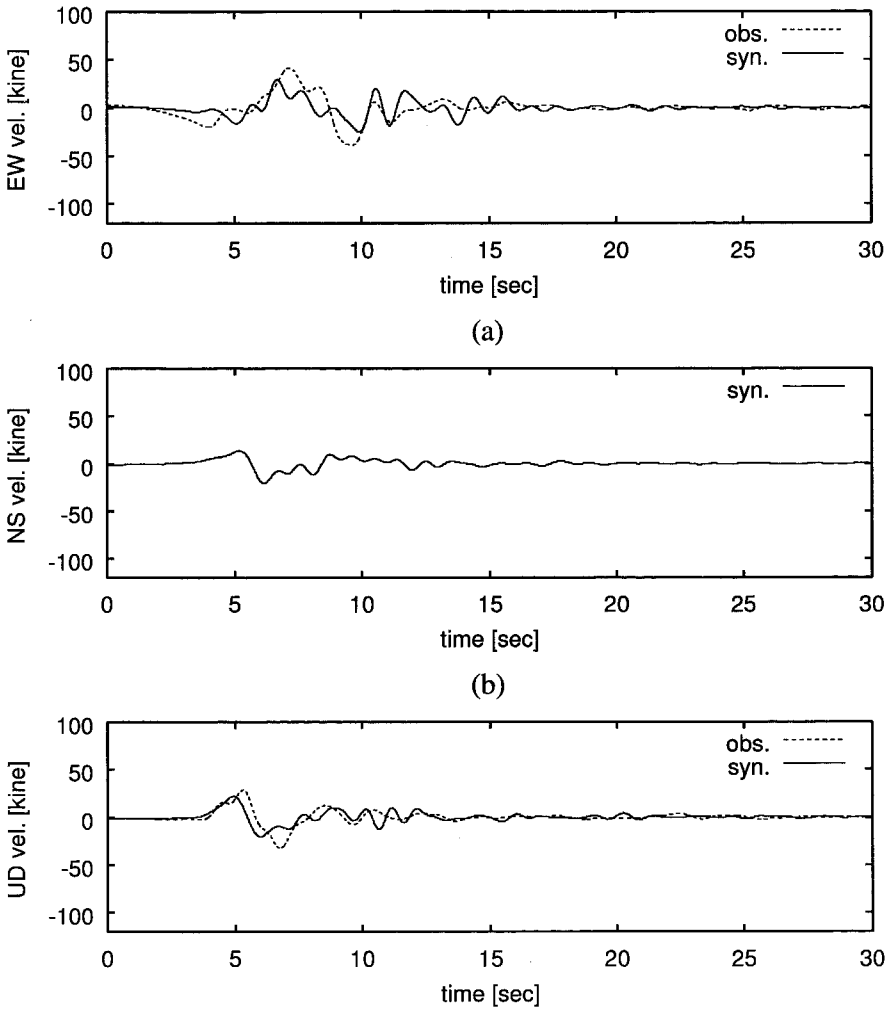
図–2.14 3-D model of the Adapazari basin (Model 3D-2). (a) topography of the basin, (b) Depth of the upper boundary of the second soil layer, (c) Depth of the upper boundary of the third soil layer, (d) Depth of the upper boundary of the upper rock layer, (e) Depth of the upper boundary of the lower rock layer, (f) Profile includes the downtown area of Adapazari and SKR (A–A' of (d)).



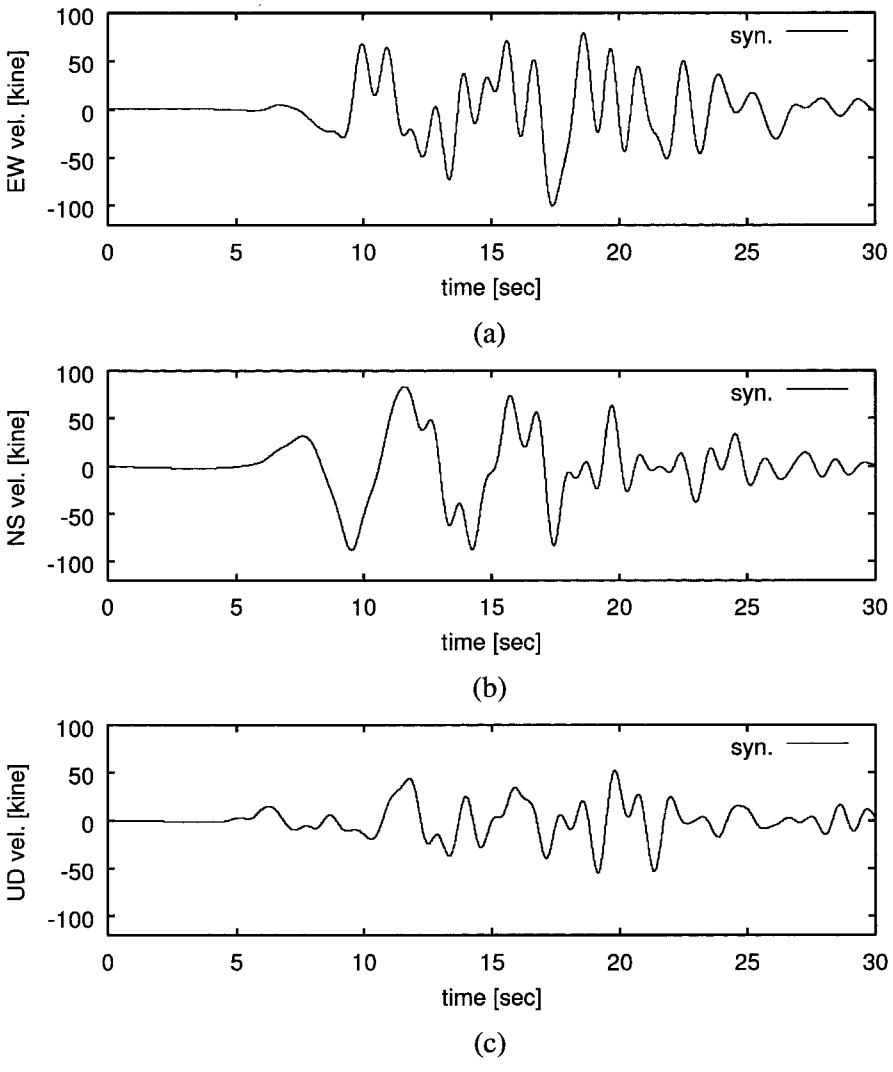
図–2.15 Simulation area with locations of station SKR and the downtown area of Adapazari. Rectangle area indicates the area of Fig. 2.1 (a).



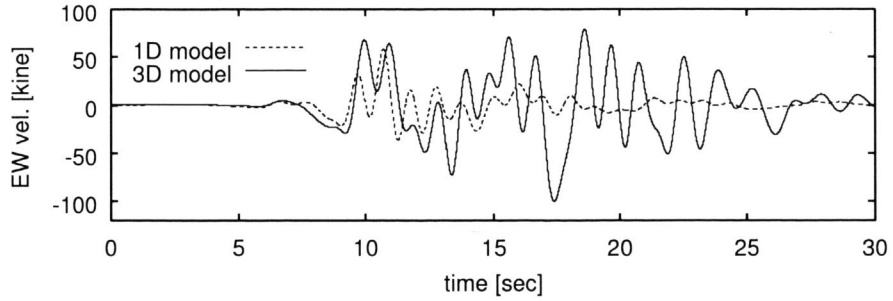
図–2.16 SKR waveforms calculated by the representation theorem. The dotted line shows the entire rupture process, the solid one the rupture process truncated in the calculation area.



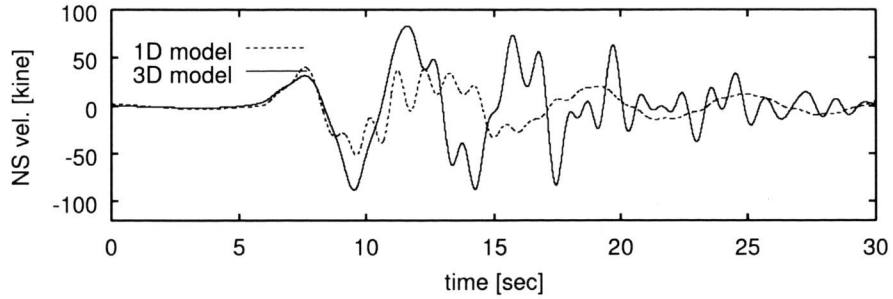
図–2.17 Waveforms simulated by means of Model 3D-2 and observed ones at SKR station. (a) E-W component, (b) N-S component, (c) U-D component.



図–2.18 Waveforms simulated in downtown Adapazari (40°46'44" N and 30°24'12" E) using the Model 3D-2 . (a) E-W component, (b) N-S component, (c) U-D component.

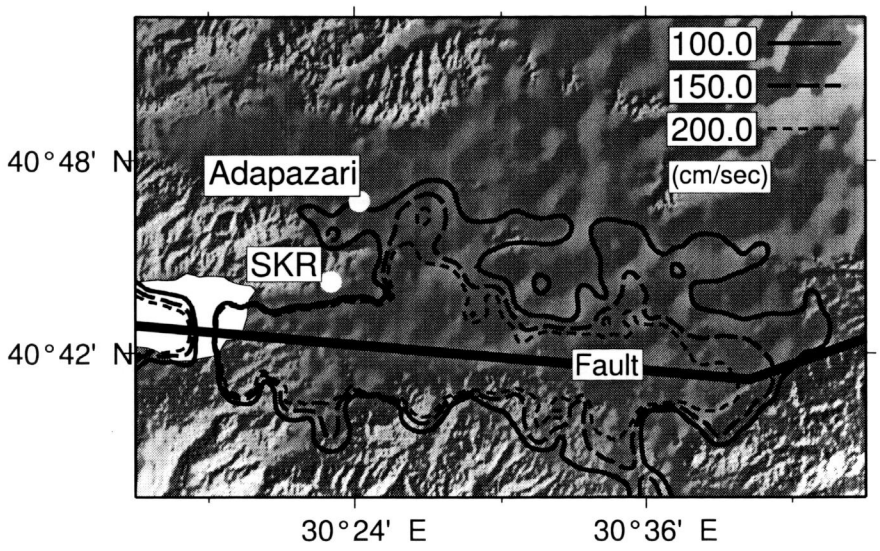


(a)

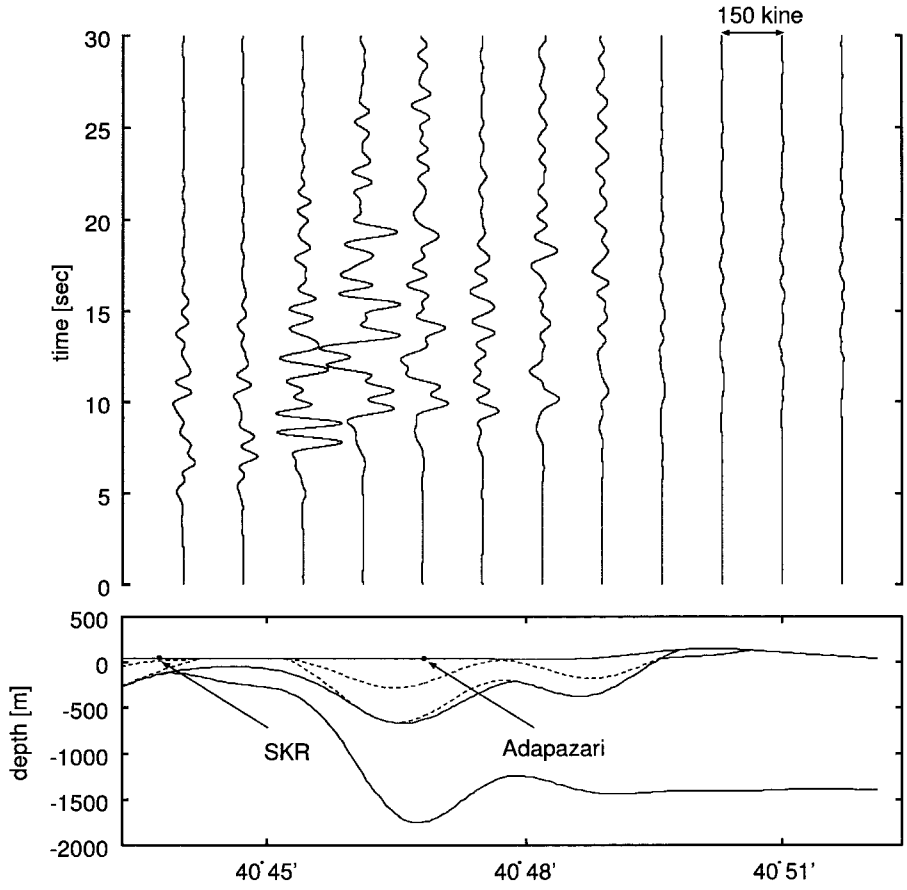


(b)

図–2.19 Comparison of simulated waveforms from the 3-D and 1-D models. (a) E-W component, (b) N-S component.



図–2.20 Distribution of the peak ground velocities simulated by Model 3D-2.



図–2.21 Waveforms of the E-W component and the A-A' profile from Fig. 2.14.

第3章　不均質媒質における震源の動力学破壊過程

3.1　概要

動力学震源モデルは，震源の破壊過程を動力学に基づいてモデル化されたものであり，強震動予測への適用も検討されている．一般に，数値計算を用いて動力学に基づく破壊の進展を計算するが，例えば有限要素法，差分法などの領域型の計算手法では，これらは震源として与えられるダブルカップルを断層面内で表現することが難しいこと，断層面近傍の応力分布の変化を追随できないことが問題点として挙げられる．一方で，計算手法として境界積分方程式法を用いると，全無限均質媒質に対しては断層近傍の応力分布を正しく再現できるが，複雑な媒質に対してはその解析表現が導出できないため適用が難しい．

そこで，本章では境界積分方程式法と有限要素法を組み合わせることで，応力分布を正しく表現し，かつ不均質媒質に適用できる手法を導出し，数値解析例から不均質媒質が破壊過程に及ぼす影響を考察する．

3.2　不均質媒質に対する積分方程式法

3.2.1　積分方程式と離散化

図–3.1 に示すような2次元SH波動場において弾性体 V 内に平面断層 S が含まれる問題を考える．ここに，S_0 は自由表面とする．ここでは平面断層を仮定するため，一般性を失うことなく $z=0$ 平面が平面断層であると設定できる．表現定理[25]から，V 内の任意の点における変位 u をグリーン関数 G を用いて表現できる．

$$u(\boldsymbol{x},t) = \int_0^t d\tau \int_S \Delta u(\xi,\tau)\mu(\xi)\cdot \frac{\partial}{\partial \zeta} G(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0)\Big|_{\zeta=0} dS(\xi), \qquad (3.1)$$

ここに，u，Δu は変位と滑り変位，$\boldsymbol{x}=(x,z)$，$\boldsymbol{\xi}=(\xi,\zeta)$ は媒質 V 内の座標，t，τ は時間，μ はせん断剛性とする．また，グリーン関数 G は自由表面 S_0 の効果や地盤の成層構造といった不均質の効果を含んでいるものとする．

式(3.1)から，応力σは弾性体の構成則を用いて次式のように導かれる．

$$\sigma(\boldsymbol{x},t) = \mu(\boldsymbol{x})\int_0^t d\tau\int_S \Delta u(\xi,\tau)\mu(\xi)\cdot\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial}{\partial\zeta}G(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0)\Big|_{\zeta=0}\right)\cdot dS(\xi). \quad (3.2)$$

また，断層S上の表面力は式(3.2)の応力から次式のように導かれる．

$$\begin{aligned} T(x,t) &= -\lim_{z\to 0}\sigma(\boldsymbol{x},t) \\ &= -\mu(x)\int_0^t d\tau\int_S \Delta u(\xi,\tau)\mu(\xi) \\ &\quad\cdot\lim_{z\to 0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial}{\partial\zeta}G(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0)\Big|_{\zeta=0}\right)\cdot dS(\xi), \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここに，$T(x,t)$は断層面に働く表面力である．式(3.3)は断層で発生する滑り変位と表面力の関係を表現しているが，被積分項にグリーン関数の2階微分が含まれており，(x,t)においてhyper-singularityを有している．

断層Sが全無限の均質媒質内に存在する場合，式(3.3)を解析的に操作することで積分核にhyper-singularityを有さない境界積分方程式を導くことができる[26) 27) 28) 29) 30) 31)]．

$$T^H(x,t) = -\frac{\mu}{2v_s}\Delta\dot{u}(x,t) + \int_0^t d\tau\int_S \frac{\partial}{\partial\xi}\Delta\dot{u}(\xi,\tau)\cdot K^H(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi), \quad (3.4)$$

ここに，添字のHは全無限均質媒質に対する物理量であることを表す．Kはグリーン関数から成る積分核，v_sはS波速度である．

一方，不均質媒質の場合，グリーン関数の解析表現が一般的に導かれないため，式(3.3)を解析的に処理することができない．そこで，式(3.3)のグリーン関数を全無限均質媒質に対するグリーン関数G^Hと散乱項G^Sに分離する．

$$\begin{aligned} T(x,t) &= -\mu(x)\int_0^t d\tau\int_S \Delta u(\xi,\tau)\mu(\xi)\cdot\lim_{z\to 0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial}{\partial\zeta}G^H(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0)\Big|_{\zeta=0}\right)\cdot dS \\ &\quad -\mu(x)\int_0^t d\tau\int_S \Delta u(\xi,\tau)\mu(\xi)\cdot\lim_{z\to 0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial}{\partial\zeta}G^S(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0)\Big|_{\zeta=0}\right)\cdot dS, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$G(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0) = G^H(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0) + G^S(\boldsymbol{x},t-\tau;\boldsymbol{\xi},0). \quad (3.6)$$

式(3.5)の右辺第一項は全無限均質媒質に対応する効果を表しており，式(3.4)の右辺と等しい．式(3.5)の右辺第二項は自由表面による影響や，媒質の不均質性による影響を表す．断層の極近傍が複雑な不均質性を有さない場合，第二項の被積分項はhyper-singularityを含まないと考えられる．すなわち，式(3.5)は次式のように書き

換えられる．

$$T(x,t) = -\frac{\mu}{2v_s}\Delta\dot{u}(x,t) + \int_0^t d\tau \int_S \frac{\partial}{\partial\xi}\Delta\dot{u}(\xi,\tau)\cdot K^H(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi) + \int_0^t d\tau \int_S \Delta\dot{u}(\xi,\tau)\cdot K^S(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi), \quad (3.7)$$

ここに，K^S は不均質性に対する散乱の効果を含む積分核，K^H は全無限均質媒質に対する積分核で式(3.4)と同じものである．K^H に対しては解析表現を導くことができて，例えばここで考えている2次元SH波動場の場合はCochard and Madariaga(1994)[26]により導かれている．

$$K^H(x,t-\tau;\xi,0) = \frac{\mu}{2\pi}\cdot\frac{\sqrt{(t-\tau)^2-(x-\xi)^2/v_s{}^2}}{(t-\tau)(x-\xi)}H(t-\tau-|x-\xi|/v_s), \quad (3.8)$$

ここに，$H(x)$ はHeavisideのステップ関数である．

境界積分方程式法（BIEM）では，右辺の被積分項に含まれる滑り速度 $\Delta\dot{u}$ を空間と時間の基底関数を用いて離散化する．

$$\Delta\dot{u}(x,t) = \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\phi_l(x)\cdot\psi_k(t). \quad (3.9)$$

ここに，$\phi_l(x)$，$\psi_k(t)$ はそれぞれ空間，時間の基底関数，C_{lk} は対応する基底関数の係数である．また，N_x，N_t は空間基底関数，時間基底関数の重ね合わせ数である．Cochard and Madariaga (1994) は空間と時間の基底関数としてある時空間領域内で1，それ以外の領域では0であるようなbox-car関数を用いている．式(3.9)で表現される滑り速度を式(3.7)に代入すると，

$$\begin{aligned} T(x,t) &= -\frac{\mu}{2v_s}\sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\phi_l(x)\cdot\psi_k(t) \\ &+ \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\int_0^t d\tau\int_S \frac{\partial\phi_l(\xi)}{\partial\xi}\cdot\psi_k(\tau)\cdot K^H(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi) \\ &+ \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\int_0^t d\tau\int_S \phi_l(\xi)\cdot\psi_k(\tau)\cdot K^S(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi). \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる．全無限均質媒質に対する離散積分核 B^H，散乱に対する離散積分核 B^S を次のように定義する．

$$\begin{aligned} B^H{}_{lk}(x,t) &\equiv -\frac{\mu}{2v_s}\cdot\phi_l(x)\cdot\psi_k(t) \\ &+ \int_0^t d\tau\int_S \frac{\partial\phi_l(\xi)}{\partial\xi}\cdot\psi_k(\tau)\cdot K^H(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi), \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$B^S{}_{lk}(x,t) \equiv \int_0^t d\tau\int_S \phi_l(\xi)\cdot\psi_k(\tau)\cdot K^S(x,t-\tau;\xi,0)\cdot dS(\xi). \quad (3.12)$$

B^H, B^S を用いて式 (3.10) を書き下すと次式を得る.

$$T(x,t) = \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot {B^H}_{lk}(x,t) + \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot {B^S}_{lk}(x,t). \tag{3.13}$$

3.2.2 不均質媒質に対する離散積分核

式 (3.13) において, 全無限均質媒質に対する離散積分核 B^H は式 (3.8) と式 (3.11) を用いて解析的に与えることが出来る. 一方, 散乱に対する離散積分核 B^S の解析表現を導くことは一般に難しい. そこで, 有限要素法 (FEM) を用いることで B^S を算出する方法を提案する.

まず, FEM を用いて全無限媒質に対する表面力を計算する. ここで震源として入力させる滑り速度関数は, 次式のように基底関数から成るとする.

$$\Delta\dot{\bar{u}}(x,t) = \phi_m(x)\cdot\psi_n(t), \tag{3.14}$$

この滑り速度関数は, 式 (3.9) で表現される滑り速度に対して $C_{lk} = \delta_{lm}\delta_{kn}$ とした場合に相当する. ここに, δ は Kronecker のデルタである. FEM が一切の数値誤差, 離散化による誤差を含まないとするならば, 計算される表面力 ${T^1}_{mn}(x,t)$ は

$${T^1}_{mn}(x,t) = {B^H}_{mn}(x,t), \tag{3.15}$$

と B^H に一致するが, その他の領域型の数値計算手法を含めて, 値の変化が要素分布に急勾配である場合に離散化による誤差が無視できなくなる. この場合, 断層極近傍の応力を正しく評価することが非常に難しくなるため, FEM により計算された離散積分核 ${\bar{B}^H}_{mn}$ は正確に ${B^H}_{mn}$ と一致する保証はない.

$${\bar{T}^1}_{mn}(x,t) = {\bar{B}^H}_{mn}(x,t). \tag{3.16}$$

ここに, ${\bar{T}^1}_{mn}(x,t)$ は FEM で計算される表面力を表す.

一方, 不均質媒質に対して FEM を用いて表面力を計算する. 入力する滑り時間関数は先の式 (3.14) と同じである. 計算された表面力 ${\bar{T}^2}_{mn}(x,t)$ は

$${\bar{T}^2}_{mn}(x,t) = {\bar{B}^H}_{mn}(x,t) + {\bar{B}^S}_{mn}(x,t), \tag{3.17}$$

となる. 数値計算による誤差が断層近傍の応力の分布を表現できないことにあるとすれば, 断層から離れた不均質性や地表面の効果を反映する ${\bar{B}^S}_{mn}$ の誤差は相対的に小さく, ${\bar{B}^S}_{mn} = {B^S}_{mn}$ と仮定することができる.

そこで，FEMで計算された式(3.16)，(3.17) 2つの表面力の差を計算することで散乱項に対する離散積分核が計算できる．

$$B^S{}_{mn}(x,t) = \bar{T}^2{}_{mn}(x,t) - \bar{T}^1{}_{mn}(x,t). \tag{3.18}$$

式(3.18)を式(3.13)に代入することで，不均質媒質に対する積分方程式法が導かれる．

$$T(x,t) = \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot B^H{}_{lk}(x,t) + \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\left\{\bar{T}^2{}_{lk}(x,t) - \bar{T}^1{}_{lk}(x,t)\right\}. \tag{3.19}$$

図–3.2 に以上に示した計算手法の概略を示す．解析的に導かれる全無限均質媒質に対する離散積分核を用いて断層近傍の応力場を処理し，その他の自由表面の効果や不均質の効果はFEMを用いて計算される．

3.2.3 全無限均質媒質に対する離散積分核

全無限均質媒質に対する離散積分核 $B^H{}_{lk}(x,t)$ は基底関数 $\phi_l(x)$，$\psi_k(t)$ が与えられることによって式(3.11)から解析的に計算できる．ここでは，空間の基底関数 $\phi_l(x)$ に関してはCochard and Madariagaに従いbox-car関数を用いる．

$$\phi_l(x) = H(x-(l-1/2)\Delta x) - H(x-(l+1/2)\Delta x), \tag{3.20}$$

ここに，Δx は積分方程式法(BIEM)の空間要素の幅である．しかし，時間の基底関数 $\psi_k(t)$ に関しては，FEMを用いて散乱項に対する離散積分核を計算する際に同じ $\psi_k(t)$ を用いるために，長い立上り時間を有する関数を用いる必要がある．そこで，重ね合わせる時間ずれを Δt，基底関数の立上り時間を T_d を別々に定義し，次式の関数を用いる．

$$\psi_k(t) = \psi(t-(k-1)\Delta t) \tag{3.21}$$

$$\psi(t) = \begin{cases} 0 & (t<0) \\ \dfrac{8}{{T_d}^2}t^2 & (0\le t<\frac{1}{4}T_d) \\ 1-\dfrac{8}{{T_d}^2}(t-\frac{1}{2})^2 & (\frac{1}{4}T_d\le t<\frac{3}{4}T_d) \\ \dfrac{8}{{T_d}^2}(t-T_d)^2 & (\frac{3}{4}T_d\le t<T_d) \\ 0 & (T_d\le t) \end{cases}, \tag{3.22}$$

全無限均質媒質に対する離散積分核 $B^H{}_{lk}(x,t)$ の解析表現は式(3.20)-(3.22)を用いて次式のように与えられる．

$$B^H{}_{lk}(x,t) = E_{l+1/2,k}(x,t) - E_{l-1/2,k}(x,t), \tag{3.23}$$

ここに,

$$E_{jk}(x,t) = F^1_{jk}(x,t) + F^2_{jk}(x,t) + F^3_{jk}(x,t) + F^4_{jk}(x,t), \tag{3.24}$$

$$F^1_{jk}(x,t) = -\frac{\pi a}{2|a|v_s} \cdot \psi(t-|a|-(k-1)\Delta t), \tag{3.25}$$

$$F^2_{jk}(x,t) = -\frac{\pi a}{2v_s} \cdot \dot{\psi}(t-|a|-(k-1)\Delta t), \tag{3.26}$$

$$F^3_{jk}(x,t) = -\frac{\pi a|a|}{4v_s} \cdot \ddot{\psi}(t-|a|-(k-1)\Delta t), \tag{3.27}$$

$$F^4_{jk}(x,t) = I_{jk}(x,t,0) - 2I_{jk}(x,t,T_d/4) + 2I_{jk}(x,t,3T_d/4) - I_{jk}(x,t,T_d), \tag{3.28}$$

$$I_{jk}(x,t,t_s) = \frac{16}{av_s{T_d}^2} \cdot \left[\frac{1}{6}(b^2-a^2)^{3/2} + \frac{ab^2}{2}\sin^{-1}\left(\frac{a}{b}\right) + \frac{a^2 b}{2}\log\left(\frac{b}{|a|} + \sqrt{\frac{b^2}{a^2}-1}\right)\right], \tag{3.29}$$

$$a = (x - j\Delta x)/v_s, \qquad b = t - t_s - (k-1)\Delta t. \tag{3.30}$$

3.3 運動学モデルによる手法の検証

単純な全無限均質媒質と半無限均質媒質における点震源の問題を用いて，提案するようにグリーン関数が全無限媒質による項と散乱による項とに分離でき，有限要素法の解と解析解とを精度よく合成できるかを検証する．

図–3.3 (a) に示すように，媒質の密度 ρ は 2700 kg/m^3，S 波速度 v_s は 3464 m/s とし，x 軸方向に設定した自由表面と平行な面を挟んで面外方向の食い違いを与える．震源から x 軸に沿って 100 m，500 m，1000 m の各地点で応力の時刻歴を比較する．また，半無限均質媒質の問題では震源は自由表面の 2000 m 下方に設定する．なお，FEM により応力の時刻歴を計算する際は，要素幅 100 m の正方形要素，0.01 秒の時間刻みを用いる．

また，同じ地点の応力の時刻歴を積分方程式(BIE) として導き，数値的に積分することで解析解の近似としている．ここでは点震源を $\Delta\dot{u}(x,t) = \delta(x) \cdot ricker(t)$ とする．ここに，$ricker(t)$ は ricker 波で，

$$ricker(t) = \left[\left(\frac{\pi(t-t_s)}{t_p}\right)^2 - \frac{1}{2}\right] \cdot \exp\left[-\left(\frac{\pi(t-t_s)}{t_p}\right)^2\right] \tag{3.31}$$

である．パラメタ t_p，t_s はそれぞれ2.0，3.0秒とする．

まず，全無限均質媒質に対してFEM と BIE により計算された各点における応力の時刻歴を**図– 3.3** に示す．震源の近傍の応力の時刻歴を示した**図– 3.3** (b) では，FEM と BIE で大きな差が見られる．しかし，その差は震源から離れるに従って縮小し，

図– 3.3 (d) のように 1000 m の地点ではほぼ差が見られない．これは，要素幅 100 m の FEM を用いて 100 m の地点の応力を正しく表現することが難しいことを示している．

同様に，半無限均質媒質に対して FEM と BIE により計算された各点における応力の時刻歴を**図– 3.4** に示す．ただし，BIE では全無限均質媒質を考え，点震源に加えて自由表面の上方にも鏡像として点震源を配置してそれぞれの寄与を加えることで半無限媒質を表現する．**図– 3.4** (b)，(c)，(d) に示される時刻歴の特徴は全無限媒質のものと同様で，震源から離れるに従い差が縮小する．もし，震源極近傍に見られる FEM の誤差が要素配置により決定する応力分布の不追随性に起因するならば，FEM により計算される自由表面の反射に含まれる誤差は少ないと考えられる．

そこで，FEM により計算された半無限媒質の時刻歴と全無限媒質の時刻歴との差をとり，散乱項の時刻歴を計算して**図– 3.5** に示す．同時に示されている BIE により計算された半無限媒質の時刻歴と比較して，散乱項が震源近傍で相対的に小さいことが確認できる．この FEM で計算された散乱項を，全無限均質媒質に対して計算された BIE による解と加えることで半無限媒質の時刻歴を構築する．厳密に積分核の表現が同じではないものの，この手順は提案する手法と同じである．**図– 3.6** に，BIE のみで計算される半無限媒質の応力の時刻歴と，全無限媒質の BIE と FEM を用いて構成される応力の時刻歴との比較を示す．構築された時刻歴は震源極近傍から離れた地点までよく表現できており，**図– 3.4** と比較して明らかに改善されている．**図– 3.5** に示したように，震源極近傍では全無限媒質に対する BIE が応力の時刻歴に対して支配的であるが，震源から離れるに従い FEM で計算される時刻歴が支配的となる．

3.4 動力学破壊の数値解析

3.4.1 動力学震源モデル

断層の動力学に基づく破壊を計算するためには，滑り変位が与えられた時に周囲の弾性体から得られる表面力の応答を計算することと，断層間に働く摩擦構成則を設定することが必要である．前者は，上述した積分方程式法を用いて計算できる．

$$T(x,t) = T_I(x,t) + \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot B^H{}_{lk}(x,t) + \sum_{l=1}^{N_x}\sum_{k=1}^{N_t} C_{lk}\cdot\left\{\bar{T}^2{}_{lk}(x,t) - \bar{T}^1{}_{lk}(x,t)\right\}, \tag{3.32}$$

ここに，$T_I(x,t)$ は初期表面力である．

一方の断層の摩擦構成則は様々なタイプのものが提案されているが，ここではIda(1972)[32]による線形の滑り弱化型の摩擦構成則を用いる．

$$\Delta u = 0 \qquad \text{for} \quad T < T_p, \tag{3.33}$$

$$T = \begin{cases} -\dfrac{T_p - T_r}{D_C} \cdot \Delta u + T_p & \Delta u < D_C \\ T_r & D_C \le \Delta u \end{cases} \qquad \text{for} \quad T \ge T_p, \tag{3.34}$$

ここに，T_p は降伏表面力，T_r は残留表面力，D_C は滑り弱化距離を表す（**図– 3.7**）．滑り変位 Δu は式 (3.32) にあるように係数 C の関数として表現される．

$$\Delta u(x,t) = \sum_{l=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_t} C_{lk} \cdot \phi_l(x) \cdot \Psi_k(t), \tag{3.35}$$

ここに，$\Psi_k(t)$ は $\psi_k(t)$ を時間積分した関数である．

破壊の進展は式 (3.32)-(3.35) を各時刻毎に連立させて解くことで計算すできる．しかし $T_d > 2\Delta t$ の場合には，時刻 $t = k\Delta t$ において設定される C_{lk} が将来の滑り速度を規定するために不安定な挙動を示す．そのため，過去の C_{lk} $(k < t/\Delta t)$ を式 (3.32)-(3.35) を解いた後に再構成する．

C_{lk} の再構成は次式のように行う．

$$\boldsymbol{c} = (\boldsymbol{R}^T \boldsymbol{R} + \varepsilon^2 \boldsymbol{I})^{-1} \boldsymbol{R}^T \boldsymbol{d}, \tag{3.36}$$

ここに，

$$\boldsymbol{c} = \{C_{l1}, \cdots, C_{lk}\}^T, \quad \boldsymbol{d} = \{\Delta u(x,\Delta t), \cdots, \Delta u(x,k\Delta t)\}^T, \tag{3.37}$$

$$\boldsymbol{R} = \phi_l(x) \cdot \begin{bmatrix} \Psi_1(\Delta t) & \cdots & \Psi_k(\Delta t) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_1(k\Delta t) & \cdots & \Psi_k(k\Delta t) \end{bmatrix}. \tag{3.38}$$

$\boldsymbol{I}$ は単位行列，ε は正則化パラメタであり，$\varepsilon = \Psi_k(k\Delta t)$ とすることで $\Psi_k(k\Delta t) \sim 0$ を許しているために安定化する．式 (3.36) は計算されるベクトル $\boldsymbol{d}$ と予め計算されている行列 $\boldsymbol{R}$ との積であるため，連立方程式を解く程の計算時間は要さない．

3.4.2 検証

提案する手法を動力学震源モデルに適用し，自発的な破壊の進展を計算して手法の検証を行う．領域は半無限均質媒質とし，v_s=3464 m/sec，ρ=2700 kg/m^3 とする．

図– 3.9 に示すように，断層面は水平な自由表面に対して垂直とし，断層上端は深さ200 m，長さは1600 m である．破壊開始点は断層の中央とし，破壊が上下方向に進展する様子を計算する．摩擦構成則のパラメタはT_p=2.0 MPa/m，T_r=0.0 MPa/m，T_I=1.99 MPa/m，D_C=0.01 m とするが，破壊開始点のみT_I=2.4 MPa/m とする．

提案手法における散乱の離散積分核はFEM を用いて計算する．全無限媒質，半無限媒質ともに同じ要素配置で，25 m の正方形要素を用いて0.0025 秒の時間刻みで表面力を計算する．ただし，自由表面以外では共に同じ位置に吸収境界を設定しており，全無限媒質では半無限媒質で自由表面として設定する位置から2000 m 離れた位置に吸収境界を設定している．入力する滑り速度は式(3.22) とし，立上り時間はT_d = 3 秒とする．入力のフーリエ振幅スペクトルを**図– 3.8** に示すが，30-40 Hz 以下の周波数帯域で構成されていることが確認される．

半無限均質媒質は単純な問題であるため，全無限均質媒質に対する境界積分方程式法（BIEM）のみを用いても計算できる．計算方法は点震源の時と同様に，自由表面上方に鏡像を配置して，両者からの寄与の和をとればよい．以下では，全無限均質媒質に対してBIEM のみで計算された破壊，半無限媒質に対してBIEM のみで計算された破壊，半無限媒質に対して提案手法により計算された破壊の比較を行う．

図–3.9 (b) は全無限均質媒質に対する滑り速度の時空間分布を示す．明るい色の領域は滑り速度の値が大きいことを示している．**図–3.9** (c) は鏡像を用いた半無限均質媒質に対するBIEM による解を，**図–3.9** (d) は提案手法による解を示す．提案手法はBIEM のみを用いた解と近い分布を示しており，再現性が良い．**図– 3.10** は深さ200 m，300 m，400 m，600 m，1000 m，1400 m における滑り速度，滑り変位の時刻歴，及び滑り加速度のフーリエ振幅の比較を示している．滑り速度の比較から，半無限媒質の場合に自由表面からの反射の影響でピークの背後に２つめのピークが見られ，これは提案手法と鏡像を用いたBIEM の両者でよく一致している．全無限媒質では見られない２つ目のピークの影響で，最終滑り変位が増加することが確認される．また，フーリエ振幅の比較では提案手法のみで30-40 Hz において振動が見られる．これは散乱項を計算するFEM の要素幅より短い波長に対応する成分であること，鏡像を用いたBIEM で見られないことから散乱項を計算する際にFEM の解に含まれた数値誤差であると考えられる．

3.4.3 傾斜した断層に対する破壊過程

先の検証では，自由表面に対して傾斜角90°の場合について数値解析を示した．提案手法は有限要素法（FEM）を用いて自由表面の効果を表現しているため，傾斜角

が90°でない場合に関しても自然に拡張できる．そこで，傾斜角を変化させた場合に生じる破壊過程の違いと，その破壊過程から生成される波動場に関して議論する．

ここでは，**図–3.11** (a) に示すように4種類の傾斜角に対して自発的な破壊過程を計算する．傾斜角は90°，60°，30°，0°とし，断層上端の深さは固定されている．その他の条件は先の数値解析例と同じとする．

図–3.11 (b)-(e) に各傾斜角に対する滑り速度の時空間分布を示す．傾斜角が小さい低角の断層に対して自由表面の影響が強く表れているが，2次元SH波動場の放射条件を考慮すると生成された放射条件を満たす波動が反射して断層に達するためには45°以下の傾斜角である必要があるからと考えられる．反射波が断層に達するためにはモデルに固有の時間を要するため，その時間に関係した帯が破壊過程にも見られる．例えば，傾斜角0°の場合に要する反射波の走時は0.1秒であるが，滑り速度の時空間分布にはこの時間幅で帯が見られる．

図–3.12 は深さ200 m，300 m，400 m，600 m，1000 m，1400 mにおける滑り速度，滑り変位，及び滑り加速度のフーリエ振幅を示す．滑り速度は傾斜角が低角になるにつれて複数のピークを有する複雑な形状となり，30°，0°では破壊開始点（1000 m）において全無限均質媒質において最大滑り速度を与えていた0.1秒のピークよりも大きなピークを0.5秒付近に有するようになる．滑り変位は傾斜角が低角になるに従い増加し，傾斜角0°の最終滑り変位は自由表面のない場合と比べて2倍となる．また，フーリエ振幅から傾斜角によって生成される震源のスペクトル特性が変化することが確認され，全無限の場合に見られないピークにおいてもピークを有するようになることが注目される．

また，計算された滑り速度の時刻歴をFEMの入力とすることで，生成される波動場を計算することが出来る．**図–3.13** (a) は傾斜角30° に対して計算された速度のスナップショットを0.25秒，0.45秒，0.65秒，0.85秒について示す．生成される波動場を比較するため，全無限均質媒質に対して計算された滑り速度の時空間分布を入力とした場合のスナップショットを (b) に，両者の差を (c) に示す．

生成された波動場が自由表面に達し，その反射波が断層に達する前（0.25秒）では両者に違いは見られないが，断層に達すると違いが生じる．自由表面の効果を含んだ破壊過程から生成される速度波動場が考慮しない場合のものより大きい場合は (c) の図において正，逆の場合は負となるが，(c) の図では断層を挟んで上盤側が正を示し，下盤側が負を示している．また，(a) において上盤側に左から右へ自由表面と断層面との間で反射を繰り返しながら伝播する波動が見られることが (b) では見られない特徴である．

3.5 2層を跨ぐ断層の破壊シミュレーション

3.5.1 検証

不均質媒質に対する境界積分方程式法を，半無限均質媒質に対して検証と数値解析とを実施した．ここでは，さらに複雑な媒質に対する断層破壊の数値解析として2層を跨ぐ断層の破壊伝播解析を行う．ただし，定式化における仮定から明らかなように，提案手法の精度はFEMにより計算される散乱項に依存するため，断層の近傍に不均質が存在するような2層を跨ぐ断層を対象とする場合には予め検証を行う必要がある．

図–3.14 (a) に数値解析モデルを示す．散乱項を計算するFEMでは25 mの要素幅を用いる．震源断層は長さ100 mでその中央が層境界から100 mに位置し，層境界に対して垂直である．入力する滑り速度は全断層に渡って式(3.22)で与え，$T_d = 3$ 秒とする．2層モデルは上層の速度の遅い層と下層の速度の速い層から成り，自由表面のない全無限媒質であるとする．上層の物性は密度1600 kg/m^3，S波速度500 m/s，下層は密度2700 kg/m^3，S波速度3464 m/sとする．また，提案手法により得られた応力の時刻歴が適切であるか確認するために，25 mよりも小さな要素である5 m，2.5 mのFEMを用いてFEMのみで応力の時刻歴の計算を実施した．

図–3.14 (b)-(d) に提案手法である境界積分方程式法により計算された応力の時刻歴と，2.5 m，5 m，25 mの要素を用いてFEMのみで計算された応力の時刻歴との比較を示す．提案手法では散乱項の計算に25 mの要素しか用いていないが，5 m，2.5 mの小さな要素を用いたFEMのものと比べて精度がよい．また，そのフーリエ振幅を**図–3.14** (e)-(g) に示すが，時刻歴と同様にFEMの要素幅を減少させることで提案手法の解に漸近することがわかる．

3.5.2 2層を跨ぐ断層の破壊過程

図–3.15 に示すような2層を跨ぐ断層の破壊シミュレーションを実施する．対象媒質は自由表面のない全無限媒質で2層の物性の異なる媒質から成り，コントラストの弱いケース（Case 1）とコントラストの強いケース（Case 2）の2ケースに関して計算する．Case 1の上層の物性は密度2200 kg/m^3，S波速度2000 m/s，下層は密度2700 kg/m^3，S波速度3464 m/sとする．また，Case 2の上層の物性は密度1600 kg/m^3，S波速度500 m/s，下層は密度2700 kg/m^3，S波速度3464 m/sとする．断層は層境界に対して垂直であるとし，長さは1600 m，破壊開始点は下層側の断層端とする．また，FEMの要素幅はCase 1の場合に25 m，Case 2の場合に5 mとする．

断層の摩擦構成則は下層でT_p=2.0 MPa/m, T_r=0.0 MPa/m, T_I=1.99 MPa/m, D_C=0.01 mとし，破壊開始点のみT_I=2.4 MPa/mとする．また，ここでは層境界で滑り速度が連続となるように，上層のT_p, T_Iを**図–3.16**に示すようにインピーダンス比で減少させる．ただし，滑り弱化距離は層の物性とは独立に断層面の粗さで決定される物理量と考えられることから，下層と上層で同じ値とする．

図–3.17に滑り速度の時刻歴を断層に沿って並べ，破壊伝播の様子を示す．下層の物性が同じであるために，両ケースにおいて同様に破壊は進展していく．しかし，破壊が層境界(z=0)に達すると，層境界から反射のように下層に向かって滑り速度のピークが伝播する様子が見られる．この伝播速度は最初に層境界へ向かって伝播した際の破壊速度にほぼ等しい．また，この滑り速度の時刻歴の形状に着目すると，断層端で発生するstopping phaseはと逆位相で，ピークが伝播することが特徴である．また，上層の速度が下層より遅いため，断層で発生した滑り変位により生成される応力変化の伝播する速度が遅くなるために破壊の伝播が層境界を跨ぐと変化する．上層の滑り速度の時刻歴に着目すると，下層に比べて立上り時間が長くなる傾向が見られる．

図–3.18に滑り速度と滑り変位の時刻歴を示す．先の図からも明らかであったように，下層では滑り速度が2つのピークを有し，それぞれが上層に向かう始めの破壊と層境界から生成される反射のピークに対応する．上層の滑り速度のピークは断層位置に係わらずほぼ等しいが，滑り変位では伝播に従って明らかに増加している．これは，下層から供給される破壊エネルギが上層において破壊伝播が遅くなるために滞留しているのではないかと推測される．

3.5.3 2層を跨ぐ傾斜角を持った断層の破壊

先の例では，断層が層境界に対して垂直な場合についての数値解析例を示した．ここでは，**図–3.19** (a)に示すように，層境界に対して45°の傾斜角で層境界と交わる断層の破壊過程を計算する．上層の物性は密度1600 kg/m^3，S波速度500 m/s，下層は密度2700 kg/m^3，S波速度3464 m/sと先のCase 2の層境界と等しい．また，摩擦構成則も先の例と同じ構成則を用いる．FEMの計算は**図– 3.19** (b)，及び(c)のような2通りの要素分割に対して行い，計算結果が両者で一致することを確認する．

図–3.19 (d)，及び(e)に断層に沿って並べた滑り速度の時刻歴を，FEMの要素配置(b)及び(c)の結果に対して示す．両者ともほぼ同じ結果を与えており，計算結果は妥当であると考えられる．層境界から反射する滑り速度のフェーズは垂直な断層と比べて速度が異なる，これは断層が層境界で傾斜している場合に，一度波動として

伝播していた波が層境界で反射して断層に達するために，層境界からの距離に依存して走時が変化するためである．また，上層の滑り速度は垂直の場合に比べて伝播速度が速い．これは，断層に沿って伝播する応力変化よりも，屈折波がもたらす応力変化の方が伝播が速いためである．**図–3.20** に媒質を伝播する速度波動場のスナップショットを 5 m 要素の場合について示すが，層境界に破壊の伝播が達した 0.6 秒以後では屈折波が上層に伝播して，破壊の先端がその屈折波の波速で伝播していることが確認できる．

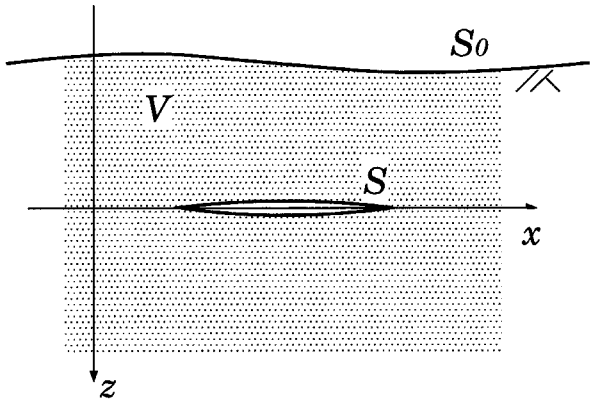
図–3.21 に滑り速度と滑り変位の時刻歴を 5 m 要素の場合のみ示す．下層の滑り速度は垂直な場合と同様に 2 つのピークを有するが，そのピークの大きさは垂直のものと比較して小さい．また上層においても 2 つのピークを有しており，これは屈折波によるものと，断層に沿って伝播するフェーズに対応していると考えられる．

3.6 まとめ

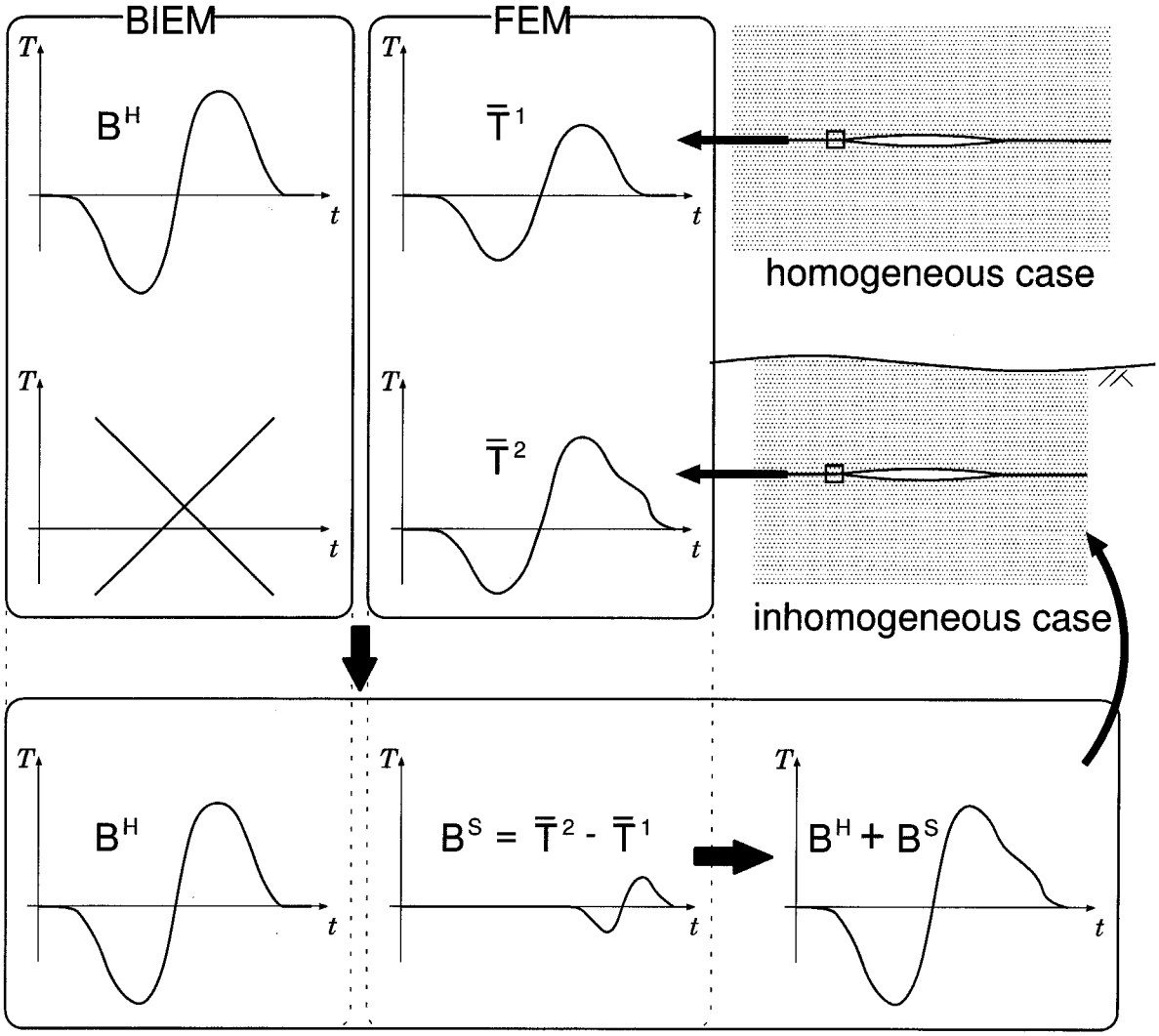
本章では，不均質媒質内に存在する断層に対して動力学破壊過程を計算する手法を新たに開発した．不均質媒質に対する積分核は，全無限均質媒質に対する項と散乱に対する項とのに分離し，全無限均質媒質に対する項に解析解を用いる．また，不均質媒質に対して計算された FEM の解と全無限均質媒質に対して計算された FEM の解との差を取ることで，断層極近傍の応力分布を再現できないことに基因する誤差を取り除いて散乱項を計算する．この理論は，半無限均質媒質における点震源問題を用いて検証され，結果が良好であることを確認した．

半無限均質地盤に断層を設定し動力学破壊の数値解析を実施した．自由表面に対して断層面の傾斜角の異なる場合に対して，破壊過程がどのうように変化するかを確認したところ，低角の断層では同じ支配パラメタを与えているにも関わらず，大きな滑り変位を与えた．また，低角の断層周辺に生成された波動場に着目すると，自由表面と断層の間で重複反射のような現象が発生して波動が増幅されることが認められた．

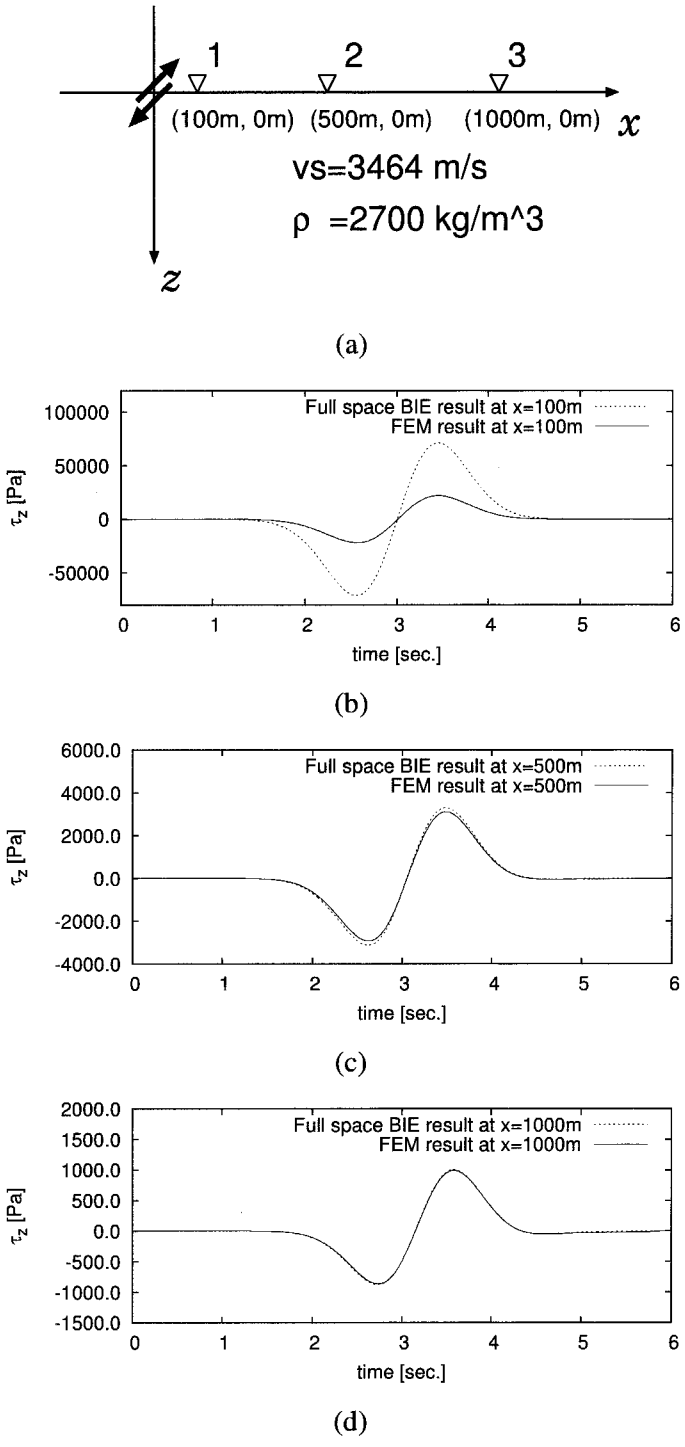
また，2 層を跨ぐ断層の動力学破壊の数値解析を実施した．下方の S 波速度の遅い媒質の側から破壊を進展させたところ，層境界で波動の反射のような滑り速度のフェーズのピークが層境界で発生して下方に向かって伝播する様子が確認された．また，上方の S 波速度の遅い媒質に向かって破壊は伝播し，その伝播速度は上方の S 波速度に依存して下方のものより遅くなる．傾斜角が層境界に対して 45°の場合は，屈折波の影響により上方の S 波速度より速い速度で破壊が伝播することが可能であることが示された．



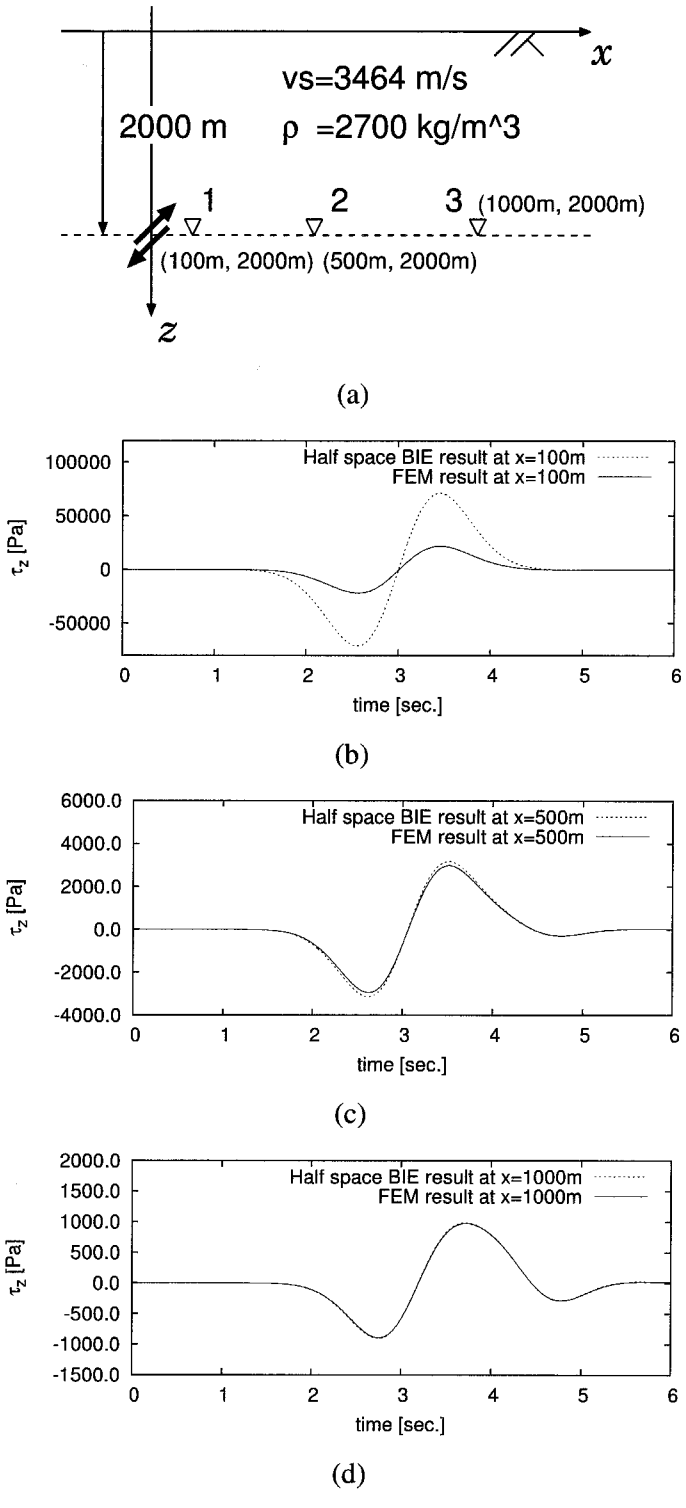
図–3.1 2-D elastic medium V, a planar fault S and a free surface S_0 are considered for the derivation of boundary integral equation on S. x axis of Cartesian coordinates is located along S. The shape of free surface S_0 is arbitrary



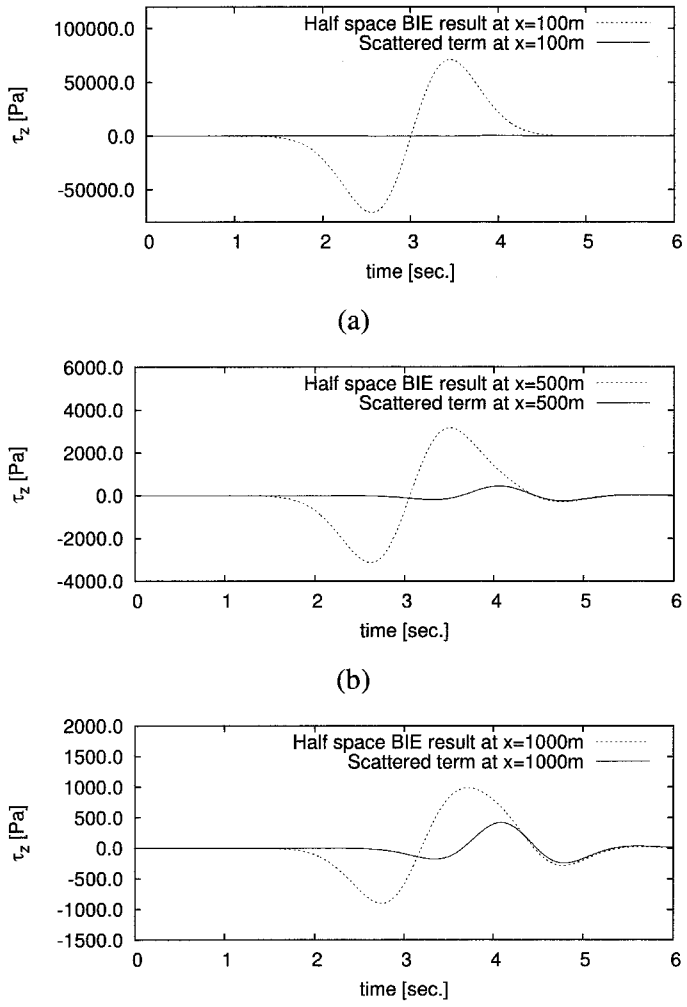
図–3.2 Illustrating of our proposed method to calculate a traction in inhomogeneous medium. Boundary integral equation method (BIEM) can represent traction time histories for unit slip displacement in homogeneous medium, named homogeneous integral kernels (B^H), but it has no solutions in inhomogeneous medium. Finite element method (FEM) can calculate integral kernels in both homogeneous and inhomogeneous media ($\bar{T}^1$, $\bar{T}^2$), but it does not represent them accurately. The inhomogeneous integral kernels are calculated by $B^H + \bar{T}^2 - \bar{T}^1$ in our proposed method.



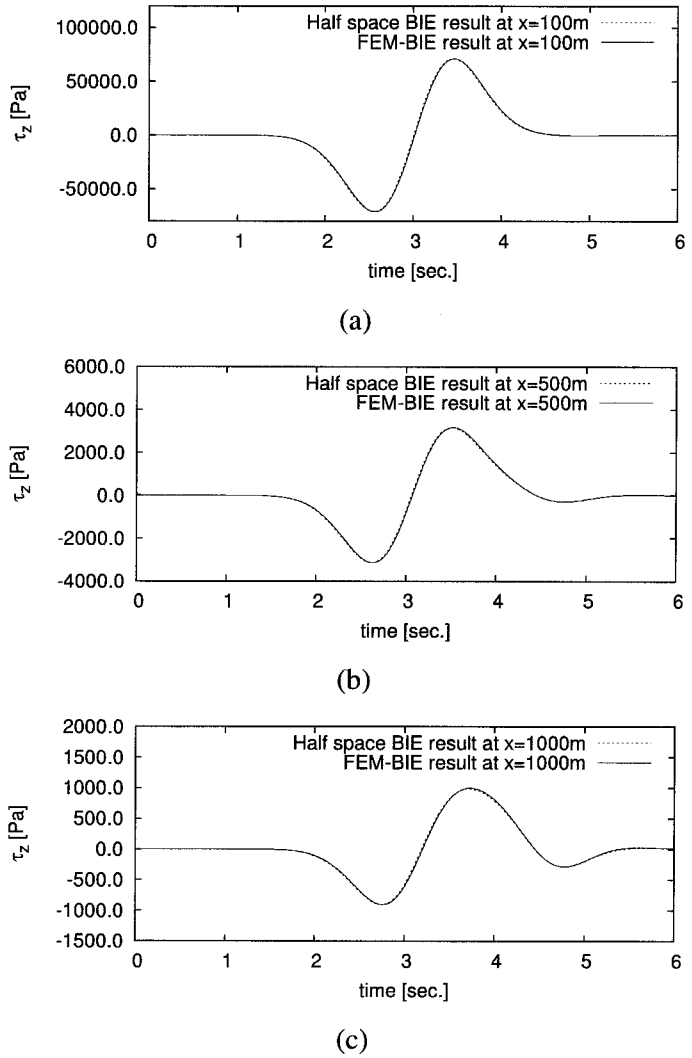
図–3.3 The difference of stress time histories by FEM and BIE results for a point source in full space medium, (a) observation sites and source locations of this numerical simulation, (b) a stress time history at site 1 (100 m, 0 m), (c) a stress time history at site 2 (500 m, 0 m), (d) a stress time history at site 3 (1000 m, 0 m).



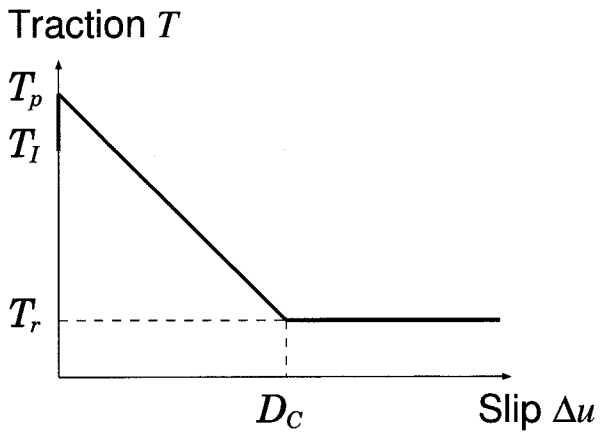
図–3.4 The difference of stress time histories by FEM and BIE results for a point source in half space medium, (a) observation sites and source locations of this numerical simulation, (b) a stress time history at site 1 (100 m, 2000 m), (c) a stress time history at site 2 (500 m, 2000 m), (d) a stress time history at site 3 (1000 m, 2000 m).



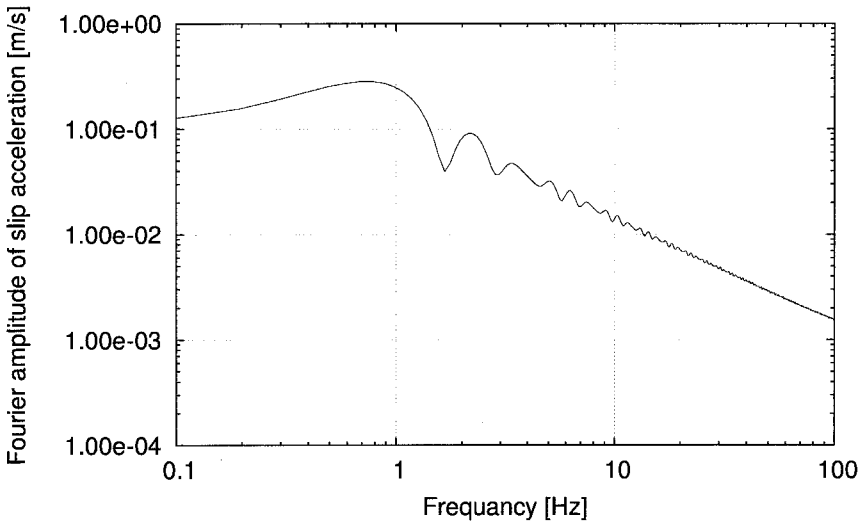
図–3.5 The free surface effects including in Fig.3.4 stress time histories by taking a difference between full and half space FEM results, named scattered term. Half space solutions are also shown in the figures to check the contribution of thier effects, (a) at site 1 (100 m, 2000 m), (b) at site 2 (500 m, 2000 m), (c) at site 3 (1000 m, 2000 m).



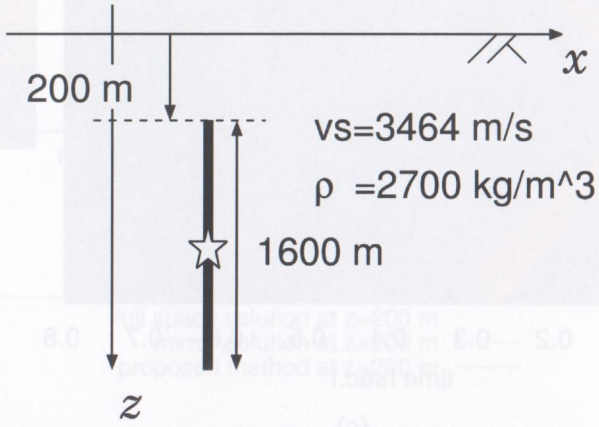
図–3.6 Our proposed FEM-BIE results are verified by the half space BIE results, (a) at site 1 (100 m, 2000 m), (b) at site 2 (500 m, 2000 m), (c) at site 3 (1000 m, 2000 m)



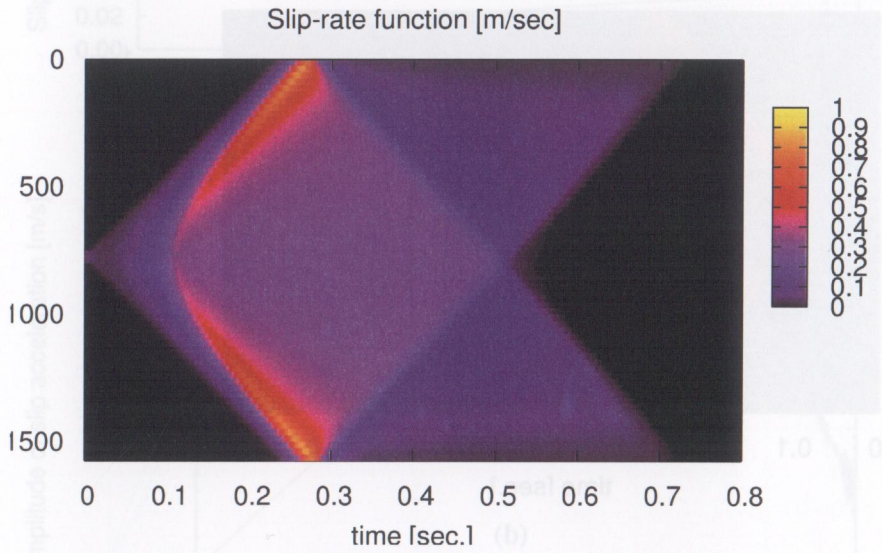
図–3.7 Slip-weakening friction law (Ida 1972). T_p, T_I, T_r, and D_C are a yield traction, an initial traction, a residual traction, and a slip-weakening distance.



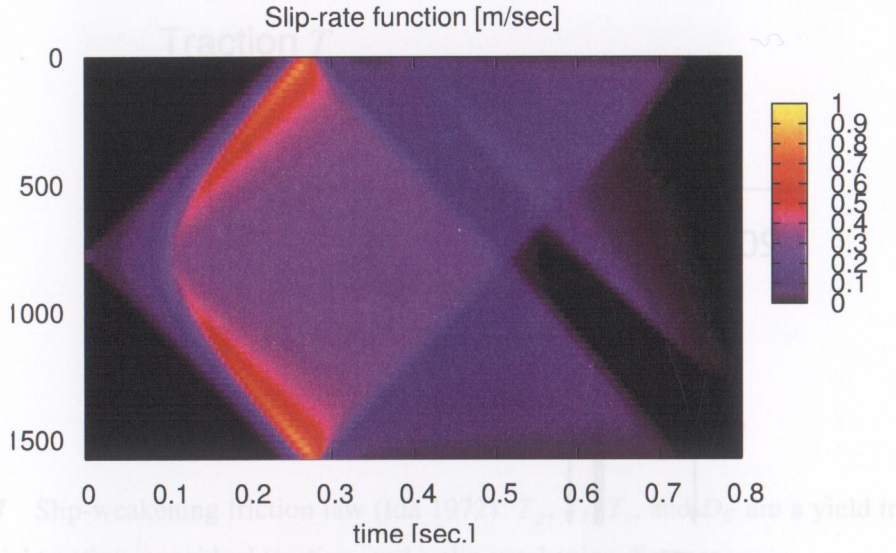
図–3.8 Fourier amplitude of fundamental function Eq.(3.22) with $T_d = 3$ seconds for correcting the scuttered terms by using FEM.


x
200 m
vs=3464 m/s
ρ =2700 kg/m^3
1600 m
z

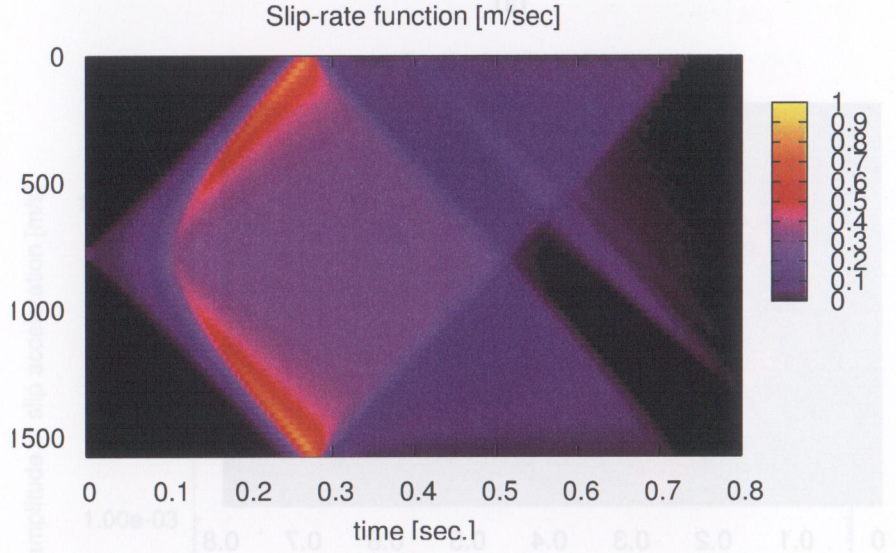
(a)


Slip-rate function [m/sec]
0
500
1000
1500
0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8
time [sec.]
1
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0

(b)

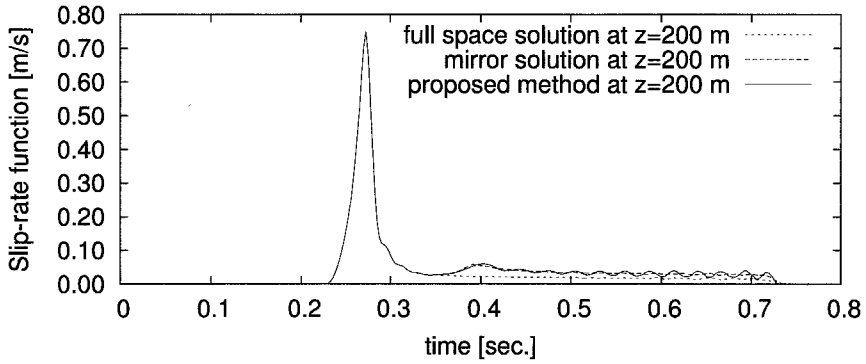


(c)

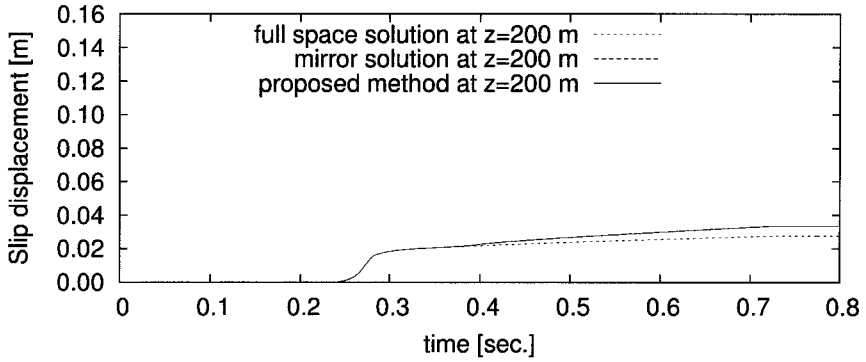


(d)

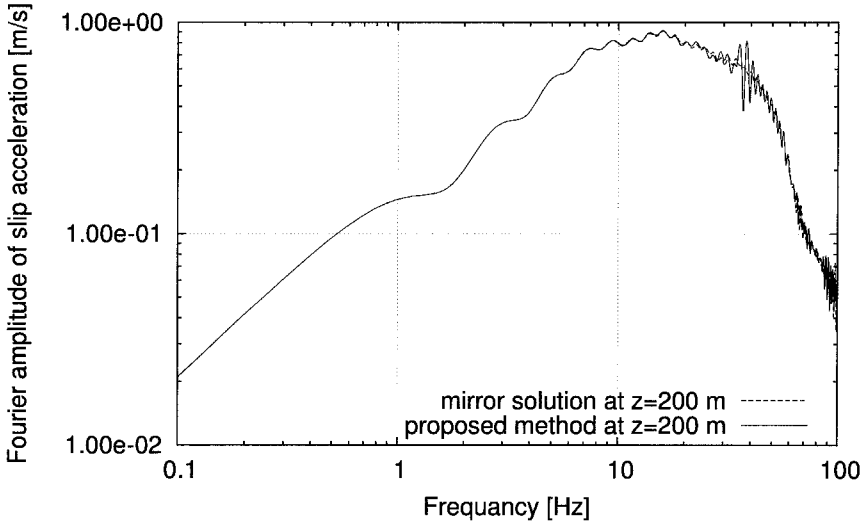
図–3.9 Verification of dynamic rupture propagation in the half space, (a) fault location of the numerical simulation, (b) rupture propagation of the full space medium case represented by slip-rate space and time distribution, (c) rupture propagation of the half space case medium by placing double faults on the both sides of x axis in the full space medium case as a mirror, (d) ruoture propagation of the half space medium by proposed method.


Slip-rate function [m/s]
0.80
0.70
0.60
0.50
0.40
0.30
0.20
0.10
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=200 m
mirror solution at z=200 m
proposed method at z=200 m

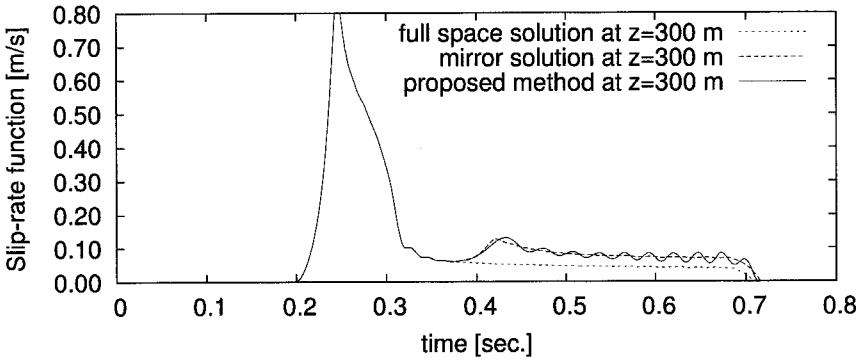
(a-1)


Slip displacement [m]
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=200 m
mirror solution at z=200 m
proposed method at z=200 m

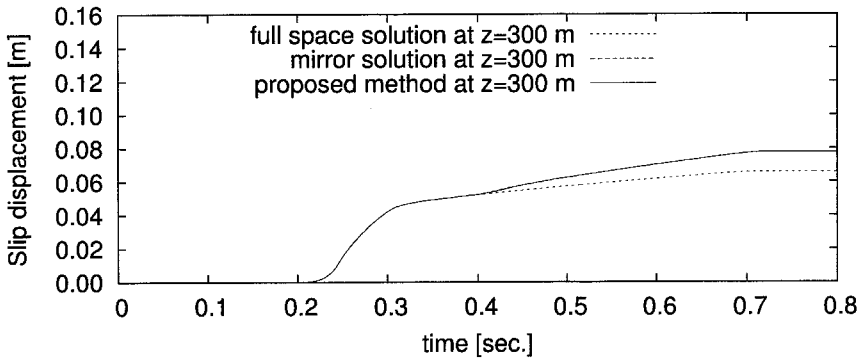
(a-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s]
1.00e+00
1.00e-01
1.00e-02
0.1
1
10
100
Frequancy [Hz]
mirror solution at z=200 m
proposed method at z=200 m

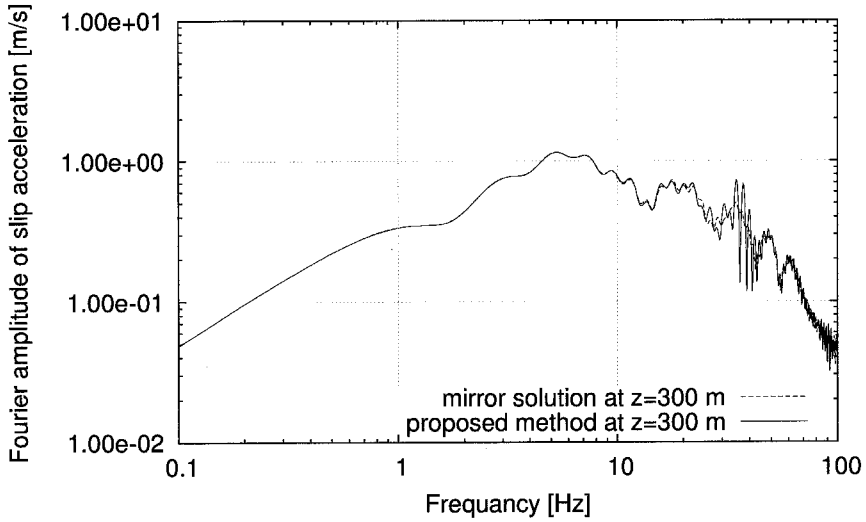
(a-3)


Slip-rate function [m/s]
0.80
0.70
0.60
0.50
0.40
0.30
0.20
0.10
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=300 m
mirror solution at z=300 m
proposed method at z=300 m

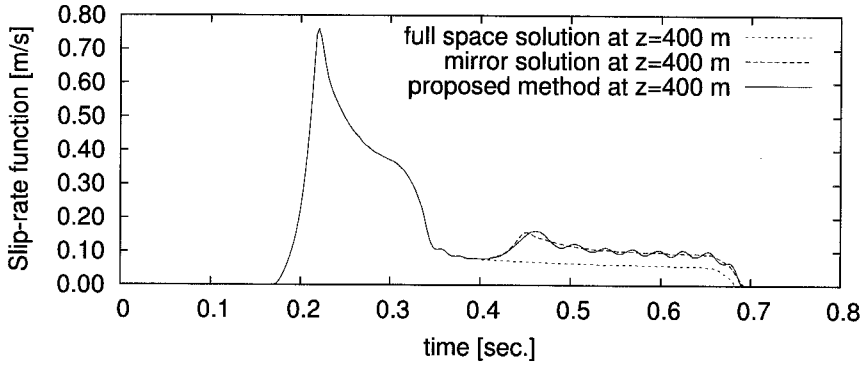
(b-1)


Slip displacement [m]
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=300 m
mirror solution at z=300 m
proposed method at z=300 m

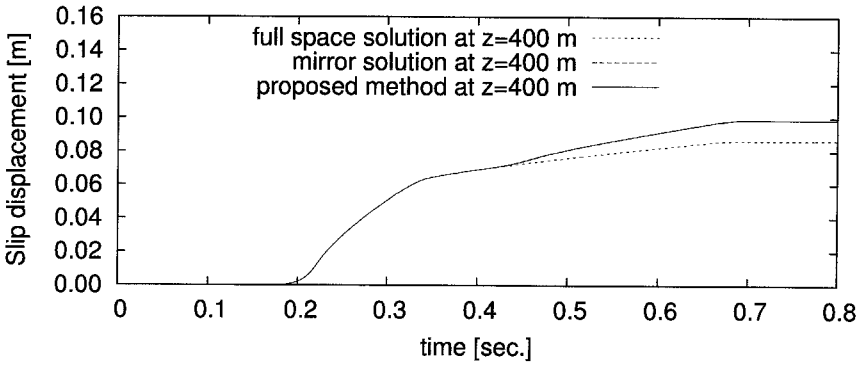
(b-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s]
1.00e+01
1.00e+00
1.00e-01
1.00e-02
0.1
1
10
100
Frequancy [Hz]
mirror solution at z=300 m
proposed method at z=300 m

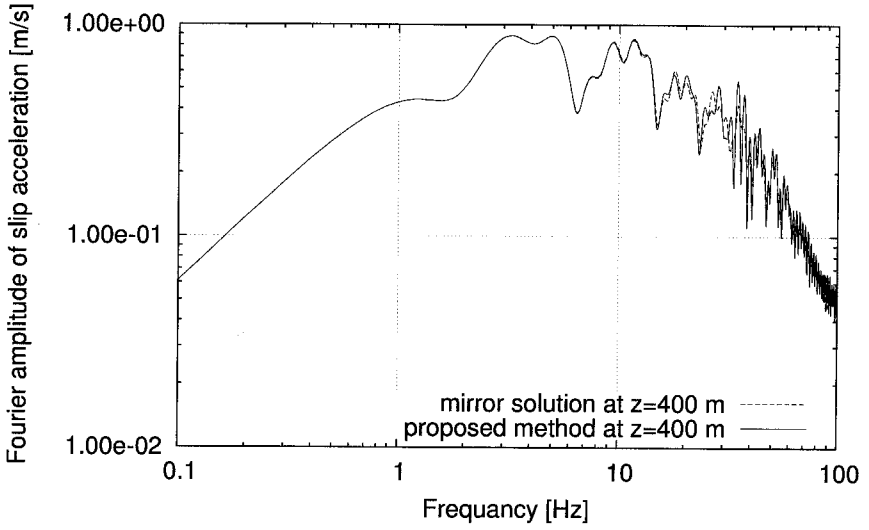
(b-3)


Slip-rate function [m/s]
0.80
0.70
0.60
0.50
0.40
0.30
0.20
0.10
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=400 m
mirror solution at z=400 m
proposed method at z=400 m

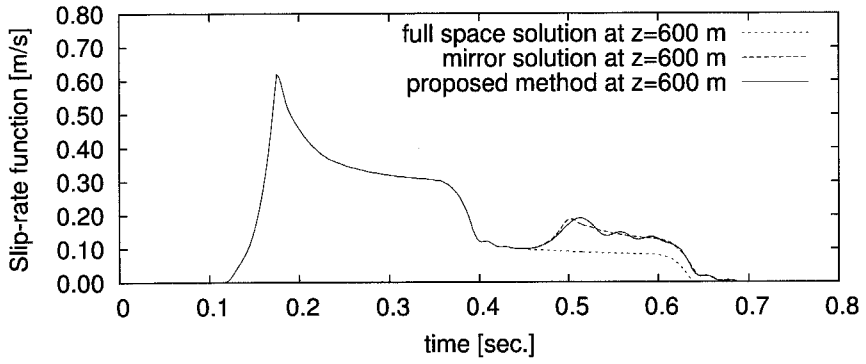
(c-1)


Slip displacement [m]
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=400 m
mirror solution at z=400 m
proposed method at z=400 m

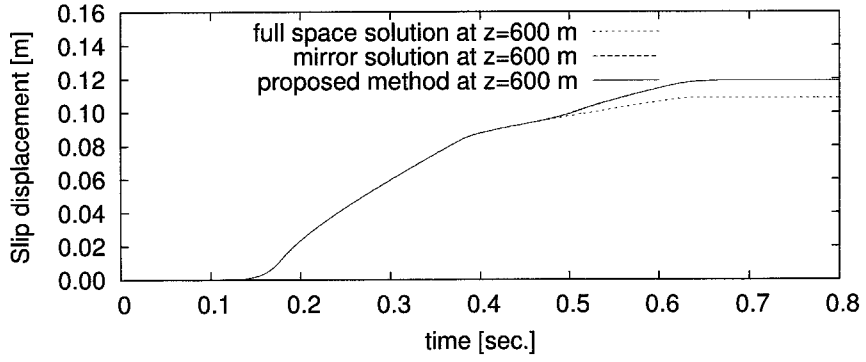
(c-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s]
1.00e+00
1.00e-01
1.00e-02
0.1
1
10
100
Frequancy [Hz]
mirror solution at z=400 m
proposed method at z=400 m

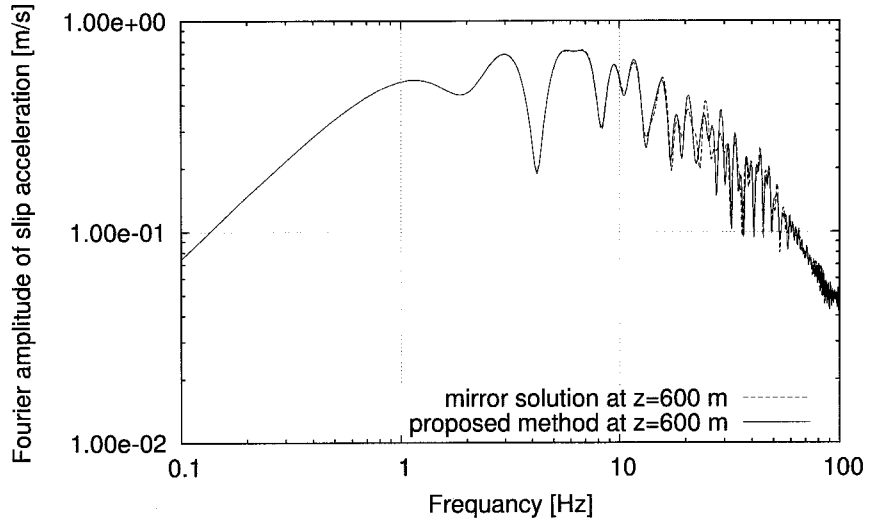
(c-3)


Slip-rate function [m/s]
0.80
0.70
0.60
0.50
0.40
0.30
0.20
0.10
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=600 m
mirror solution at z=600 m
proposed method at z=600 m

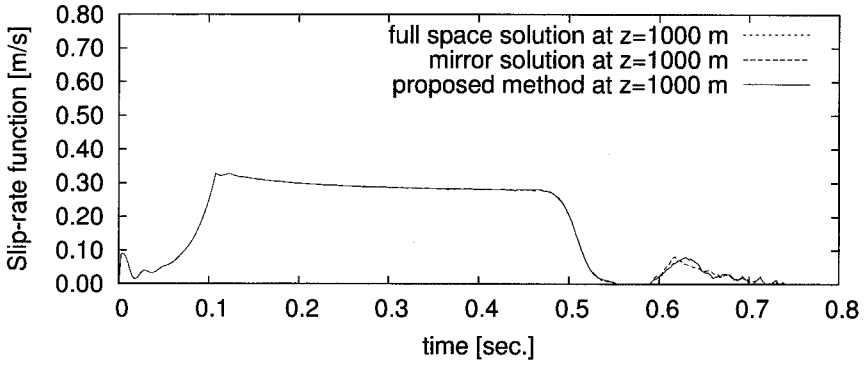
(d-1)


Slip displacement [m]
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=600 m
mirror solution at z=600 m
proposed method at z=600 m

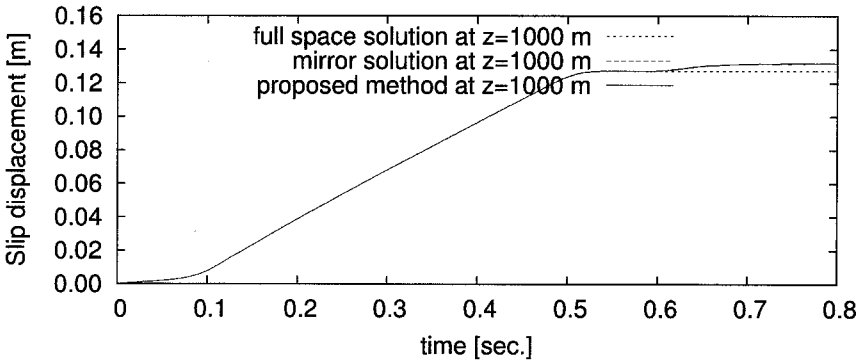
(d-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s]
1.00e+00
1.00e-01
1.00e-02
0.1
1
10
100
Frequancy [Hz]
mirror solution at z=600 m
proposed method at z=600 m

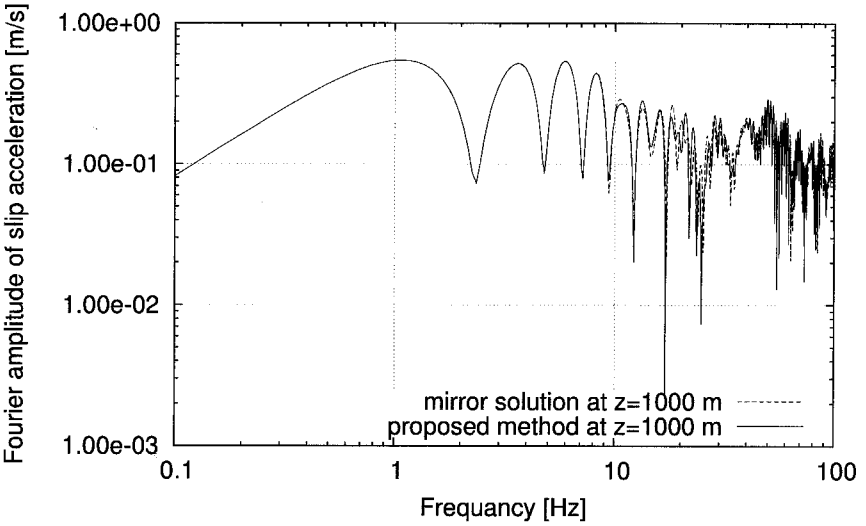
(d-3)


Slip-rate function [m/s]
0.80
0.70
0.60
0.50
0.40
0.30
0.20
0.10
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=1000 m
mirror solution at z=1000 m
proposed method at z=1000 m

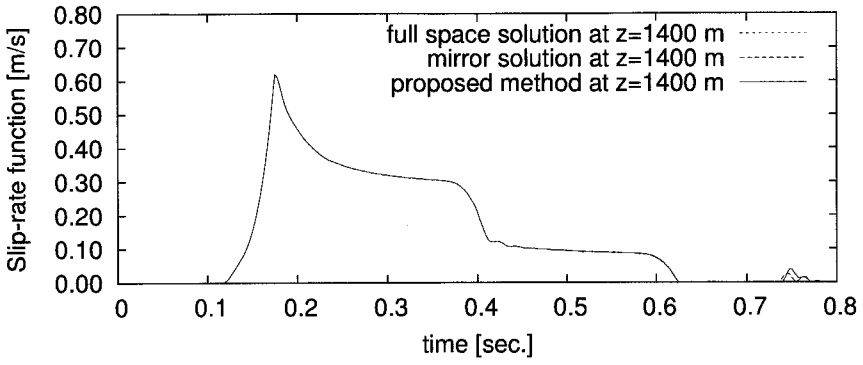
(e-1)


Slip displacement [m]
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
time [sec.]
full space solution at z=1000 m
mirror solution at z=1000 m
proposed method at z=1000 m

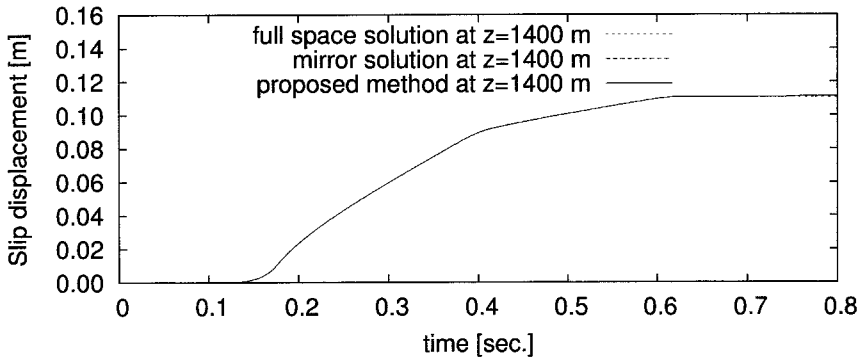
(e-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s]
1.00e+00
1.00e-01
1.00e-02
1.00e-03
0.1
1
10
100
Frequancy [Hz]
mirror solution at z=1000 m
proposed method at z=1000 m

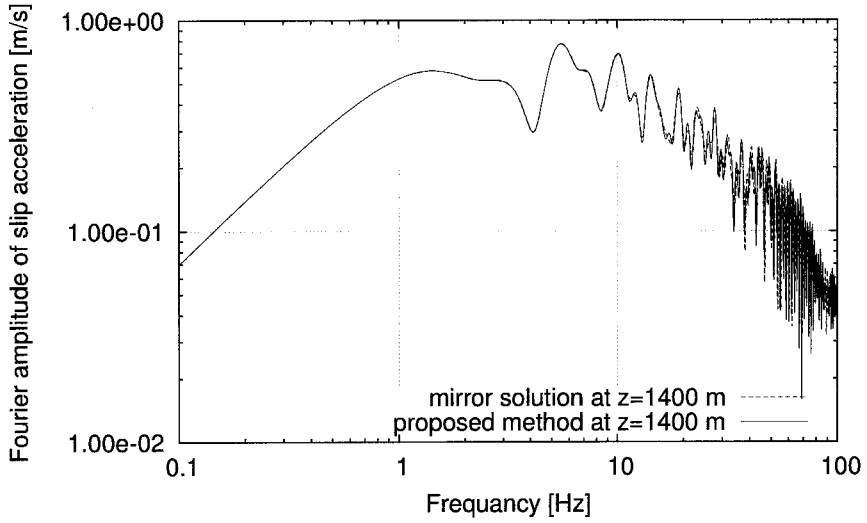
(e-3)



(f-1)

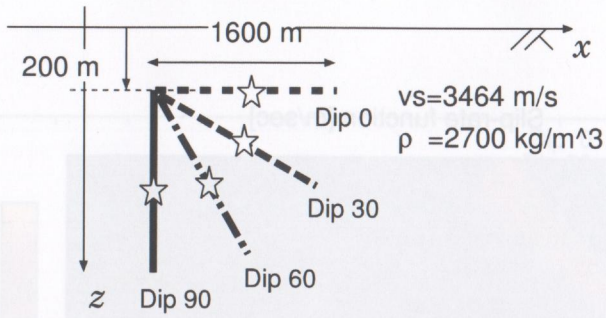


(f-2)

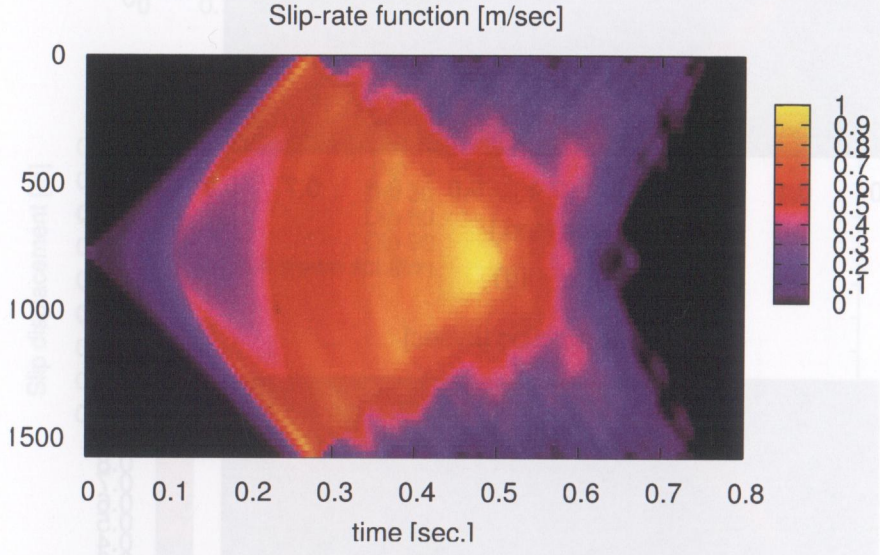


(f-3)

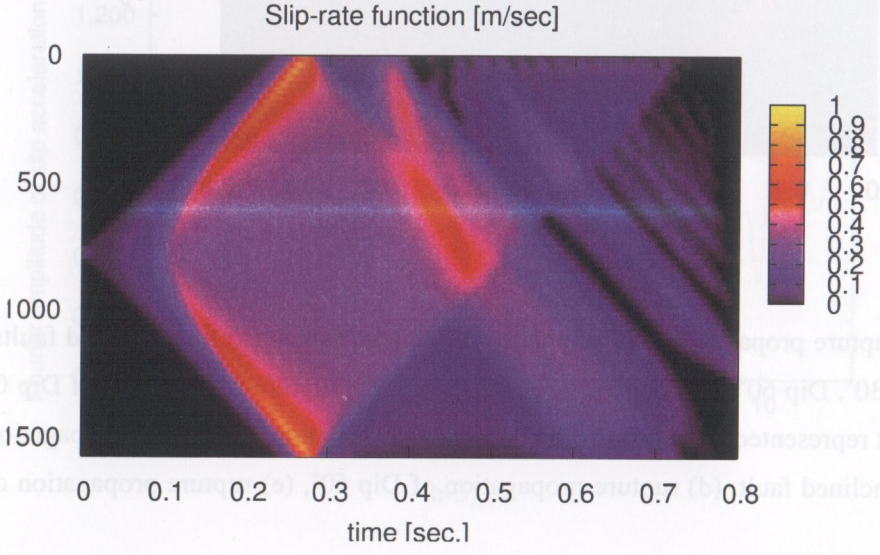
図–3.10 Verification of dynamic rupture propagation in the half space, slip-rate time histories, slip time histories, and fourier amplitude of slip acceleration, (a) at z=200 m, (b) at z=300 m, (c) at z=400 m, (d) at z=600 m, (e) at z=1000 m, (f) at z=1400 m.


1600 m
200 m
x
z
vs=3464 m/s
ρ =2700 kg/m^3
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90

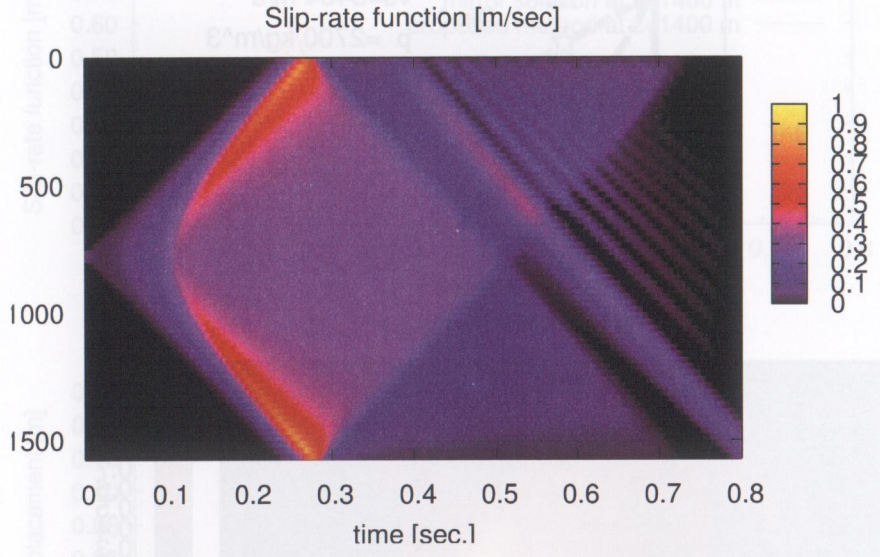
(a)


Slip-rate function [m/sec]
0
500
1000
1500
0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8
time [sec.]
1
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0

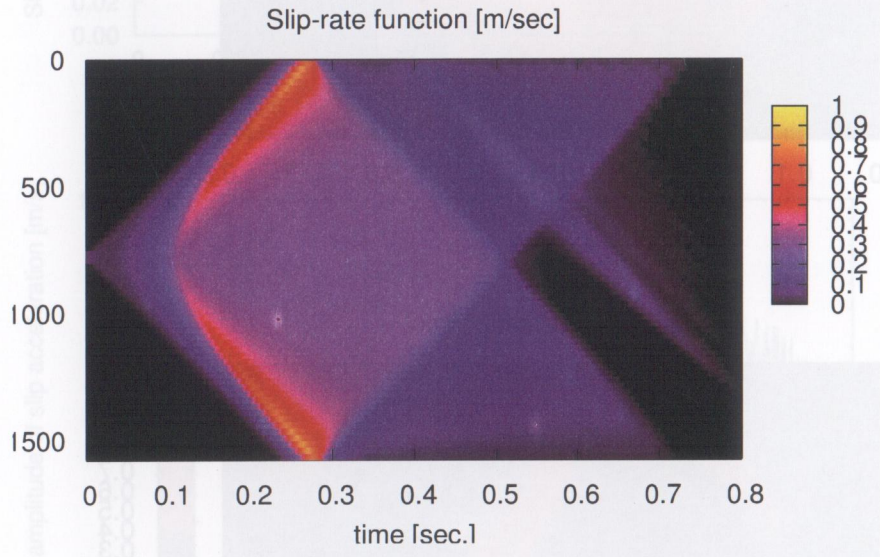
(b)


Slip-rate function [m/sec]
0
500
1000
1500
0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8
time [sec.]
1
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0

(c)

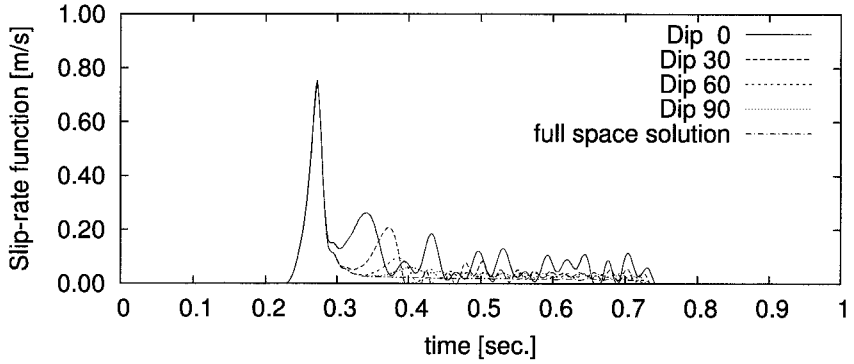


(d)

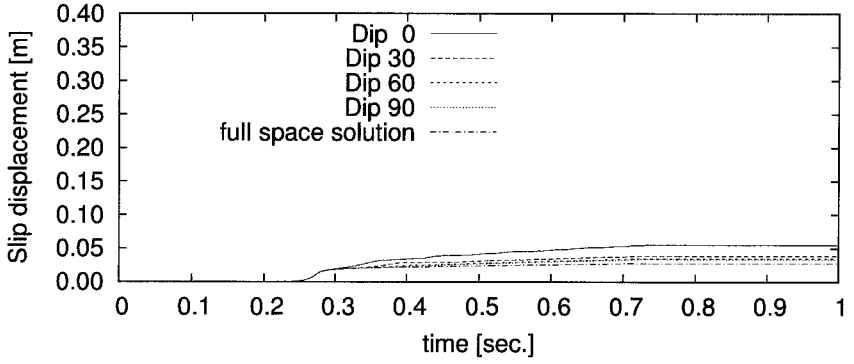


(e)

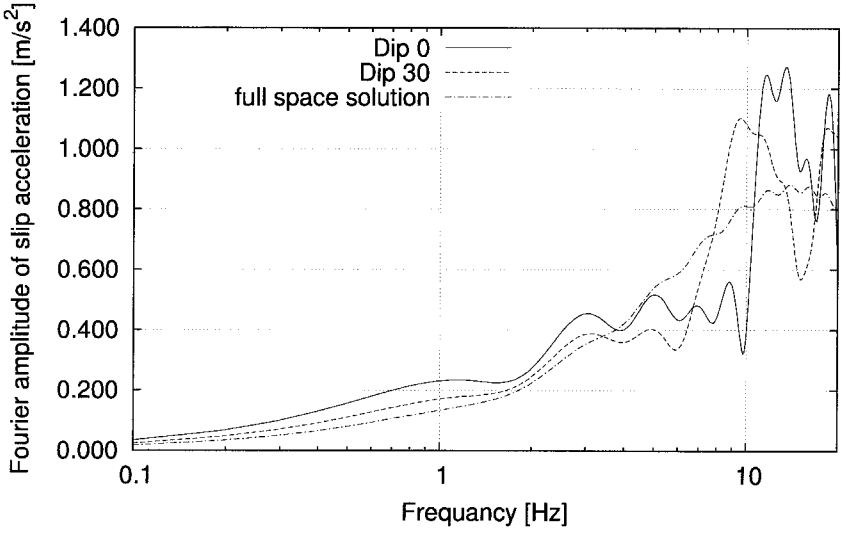
図–3.11 Rupture propagation characteristics of inclined faults, (a) four inclined faults, Dip 0°, Dip 30°, Dip 60°, and Dip 90° are considered, (b) rupture propagation of Dip 0° inclined fault represented by slip-rate time and space distribution, (c) rupture propagation of Dip 30° inclined fault, (d) rupture propagation of Dip 60°, (e) rupture propagation of Dip 90°.


Slip-rate function [m/s]
1.00
0.80
0.60
0.40
0.20
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

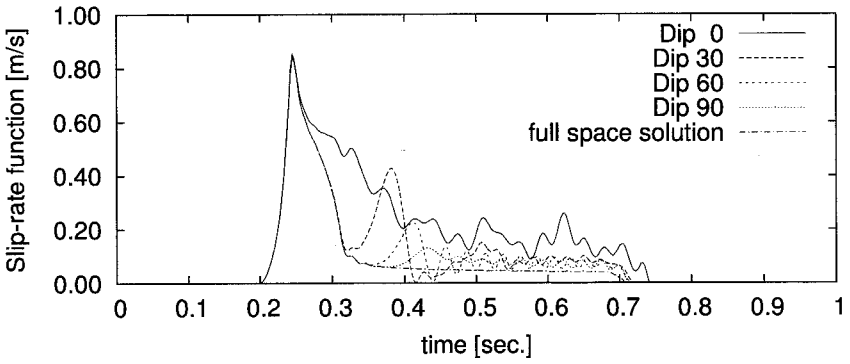
(a-1)


Slip displacement [m]
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

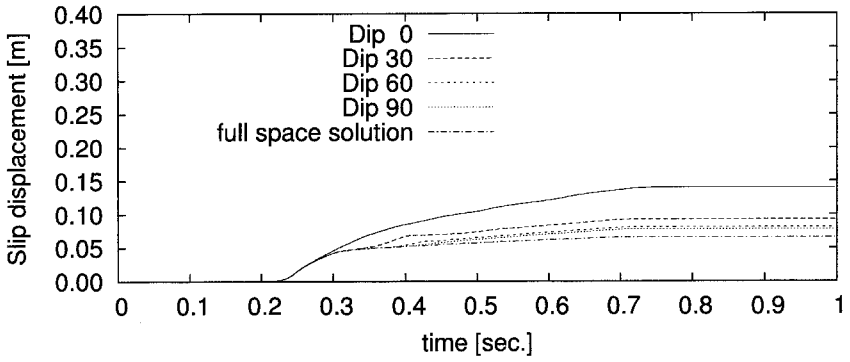
(a-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s^2]
1.400
1.200
1.000
0.800
0.600
0.400
0.200
0.000
0.1
1
10
Frequancy [Hz]
Dip 0
Dip 30
full space solution

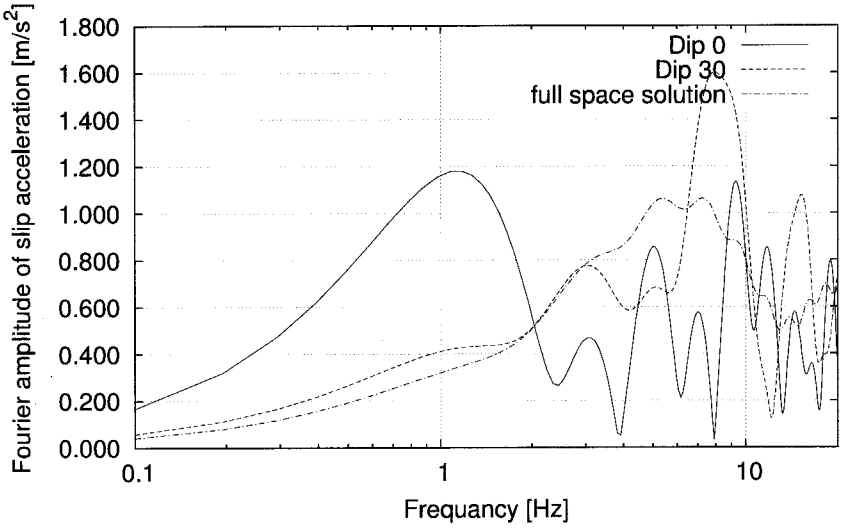
(a-3)


Slip-rate function [m/s]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

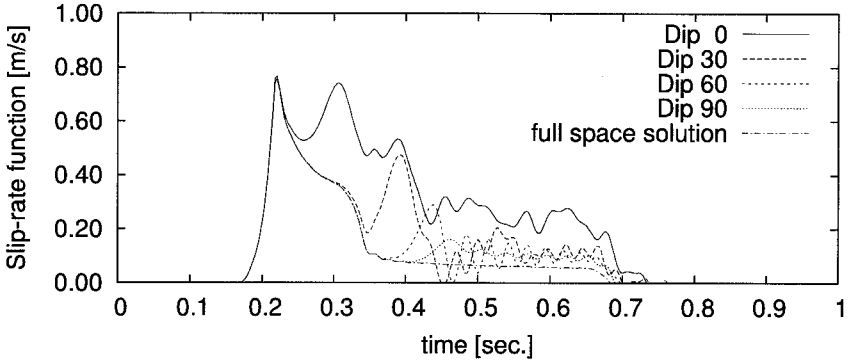
(b-1)


Slip displacement [m]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

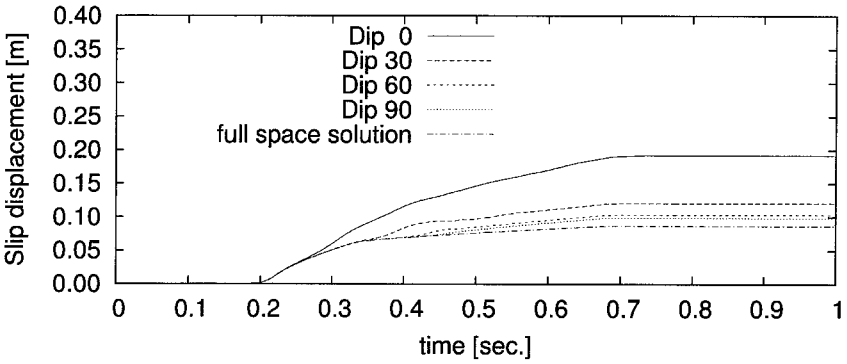
(b-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s^2]
Frequancy [Hz]
Dip 0
Dip 30
full space solution

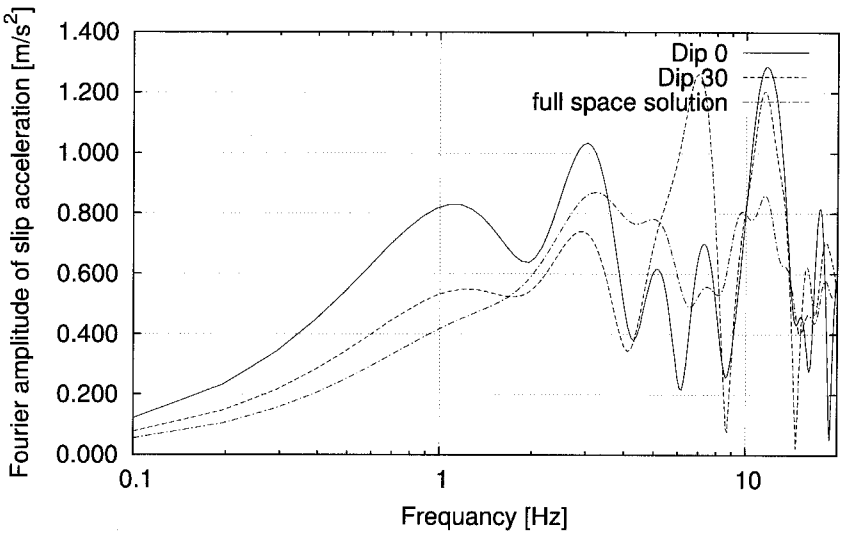
(b-3)


Slip-rate function [m/s]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

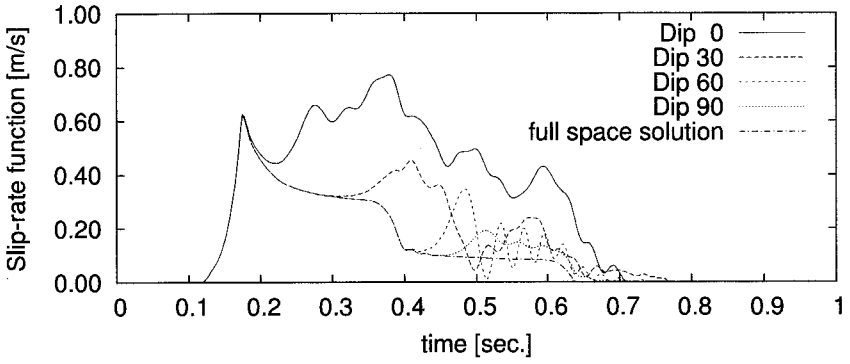
(c-1)


Slip displacement [m]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

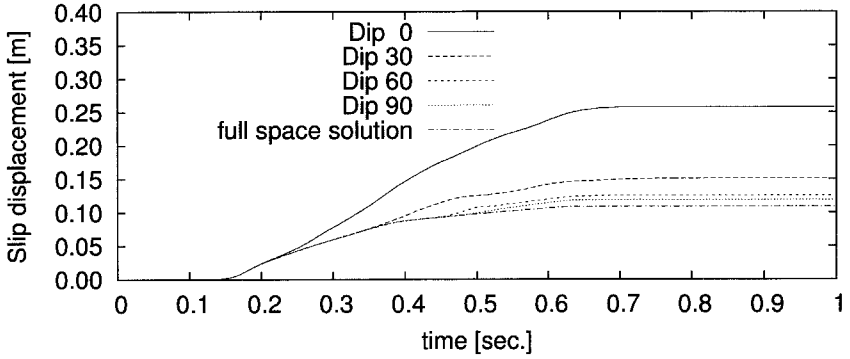
(c-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s^2]
Frequancy [Hz]
Dip 0
Dip 30
full space solution

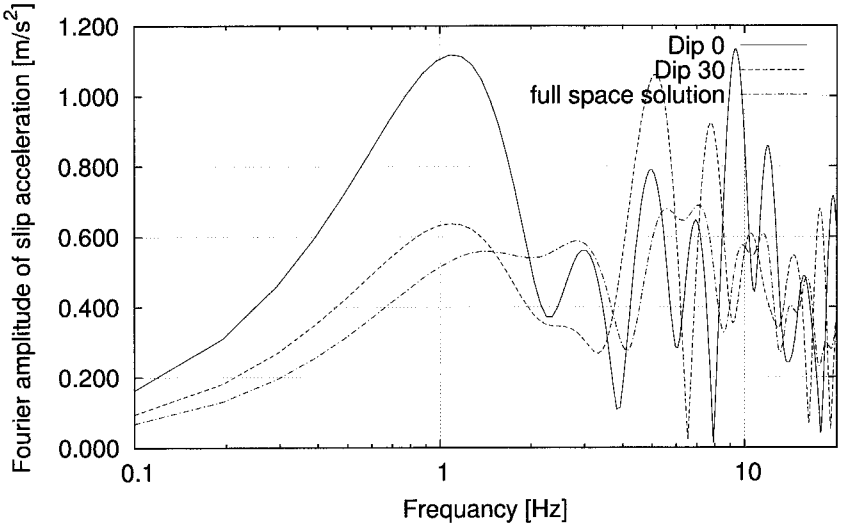
(c-3)


Slip-rate function [m/s]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

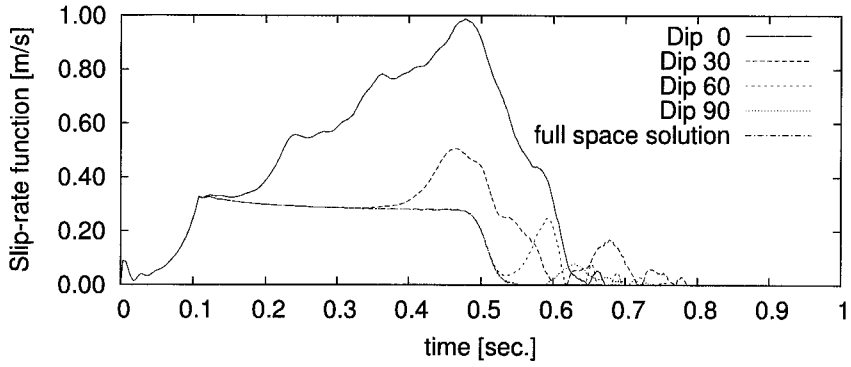
(d-1)


Slip displacement [m]
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

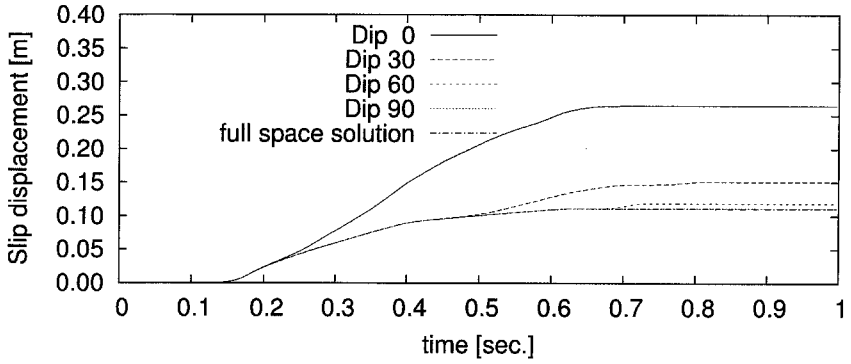
(d-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s^2]
Frequancy [Hz]
Dip 0
Dip 30
full space solution

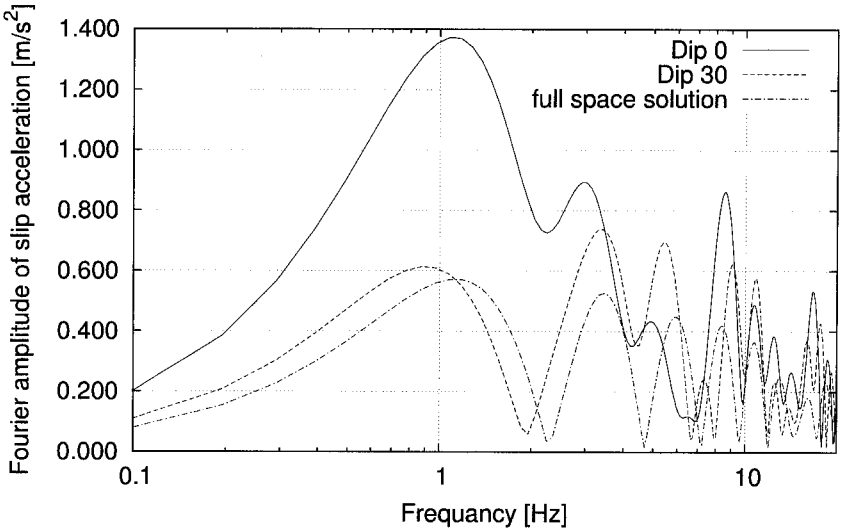
(d-3)


Slip-rate function [m/s]
1.00
0.80
0.60
0.40
0.20
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

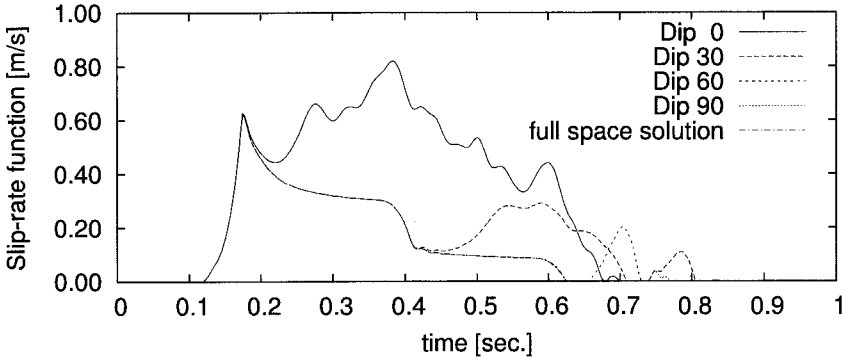
(e-1)


Slip displacement [m]
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
time [sec.]
Dip 0
Dip 30
Dip 60
Dip 90
full space solution

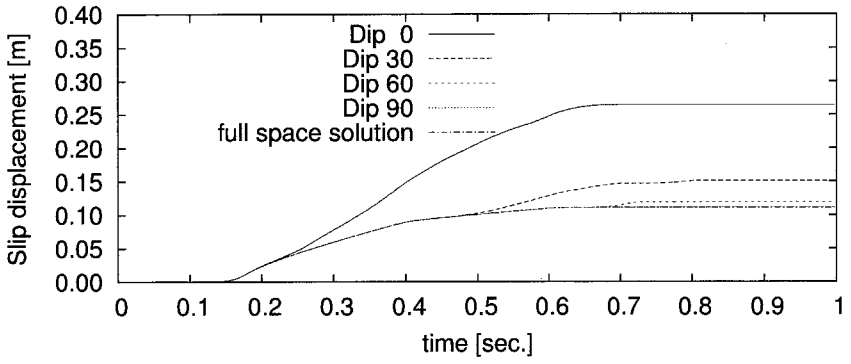
(e-2)


Fourier amplitude of slip acceleration [m/s^2]
1.400
1.200
1.000
0.800
0.600
0.400
0.200
0.000
0.1
1
10
Frequancy [Hz]
Dip 0
Dip 30
full space solution

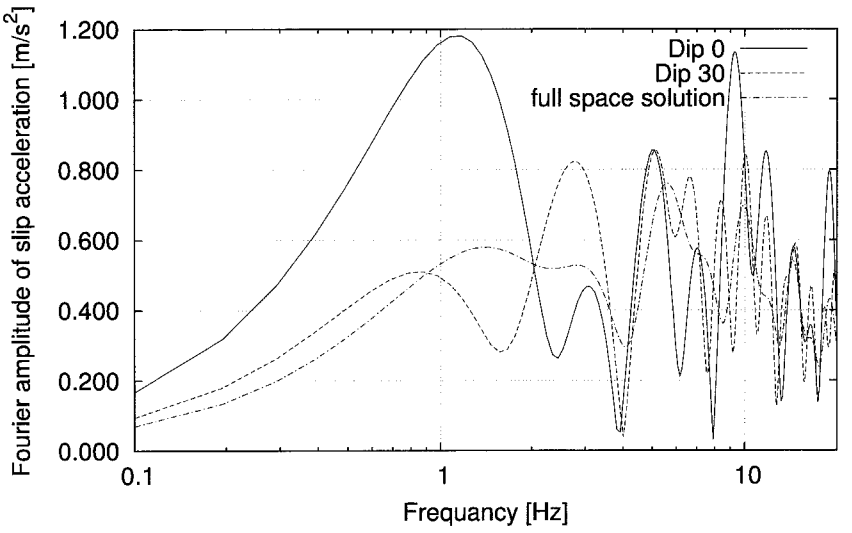
(e-3)



(f-1)

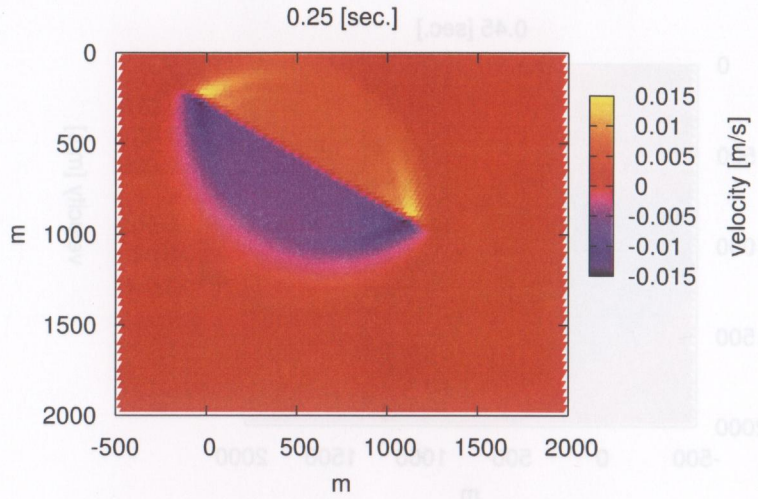


(f-2)

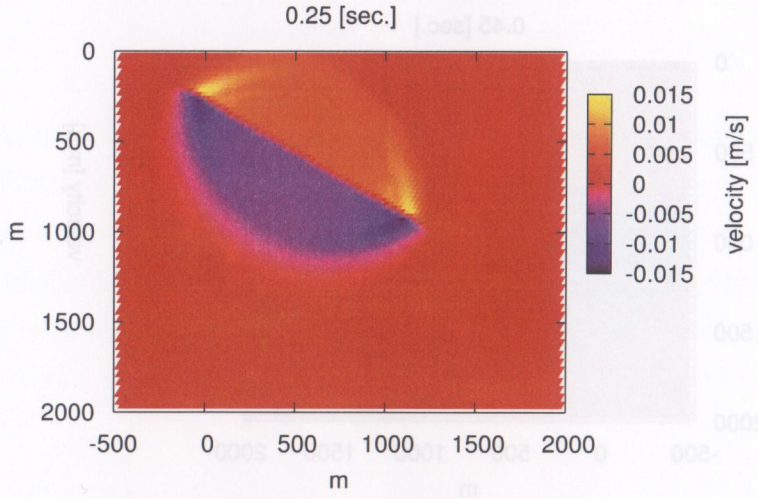


(f-3)

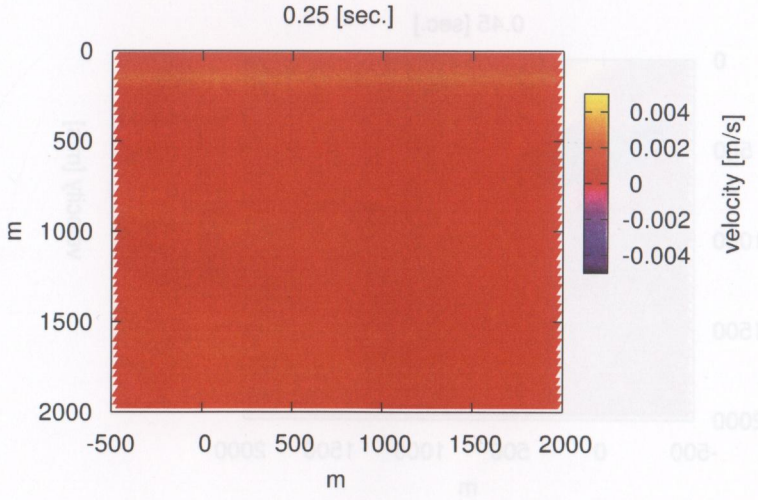
図–3.12 Slip-rate, slip time histories and fourier amplitudes of slip accelerations, (a) at 0 m fault tip, (b) at 100 m, (c) at 200 m, (d) at 400 m, (e) at 800 m hypocenter, (f) at 1200 m.


0.25 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

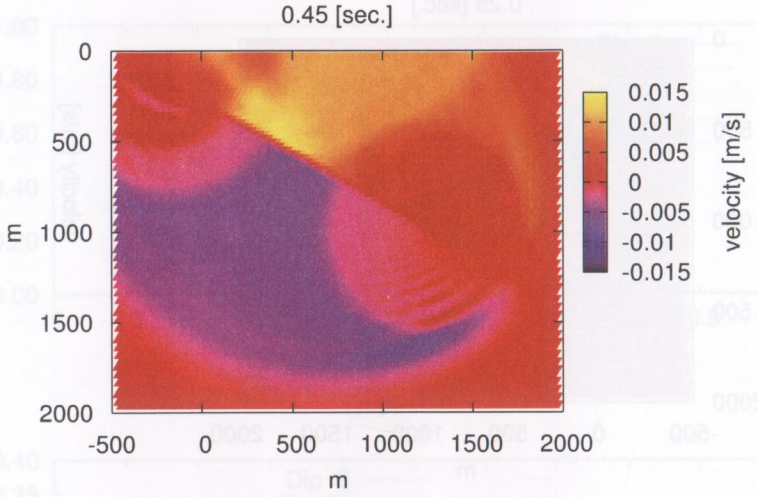
(a-1)


0.25 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

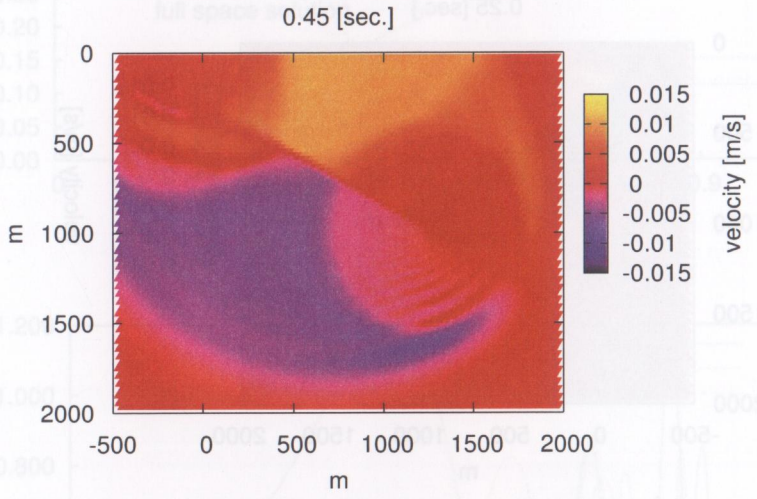
(b-1)


0.25 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.004
0.002
0
-0.002
-0.004
velocity [m/s]

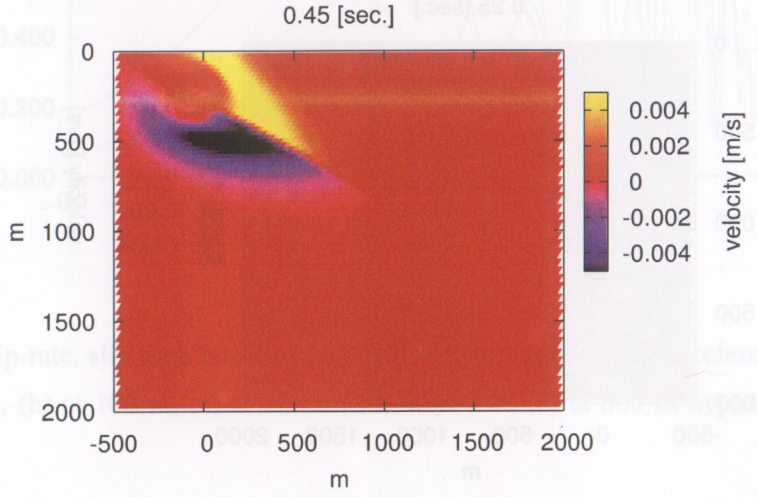
(c-1)


0.45 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

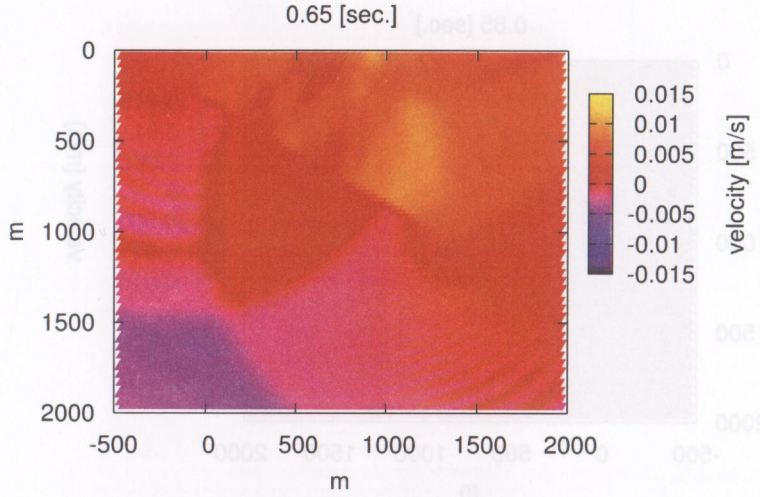
(a-2)


0.45 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

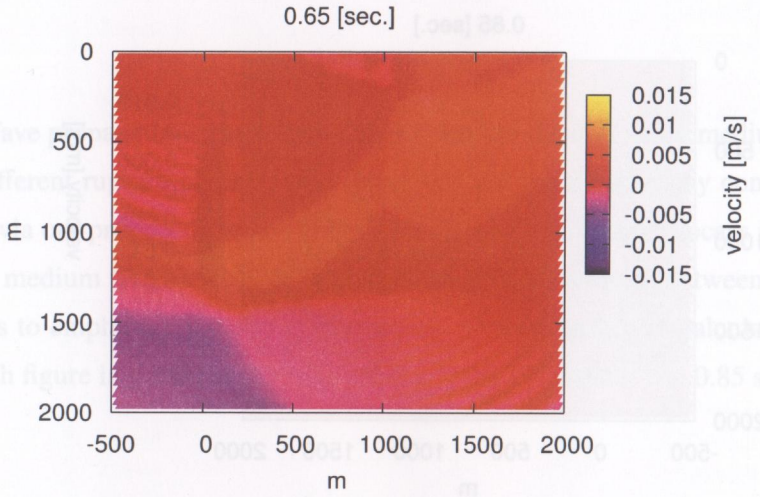
(b-2)


0.45 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.004
0.002
0
-0.002
-0.004
velocity [m/s]

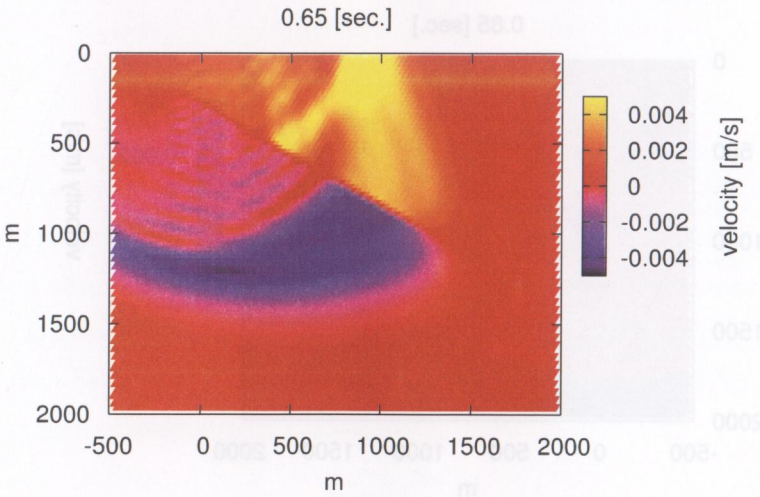
(c-2)


0.65 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

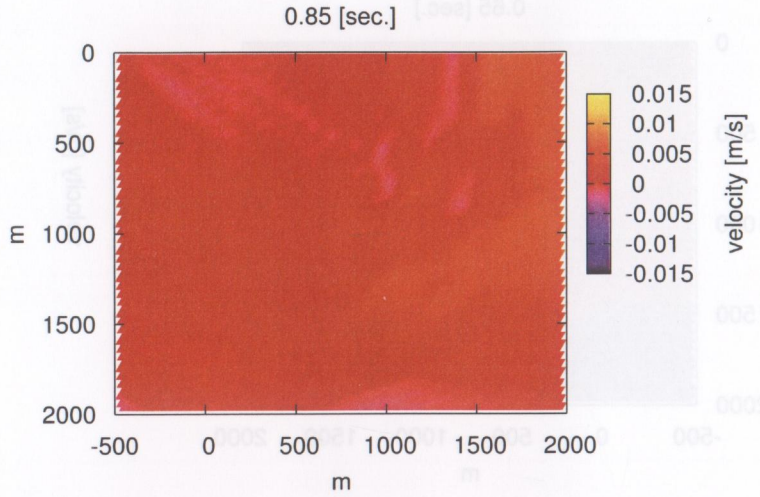
(a-3)


0.65 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

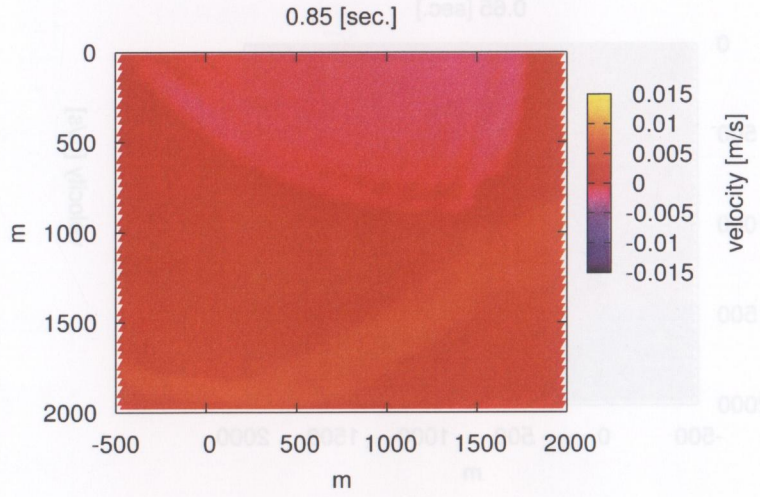
(b-3)


0.65 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.004
0.002
0
-0.002
-0.004
velocity [m/s]

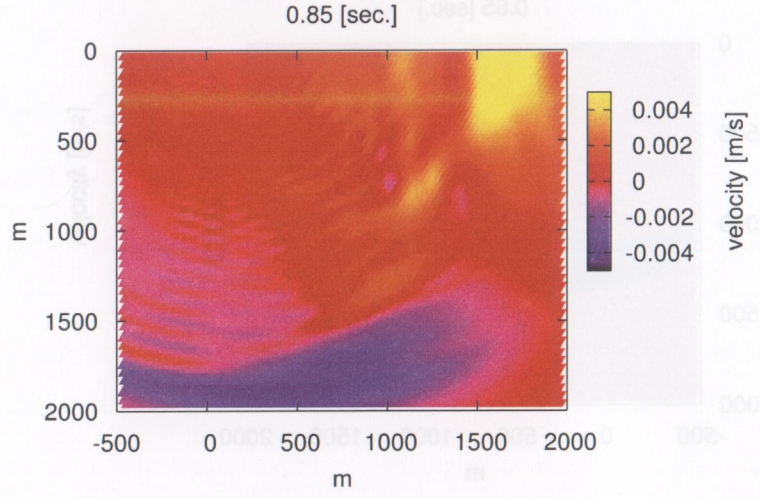
(c-3)


0.85 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

(a-4)

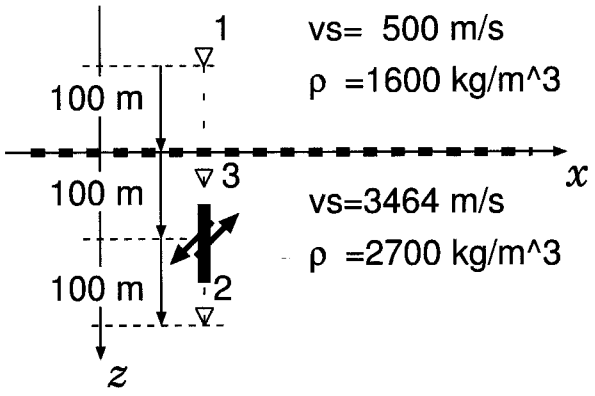

0.85 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
velocity [m/s]

(b-4)

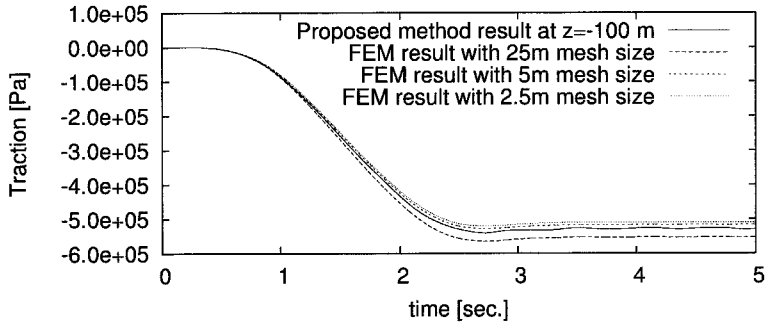

0.85 [sec.]
0
500
1000
1500
2000
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.004
0.002
0
-0.002
-0.004
velocity [m/s]

(c-4)

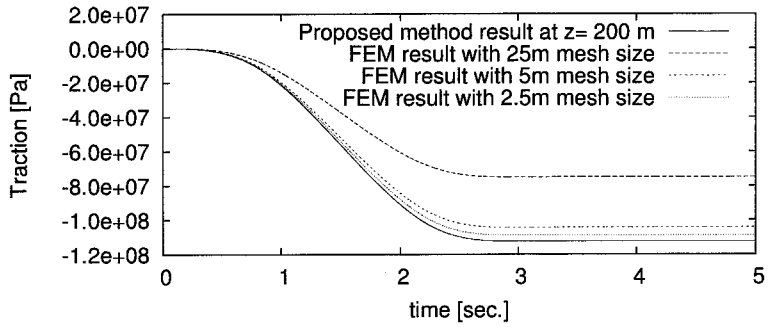
図–3.13 Wave propagations excited by Dip 30° fault in the half space medium are illustrated for different rupture process, (a) rupture process is calculated by considering the free surface via our proposed method [Fig. 3.11(c)], and (b) rupture process is calculated in full space medium [Fig. 3.9(b)]. (c) The difference of wave fields between (a) and (b), which means to emphasize the effects of considering free surface in calculating rupture process. Each figure is shown as the snap shots at 0.25, 0.45, 0.65, and 0.85 seconds.


1
vs= 500 m/s
ρ =1600 kg/m^3
100 m
3
x
100 m
vs=3464 m/s
ρ =2700 kg/m^3
100 m
2
z

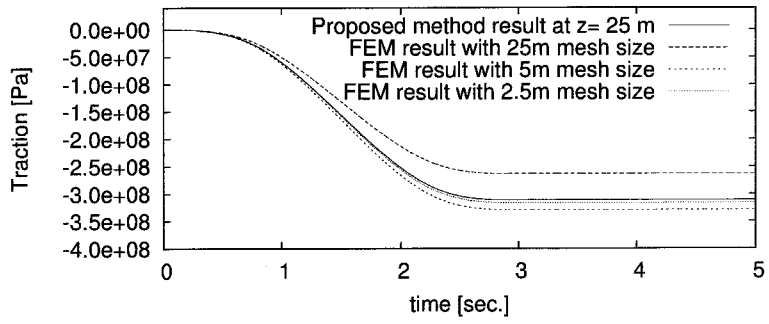
(a)


Proposed method result at z=-100 m
FEM result with 25m mesh size
FEM result with 5m mesh size
FEM result with 2.5m mesh size
Traction [Pa]
time [sec.]

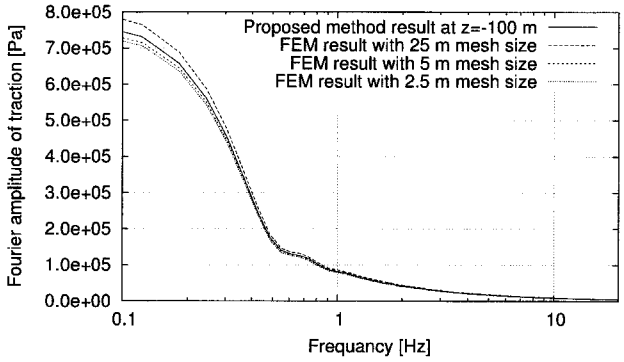
(b)


Proposed method result at z= 200 m
FEM result with 25m mesh size
FEM result with 5m mesh size
FEM result with 2.5m mesh size
Traction [Pa]
time [sec.]

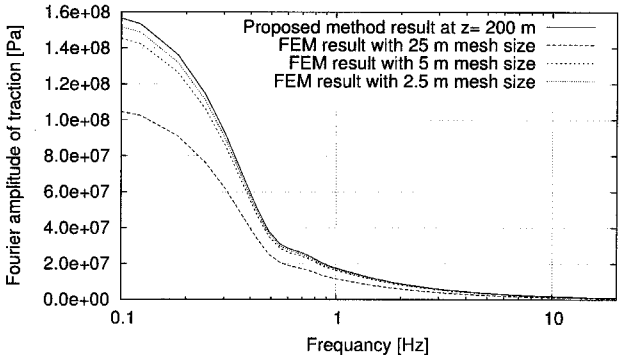
(c)


Proposed method result at z= 25 m
FEM result with 25m mesh size
FEM result with 5m mesh size
FEM result with 2.5m mesh size
Traction [Pa]
time [sec.]

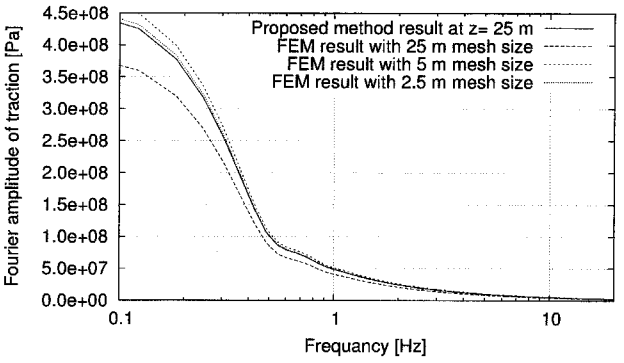
(d)



(e)

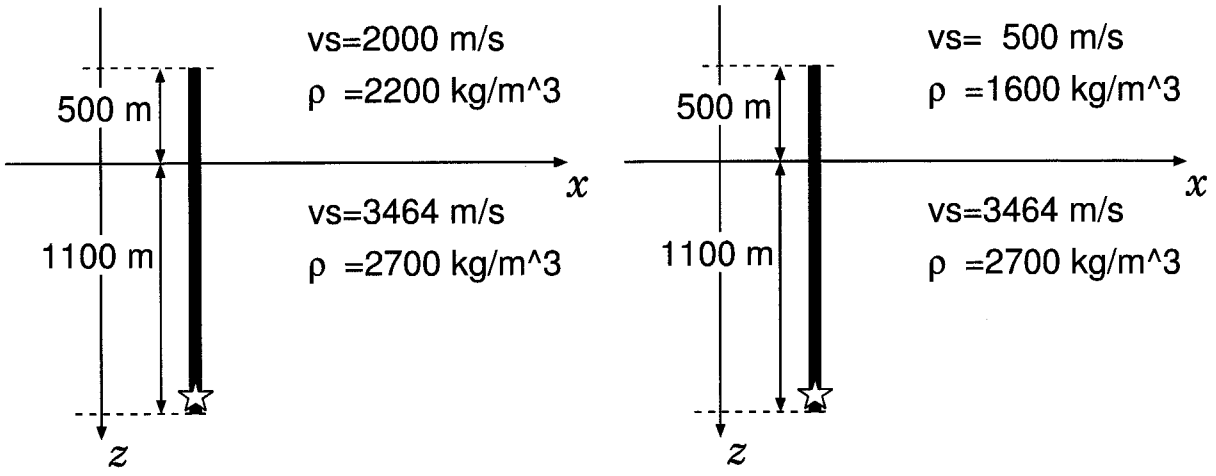


(f)

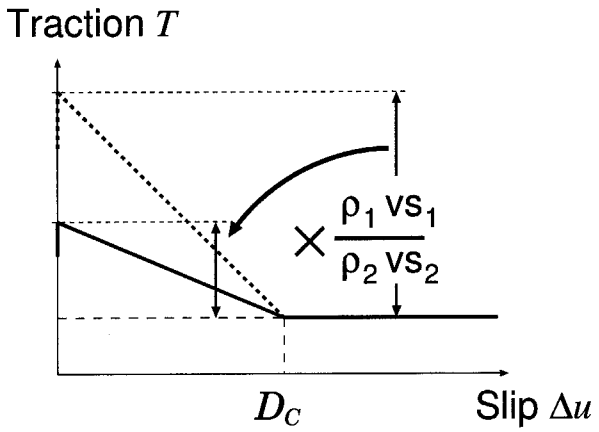


(g)

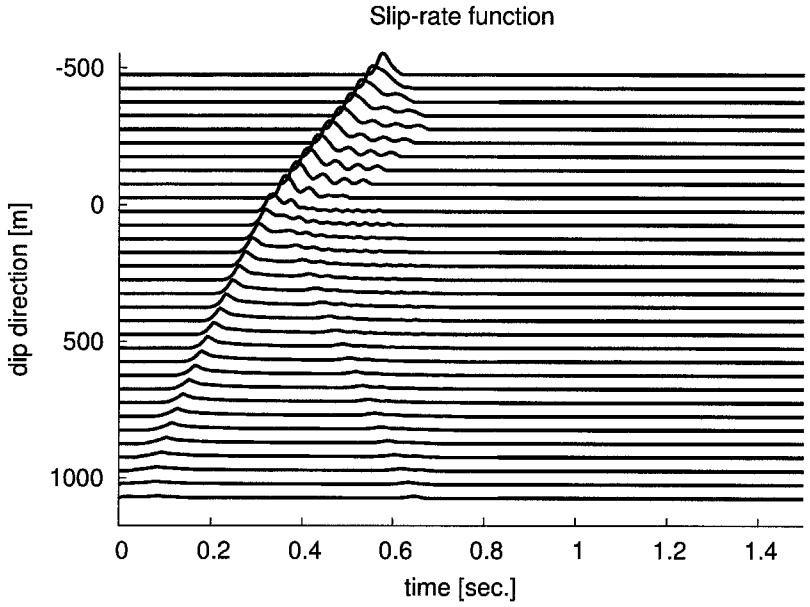
図–3.14 Verification of calculated tractions in two-layered full space medium, (a) observation sites and source locations of this numerical simulation, (b) comparison of traction time histories at site 1 ($z = -100$m), (c) comparison of traction time histories at site 2 ($z = 200$m), (d) comparison of traction time histories at site 3 ($z = 25$m), (e) fourier amplitude of traction at site 1 ($z = -100$m), (f) fourier amplitude of traction at site 2 ($z = 200$m), (g) fourier amplitude of traction at site 3 ($z = 25$m).



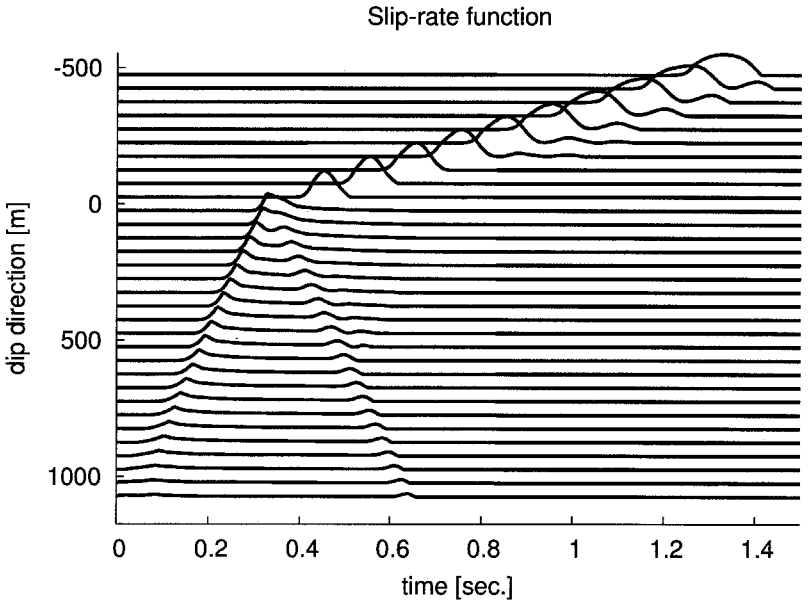
図–3.15 Numerical models of the fault crossing over the material interface, (a) Case 1: low contrast materials between the upper soft material and lower rigid material, (b) Case 2: high contrast materials between the upper soft material and lower rigid material.



図–3.16 The assumption of difference of slip-weakening friction law between the soft material and the rigid material depending on impedance ratio.

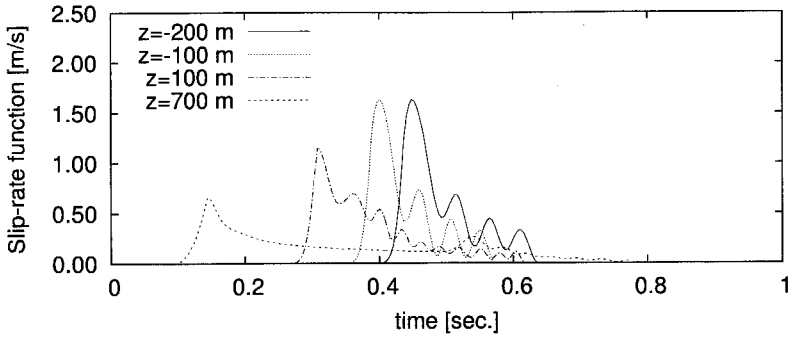


(a)

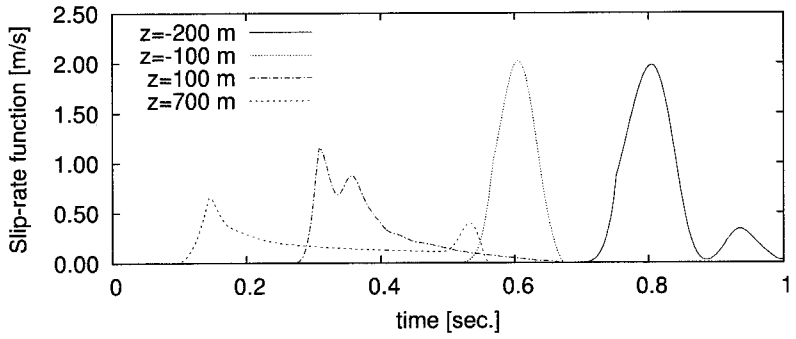


(b)

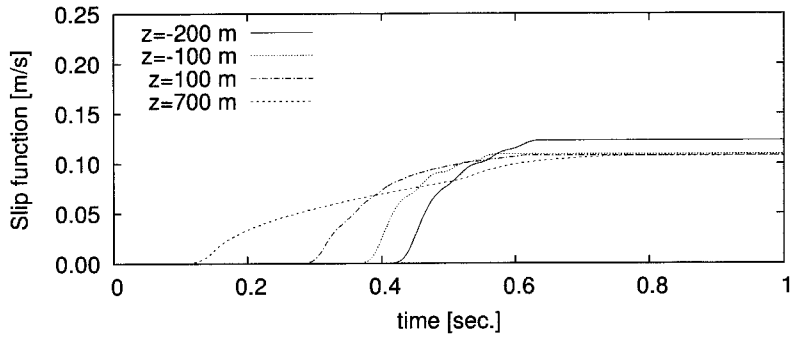
図–3.17 Rupture processes of the fault crossing the material interface case are represented by paste slip-rate functions along the fault, (a) Case 1: low contrast case, (b) Case 2: high contrast case.



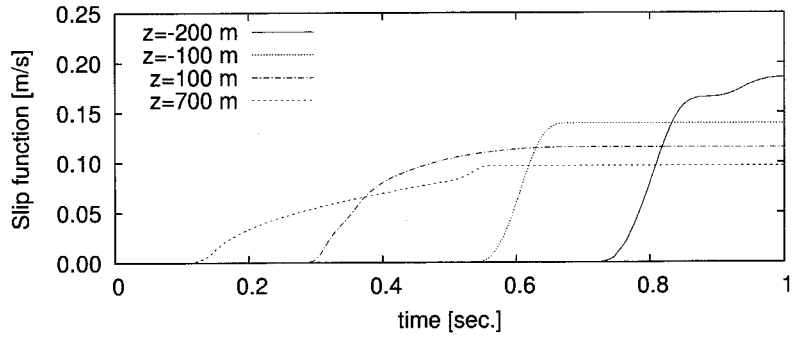
(a)



(b)

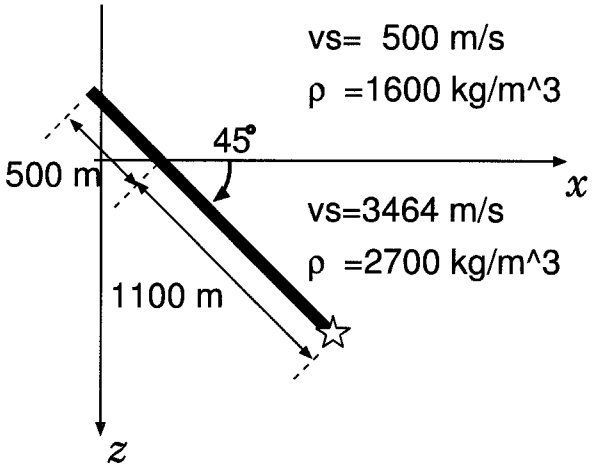


(c)

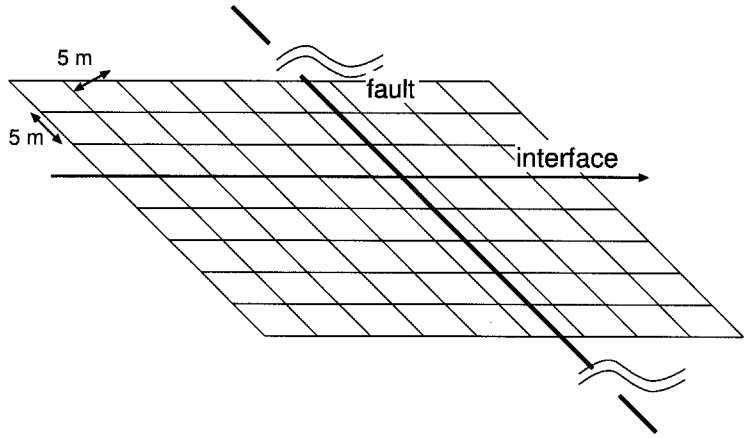


(d)

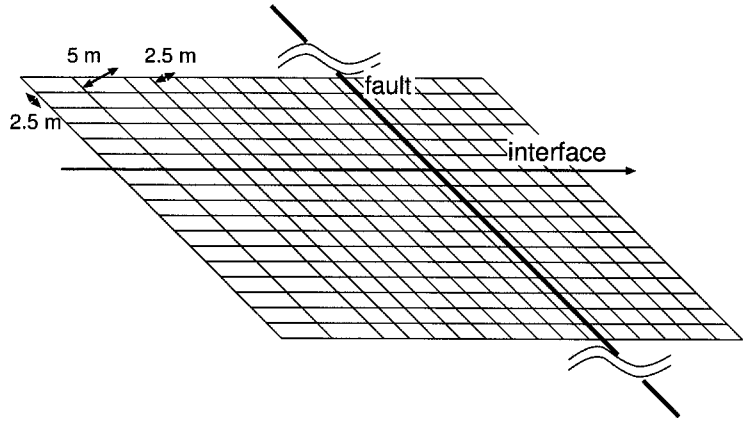
図–3.18 Slip-rate and slip time histories, (a) slip-rate in Case 1, (b) slip-rate in Case 2, (c) slip in Case 1, (d) slip in Case 2.


vs= 500 m/s
ρ =1600 kg/m^3
45°
500 m
x
vs=3464 m/s
ρ =2700 kg/m^3
1100 m
z

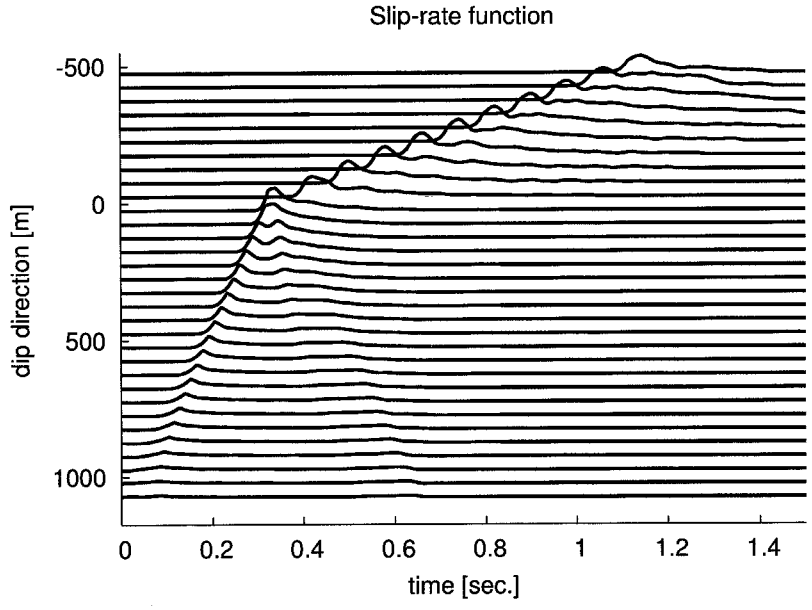
(a)


5 m
5 m
fault
interface

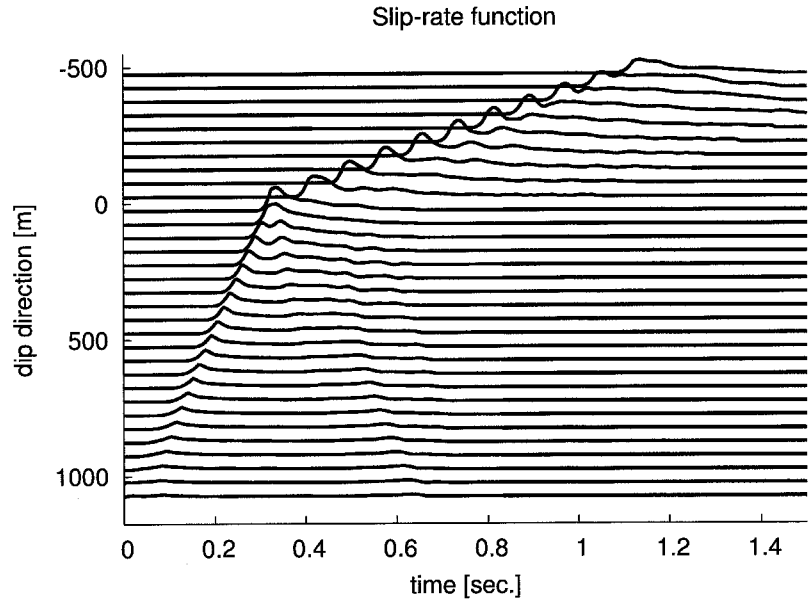
(b)


5 m
2.5 m
2.5 m
fault
interface

(c)

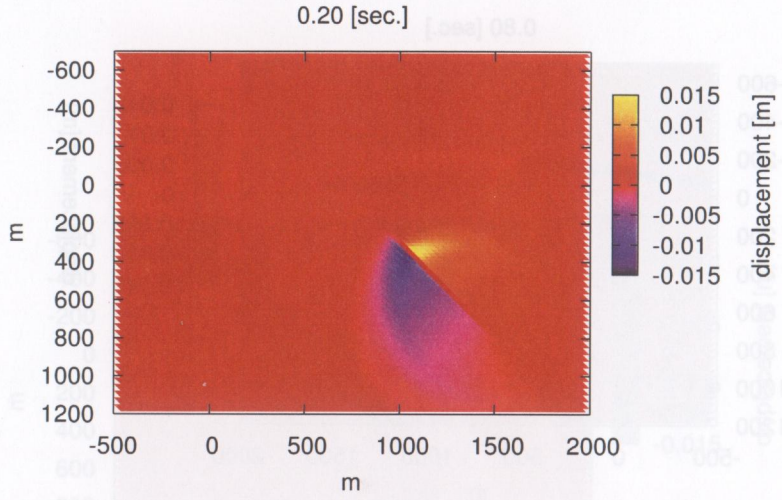


(d)

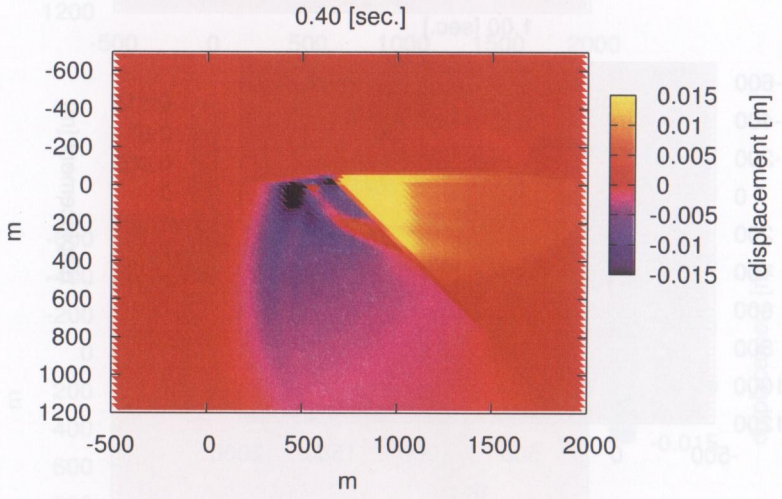


(e)

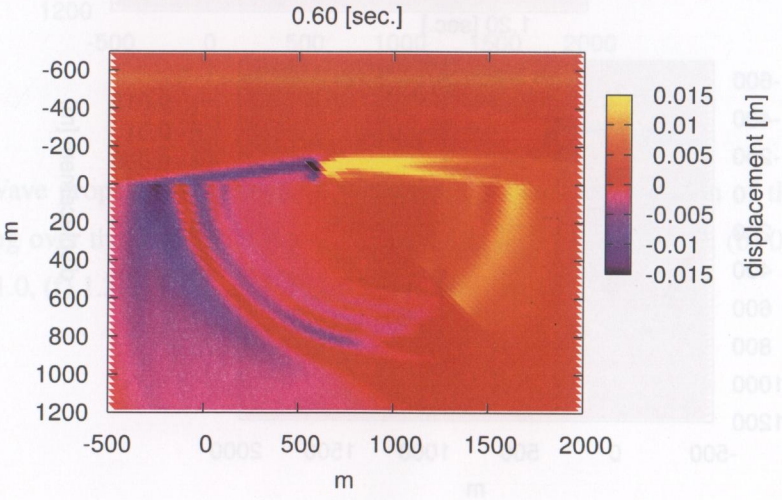
図–3.19 Inclined fault crossing over the 2 material interfaces, (a) numerical model, (b) close-up figure of mesh mapping with 5 m mesh size case, (c) mesh mapping with 5 m and 2.5 m mesh size case, (d) Rupture processes represented by paste slip-rate functions along the fault with 5 m mesh size, (e) with 5 m and 2.5 m mech size.


0.20 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

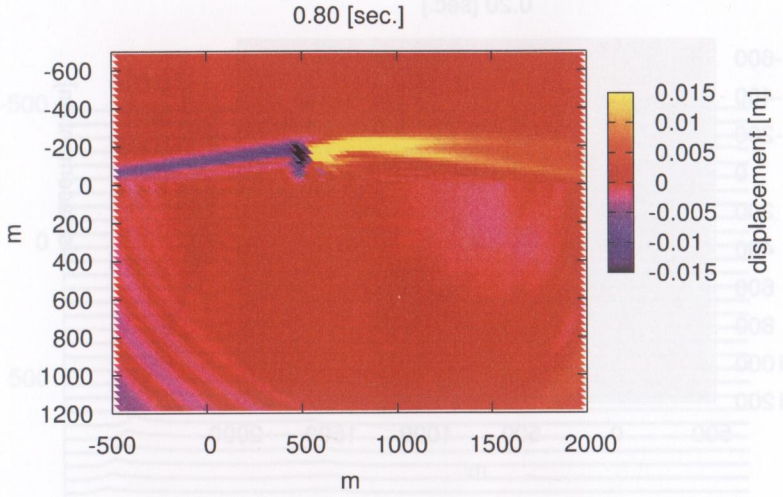
(a)


0.40 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

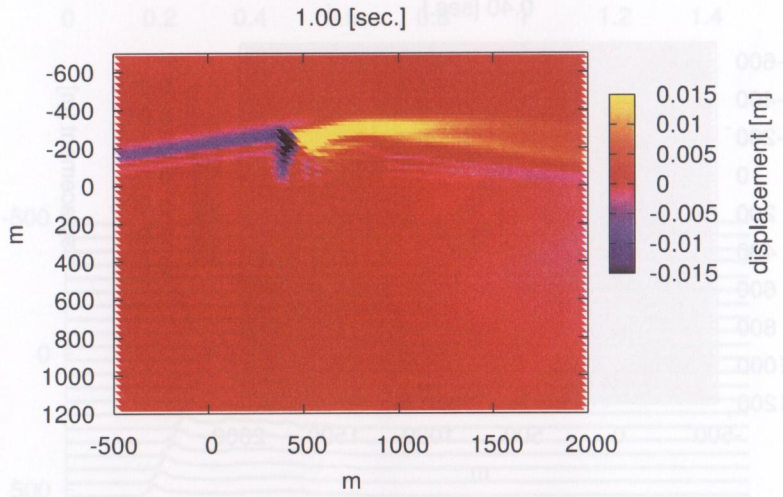
(b)


0.60 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

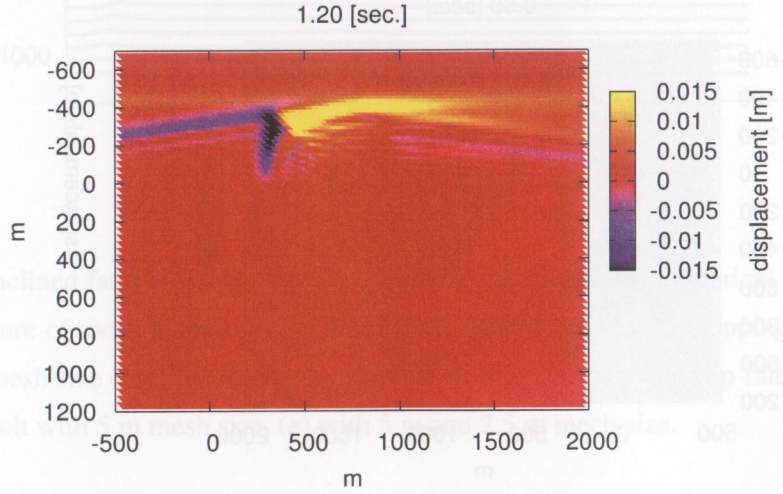
(c)


0.80 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

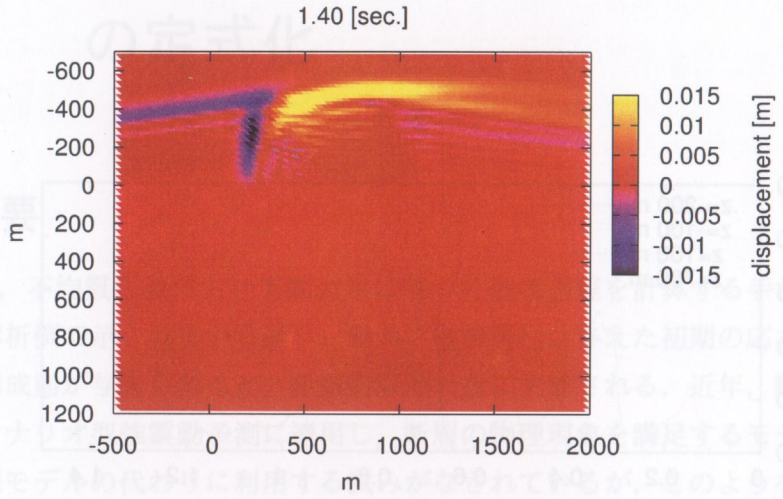
(d)


1.00 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

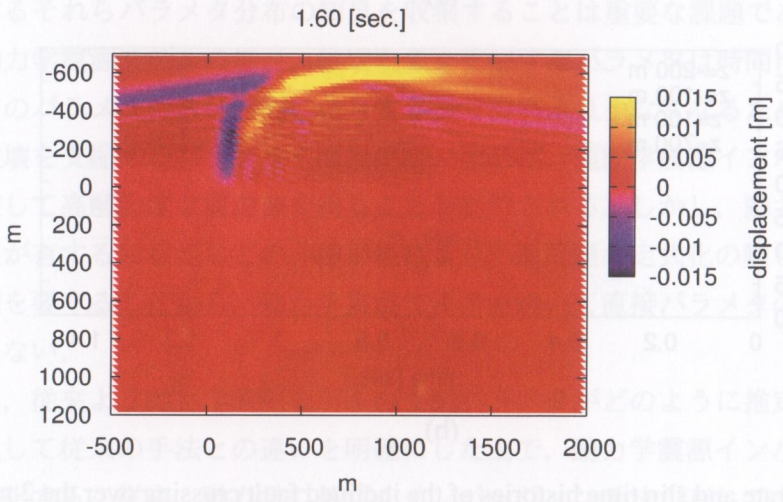
(e)


1.20 [sec.]
-600
-400
-200
0
200
400
600
800
1000
1200
m
-500
0
500
1000
1500
2000
m
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
-0.015
displacement [m]

(f)

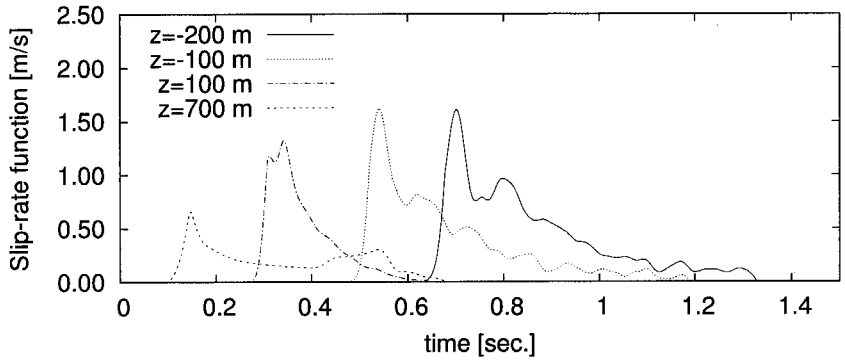


(g)

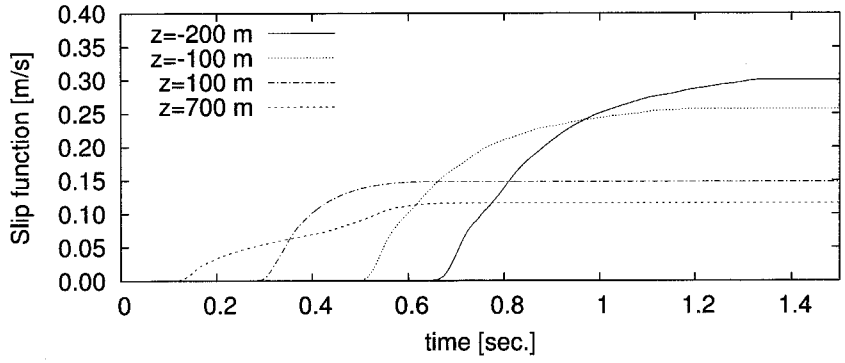


(h)

図–3.20 Wave propagations excited by calculated rupture propagation of the inclined fault crossing over the 2 material interfaces by using 5 m FEM, (a) 0.2, (b) 0.4, (c) 0.6, (d) 0.8, (e) 1.0, (f) 1.2, (g) 1.4, and (h) 1.6 seconds.



(a)



(b)

図–3.21 Slip-rate and slip time histories of the inclined fault crossing over the 2 material interfaces by using 5 m FEM, (a) slip-rate, (b) slip.

第4章　動力学震源インバージョンとその定式化

4.1　概要

3章では，不均質媒質において動力学に基づく破壊過程を計算する手法を提案した．数値解析例で示されている通り，動力学破壊過程は与えた初期の応力状態と断層の摩擦構成則が与えられると，断層破壊が一意に生成される．近年，動力学震源モデルをシナリオ型強震動予測に適用し，断層の物理現象を満足するモデルとして運動学震源モデルの代わりに利用する試みがなされているが，このような動力学震源モデルを支配するパラメタを適切に設定することを目的として，過去に発生した地震に対するそれらパラメタ分布の知見を収集することは重要な課題である．

また，動力学震源モデルの場合，破壊現象を支配するパラメタは時間に依存しない．これらのパラメタの数は時間に依存する滑り分布より少なくなるため，地表面波形から破壊を支配するパラメタを直接推定出来れば，運動学震源インバージョン手法と比較して高解像度な震源像を得ることが期待される．しかし，動力学に基づく破壊現象が有する鋭敏性などの非線形性により，逆問題の定式化の難しさと多大な計算時間を要することから，動力学震源モデルを用いて直接パラメタの推定を試みた例は少ない．

本章では，従来より動力学震源モデルの支配パラメタがどのように推定されてきたかを整理して従来の手法との違いを明確にした上で，動力学震源インバージョン手法を定式化する．従来，動力学に基づくインバージョン手法が有してきた非線形性のうち特に鋭敏性について，集約動的パラメタを用いて回避する方法について述べる．また，マルチスケールの概念をインバージョンに組み込んだ，マルチスケールインバージョンについても述べる．

4.2 従来の支配パラメタ推定法

4.2.1 運動学モデルにより推定された滑り分布を用いた推定手法

過去の実地震に対する震源の情報として有用なものは，運動学震源インバージョン手法により推定された断層の滑り分布である．Quin(1990) により始められたこの一連の研究は Ide and Takeo(1997)[33]，Mikumo *et al.*(2003)[34] に代表される研究を経て，滑り変位の時刻歴を活用する手法として現在に至っている．なお，ここでは滑り弱化距離を考慮していないものを含んで滑り弱化型の摩擦構成則としたものについてのみ整理している．

Quin(1990)[35] は 1979 年の Imperial Valley 地震を対象にして，Archuleta(1984)[36] により推定されていた運動学震源インバージョンによる結果を，動力学モデルを用いてその再現を試みている．各断層要素で破壊時刻と動的応力降下量を与えると動力学に基づく断層破壊を計算できるため，破壊時刻を固定した状態で走向方向の最大すべり速度の成分，最終滑り変位，立ち上がり時間が運動学震源インバージョンの結果と合うように動的応力降下量を試行錯誤により調整する．破壊時刻は運動学震源インバージョンにより推定されたものを用いるが，動的応力降下量のみを変化させて再現されなければ破壊時刻を小さく変化させて設定し，再び動的応力降下量の調整を繰り返すことを行っている．

Miyatake(1992)[37] は，運動学モデルにより推定された最終滑り分布と破壊時刻の分布から断層の応力状態を推定する手法を提案している．まず，最終滑り分布を境界条件とした静的な釣り合い式を差分法 (FDM) を用いて解くことで静的応力降下量分布を求める．静的応力降下量は動的応力降下量と異なる物理量であるが，動的応力降下量を静的応力降下量の 80% と仮定し，これと破壊時刻の分布とを用いて動力学に基づく破壊伝播を FDM により計算する．これにより得られた応力の時刻歴から破壊直前の値を読み取ることで，破壊強度 (strength excess) の空間分布の推定を行っている．

Bouchon(1997)[38] は，波動方程式を離散化波数法で定式化し，周波数領域で与えられたモーメント密度分布から応力値を計算する手法を提案している．実際には，計算された周波数領域の応力分布を時間領域に変換して，その経時変化を調べる．滑り弱化が考慮されない場合には周波数に依存する特異点が破壊先端に発生するが，この手法は周波数毎に応力を推定するため，これを正しく評価できることが利点である．**図–4.1** は断層上の 6 点における応力の時刻歴を描いたものである．

Ide and Takeo(1997)[33] は，兵庫県南部地震を対象に赤池ベイズ情報量基準 (ABIC)

を用いた運動学モデルによる詳細な震源インバージョン手法を実施し，その結果得られた断層面上の滑り分布を用いて断層間の摩擦構成則を推定している．その手法は，断層滑り分布をFDMの境界条件として与えて断層近傍の応力場を計算し，その応力と滑り変位との関係から断層の摩擦構成則を計算するものである．推定結果（**図–4.2**）によると，実地震の滑り弱化距離がおよそ1 mのオーダーであることが示されている．しかし，解像度を確認する目的で行われた同じ断層に摩擦構成則を与えて再び推定した結果では，1 mより短い滑り弱化距離に対する解像度が悪いことが示されていることに注意する必要がある．

Pulido and Irikura(2000)[39]は，apperent stressの時刻歴をモーメントレイト関数から算出する方法をエネルギーの観点から構築し，滑り弱化距離の推定値としてapperent stressが最大となる時刻に対応する滑り量を用いることを提案している（**図–4.3**）．また，Landers地震にこれを適用し，滑り弱化距離の値が破壊伝播速度に影響することを示している．

Guatteri and Spudich(2000)[40]は，運動学モデルにより推定された滑り分布から断層の摩擦構成則を推定することに対して解像度の問題があることを示している．1979年のImperial Valley地震を対象にした摩擦構成則の推定を行うと，滑り弱化距離の異なる2タイプの断層モデルが考えられることを示している．この理由として，**図–4.4**を示して観測データに含まれる周波数に対応した解像度を満たさない場合に，滑り弱化距離が不定値となるためであるとしている．しかしながら，破壊エネルギーは一意に求まる可能性があることを示している．

これに対し，Mikumo *et al.*(2003)[34]は，詳細な滑り分布とその滑り時間関数を用いて滑り弱化距離を直接推定する手法を提案し，Guatteri and Spudichによる推定限界の議論を踏まえて代替案を提案している．**図–4.5**に示すように，滑り変位の時刻歴において，滑り弱化距離と滑り変位が等しくなる時刻をT_b，滑り速度の時刻歴において滑り速度が最大値を取る時刻をT_{pv}，T_{pv}に対応する滑り変位の値をD_C'と定義し，この3者及び滑り弱化距離D_Cとの関係を数値シミュレーションにより導出している．数値シミュレーションの結果（**図–4.6**），D_CはD_C'と近い値を示しているため，D_C'により十分近似できるとして鳥取県西部地震及び兵庫県南部地震においてD_C'の空間分布を推定している．また，Fukuyama *et al.*(2003)[41]は破壊伝播速度が周辺と比べて急変している箇所がない場合にMikumo *et al.*の仮定が成立することを示している．

4.2.2 物理現象からの推定による設定

地震時の断層破壊現象が物理法則により説明し得るならば，断層周辺の静的な応力場と降伏応力，初期応力，及び残留応力との関連性が認められると考えられる．また，岩と岩のせん断摩擦は岩石実験による結果などを参考にして理解できると考えられる．このように，実断層の動力学モデルパラメタに対してさまざまな物理現象から拘束条件を与えて推定する方法，あるいは順計算のパラメタとして設定する方法が提案されている．

Ohnaka(2003)[42]は岩石のせん断摩擦実験データから，滑り弱化距離 D_C が滑り面の粗さに起因する特性長 λ_C の関数であることを示した．特性長 λ_C は，滑り面形状のパワスペクトルにおいて自己相似則が満たされなくなる最大の波長であり，これはせん断摩擦現象が生じた面積に関連する量であると述べている．さらに，この関係を図示したものに実地震のデータを重ねると**図–4.7**のように調和的であることから，実験室での観測データを用いて実断層の滑り弱化距離 D_C を設定できる可能性を示している．

Aochi and Fukuyama(2002)[43]は，降伏表面力は深さに依存していると仮定し，浅い層では法線応力に比例，深い層では温度などの状態に依存した量であると設定している．滑り弱化距離は，ガウジ帯の厚さの関数であるとの研究に基づき，浅い層では大きな値となるように設定している．残留応力に関しては不明な点が多いと述べた上で，降伏応力に比例するとしている．これらの設定を用いて数値計算された1992年Landers地震の結果では，観測波形がよく再現できることが示されている．

4.2.3 観測波形からの直接推定

断層の滑り変位は，動力学震源モデルの支配パラメタを与えることにより計算することが可能である．滑り変位が与えられると波動場を計算して地表面の波形を得ることができるため，動力学震源モデルの支配パラメタを与えることで地表波形を計算できる．運動学震源インバージョン手法を介した手法と異なる点は，滑り変位，もしくは滑り速度に対して平滑化処理を施していないために，動力学を満足する解が保証されることと，支配パラメタが時間に依存しないために推定変数の数が削減できることである．

Peyrat and Olsen(2004)[44]は動力学震源モデルによる破壊及び波動場の計算を差分法で行い，Neighborhood Algorithm[45]により鳥取県西部地震の初期応力分布のみを推定している．差分法を用いた60000回に及ぶ順計算がNeighborhood Algorithm内で

行われるため，8CPUで37日間に及ぶなど計算コストのかかる手法であることに注意が必要である．推定された鳥取県西部地震の初期応力分布は，逆問題の初期設定に依存して19通り得られている（図– **4.8**）．

本章で定式化する動力学震源インバージョンは，以上の分類でPeyrat and Olsenと同じ推定法に属する．ただし，Peyrat and Olsenで推定されていない初期応力以外の他の支配パラメタもインバージョン可能な定式化を行う点が異なる．

4.3 逆問題の定式化

4.3.1 動力学震源モデル

動力学震源モデルでは，断層面に発生する滑り変位と断層面に働く表面力を計算することで断層の動力学破壊を模擬する．破壊伝播の記述には，境界積分方程式と断層の摩擦構成則とを設定する必要があり，動力学震源インバージョンはこれらから構成される．そこで，インバージョンの定式化に用いる境界積分方程式と断層の摩擦構成則の概略を示す．

境界積分方程式

3章で述べたように，全無限均質媒質に対しては解析解が導かれている．本章では，3次元問題に対して導かれているFukuyama and Madariaga (1998)の境界積分方程式[28]を用いた定式化を示すが，2次元面外問題や2次元面内問題も同様に定式化可能である．積分方程式では3次元全無限均質媒質に存在する平面断層を対象としているため，図– **4.9**に示すように直交座標系の$x_3 = 0$平面上に断層が位置するとしても一般性を失わない．断層の破壊は断層面と平行に生じるとし，滑り変位を次式で定義する．

$$\Delta u_\alpha(x_1, x_2, t) = \lim_{\varepsilon \to 0} [u_\alpha(x_1, x_2, +\varepsilon, t) - u_\alpha(x_1, x_2, -\varepsilon, t)], \tag{4.1}$$

$$\Delta u_3(x_1, x_2, t) = 0, \tag{4.2}$$

ここに，$u_\alpha(x_1, x_2, +\varepsilon, t)$は平面$S^+(x_3 = +\varepsilon)$上の変位，$u_\alpha(x_1, x_2, -\varepsilon, t)$は平面$S^-(x_3 = -\varepsilon)$上の変位，$\Delta u_\alpha$は滑り変位，$t$は時間，$\alpha$などのギリシア文字の添字は1もしくは2を表す．

以上の条件に対して積分方程式が次式のように導かれる．

$$
\begin{aligned}
T_\alpha(x_1,x_2,t) =& T_{I\alpha}(x_1,x_2) - \frac{\mu}{2v_s}\Delta\dot{u}_\alpha(x_1,x_2,t) \\
&+ \frac{3\mu}{\pi}\iint_{S^+}\frac{r_{,\alpha}}{r^2}\int_1^{v_s/v_p} \nu\Delta u_{\beta,\beta}(\xi_1,\xi_2,\|t-\nu r/v_s\|)d\nu d\xi_1 d\xi_2 \\
&+ \frac{5\mu}{4\pi}\iint_{S^+}\frac{r_{,\alpha}}{r^2}\Delta u_{\beta,\beta}(\xi_1,\xi_2,\|t-r/v_s\|)d\xi_1 d\xi_2 \\
&- \frac{\mu {v_s}^2}{\pi {v_p}^2}\iint_{S^+}\frac{r_{,\alpha}}{r^2}\Delta u_{\beta,\beta}(\xi_1,\xi_2,\|t-r/v_p\|)d\xi_1 d\xi_2 \\
&- \frac{\mu}{4\pi}\iint_{S^+}\frac{r_{,\beta}}{r^2}\Delta u_{\alpha,\beta}(\xi_1,\xi_2,\|t-r/v_s\|)d\xi_1 d\xi_2 \\
&+ \frac{\mu}{4\pi v_s}\iint_{S^+}\frac{r_{,\alpha}}{r}\Delta\dot{u}_{\beta,\beta}(\xi_1,\xi_2,\|t-r/v_p\|)d\xi_1 d\xi_2, \qquad (4.3)
\end{aligned}
$$

ここに，T_α は表面力，$T_{I\alpha}$ は α 成分の初期表面力を表す．$\boldsymbol{x}$，$\boldsymbol{\xi}$ は断層上の座標，r，$r_{,i}$ は $r=|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{\xi}|$，$r_{,i}=(x_i-\xi_i)/r$ で表される．$\|a\|$ は $\Delta u(\|a\|)=\Delta u(a)\cdot H(a)$ を表す記号で，$H(a)$ は Heaviside のステップ関数である．μ，v_s，v_p はそれぞれ断層域のせん断剛性，S 波速度，P 波速度である．

式 (4.3) の離散表現も Fukuyama and Madariaga(1998) により次式のように与えられている．

$$
T_\alpha^{ijk} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s}V_\alpha^{ijk} + \sum_{lm\beta}\sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}V_\beta^{lm\tau}, \qquad (4.4)
$$

ここに，T_α^{ijk}，V_α^{ijk} は離散化された断層面上の要素 (i,j)，時刻 $k\Delta t$ における表面力，滑り速度の α 成分である．また，$T_{I\alpha}^{ij}$，は初期表面力である．$B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}$ は離散化された積分核である．

断層の摩擦構成則

断層の摩擦構成則は，岩石実験などにより様々なモデルが提案されている[32) 46) 47) 48)]．強震動を対象とした場合，状態が短時間に変化するため滑り弱化型の摩擦構成則で構成則を十分表現することができると考えられるため，Ida(1972) による次式のような簡便なモデルを用いる．

$$
D_\alpha^{ijk} = 0 \qquad \text{for} \quad T_\alpha^{ijk} < {T_{p}}_\alpha^{ij}, \qquad (4.5)
$$

$$
T_\alpha^{ijk} = \begin{cases} -\dfrac{{T_{p}}_\alpha^{ij} - {T_{r}}_\alpha^{ij}}{{D_C}_\alpha^{ij}}\cdot D_\alpha^{ijk} + {T_{p}}_\alpha^{ij} & D_\alpha^{ijk} < {D_C}_\alpha^{ij} \\ {T_{r}}_\alpha^{ij} & {D_C}_\alpha^{ij} \le D_\alpha^{ijk} \end{cases} \qquad \text{for} \quad T_\alpha^{ijk} \ge {T_{p}}_\alpha^{ij}. \qquad (4.6)
$$

ここに，ここに，D_α^{ijk} は離散化された断層面上の要素 (i,j)，時刻 $k\Delta t$ における滑り変位の α 成分，$T_{p\alpha}^{ij}$，$T_{r\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$ は降伏表面力，残留表面力，滑り弱化距離を表す．(図–4.10)．

4.3.2 表現定理とグリーン関数

断層で発生する滑り変位の時空間分布により生成される波動場は，表現定理を用いると対象の点における変位を計算することができる．

$$u_p(\boldsymbol{x},t) = -\int_{-\infty}^{t} d\tau \iint_{S^+} \Delta u_i(\boldsymbol{\xi},\tau) C_{ijkl}(\boldsymbol{\xi}) n_j(\boldsymbol{\xi}) G_{pk,l}(\boldsymbol{x},t;\boldsymbol{\xi},\tau) dS(\boldsymbol{\xi}). \tag{4.7}$$

ここに，u_p は点 $\boldsymbol{x}$，時刻 t における p 成分の変位，Δu_i は断層 S^+ 上の点 $\boldsymbol{\xi}$，時刻 τ における i 成分の滑り変位，C_{ijkl} は弾性定数，n_j は S^+ の法線ベクトルを表す．また，G_{pk} はグリーン関数で断層上の点 $\boldsymbol{\xi}$ と観測点 $\boldsymbol{x}$ の相対的な位置関係および波動が伝播する経路に依存する．

グリーン関数は，対象問題が与えられた時にあらかじめ計算しておくことが出来る．計算方法は，水平成層地盤に対しては波数積分により表現されたグリーン関数を数値積分により求める Bouchon の離散化波数法[49] や，複雑な地盤構造に対しては波動伝播を直接計算して求める差分法による手法などがある．一般に，観測点の数は分割された断層上の要素の数と比べて少ないため，グリーン関数の相反性を用いて計算回数を減らすこと[50]も可能である．

4.3.3 断層の滑り分布

式 (4.7) の表現定理は，断層の滑り変位が与えられると地表面波形 u_p が計算できることを表しているため，滑り変位が断層の破壊動力学を支配するパラメタから計算できれば，これらを融合することで動的パラメタから地表面波形を直接計算できる．そこで，動力学震源モデルを支配するパラメタから断層の滑り変位を陽に与える関係式を導く．

境界積分方程式の離散形と滑り弱化型の断層の摩擦構成則を示す．

$$T_\alpha^{ijk} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s} V_\alpha^{ijk} + \sum_{lm} \sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk} V_\beta^{lm\tau}, \tag{4.8}$$

$$D_\alpha^{ijk} = 0 \qquad \text{for} \quad T_\alpha^{ijk} < T_{p\alpha}^{ij}, \tag{4.9}$$

$$T_\alpha^{ijk} = \begin{cases} -\dfrac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}} \cdot D_\alpha^{ijk} + T_{p\alpha}^{ij} & D_\alpha^{ijk} < D_{C\alpha}^{ij} \\ T_{r\alpha}^{ij} & D_{C\alpha}^{ij} \le D_\alpha^{ijk} \end{cases} \qquad \text{for} \quad T_\alpha^{ijk} \ge T_{p\alpha}^{ij}. \tag{4.10}$$

式(4.8)，(4.10)から表面力項T_α^{ijk}を消去すると次式を得る．

$$-\frac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}} \cdot D_\alpha^{ijk} + T_{p\alpha}^{ij} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s} V_\alpha^{ijk} + \sum_{lm} \sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk} V_\beta^{lm\tau} \quad \text{for} \quad D_\alpha^{ijk} < D_{C\alpha}^{ij}, \tag{4.11}$$

$$T_{r\alpha}^{ij} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s} V_\alpha^{ijk} + \sum_{lm} \sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk} V_\beta^{lm\tau} \quad \text{for} \quad D_{C\alpha}^{ij} \le D_\alpha^{ijk}. \tag{4.12}$$

また，滑り速度V_α^{ijk}はその定義[28]から次式で表現することができる．

$$V_\alpha^{ijk} = \frac{1}{\Delta t}\left(D_\alpha^{ijk} - D_\alpha^{ijk-1}\right). \tag{4.13}$$

式(4.13)を式(4.11)，(4.12)に代入して滑り速度を滑り変位で置き換える．

$$-\frac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}} \cdot D_\alpha^{ijk} + T_{p\alpha}^{ij} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s \Delta t}\left(D_\alpha^{ijk} - D_\alpha^{ijk-1}\right) + \frac{1}{\Delta t} \sum_{lm} \sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right)$$

$$\text{for} \quad D_\alpha^{ijk} < D_{C\alpha}^{ij}, \tag{4.14}$$

$$T_{r\alpha}^{ij} = T_{I\alpha}^{ij} - \frac{\mu}{2v_s \Delta t}\left(D_\alpha^{ijk} - D_\alpha^{ijk-1}\right) + \frac{1}{\Delta t} \sum_{lm} \sum_{\tau<k} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right)$$

$$\text{for} \quad D_{C\alpha}^{ij} \le D_\alpha^{ijk}. \tag{4.15}$$

右辺第三項目に時刻kの滑り変位が含まれないことに着目して，時刻$k-1$以前の滑り変位のみを用いて時刻kの滑り変位D_α^{ijk}を陽に与える式を導く．

$$D_\alpha^{ijk} = \frac{\dfrac{\mu}{2v_s \Delta t}}{\dfrac{\mu}{2v_s \Delta t} - \dfrac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}} \left(D_\alpha^{ijk-1} + \frac{2v_s}{\mu} \sum_{lm} \sum_{\tau \le k-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right) \right) + \frac{T_{I\alpha}^{ij} - T_{p\alpha}^{ij}}{\dfrac{\mu}{2v_s \Delta t} - \dfrac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}$$

$$\text{for} \quad D_\alpha^{ijk} < D_{C\alpha}^{ij}, \tag{4.16}$$

$$D_\alpha^{ijk} = D_\alpha^{ijk-1} + \frac{2v_s}{\mu} \sum_{lm} \sum_{\tau \le k-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right) + \frac{2v_s \Delta t}{\mu}\left(T_{I\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}\right)$$

$$\text{for} \quad D_{C\alpha}^{ij} \le D_\alpha^{ijk}. \tag{4.17}$$

ここに，パラメタ$f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$を導入して式(4.9)，(4.16)，(4.17)を次式のよう

に表現する．

$$D_\alpha^{ijk} = 0 \qquad \text{for} \quad T_\alpha^{ijk} < T_{p\alpha}^{ij}, \tag{4.18}$$

$$D_\alpha^{ijk} = f_{a\alpha}^{ij}\left(D_\alpha^{ijk-1} + \frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le k-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right)\right) + f_{b\alpha}^{ij} \quad \text{for} \quad D_\alpha^{ijk} < D_{C\alpha}^{ij}, \tag{4.19}$$

$$D_\alpha^{ijk} = D_\alpha^{ijk-1} + \frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le k-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right) + f_{c\alpha}^{ij} \qquad \text{for} \quad D_{C\alpha}^{ij} \le D_\alpha^{ijk}. \tag{4.20}$$

$$f_{a\alpha}^{ij} = \frac{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}} = \frac{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}, \tag{4.21}$$

$$f_{b\alpha}^{ij} = \frac{T_{I\alpha}^{ij} - T_{p\alpha}^{ij}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}} = \frac{T_{0\alpha}^{ij} - T_{C\alpha}^{ij}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}, \tag{4.22}$$

$$f_{c\alpha}^{ij} = \frac{2v_s\Delta t}{\mu}\left(T_{I\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}\right) = \frac{2v_s\Delta t}{\mu}T_{0\alpha}^{ij}. \tag{4.23}$$

式(4.21)，(4.22)，(4.23)で与えられるパラメタ $f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$ は全て時間に依存しないパラメタであり，動的応力降下量 $T_{C\alpha}^{ij} = T_{p\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}$，静的応力降下量 $T_{0\alpha}^{ij} = T_{I\alpha}^{ij} - T_{r\alpha}^{ij}$ を導入することでこれらを動的応力降下量，静的応力降下量，滑り弱化距離の関数として与えることができる．時刻 k の滑り変位がパラメタ $f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$ と状態の場合分けに含まれる $T_{p\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$ とを用いて式(4.18)，(4.19)，(4.20)により陽に表現できることから，滑り変位を支配するパラメタは少なくとも $f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$，$T_{p\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$ であることがわかる．

4.3.4 パラメタの鋭敏性

断層の摩擦構成則を支配するパラメタに起因する鋭敏性が，生成される地表波形に含まれることがPeyrat and Olsen(2004)[44]により指摘されている．ここで言う鋭敏性とは，パラメタの値を微小変化させた際に生成される断層の滑り変位がパラメタの変化に伴い連続的に変化しないことである．

その機構を**図–4.11**に示す．破壊動力学では，対象地点での破壊開始の評価に降伏表面力 T_p を考える．ある時刻において，周辺の変位場，応力場により生成される対象地点の表面力 T が T_p を上回らなければ破壊は生じないし，上回れば破壊して滑り変位を生じる．ここで推定しようとする対象は断層の摩擦構成則であり，降伏表面力 T_p を含むパラメタ群である．パラメタに対して微小変化をさせて滑り変位分布

を発生させることを考えると，**図–4.11** に示すように，降伏表面力 T_p の微小変化に対して滑り変位が連続的に変化しないことが起こりうる．

滑り分布の連続性が推定パラメタに対して保証されない場合，推定パラメタに対する滑り分布の偏微分を計算することができない．偏微分を計算できない評価関数に対する逆解析手法には遺伝的アルゴリズムなどが有効であるが，偏微分を用いる逆解析手法に比べて計算時間を要する．言い替えれば，鋭敏性を除去するような逆問題として定式化できれば，計算時間を短縮できる．

4.3.5 集約動的パラメタ

破壊時刻の導入

式 (4.18)，(4.19)，(4.20) を支配するパラメタが $f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$，$T_{p\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$ であることは述べたが，**図–4.11** に示したように，降伏表面力の値を変化させた場合に生じる滑り変位は鋭敏性を有している．破壊現象の面から見ると，降伏表面力と初期表面力との差は各要素の破壊時刻に関係しており，初期表面力に対して降伏表面力が高いとその地点の破壊時刻が遅れ，降伏表面力が低いと破壊時刻が早まる．そして，降伏表面力が高すぎる場合には滑りが発生しなくなるため鋭敏性が生じる．

そこで，降伏表面力と初期表面力との差が破壊時刻に対応することに着目し，降伏表面力 T_p の代わりに破壊時刻 t_r を支配パラメタとする．降伏表面力を徐々に変化させた場合は鋭敏性を生じるが，破壊時刻を徐々に変化させた場合は滑りの発生時刻がスライドするだけであるので，鋭敏性は生じない．これを**図–4.12** に示す．

式 (4.18) では降伏表面力 $T_{p\alpha}^{ij}$ を用いて場合分けをしていたが，これを破壊時刻 $t_{r\alpha}^{ij}$ により場合分けを行う．これにより，降伏表面力に起因する鋭敏性は除去され，パラメタの変化に対して滑り変位がなめらかに変化する．破壊時刻が推定されれば，その時刻に破壊が生じるように降伏表面力が求められるため，ある要素の破壊時刻が遅ければ，その要素の降伏表面力は高く，早ければ低く推定されることになる．

パラメタ間の拘束条件

滑り変位を支配するパラメタは $T_{p\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$，$f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$ であるが，鋭敏性の除去のために降伏表面力 $T_{p\alpha}^{ij}$ を破壊時刻 $t_{r\alpha}^{ij}$ で置き換える．しかし，これらパラメタ $t_{r\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$，$f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$，$f_{c\alpha}^{ij}$ はそれぞれ独立ではなく，破壊動力学を満足するための拘束条件がパラメタ間に存在する．

パラメタ $f_{a\alpha}^{ij}$ は滑り弱化距離 $D_{C\alpha}^{ij}$ と動的応力降下量 $T_{C\alpha}^{ij}$ との関数である．

$$f_{a\alpha}^{ij} = \frac{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}. \tag{4.24}$$

また，式(4.22)から，静的応力降下量 $T_{0\alpha}^{ij}$ は $f_{b\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$，$T_{C\alpha}^{ij}$ を用いて次式のように記述できる．

$$T_{0\alpha}^{ij} = f_{b\alpha}^{ij}\left(\frac{\mu}{2v_s\Delta t} - \frac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}\right) + T_{C\alpha}^{ij}. \tag{4.25}$$

式(4.23)で記述されるパラメタ $f_{c\alpha}^{ij}$ は静的応力降下量 $T_{0\alpha}^{ij}$ のみの関数であるため，式(4.25)を代入すると $f_{c\alpha}^{ij}$ は次式のように $f_{b\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$，$T_{C\alpha}^{ij}$ で表現できる．

$$f_{c\alpha}^{ij} = f_{b\alpha}^{ij}\left(1 - \frac{2v_s\Delta t}{\mu}\frac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}\right) + \frac{2v_s\Delta t}{\mu}T_{C\alpha}^{ij}. \tag{4.26}$$

また，破壊時刻 $t_{r\alpha}^{ij}$ における滑り変位 $D_{\alpha}^{ijt_{r\alpha}^{ij}/\Delta t}$ は式(4.19)に従うものの，滑りは生じていないために時刻 t_r およびそれ以前の滑り変位は0である．そのため，次式が成立する．

$$0 = f_{a\alpha}^{ij}\cdot\frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le t_{r\alpha}^{ij}/\Delta t-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijt_{r\alpha}^{ij}/\Delta t}\left(D_{\beta}^{lm\tau} - D_{\beta}^{lm\tau-1}\right) + f_{b\alpha}^{ij}. \tag{4.27}$$

式(4.27)に含まれるパラメタは $t_{r\alpha}^{ij}$，$f_{a\alpha}^{ij}$，$f_{b\alpha}^{ij}$ のみであり，式(4.24)を代入して次式のように $f_{b\alpha}^{ij}$ を陽に与える形で記述できる．

$$f_{b\alpha}^{ij} = -\frac{1}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}\cdot\frac{1}{\Delta t}\cdot\sum_{lm\beta}\sum_{\tau\le t_{r\alpha}^{ij}/\Delta t-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijt_{r\alpha}^{ij}/\Delta t}\left(D_{\beta}^{lm\tau} - D_{\beta}^{lm\tau-1}\right). \tag{4.28}$$

ただし，破壊開始点では破壊開始時に断層に滑りが発生していないため，式(4.28)の定義によれば $f_b = 0$ と与えられてしまう．これを，式(4.24)，(4.25)で与えられる静的応力降下量と動的応力降下量に代入し，その値を比較すると一致するため，動力学破壊を計算する際に破壊開始点では初期表面力が降伏表面力を上回るという設定と矛盾する．そのため，破壊開始点のみあらかじめ f_b の値を与えておく必要がある．

式(4.28)を式(4.26)に代入することで，$f_{c\alpha}^{ij}$ は次式のように $t_{r\alpha}^{ij}$，$D_{C\alpha}^{ij}$，$T_{C\alpha}^{ij}$ で表現できる．

$$f_{c\alpha}^{ij} = -\frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm\beta}\sum_{\tau\le t_{r\alpha}^{ij}/\Delta t-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijt_{r\alpha}^{ij}/\Delta t}\left(D_{\beta}^{lm\tau} - D_{\beta}^{lm\tau-1}\right) + \frac{2v_s\Delta t}{\mu}T_{C\alpha}^{ij}. \tag{4.29}$$

以上，式(4.26)，(4.28)，(4.29)の関係式の存在から，破壊開始時刻 $t_{r\alpha}^{ij}$，滑り弱化距離 $D_{C\alpha}^{ij}$，動的応力降下量 $T_{C\alpha}^{ij}$ が断層の破壊を支配するパラメタである．鋭敏性を除去しながら，動力学に基づく破壊現象を支配する互いに独立なパラメタへと集約したことから，本研究では鋭敏性を有さない互いに独立なパラメタを集約動的パラメタと呼ぶ．

状態遷移の平滑化

破壊時刻の導入により，降伏表面力を推定する場合に生じる鋭敏性の問題を克服した．しかし，時間方向に離散化して計算する必要性から，已然として破壊時刻や滑り弱化距離の値による状態遷移時に連続性が保たれていない．

ここで，破壊時刻 t_r が時刻 $(k-1)\Delta t$ と $k\Delta t$ 間に存在することを考える．時刻 $(k-1)\Delta t$ は破壊開始時刻に達していないために滑りが生じないが，時刻 $k\Delta t$ では破壊開始時刻以後であるために滑りが生じている．ところが，式(4.19)で表される時刻 $k\Delta t$ の滑り変位 D_{α}^{ijk} に含まれるパラメタ $f_{b\alpha}^{ij}$ の値は，式(4.28)に示されるように Δt 毎に与えられる．破壊開始時刻 t_r が時刻 $(k-1)\Delta t$ と $k\Delta t$ 間に存在すれば，その値によらず $f_{b\alpha}^{ij}$ の値は一定である．これは，破壊開始時刻 t_r が Δt よりも小さく変動した場合の感度が0であることを意味しており，このまま破壊開始時刻 t_r の偏微分をとると t_r の推定が行えない．

そこで，状態遷移を線形近似して破壊開始時刻 t_r の微小変化に対応して滑りの値が変化するように定式化する．破壊開始時刻 t_r が時刻 $(k_1-1)\Delta t$ と $k_1\Delta t$ 間に存在する場合，パラメタ $f_{b\alpha}^{ij}$ を次式で表現する．

$$f_{b\alpha}^{ij} = -\frac{1}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t}-\dfrac{T_{C\alpha}^{ij}}{D_{C\alpha}^{ij}}}\cdot\frac{1}{\Delta t^2}\left\{\left(t_{r\alpha}^{ij}-(k_1-1)\Delta t\right)\sum_{lm}\sum_{\tau\le k_1-2}B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk_1-1}\left(D_{\beta}^{lm\tau}-D_{\beta}^{lm\tau-1}\right)\right.$$
$$\left.+\left(k_1\Delta t-t_{r\alpha}^{ij}\right)\sum_{lm}\sum_{\tau\le k_1-1}B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk_1}\left(D_{\beta}^{lm\tau}-D_{\beta}^{lm\tau-1}\right)\right\}. \tag{4.30}$$

破壊時刻と滑り弱化距離に関する状態遷移についても同様に線形近似する．破壊時刻 t_r が時刻 $(k_1-1)\Delta t$ と $k_1\Delta t$ 間に存在する場合，次式で時刻 $k_1\Delta t$ の滑り変位を表現する．

$$D_{\alpha}^{ijk_1} = \frac{k_1\Delta t-t_{r\alpha}^{ij}}{\Delta t}\left[f_{a\alpha}^{ij}\left(D_{\alpha}^{ijk-1}+\frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le k-1}B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk}\left(D_{\beta}^{lm\tau}-D_{\beta}^{lm\tau-1}\right)\right)+f_{b\alpha}^{ij}\right]. \tag{4.31}$$

また，滑り弱化距離 D_C を越える滑りが時刻 $k_2\Delta t$ において生じる場合，次式で時刻 $k_2\Delta t$ の滑り変位を表現する．

$$D_\alpha^{ijk_2} = \frac{\left(\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_1 - {D_C}^{ij}\right)\cdot\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_2 + \left({D_C}^{ij} - D_\alpha^{ijk_2-1}\right)\cdot\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_1}{\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_1 - D_\alpha^{ijk_2-1}}. \tag{4.32}$$

ここで，$\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_1$，$\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_2$ は次式で表される．

$$\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_1 = f_{a\alpha}^{ij}\left(D_\alpha^{ijk_2-1} + \frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le k_2-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk_2}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right)\right) + f_{b\alpha}^{ij}, \tag{4.33}$$

$$\left(D_\alpha^{ijk_2}\right)_2 = D_\alpha^{ijk_2-1} + \frac{2v_s}{\mu}\sum_{lm}\sum_{\tau\le k_2-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk_2}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right) + f_{c\alpha}^{ij}. \tag{4.34}$$

成分間の関連性

集約動的パラメタはそれぞれ成分毎に異なる値を仮定していた．しかし，破壊時刻が成分毎に異なる値を持つと仮定することは現実的ではない．ここではそのように導かれた原因と，現実的な破壊を考える上で仮定すべき事実について述べる．

破壊時刻では式(4.8)の境界積分方程式を満たしており，滑り変位が発生していないことからそれぞれの成分で次式が成立する．

$$T_{p1}^{ij} = T_{I1}^{ij} - \frac{1}{\Delta t}\sum_{lm}\sum_{\tau\le t_{r1}^{ij}/\Delta t-1} B_{1\beta}^{lm\tau ijt_{r1}^{ij}/\Delta t}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right), \tag{4.35}$$

$$T_{p2}^{ij} = T_{I2}^{ij} - \frac{1}{\Delta t}\sum_{lm}\sum_{\tau\le t_{r2}^{ij}/\Delta t-1} B_{2\beta}^{lm\tau ijt_{r2}^{ij}/\Delta t}\left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1}\right). \tag{4.36}$$

実際の断層の破壊現象では破壊時刻が成分に依存しないと考えられるため，式(4.35)，(4.36)が破壊時刻 t_r^{ij} において同時に成立する必要がある．すなわち，$T_{p1}^{ij} - T_{I1}^{ij}$ と $T_{p2}^{ij} - T_{I2}^{ij}$ を独立に決めると，破壊時刻が成分毎に異なるような非現実的な破壊となる．言い替えると，破壊時刻が成分毎に異なるとして導かれた原因は，$T_{p1}^{ij} - T_{I1}^{ij}$ と $T_{p2}^{ij} - T_{I2}^{ij}$ との間に存在する物理的な関連性を考慮していなかったことにある．

しかし T_I は初期表面力であり，プレートテクトニクスに起因する外力に関係するため，T_I の成分間に物理的な拘束条件はなく，破壊時刻に関する現象とは独立していると考えられる．そのため，$T_p - T_I$ の成分間に存在する関係は，降伏表面力 T_p が成分毎に独立でないために生じる．

降伏表面力が小分割された断層要素毎にスカラー量で与えられていると仮定すると，加えられた初期表面力ベクトル $\boldsymbol{T}_I$ と断層に生じた滑りによる表面力ベクトル $\boldsymbol{\Sigma}$ のベクトル和の絶対値が降伏表面力に達した時に破壊すると考えることが出来る．

これを図-**4.13** に示す．この時の $\boldsymbol{T}_I + \boldsymbol{\Sigma}$ ベクトルをそれぞれの成分に投影したものが T_{p1}，T_{p2} であるとすれば，降伏表面力の成分を互いに関連付けることができる．

降伏表面力がスカラーであると仮定したが，これは断層の摩擦構成則を2次元に拡張した概念である．現在，2次元の摩擦構成則について考察した研究がほとんどないため，ここでは滑りが生じた方向に1次元の摩擦構成則を適用し，摩擦抵抗力が滑り変位の絶対値に依存すると仮定する．時刻 k の滑り変位が角度 θ_k の方向に絶対値 D^{ijk} で生じているとすると，摩擦構成則を次式で考えることができる．

$$T_1^{ijk} = f(D^{ijk}) \cdot \cos\theta^{ijk}, \tag{4.37}$$

$$T_2^{ijk} = f(D^{ijk}) \cdot \sin\theta^{ijk}. \tag{4.38}$$

ここで，$f(D^{ijk})$ は滑り変位の絶対値のみを変数とするスカラー関数で，破壊開始直後は次式のように表されるとする．

$$f(D) = -\frac{T_p - T_r}{D_C} \cdot D + T_p. \tag{4.39}$$

式 (4.39) を式 (4.37)，(4.38) に代入すると次式を得る．

$$T_\alpha^{ijk} = -\frac{{T_p}^{ij} - {T_r}^{ij}}{{D_C}^{ij}} \cdot D_\alpha^{ijk} + {T_p}^{ij} \cdot \phi_\alpha^{ijk}. \tag{4.40}$$

ここで，$\phi_1^{ijk} = \cos\theta^{ijk}$，$\phi_2^{ijk} = \sin\theta^{ijk}$ であり，添字 α を持たない変数は2成分を成分に持つベクトルの絶対値を表す．式 (4.40) を摩擦構成則として時刻 k の滑り変位を与える式を導くと，破壊開始直後は次式で表現できる．

$$\begin{aligned} D_\alpha^{ijk} = & \frac{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{{T_p}^{ij} - {T_r}^{ij}}{{D_C}^{ij}}} \left(D_\alpha^{ijk-1} + \frac{2v_s}{\mu} \sum_{lm} \sum_{\tau \le k-1} B_{\alpha\beta}^{lm\tau ijk} \left(D_\beta^{lm\tau} - D_\beta^{lm\tau-1} \right) \right) \\ & + \frac{T_{I\alpha}^{ij} - {T_p}^{ij} \cdot \phi_\alpha^{ijk}}{\dfrac{\mu}{2v_s\Delta t} - \dfrac{{T_p}^{ij} - {T_r}^{ij}}{{D_C}^{ij}}}. \end{aligned} \tag{4.41}$$

式 (4.41) は式 (4.16) と異なり，右辺に ϕ_α^{ijk} が含まれている．ϕ_α^{ijk} は時刻 k の滑りの方向 θ^{ijk} から成る変数であるため，この関係式は時刻 k の滑り変位が陽に与えられておらず，時刻毎に繰り返し計算を必要とする．

逆問題を考えると，繰り返し計算により生じる計算量の増加は望ましくない．また，式 (4.41) を導いた2次元の摩擦構成則は1次元のものを拡張した構成則であるために，実際の挙動を表している保証はない．そこで，Madariaga *et. al.*[51] が導入した Scalar Boundary Condition の考えを適用する．Scalar Boundary Condition は初期表

面力の方向にのみ滑りの発生を許す破壊条件であり，初期表面力が与えられていればその方向にのみ滑りが発生する．初期表面力の方向に1次元で破壊するため，1次元の摩擦構成則を適用できる．

Scalar Boundary Conditionでは発生する滑り方向が初期表面力の方向に固定されるため，実地震ではCMT解から得られた値を用いることが出来る．CMT解から滑り方向が既知となるため，推定するパラメタは絶対値のみでよい．従って，本研究では滑り方向を既知として，Scalar Boundary Conditionに基づいて集約動的パラメタの絶対値のみを推定する．

4.3.6 因果性を考慮した観測方程式

断層の滑り変位分布を観測量とする場合は観測地点と断層面が一致しているために，因果性について考慮する必要はないが，地表面波形を観測量とする場合は観測地点によって到達時刻が異なる．一方，動力学に基づく破壊現象を計算する場合，断層全体で同一の時刻を与えて計算する必要がある．

断層の破壊開始時刻をτとし，観測点nに時刻τの情報が到達する時刻をt_nとすると，次式の関係が成り立つ．

$$t_n = \tau + \frac{[r_{n,ij}]_{\min \text{ for } ij}}{v_p}. \tag{4.42}$$

ここで，$r_{n,ij}$は断層面の要素ijと観測点nとの距離を表し，$[r_{n,ij}]_{\min \text{ for } ij}$は観測点$n$から断層までの最短距離を表す．式(4.42)は時刻τに生じた滑りの情報が観測点毎に異なった時刻に到達することを表している．

断層と観測点の距離が著しく異なるケースで観測点間に共通の時刻tを用いて観測量を設定すると，観測量で構成されるベクトルの次元が不必要に増加する．時刻t_nより前の時刻の地表面波形は断層パラメタに対する情報を有さないことから観測量として用いる必要はなく，冗長な観測ベクトルとなることを防ぐ意味で，時刻t_n以降の地表面波形のみを観測量とする．

このような因果性を考慮して，式(4.7)の表現定理と式(4.18)，(4.19)，(4.20)の滑り分布を表す関係式とを融合し，次式のように観測方程式を表現する．

$$\boldsymbol{u}^* = \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}) + \boldsymbol{v}. \tag{4.43}$$

ここで，観測ベクトル$\boldsymbol{u}^*$，推定ベクトル$\boldsymbol{x}$は次のようである．

$$\boldsymbol{u}^* = \left\{\cdots, u_p^{nt_n}, u_p^{nt_n+1}, \cdots, u_p^{nt_n+Nt-1}, \cdots\right\}^T, \tag{4.44}$$

$$\boldsymbol{x} = \left\{\cdots, {t_r}^{ij}, {D_C}^{ij}, {T_C}^{ij}, \cdots\right\}^T. \tag{4.45}$$

観測ベクトル $\boldsymbol{u}^*$ は観測点 n の東西成分，南北成分，上下成分それぞれにおける時刻 t_n から $t_n + Nt - 1$ の地表面波形で構成されている．また，推定ベクトル $\boldsymbol{x}$ は長さ方向，深さ方向にそれぞれ Nx，Nz 個に分割された各断層要素における，破壊開始時刻 t_r，滑り弱化距離 D_C，動的応力降下量 T_C から構成されており，その次元 N は $N = Nx \times Nz \times 3$ である．

与えられた観測方程式を次式のように評価関数 J の最小化問題として定式化する．

$$J = \frac{1}{2}(\boldsymbol{u}^* - \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}))^T \cdot (\boldsymbol{u}^* - \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})) \longrightarrow \min . \tag{4.46}$$

$\boldsymbol{u}$ は $\boldsymbol{x}$ の非線形関数であるため，動力学震源インバージョンが非線形最小化問題として定式化されたことになる．

4.4 数値解析例

4.4.1 数値解析モデル

8×8 の分割数を有する断層モデルに対して，定式化された動力学震源インバージョン手法の数値解析を実施した．**表– 4.1** に示すパラメタ，静的応力降下量 T_0，動的応力降下量 T_C，滑り弱化距離 D_C を与えて予め計算されている地表面波形を観測波形とし，これらパラメタの推定を行う．物性とその他のパラメタを**表– 4.2** に示す．断層面の傾斜角は90°とし，設定する断層モデルと観測点の位置関係を**図– 4.14** に示す．最適化問題の解法としては共役勾配法を用いる．なお，断層破壊点の位置とその時刻は既知であるとする．

4.4.2 観測波形の違いによる推定値の差

破壊時刻の初期値は破壊が破壊開始点からS波速度の0.8倍で伝播すると設定し，滑り弱化距離は断層面で一定の0.025 m，T_C は0.722 MPaを初期値とする．観測量は，加速度波形のWavelet変換により得られたScalogram，あるいは変位波形により構成し，0.1 – 3.0 Hzのバンドパスフィルタを施している．**図– 4.15** は設定した静的応力降下量，動的応力降下量，滑り弱化距離の真値の分布を表す．

図–4.16 に変位波形のみを観測波形として与えた場合の推定値の分布を示す．推定された静的応力降下量と動的応力降下量は真値の分布と著しく異なるが，分布のピークの空間的な位置は真値とほぼ同じである．しかしながら，アスペリティ領域が背景領域にたいして区別出来る程十分な解像度はない．**図–4.17** は加速度波形の

Wavelet変換によるScalogramを観測量として与えた場合の推定値の分布であるが，分布のピークの位置を見出すに十分のピークが見られない．

図–4.16，**4.17**で推定された分布の形状が異なるということは，変位波形と加速度波形のWavelet変換によるScalogramが異なる情報を有していることを示唆するため，これらの情報を融合して推定を行い，その推定値を**図–4.18**に示す．しかし，得られた推定値の分布はピーク位置が不明瞭であるという加速度によるものと似た傾向を示し，真値の分布とは大きく異なる．

推定値の精度を向上させるため，変位波形のみを用いて一度推定を行い，得られた分布を初期値として変位波形と加速度のWavelet変換によるScalogramとを融合させて観測として推定を実施した．**図–4.19**に推定された分布を示すが，ピークの位置が明瞭となることがわかる．用いた観測は**図–4.18**と同じであるが，一度変位波形により推定値の条件を絞ることで，推定値が向上したと考えられる．

4.4.3 マルチスケールインバージョン手法

図–4.19は，変位波形のみを用いた推定から，得られた分布を初期値として変位波形と加速度のWavelet変換によるScalogramとを観測として推定を実施したケースにおける，**図– 4.14**中に示した観測点A，B，及びCにおける波形の比較を示す．観測と計算されたものが非常に近い値を示していることがわかる．すなわち，観測値に含まれる情報から**図–4.18**と真値の分布を区別することが難しいことがわかる．先の例のように一度変位波形で推定された値を初期値とすることで推定精度が向上するということは，与えられた観測に何らかの事前情報を加えて精度の向上を達成していることを意味し，空間解像度が不足していたために生じた結果であったと考えられる．

推定可能なパラメタの空間解像度は断層の傾斜，観測点数，観測点の配置などに依存すると考えられるが，実際の問題を考えた場合，予め問題の解像度を知ることは難しい．このため，与えられた問題がどの空間解像度まで保証できるかを見出しながら推定を行うことを考える．

そこでマルチスケールの概念を動力学震源インバージョンに導入し，推定を実施した．解析手順は，まず断層上に空間分布する推定値が一定であると仮定し，この値を0.1-1.0 Hzの変位波形から推定する．次に，推定された分布を初期値として，断層を2x2に分割された小断層内で一定と仮定された推定値を0.1-1.0 Hzの変位波形から推定する．次に，2x2の小断層を用いて推定された分布を初期値として，4x4に分割された小断層内で一定と仮定された推定値を0.1-1.0 Hzの変位波形と0.1-2.0 Hz

の加速度波形のWavelet変換によるScalogramとを用いて推定する．最後に，8x8に分割された小断層内で一定と仮定された推定値を0.1-1.0 Hzの変位波形と0.1-3.0 Hzの加速度波形のWavelet変換によるScalogramとを用いて推定する．推定された値が前のステージで推定された値と変化しない場合，観測波形に含まれるパラメタの空間解像度を越えた推定結果であることを示す．

図–4.20，**4.21**，**4.22**に各ステージにおいて推定された動的応力降下量，破壊時刻，滑り弱化距離を示す．ステージ4x4とステージ8x8における推定値の分布がほぼ等しいことから，先の例において解像度が不足していたために推定が困難であったという仮説が説明できる．また，推定された分布の精度が向上しており，アスペリティ領域と背景領域とは明瞭に区別できる．なお，この解析例をCase 1と称する．

次に，**図–4.23**に示す観測点配置に対して同じ条件により推定を行い，Case 2とする．Case 1では，断層を挟んで同じ距離，同じ角度で配置されている観測点があるために（**図– 4.14**），全ての観測点で独立な波形が計算されていたわけではない．従って，**図– 4.23**の観測点配置では，先の例よりも観測点配置が適切であるため観測波形に含まれる情報が富んでおり，観測波形に含まれる情報にパラメタの解像度が依存するならば推定値の分布の解像度が向上することが予想される．

図–4.24，**4.25**，**4.26**に推定された動的応力降下量，破壊時刻，滑り弱化距離の分布を示す．動的応力降下量の推定値の分布はCase 1と比較して真値の再現性もよい．また，ステージ4x4における結果と8x8における結果が異なることから，観測点の分布として8x8の推定が行える解像度であることがわかる．言い替えると，観測点の配置が震源インバージョンの結果に影響を与えることを示唆している．

しかし，破壊時刻の再現性は比較的悪く，ステージ2x2で推定された分布が後のステージの解に影響を与えている．破壊時刻は静的応力降下量と動的応力降下量の差と等価な物理量であるから，静的応力降下量で比較した場合にどの程度の再現性であるか確認すると，**図–4.27**に示したように静的応力降下量は動的応力降下量と同程度の再現性を示している．すなわち，動的応力降下量や静的応力降下量として真値の再現性を確認すると適切に推定されたように見られるが，その差に関係する破壊時刻の解像度は悪く，先に述べたような解釈を用いると，その解像度は2x2レベルであると考えられる．

高周波数領域の観測情報を逆問題に反映させるため，高周波数の加速度波形を用いているが，実際の問題を考えると複雑な地盤構造の影響により高周波数領域のグリーン関数を精度良く推定することは難しい．そこで，全てのステージにおける観測波形を0.1-1.0 Hzの変位波形として，高周波数の情報を用いない場合にどのていどパラメタが推定されるかをCase 2の観測点配置において確認する．

図–4.28, **4.29**, **4.30** に推定された動的応力降下量，滑り弱化距離，静的応力降下量の分布を示すが，先の推定結果と大きな差が見られない．これは，周波数帯域の限られた情報であってもパラメタの解像度に与える影響は小さく，高周波数と低周波数との関係が動力学に基づいた破壊過程によって結びつけられている可能性が考えられる．

4.5 まとめ

本章では，地表面波形を観測量とし，震源の破壊現象を支配するパラメタ，動的応力降下量分布，静的応力降下量分布，および滑り弱化距離の推定を試みた．

境界積分方程式と滑り依存型摩擦構成則とから表面力項を消去することにより，対象時刻の滑り分布をその時刻以前の滑り量と時間に依存しないパラメタのみで陽に与える式を導いた．推定変数に含まれる降伏表面力を破壊開始時刻で置き換えることにより降伏表面力による滑りの鋭敏性を回避し，評価関数を偏微分可能な関数に変換した．また，支配パラメタ間に存在する拘束条件を導出し，破壊動力学上独立な変数群，集約動的パラメタを考案した．

8×8の分割数の断層を対象とした数値解析例では，任意の初期値から収束計算を実施すると局所的最適解に陥りやすいことを述べた．その改善手法として集約動的パラメタに動的応力降下量を導入し，変位波形を用いて動的応力降下量分布を推定した後に，加速度波形のScalogramを観測に加えて推定する手法について述べた．また，解像度に適合する分割数で支配パラメタを推定するため，マルチスケールインバージョン手法について述べ，その効果を確認した．

表–4.1 推定するパラメタ

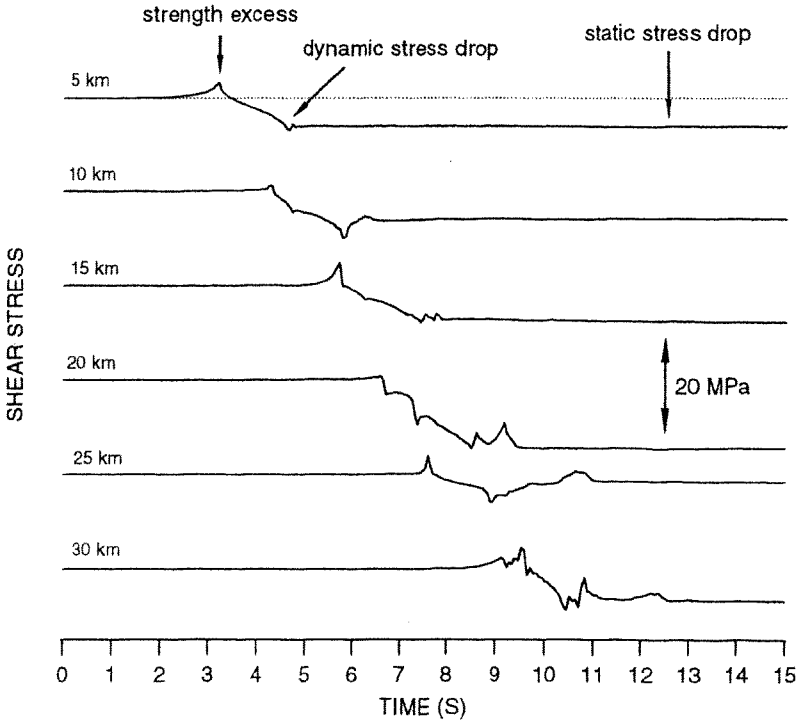
	T_0[MPa]	T_C[MPa]	D_C[m]
アスペリティ	1.270	1.410	0.0325
背景領域	0.778	0.849	0.0325
発震点	1.480	1.410	0.0325

表–4.2 断層の物性および計算条件

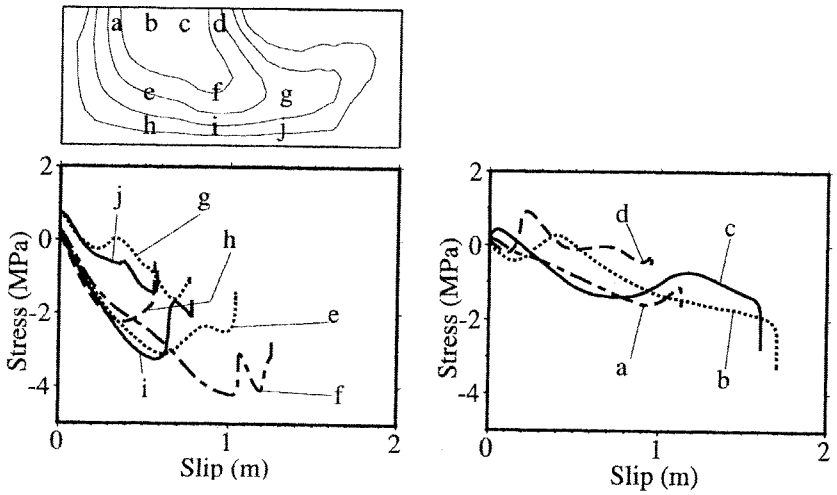
rake[deg]	ρ[t/m^3]	v_s[m/s]	v_p[m/s]	Δx[m]	Δt[s]	N_x	N_z
45	2.9	3800	6500	800	0.01	8	8

表–4.3 各ステージにおける繰り返し回数

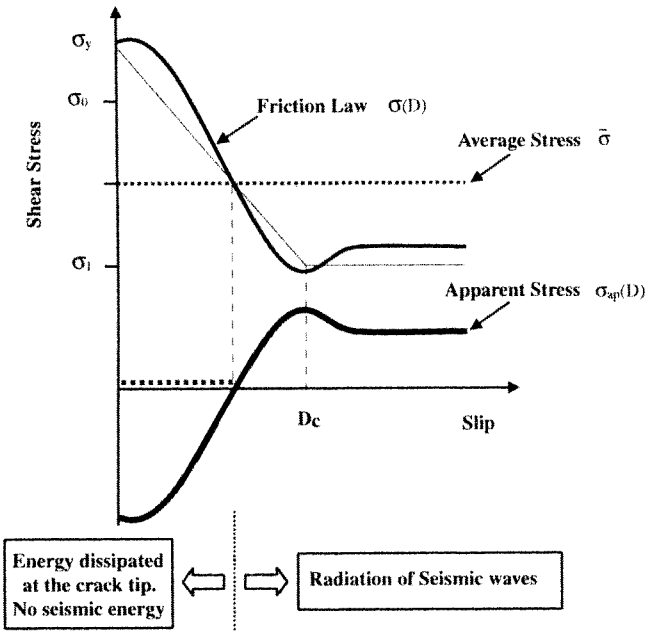
	Number of estimation parameters	Number of iteration steps in Case 1	Number of iteration steps in Case 2
1×1	3	104	19
2×2	12	15	19
4×4	48	36	112
8×8	192	161	200



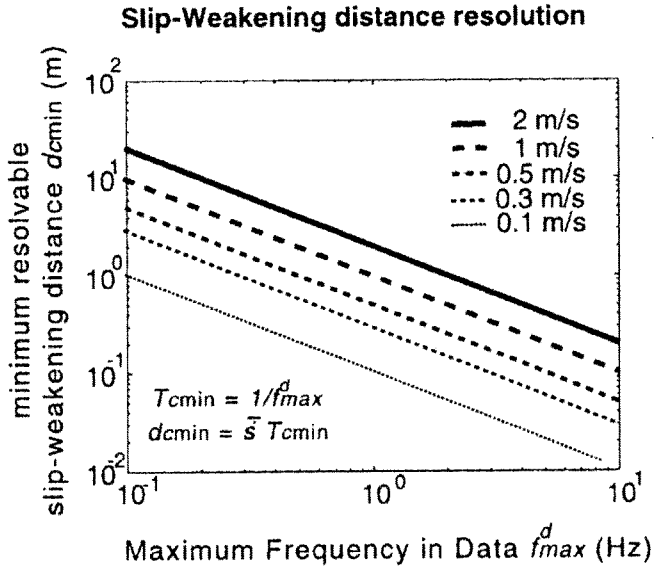
図–4.1 応力の経時変化（Bouchon, 1997）[38]



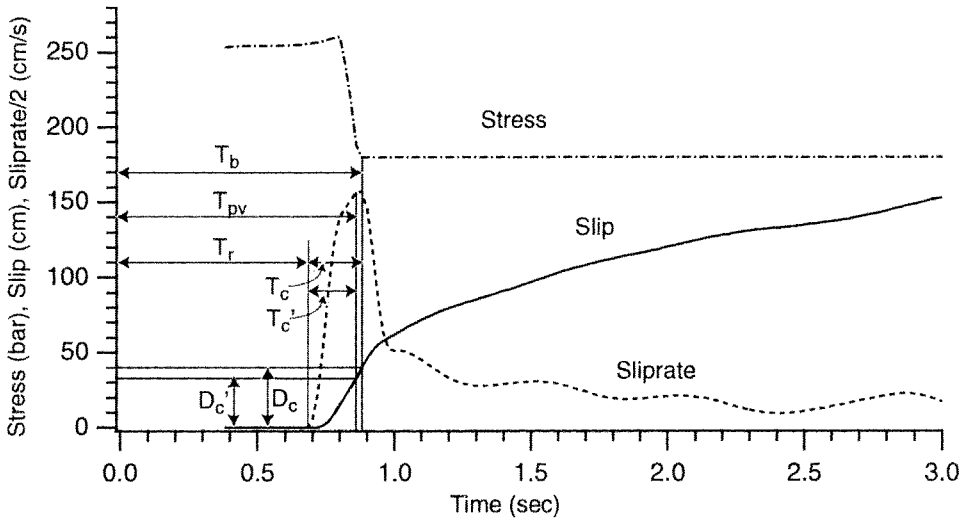
図–4.2 兵庫県南部地震における断層の摩擦構成則（Ide and Takeo, 1997）[33]



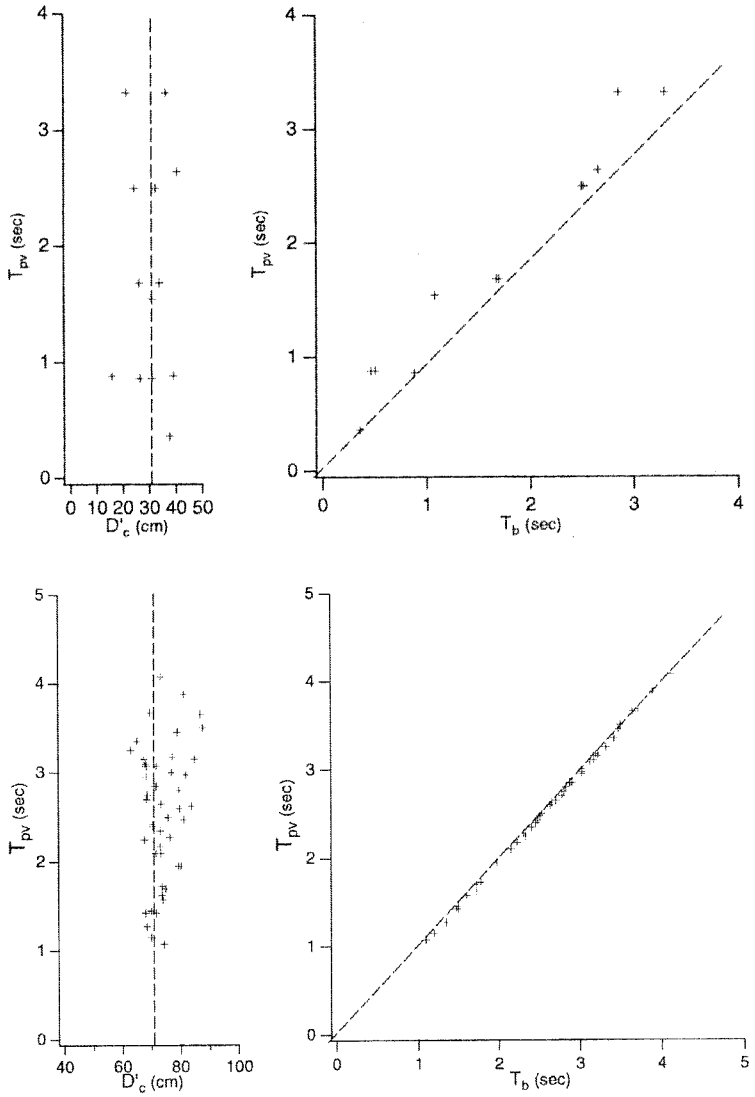
図–4.3 apparent stress の時刻歴による D_C の推定方法（Pulido and Irikura, 2000）[39]



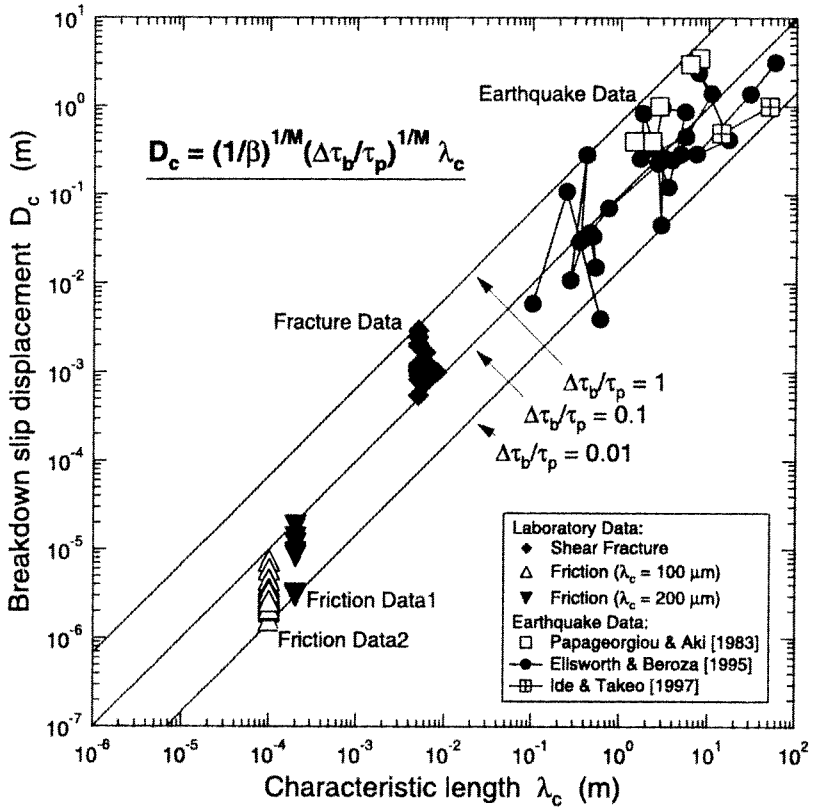
図–4.4 観測に含まれる最大周波数($fmax^d$)，推定可能な最小の滑り弱化距離($dcmin$)，及び平均滑り速度の関係



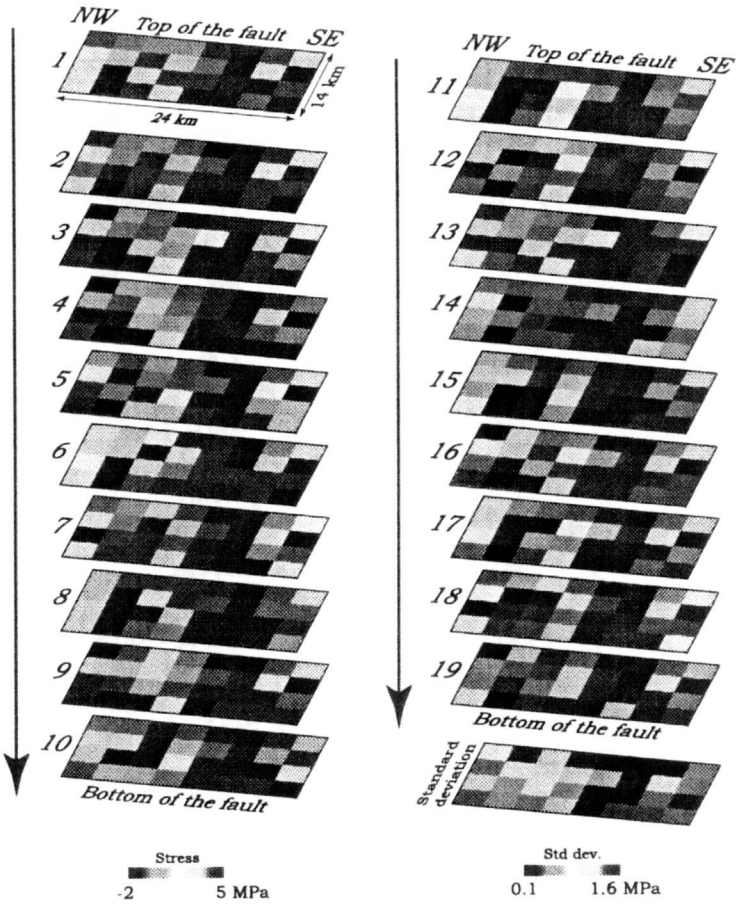
図–4.5 Mikumo *et al.*(2003)[34]による滑り弱化距離 D_C の推定手法



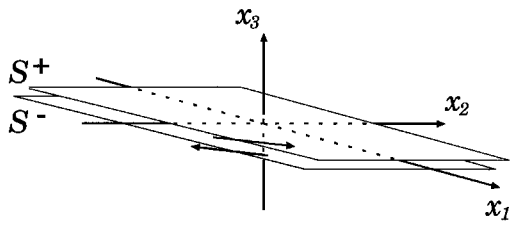
図–4.6 2種類のシミュレーションにより得られた $T_b - T_{pv} - D_C$ 関係（Mikumo *et al.*, 2003）[34)]



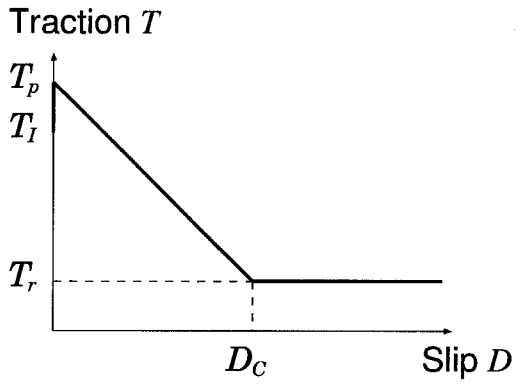
図–4.7 滑り面の特性長さ γ_c と滑り弱化距離 D_C の関係（Ohnaka, 2003）[42)]



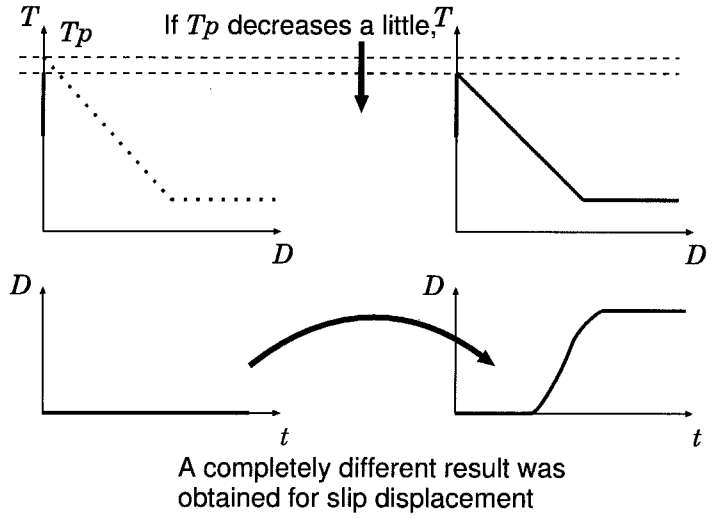
図–4.8 鳥取県西部地震における初期応力分布（Peyrat and Olsen, 2004）[44)]



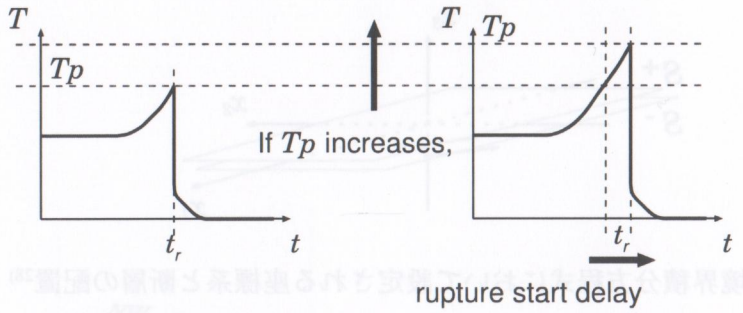
図–4.9 境界積分方程式において設定される座標系と断層の配置[28)]



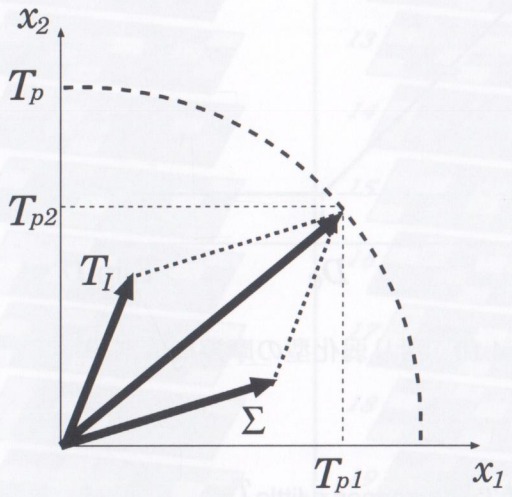
図–4.10 滑り弱化型の摩擦構成則[32)]



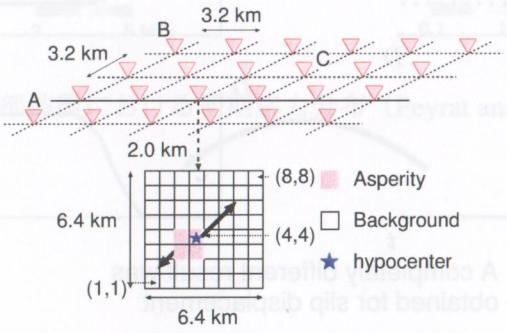
図–4.11 降伏表面力が滑り分布に及ぼす鋭敏性



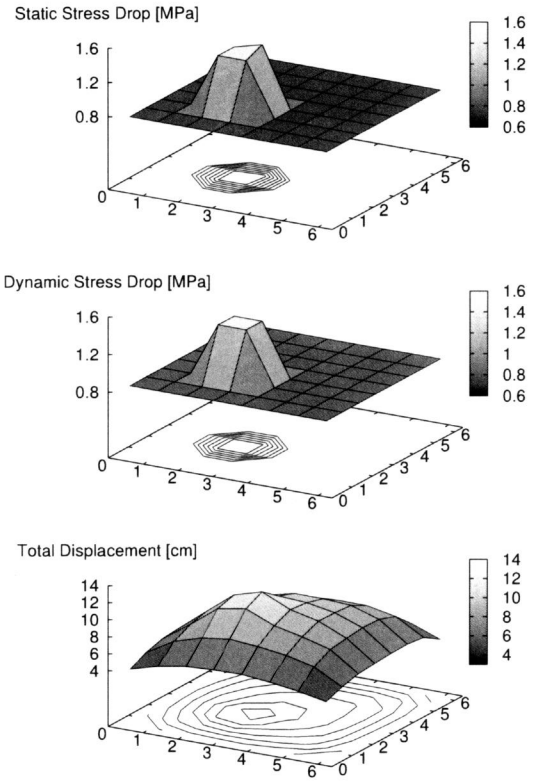
図–4.12 破壊時刻 t_r をパラメタに導入することによる鋭敏性の除去



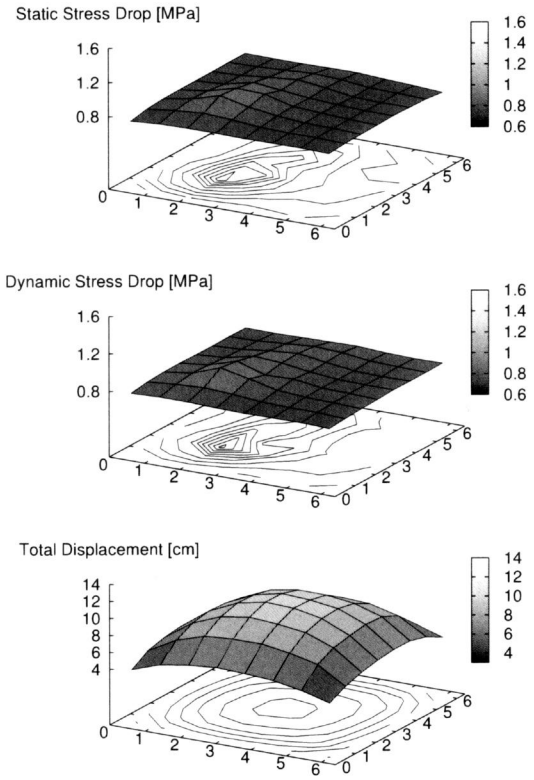
図–4.13 T_p をスカラー量と仮定した時の破壊基準と T_{p1}, T_{p2}



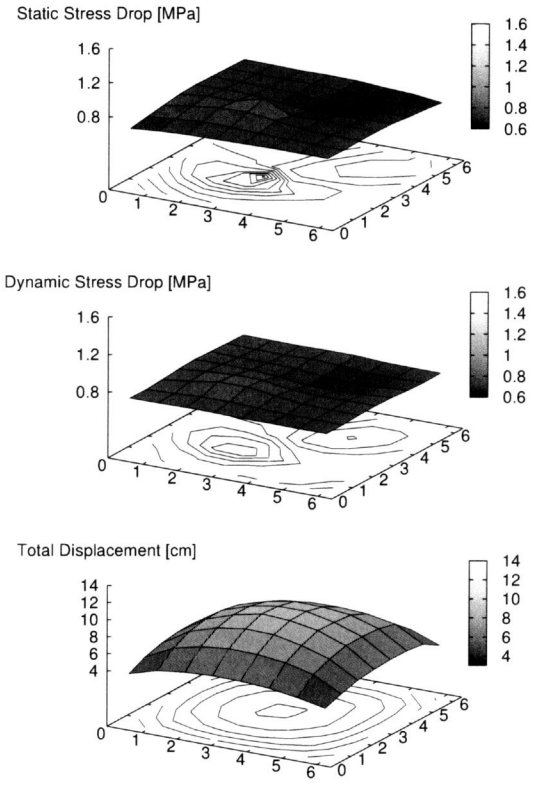
図–4.14 断層と観測点の位置関係



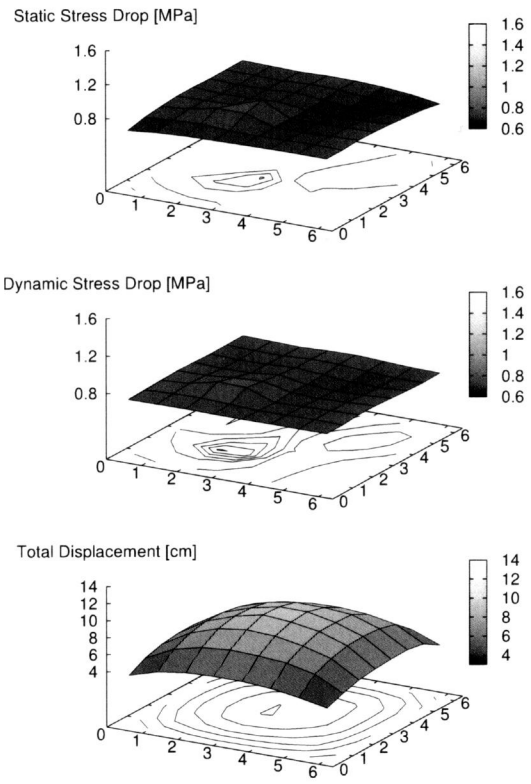
図–4.15 真値の分布（上から静的応力降下量，動的応力降下量，最終滑り変位）



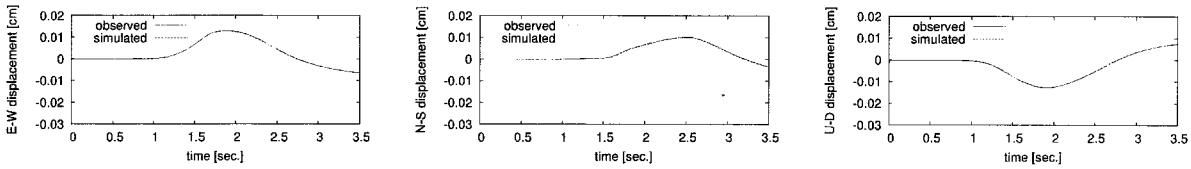
図–4.16 変位波形のみから推定される分布



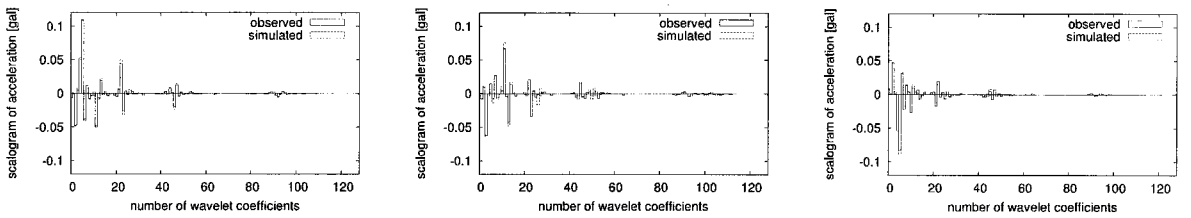
図–4.17 加速度波形の Wavelet 変換による Scalogram から推定される分布



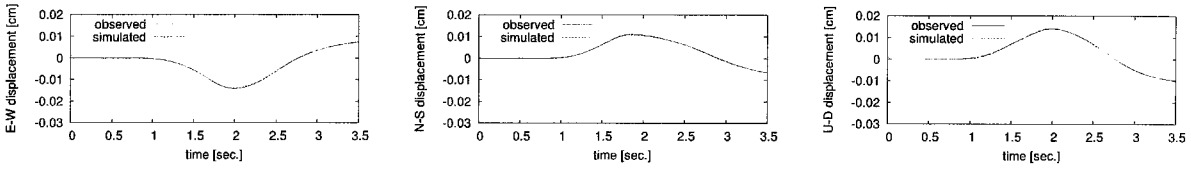
図–4.18 変位波形と加速度波形の Wavelet 変換による Scalogram とを観測量として推定される分布



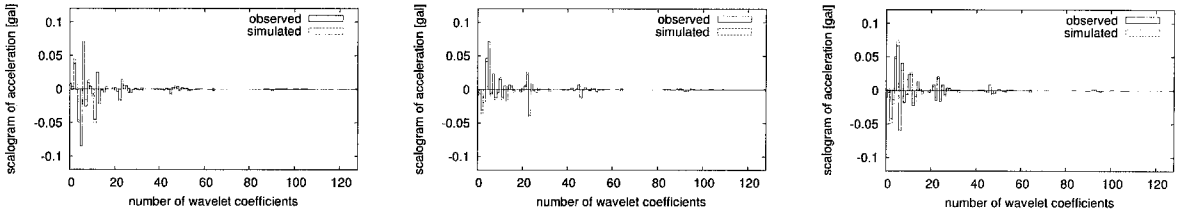
(a-1) Site A



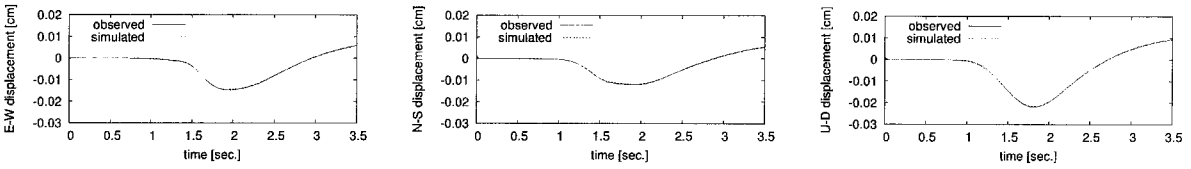
(a-2) Site A



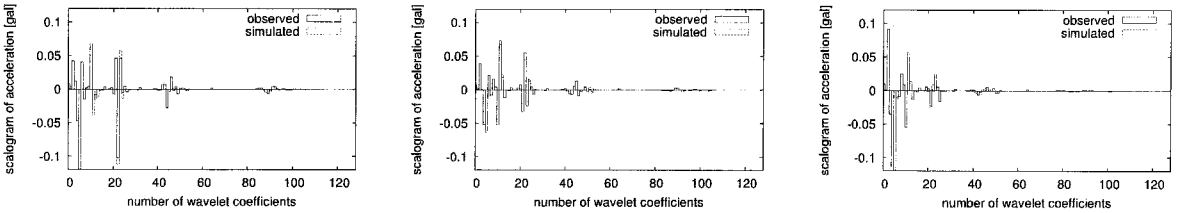
(b-1) Site B



(b-2) Site B

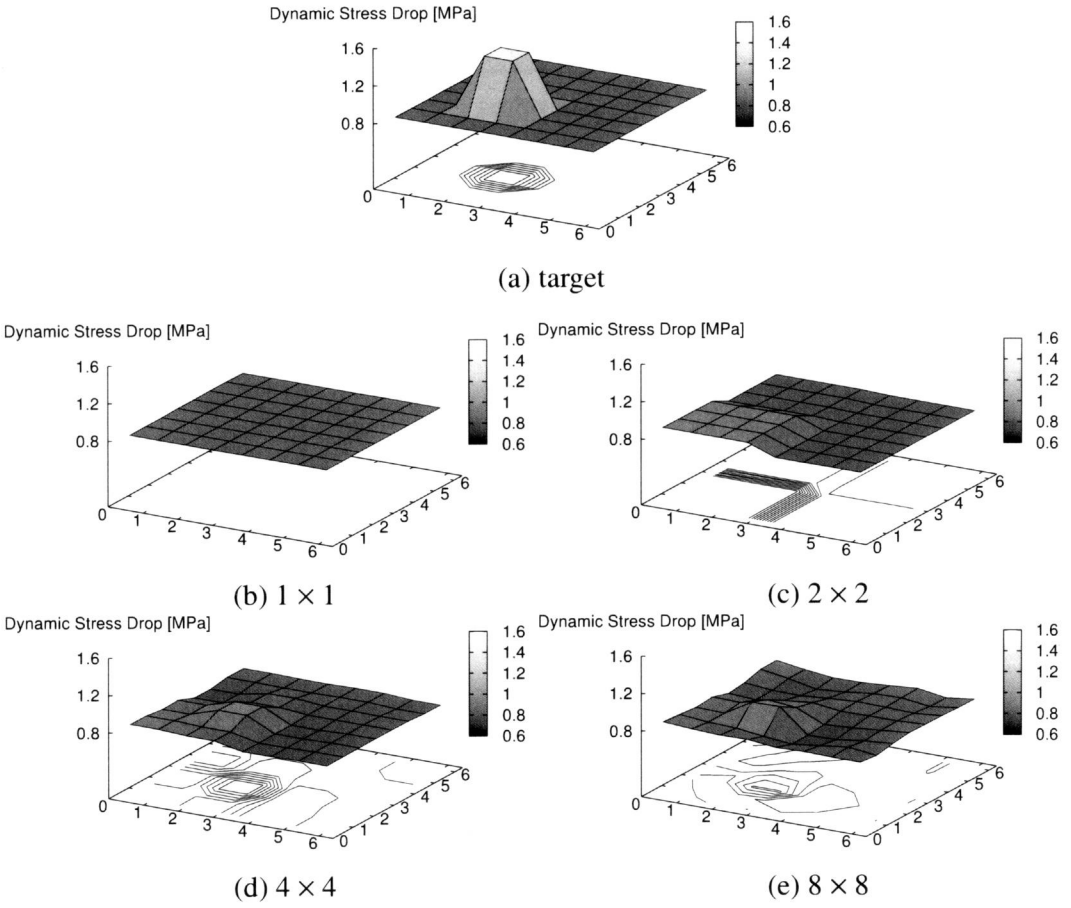


(c-1) Site C

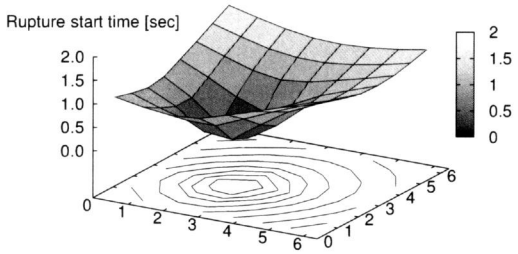


(c-2) Site C

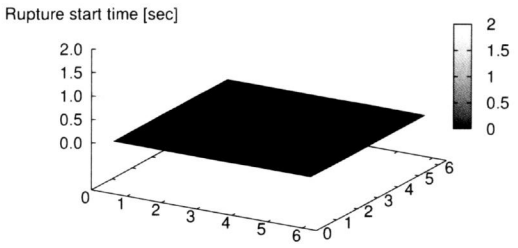
図–4.19 変位波形と加速度波形の Wavelet 変換による Scalogram とを観測量として推定された値に対する波形と観測波形の比較



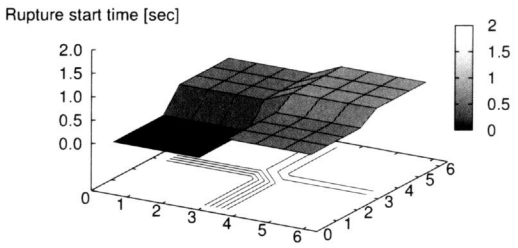
図–4.20 推定された動的応力降下量（Case 1）



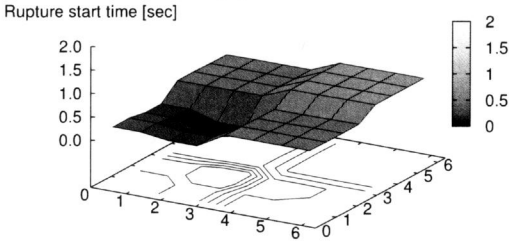
(a) target



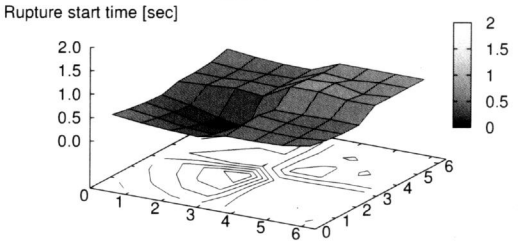
(b) 1×1



(c) 2×2

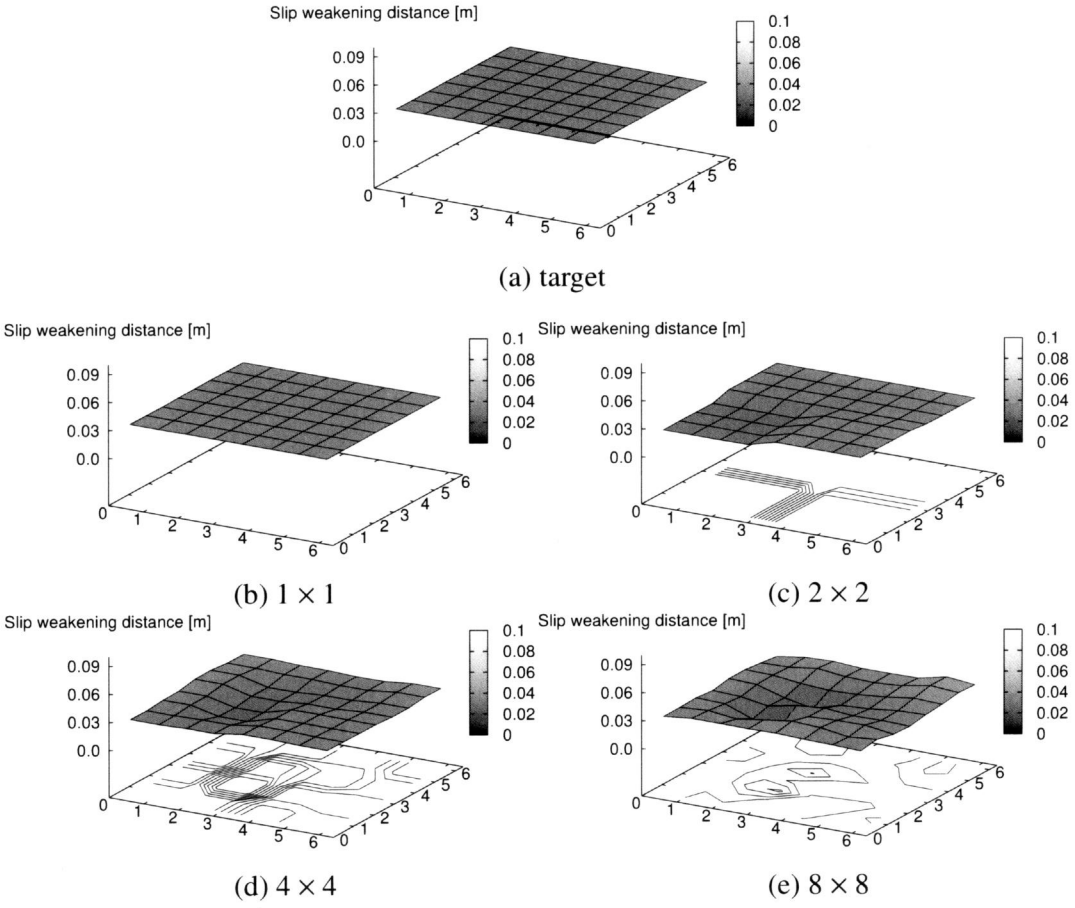


(d) 4×4



(e) 8×8

図–4.21 推定された破壊時刻（Case 1）



(a) target

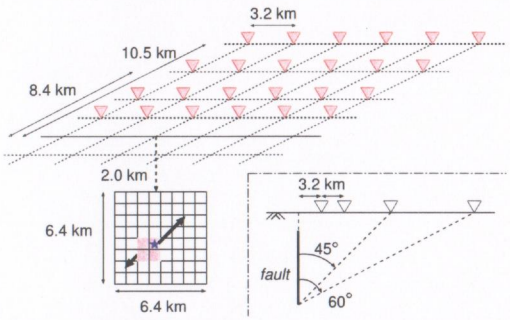
(b) 1×1

(c) 2×2

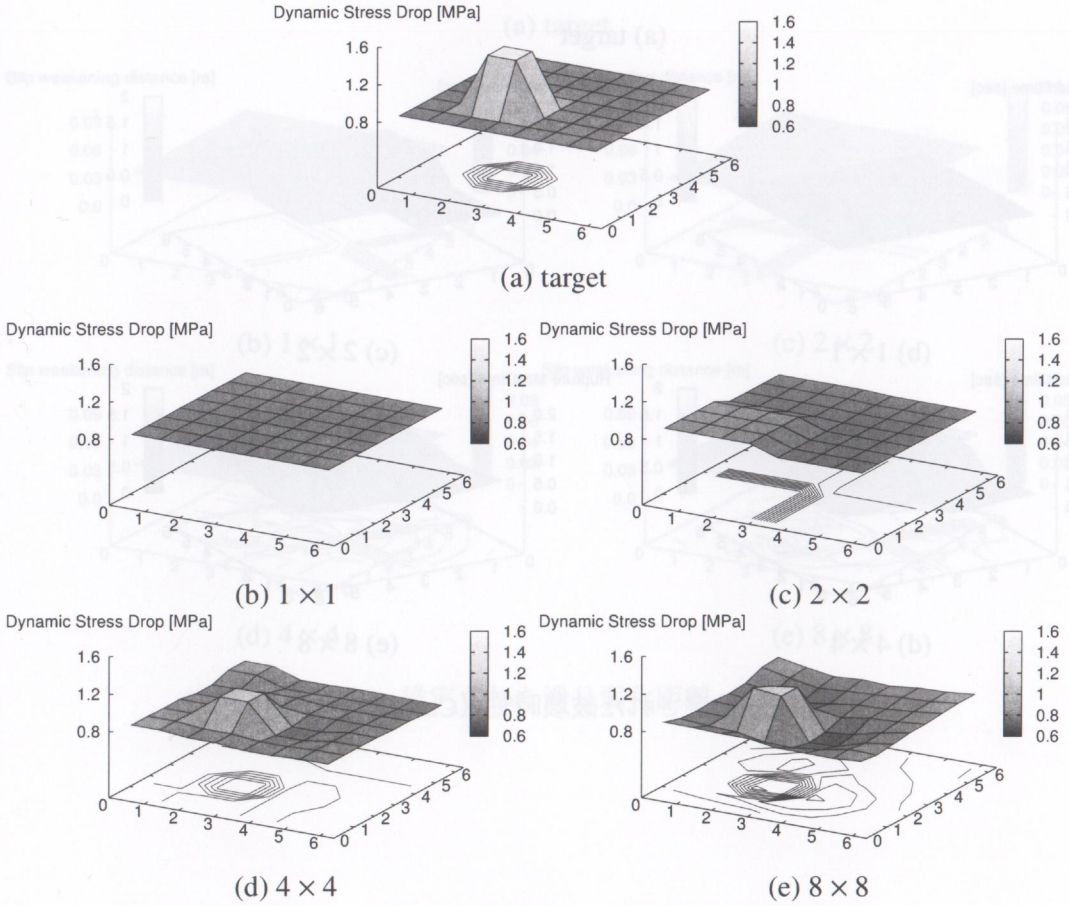
(d) 4×4

(e) 8×8

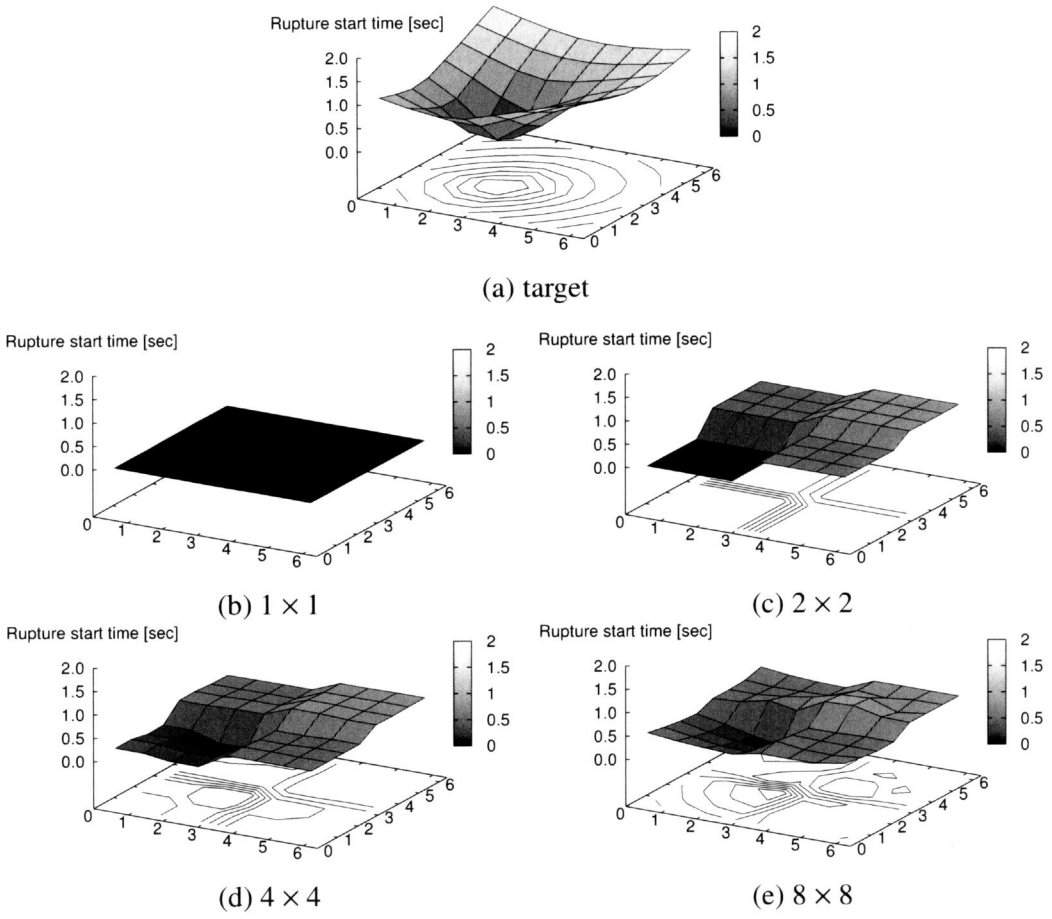
図–4.22 推定された滑り弱化距離（Case 1）



図–4.23 断層と観測点の位置関係（Case 2）



図–4.24 推定された動的応力降下量（Case 2）



(a) target

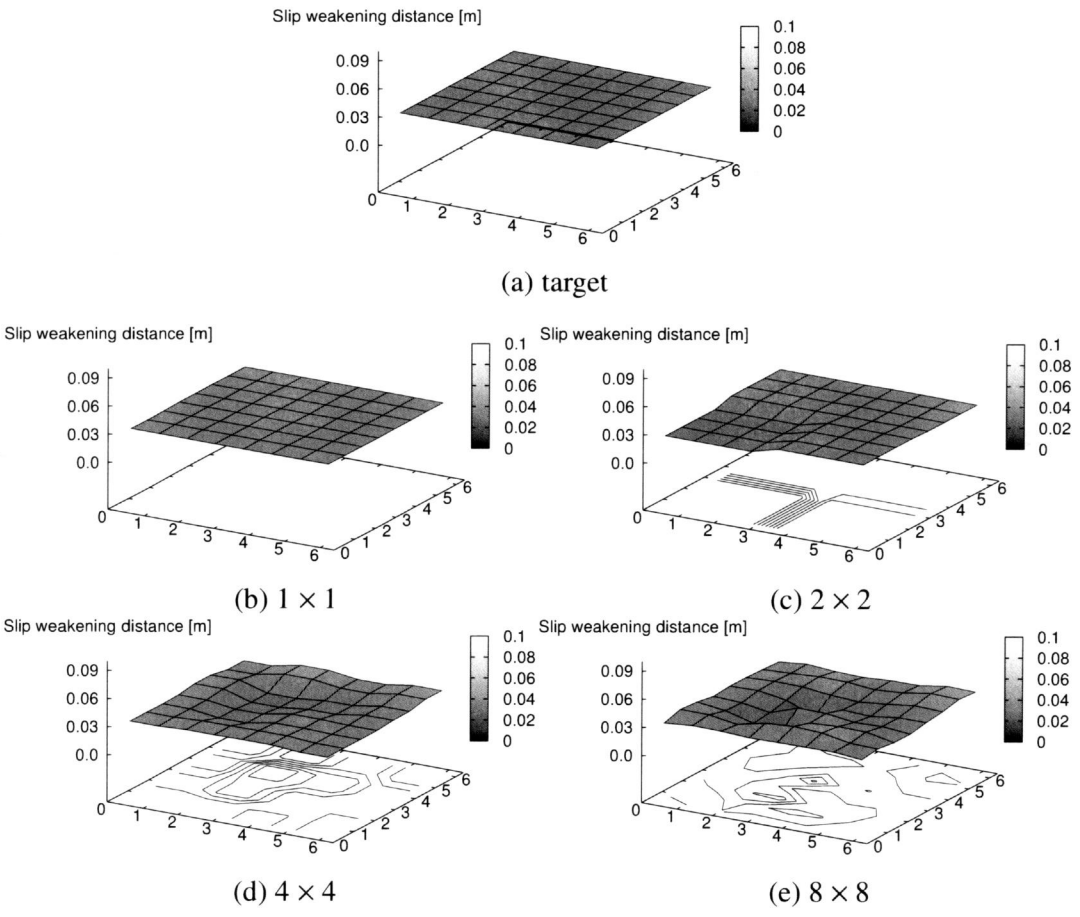
(b) 1×1

(c) 2×2

(d) 4×4

(e) 8×8

図–4.25 推定された破壊時刻（Case 2）



(a) target

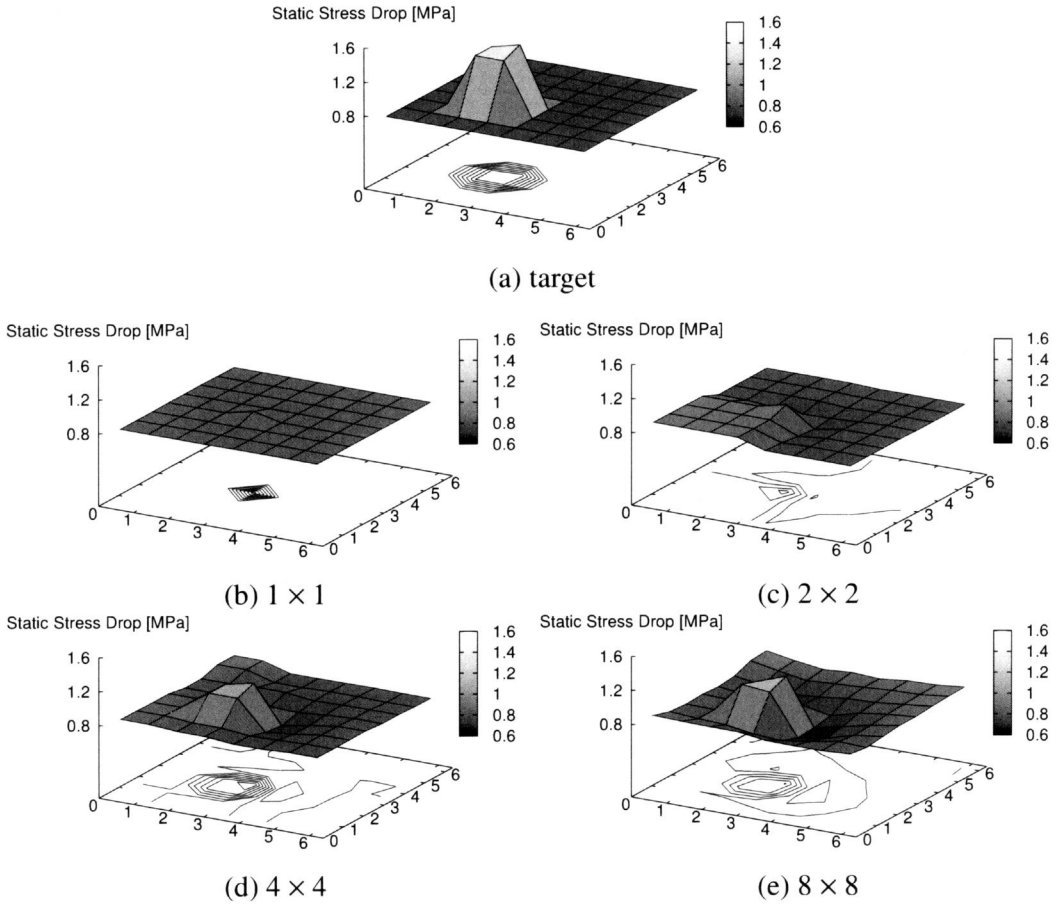
(b) 1×1

(c) 2×2

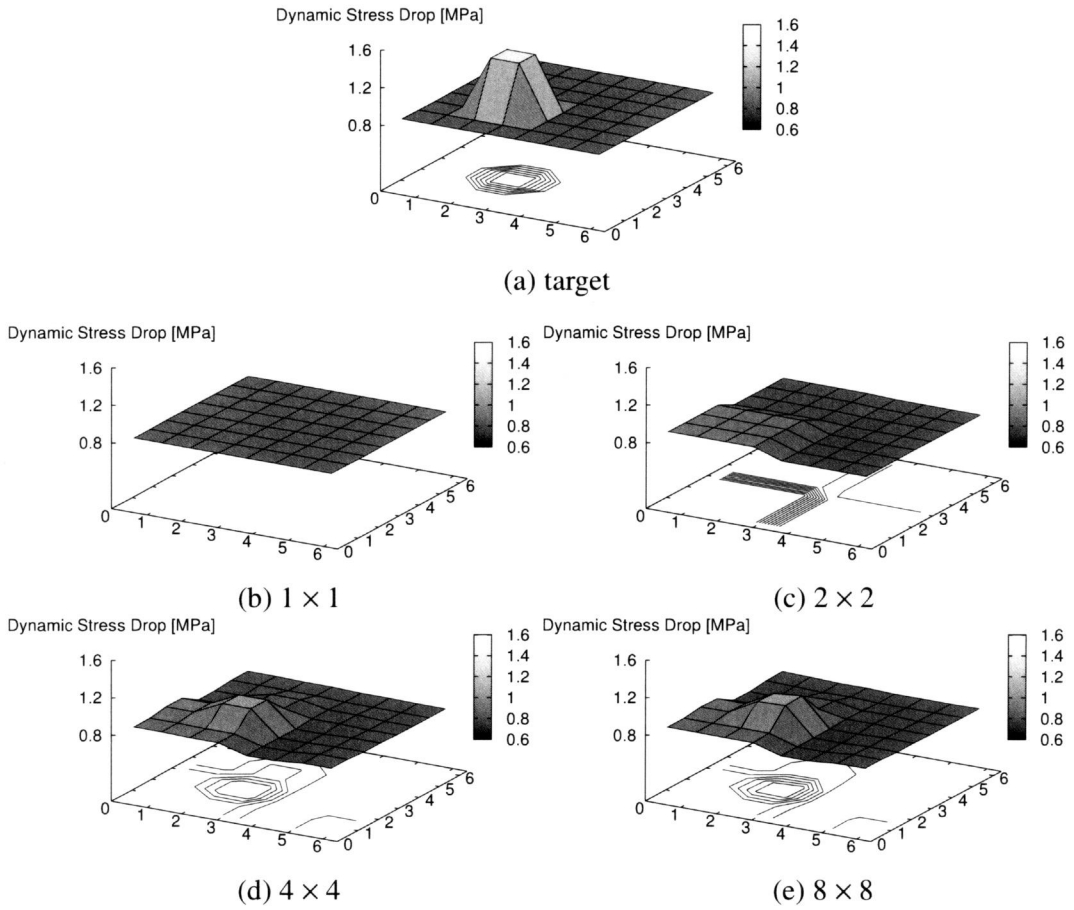
(d) 4×4

(e) 8×8

図–4.26 推定された滑り弱化距離（Case 2）



図–4.27 推定された静的応力降下量（Case 2）



(a) target

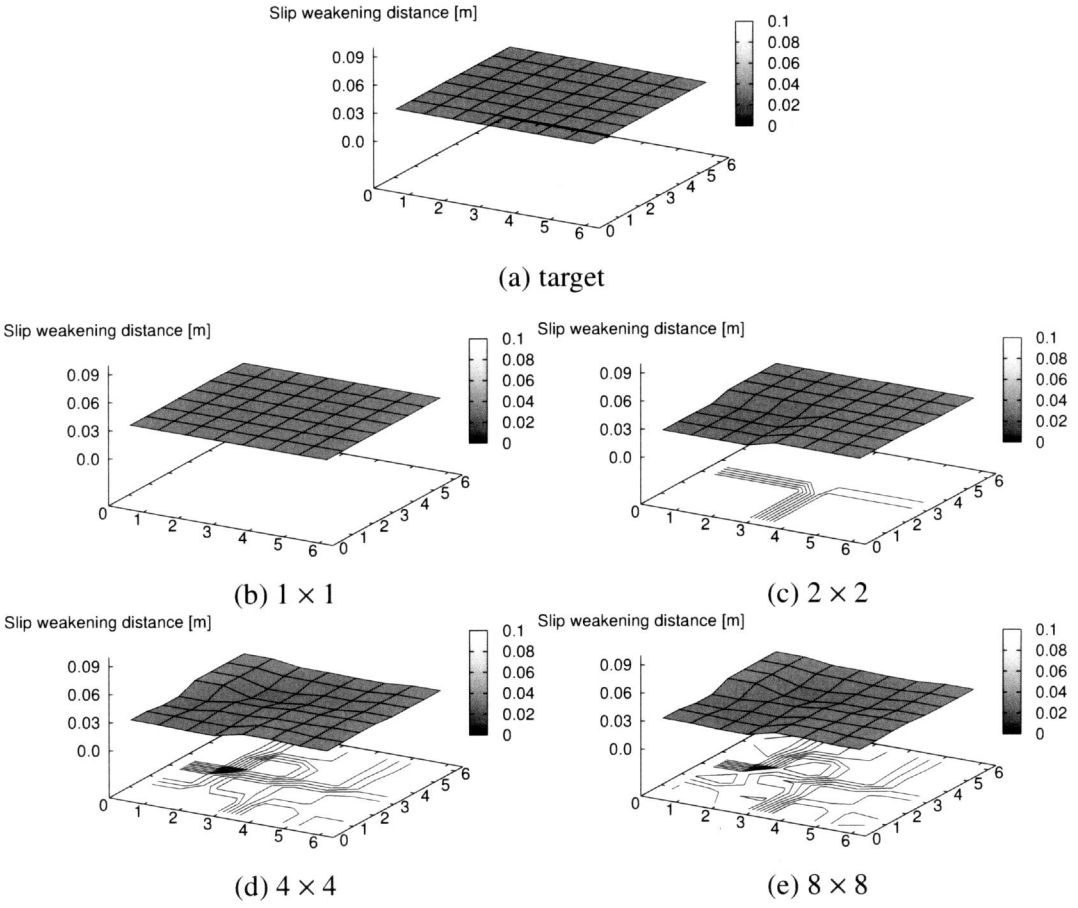
(b) 1×1

(c) 2×2

(d) 4×4

(e) 8×8

図–4.28 推定された動的応力降下量（Case 2，0.1-1.0 Hz）



(a) target

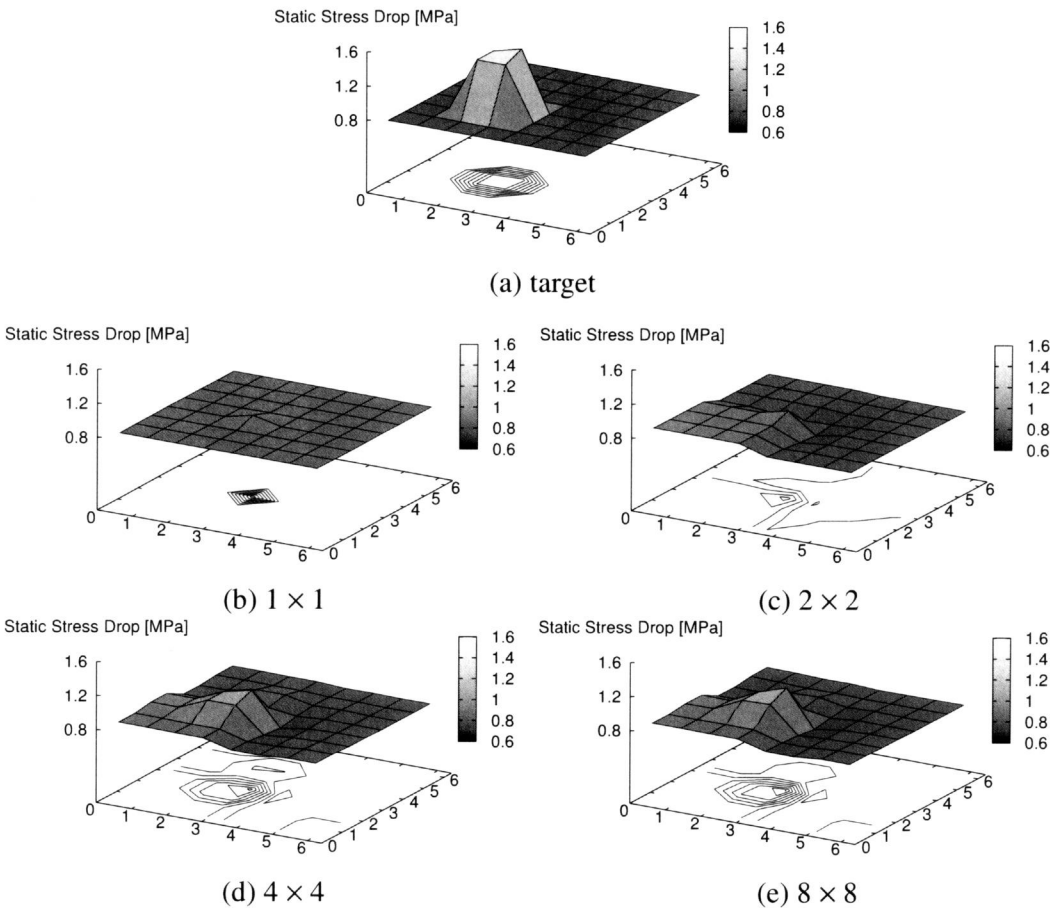
(b) 1×1

(c) 2×2

(d) 4×4

(e) 8×8

図–4.29 推定された滑り弱化距離（Case 2，0.1-1.0 Hz）



(a) target

(b) 1×1

(c) 2×2

(d) 4×4

(e) 8×8

図–4.30 推定された静的応力降下量（Case 2，0.1-1.0 Hz）

第5章　Walsh関数に基づくマルチスケール動力学震源インバージョン解析

5.1　概要

4章では，動力学震源インバージョンの定式化と簡単な3次元の数値解析を実施し，推定変数の数が与えられた観測点配置などの条件に依存するインバージョン解像度が適切なものとなるように，マルチスケールインバージョンを導入した．マルチスケールインバージョンがどのような数学的意味を有する解析手法であるかに関しての議論は行わなかった．本章では，Walsh関数を用いてマルチスケールインバージョン手法を再構築し，数値解析を実施する．また，4章で言及されていない集約動的パラメタ間のトレードオフについても考察する．

5.2　マルチスケールインバージョン

5.2.1　動力学震源インバージョンの評価関数

4章で定式化されたように，集約動的パラメタからなる推定ベクトル $\boldsymbol{x}$ と観測波形からなる観測ベクトル $\boldsymbol{u}^{n*}$ は次式の観測方程式を満たす．

$$\boldsymbol{u}^{n*} = \boldsymbol{u}^{n}(\boldsymbol{x}) + \boldsymbol{v}^{n}. \tag{5.1}$$

ここに，n は観測点を表す．4章では式(5.1)のノイズベクトル $\boldsymbol{v}^{n}$ が全ての観測点で同じ正規分布に従うと仮定して最小化関数 J を定義した．しかし，一般に観測点毎にことなるレベルのノイズが含まれていると考えられること，観測の振幅レベルに応じたノイズレベルであると考えられることなどから，ここでは以下のように評価関数を定義する．

$$J = \sum_{n} \frac{\|\boldsymbol{u}^{n*} - \boldsymbol{u}^{n}(\boldsymbol{x})\|^2}{\|\boldsymbol{u}^{n*}\| \, \|\boldsymbol{u}^{n}(\boldsymbol{x})\|} \longrightarrow \min. \tag{5.2}$$

5.2.2 Walsh関数とマルチスケールインバージョン

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[52)53)]．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．

$$\hat{f}_k = \frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N-1} f_i \cdot \varphi_i\left(\frac{k}{N}\right), \quad f_i = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{f}_k \cdot \varphi_k\left(\frac{i}{N}\right). \tag{5.3}$$

Walsh級数展開は，Walsh関数と係数 $\hat{f}_k$ の線形和で元の離散関数を表現しており，$\hat{f}_k$ はWalsh係数と呼ばれる．**図-5.1** に模式図を示す．

本研究の集約動的パラメタは時間に依存しない変数であるため，その空間分布 a_{ij} をWalsh級数展開により次のように表現することが出来る．

$$a_{ij} = \sum_{l=0}^{M-1}\sum_{k=0}^{L-1} \hat{a}_{kl} \cdot \varphi_k\left(\frac{i}{N}\right)\varphi_l\left(\frac{j}{N}\right). \tag{5.4}$$

ここに，L, M は $L \leq N$，$M \leq N$ を満たす整数である．Walsh関数の添字 k，l は順序を表しており，k あるいは l 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．

$N/(m+1)$ 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-1} 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 $\bar{a}_{ij}^m$ 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となる．

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_{ij} を m 次のモードのみから構成される近似値 $\bar{a}_{ij}^m$ 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つ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-5.2**）．ただし，滑り弱化距離，動的応力降下量はWalsh係数 $\hat{a}_{kl}$ 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必要から，Walsh係数から合成される近似値 $\bar{a}_{ij}^m$ を直接推定変数とする．

5.3 数値解析モデル

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-5.3** 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/m^{3}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．傾斜各が45°より大きいため，3章の議論により破壊に及ぼす地表面の影響は小さいと考えられる．そのため，断層の破壊計算において地表面の効果は無視する．また，後述する観測点数を削減した例では，**図- 5.3**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．

数値解析では2通りの断層破壊モデルを示す．**図-5.4**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．4章と異なり，共に滑り弱化距離が空間分布している．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，4章でははは行っていなかったが，本章の動力学震源インバージョンではこの破壊開始点のf_bも推定変数に加えている．

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^m_{min}からその閾周波数f^mを

$$f^m = v_s/h^m_{min}, \tag{5.5}$$

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，滑り弱化距離0.1m，動的応力降下量4.0MPa/m，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．

5.4 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- 5.5**）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．4章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，滑り弱化距離の分布が均一であったため，この数値解析のように滑り弱化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 Spudich(2000)[40]による研究が挙げられる．Guatteri and Spudichは，静的応力降下量を同じ値として滑り弱化距離が長く，動的応力降下量が小さいモデルと，滑り弱化距離が短く，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，滑り弱化距離と動的応力降下量にトレードオフが存在することを指摘している．特に，破壊強度（T_C-T_0）と滑り弱化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G_C

$$G_C = \frac{1}{2} \cdot T_C \cdot D_C, \tag{5.6}$$

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-5.5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．固定するパラメタはすべての組合せについて行い，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，滑り弱化距離，動的応力降下量を表す．

図-5.6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．滑り弱化距離に関しては[t_r]，[t_r,T_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]の場合に真の分布付近に推定されている．また，推定された分布は真値とは異なるが，[t_r,D_C]の場合における動的応力降下量も一定値分布でない結果を推定している．[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．4章の数値解析例から破壊時刻の感度が悪いことは示唆されていたが，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-5.6**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．ただし，見掛けの破壊エネルギG_Cに関しては，破壊時刻を固定した[t_r]の場合に良好な結果を示しており，固定するパラメタの選択次第では必ずしもG_Cの値は安定して推定されない．

図-5.6より，[t_r]の結果が両パラメタ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-5.7** に推定されたパラメタの空間分布を，**図-5.8** 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-5.7** に示した見掛けの破壊エネルギ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，破壊時刻が何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-5.7** 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．

5.5 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-5.9** 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-5.10** に，Model Bの分布を**図- 5.11** 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．

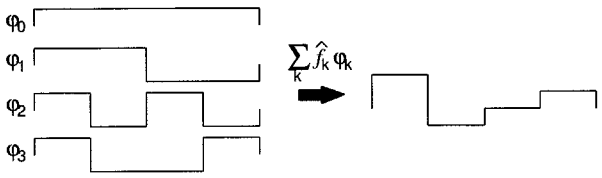
一方，10%のノイズを付加した状態で，観測点数を**図-5.3**中の1，4，7，10の4点とした場合，及び7のみの1点とした場合の結果を**図- 5.12，5.13**に示す．また，10%のノイズを付加した10点の観測波形による結果も併せて示している．Model A，B共に観測点数が少なくなるにつれて，滑り弱化距離，動的応力降下量共にModel AとBとで分布形状が似る傾向が見られる．特に，Model Bの深部側（6000–12000 m）の動的応力降下量の推定値が過小評価されている．しかし，ノイズを付加した場合と同様に，その傾向の変化は安定している．

5.6 まとめ

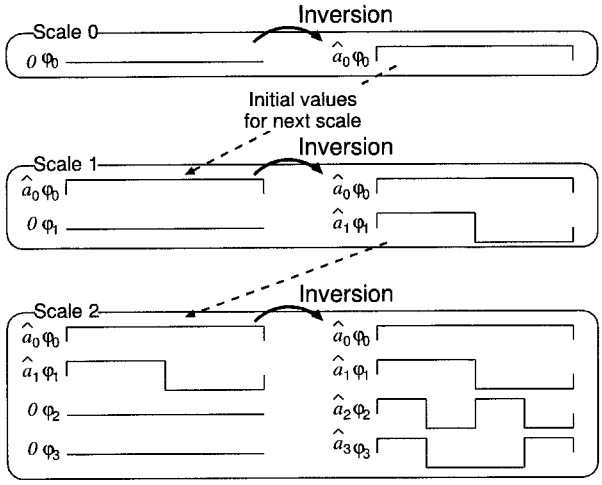
本章では，Walsh級数展開の概念を有するマルチスケールインバージョンを動力学震源インバージョンに導入し，推定変数間のトレードオフ関係，及びノイズと観測点配置に対する解の変化について考察した．

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．

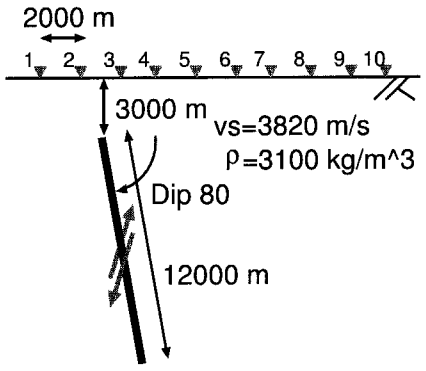
また，観測波形にホワイトノイズを付加した場合，及び観測点数の異なる場合について数値解析を実施し，破壊時刻の初期値が適切に設定されていれば安定してパラメタの空間分布を推定可能であることを示した．



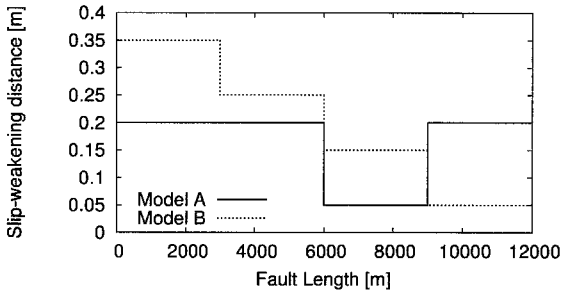
図–5.1　Walsh 係数と Walsh 関数による関数 f_i の表現方法



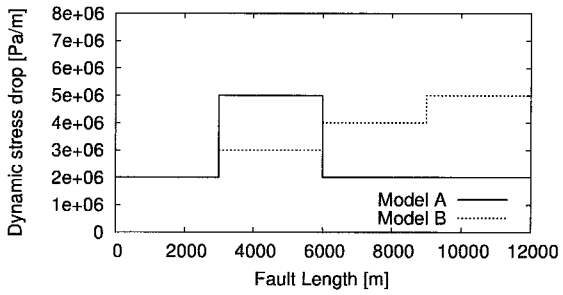
図–5.2　Walsh 関数によるマルチスケールインバージョンの概念



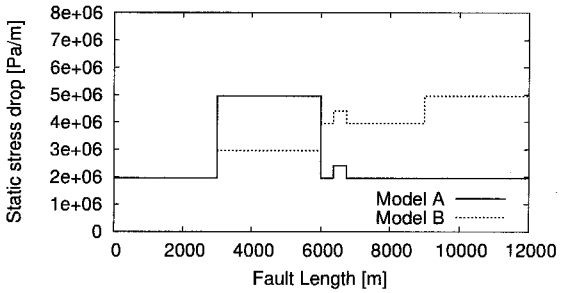
図–5.3　断層と観測点配置



(a) 真の滑り弱化距離

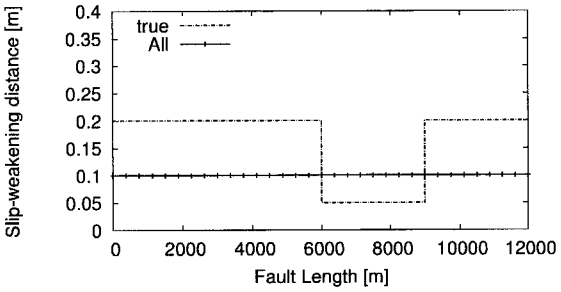


(b) 真の動的応力降下量

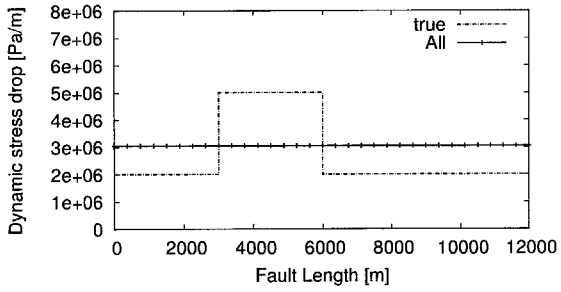


(c) 真の静的応力降下量

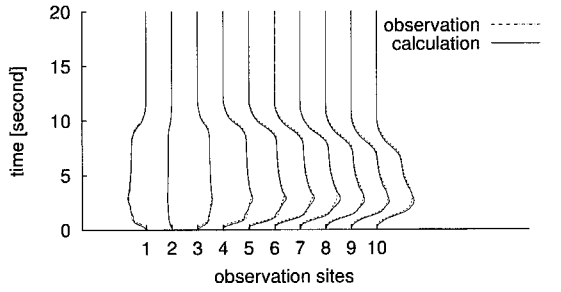
図–5.4　推定する断層破壊モデル（Model A，Model B）の真の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布



(a) 滑り弱化距離

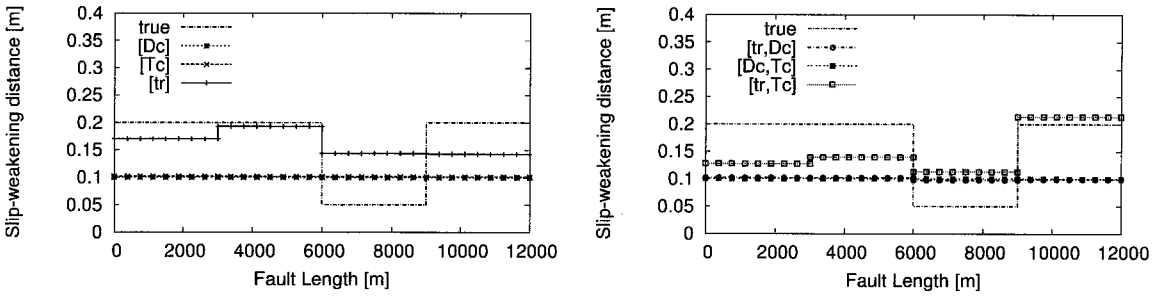


(b) 動的応力降下量

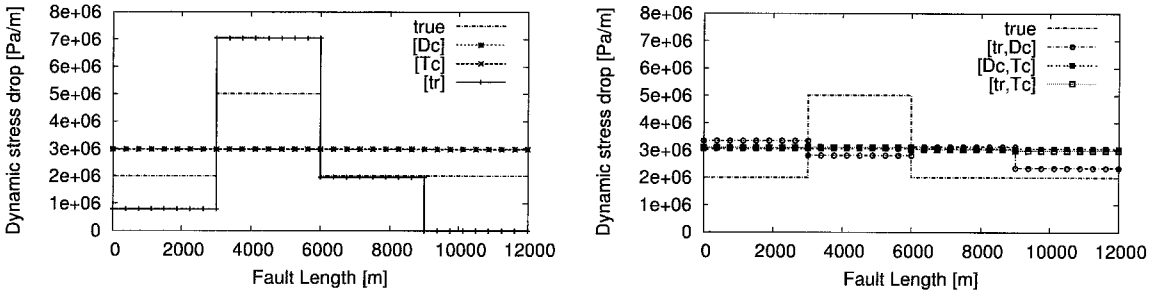


(c) 波形の比較

図–5.5　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

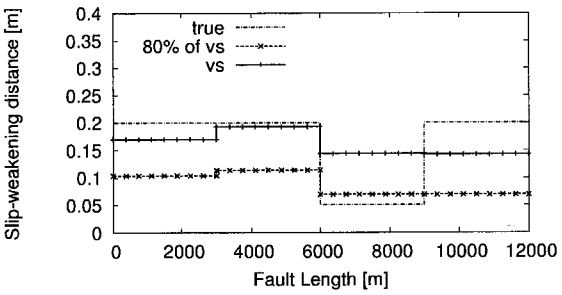


(a) 滑り弱化距離

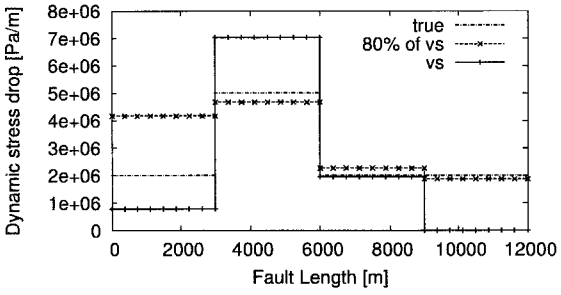


(b) 動的応力降下量

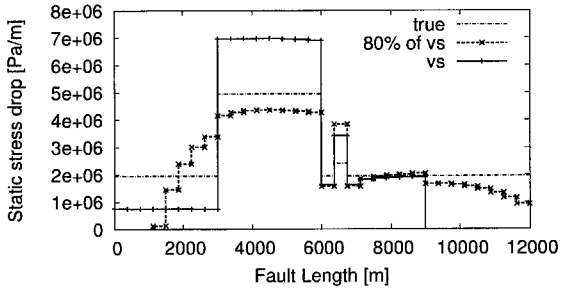
図–5.6　各ステージでパラメタを固定して推定した場合の滑り弱化距離分布と動的応力降下量分布



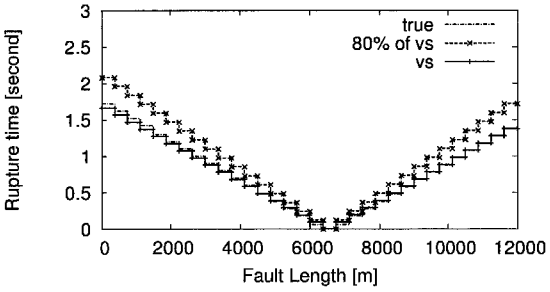
(a) 滑り弱化距離



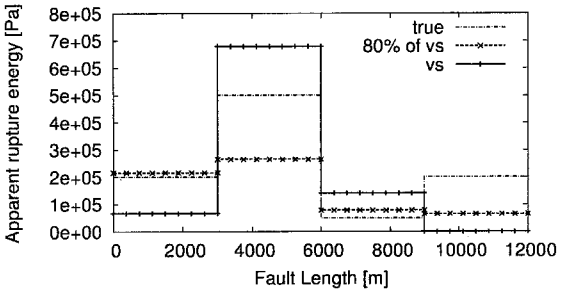
(b) 動的応力降下量



(c) 静的応力降下量

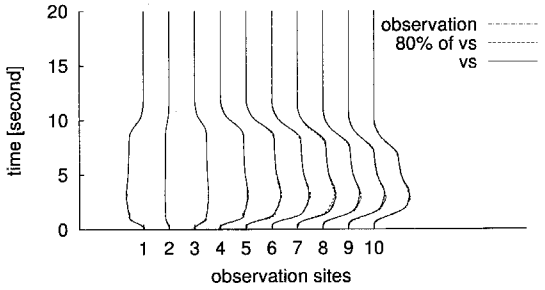


(d) 破壊時刻

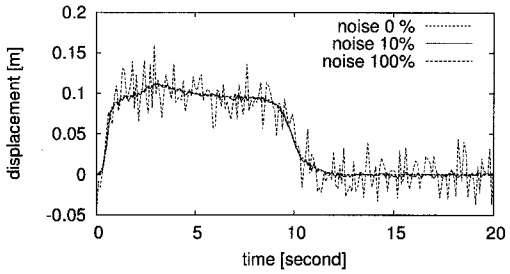


(e) 見掛けの破壊エネルギ

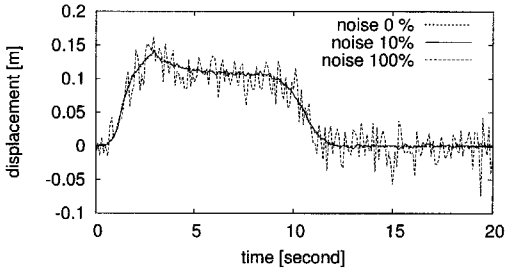
図–5.7　初期値のせん断波速度を変えた 2 モデルの滑り弱化距離分布，動的応力降下量分布，静的応力降下量分布，破壊時刻分布，見掛けの破壊エネルギ



図–5.8　初期値のせん断波速度を変えた 2 モデルの波形の比較

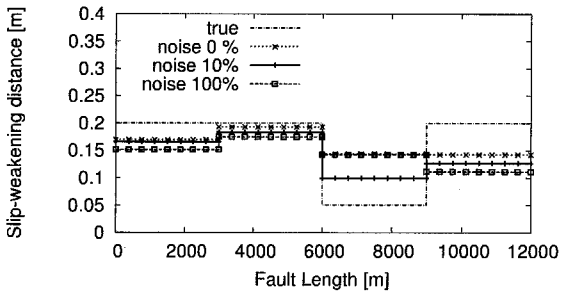


(a) Model A

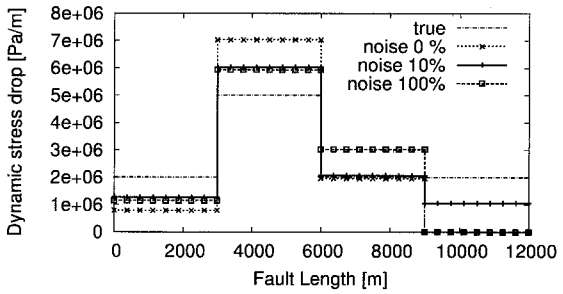


(b) Model B

図–5.9 10%，及び100%のホワイトノイズを付加した観測波形

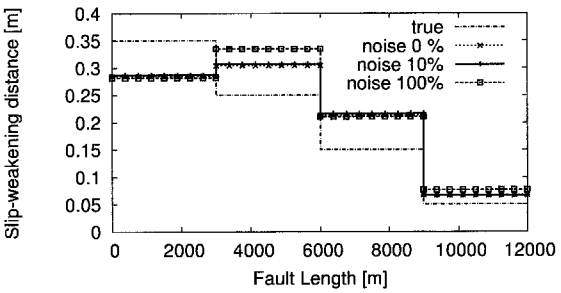


(a) 滑り弱化距離

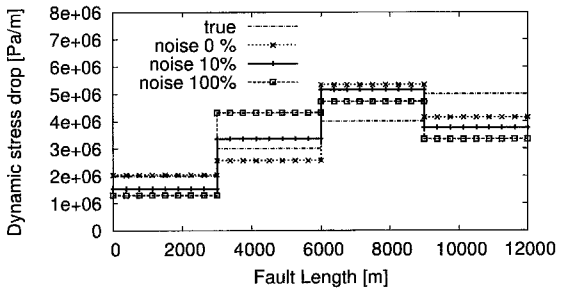


(b) 動的応力降下量

図–5.10 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

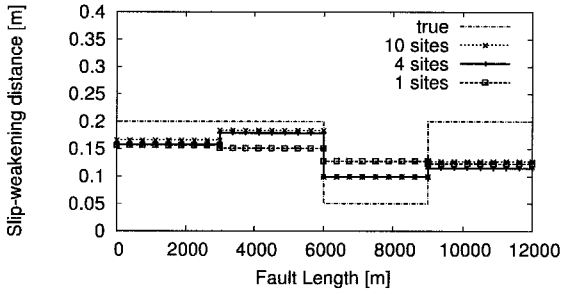


(a) 滑り弱化距離

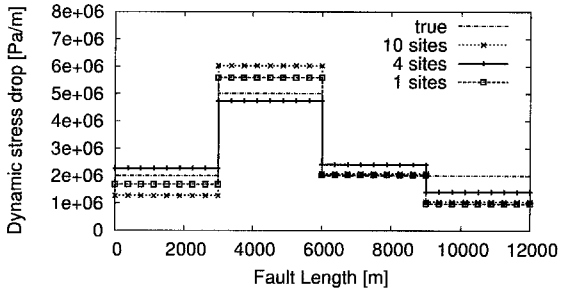


(b) 動的応力降下量

図–5.11　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 B

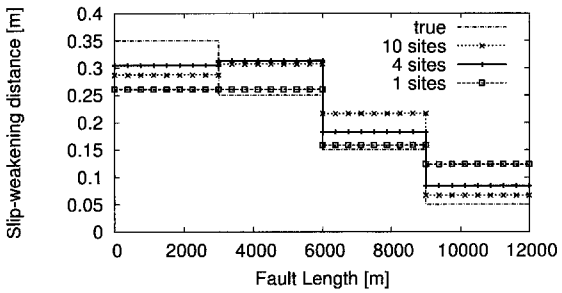


(a) 滑り弱化距離

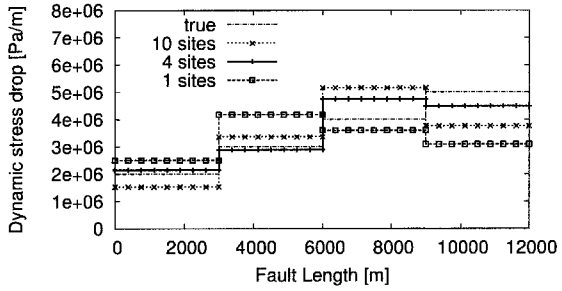


(b) 動的応力降下量

図–5.12　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–5.13　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 B

第6章　運動学及び動力学震源インバージョンによる破壊過程の推定

6.1　概要

実際の震源断層でどのような破壊が生じていたかを解明する手法として，観測された波形を用いた運動学に基づく震源インバージョン手法[6]が広く行われている．一方，4章，5章で述べたように断層の動力学特性を有した震源インバージョン手法として，動力学震源インバージョン手法も提案されてきている[44]．2つのインバージョン手法は震源破壊過程の解明を目的とするが，前者は滑り変位の時空間分布を，後者は滑り変位を生成する要因である応力状態や断層の摩擦構成則を直接推定する．それぞれの基となる運動学モデル，動力学モデルは本質的に異なるが，推定変数の違いがもたらす両インバージョン手法の差について言及した例は少なく，また同じ解析モデルに対する結果に基づいた考察はなされていない．このため，本章では2次元SH波動場，面外クラック問題を対象にして運動学震源インバージョン，及び動力学震源インバージョンを同じ数値解析例に適用し，その推定された解の違いを考察する．

6.2　震源インバージョン手法の概要

6.2.1　運動学震源インバージョン手法

運動学震源インバージョン手法として，Harzel and Heaton(1983)[6]によるマルチタイムウィンドウを用いた手法を採用する．この手法では，断層を複数の小断層に領域分割し，各小断層における滑り速度の時刻歴を複数のタイムウィンドウの和として表現し，その各タイムウィンドウの寄与を表す係数を推定することで，滑り速度の時空間分布を推定する．推定するタイムウィンドウの係数からなるn次元のベクトルを$\boldsymbol{c}$とすれば，次式のように逆問題が定式化できる．

$$J_K = \frac{1}{2}\|\boldsymbol{u}^* - \boldsymbol{G}\boldsymbol{c}\|^2 + \frac{1}{2}\|\lambda\boldsymbol{S}\boldsymbol{c}\|^2 \longrightarrow \min. \tag{6.1}$$

ここに，$\boldsymbol{u}^*$ は各観測点における観測波形の時刻歴からなる m 次元のベクトル，$\boldsymbol{G}$ はグリーン関数からなる行列，$\boldsymbol{S}$ は平滑化の強さを表すパラメタである．式(6.1)より $\boldsymbol{c}$ を推定することができるが，平滑化パラメタ λ の値によって推定値が変化する．このため，赤池ベイズ情報量基準（ABIC）[54]を最小にするに対する推定値を問題の解とする．

6.2.2 動力学震源インバージョン手法

動力学震源インバージョンとして，4章，5章で導かれたインバージョン手法を採用する．この手法では，断層の滑り変位が，与えられた応力の初期状態と断層の摩擦構成則により生成された結果であるとみなし，これらの状態を推定する．推定パラメタは，分割された断層の各要素における，破壊時刻，滑り弱化距離，動的応力降下量，破壊開始点の f_b である．

推定パラメタからなるベクトルを $\boldsymbol{x}$ とすると，与えられた $\boldsymbol{x}$ に対して滑り変位が計算され，表現定理を通じて地表面波形 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ が計算される．動力学震源インバージョンでは，地表面波形とパラメタ $\boldsymbol{x}$ が非線形関係であるため，運動学震源インバージョンのように線形の観測方程式は得られない．

また，ここでは動力学震源インバージョンにおいて推定パラメタ間に平滑化を施さない．これは，推定パラメタが時間に依存しないために，ベクトル $\boldsymbol{x}$ の次元が運動学震源インバージョンのものよりも小さいこと，また生成される滑り分布が動力学に基づいて生成されるために，滑らかな滑り分布が自動的に得られることを考慮している．従って，次式のような最適化問題として定式化される．

$$J_D = \sum_n \frac{\|\boldsymbol{u}^{n*} - \boldsymbol{u}^n(\boldsymbol{x})\|^2}{\|\boldsymbol{u}^{n*}\| \, \|\boldsymbol{u}^n(\boldsymbol{x})\|} \longrightarrow \min . \tag{6.2}$$

ここに，$\boldsymbol{u}^{n*}$，$\boldsymbol{u}^n(\boldsymbol{x})$ は観測点 n のみにおける観測波形，及び計算波形からなるベクトルを表す．なお，この最適化問題は非線形であるため，推定パラメタの次元を徐々に大きくするマルチスケールインバージョン手法を採用する．

6.3 数値解析

6.3.1 数値解析モデル

2次元SH波動場，面外クラック問題に対して運動学，及び動力学震源インバージョンによる数値解析例を示す．対象とする断層と観測点の配置は**図-6.1**に示す通

りで，地表面に9点の観測点を配置している．地盤はせん断波速度3820 m/s，密度3100 kg/m^3 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3000 mである．

6.3.2 数値解析例1

図-6.2 に真値として与える断層パラメタの空間分布，及び滑り速度の時空間分布を示す．以下のインバージョン解析では，与えられた滑り速度から計算される各観測点の速度波形にノイズを付加したものを観測波形としている．ノイズは，正規化した速度波形の時刻歴をサンプルとみなした場合の分散と同じ分散を有するホワイトノイズとする．また，解析に使用する周波数帯域は0.0-1.2 Hzとし，観測波形に含まれる1.2 Hzより高周波数成分は使用しない．

運動学震源インバージョンでは，立ち上がり時間1.0秒のスムーズドランプ関数をタイムウィンドウとし，破壊開始点からせん断波速度で伝播すると設定した破壊フロントの到着時刻から0.5秒毎に8個重ね合わせて滑り変位を表現した．空間方向は32枚の小断層に分割しているため，推定ベクトルの次元は256である．平滑化条件は時空間距離に応じて平滑化強度を調整する手法[7]を用いる．

時間方向のタイムウィンドウ数，立上り時間が真の滑り速度分布を表現するために十分か確認を行うため，真値の滑り速度分布に対して0-1.2 Hzの帯域通過フィルタを施して観測波形とみなした同じコードによる運動学震源インバージョンを実施する．**図-6.3** に推定された滑り速度の時空間分布を示すが，真値の滑り速度分布と比較して十分再構成されれいると認められるため，タイムウィンドウの設定は適切であると考えられる．

一方，動力学震源インバージョン手法では，マルチスケールインバージョン手法を採用し，1分割，2分割，4分割の順に断層を分割し，それぞれのスケールにおいて0.0-0.3 Hz，0.0-0.6 Hz，0.0-1.2 Hzの観測波形を用いてパラメタの推定を行った．それぞれのスケールにおける推定ベクトルの次元は3，6，12である．また，各スケールでは一度破壊時刻を固定してインバージョンを行い，その後に全ての値をインバージョンする．

図-6.4 に運動学震源インバージョン手法により推定された滑り速度の時空間分布，及び波形の比較を示す．なお，ABICを用いて適切な平滑化強さを探索し，ABICを最小にする平滑化強さに対する解を示している．真値の断層下部8000 mから12000 m付近に見られる滑り速度の大きな領域は，推定された分布においても近傍に見られる．また，滑り速度の生じている領域の縦方向の幅は，各断層要素における立ち上が

り時間を示しているが，断層上部2000 mから6000 mにかけて立ち上がり時間が真値とよく一致している．しかし，断層端の像が真値の分布に比べて鈍り，全体的に滑り速度の大きな領域の位置が断層中央に寄る傾向が見られる．これは，観測波形の周波数成分が限られていること，観測点が地表面に限られていることにより，震源の情報の一部が失われて平滑化行列$\boldsymbol{S}$に依存した形状を呈しているためと考えられる．

一方，**図-6.5**に動力学震源インバージョン手法により推定された滑り速度の時空間分布，及び波形の比較を示す．図から明らかなように，運動学震源インバージョンで得られた解よりも真値の再現性が良い．これは，滑り速度間の拘束が，真値の滑り速度の分布を構成した際と同様な動力学震源モデル従って表現されたものであることと，推定ベクトルの次元が低いために解の探索空間が狭いためと考えられる．

また，Ide and Takeo(1997)[33]は，運動学震源インバージョン手法で求められた滑り分布を用いて断層周辺の応力状態を計算し，得られた応力と滑り変位との関係から摩擦構成則を推定する手法を提案している．ここでも同様にして，運動学震源インバージョンにより推定された滑り速度分布から境界積分方程式法[26]を用いて表面力を計算し，横軸に滑り変位、縦軸に表面力を描くことで断層摩擦構成則を推定した．**図- 6.6**に推定された摩擦構成則を真値と併せて示すが，明らかに真値が再現されていない．Guatteri and Spudich(2000)[40] に示されているように，周波数帯域の限られた波形から短い滑り弱化距離を推定することが難しく，彼らにより提案されている関係式から，この数値解析例の場合に判別できる滑り弱化距離はおよそ1 mであり，推定可能でなかったと考えられる．

一方，動力学震源インバージョンでは，断層の摩擦構成則の形状を規定するパラメタである動的応力降下量，滑り弱化距離を直接推定する．**図- 6.7**にこれらの空間分布を示すが，Guatteri and Spudichに示されている滑り弱化距離の推定限界を超えて，真値に対する滑り弱化距離の推定精度がよい．これは，動力学震源インバージョン手法が非線形であるために，小さな滑り弱化距離であってもその変動が以降の破壊過程を変化させ，低周波数側の波形に影響するためである．そのため，各要素のみに対して議論された滑り速度関数の形状と滑り弱化距離の関係は動力学震源インバージョンでは必ずしも意味を成さないと考えられる．

6.3.3 数値解析例2

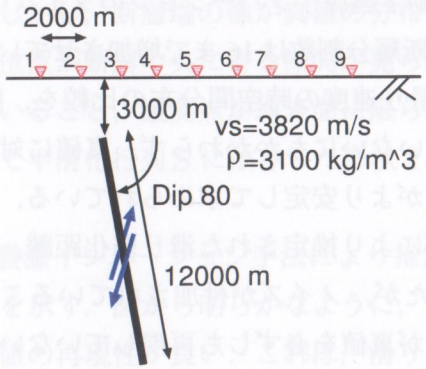
数値解析例1では，滑り弱化距離と動的応力降下量がある領域内で一定値をとるような場合を対象としていため，動力学震源インバージョン手法が有利な条件であっ

た可能性がある．そのため，このパラメタを空間的にばらつかせた場合を対象にした解析結果を示す．また，運動学震源インバージョンのタイムウィンドウ数は12に，動力学震源インバージョンの断層分割数は16まで増加させているが，用いる周波数帯は同じである． **図- 6.8** に滑り速度の時空間分布の比較を，**図- 6.9** に波形の比較を示したが，平滑化を施していないにもかかわらず，真値に対して動力学震源インバージョンによる推定解の方がより安定して求められている．

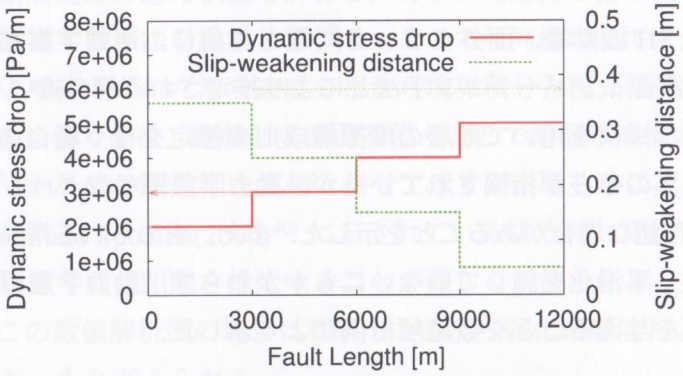
動力学震源インバージョンにより推定された滑り弱化距離，動的応力降下量の真値との比較を**図- 6.10** に示したが，ノイズが付加されていること，観測点が十分でないことから，動的パラメタが真値を必ずしも再現していないものの，その平均的な特徴をはずさないことが認められる．

6.4 まとめ

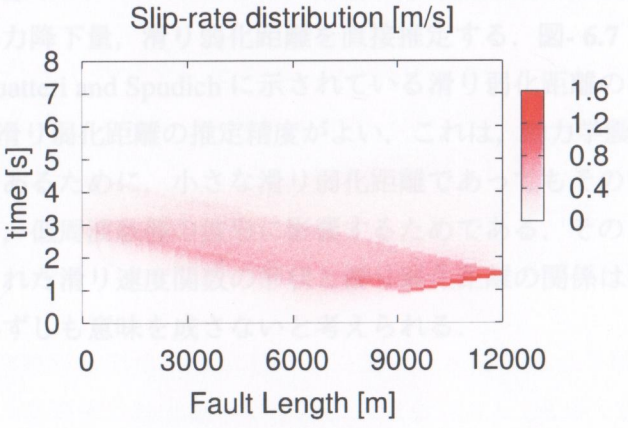
本章では，2次元SH波動場，面外クラック問題を対象に，運動学震源インバージョン手法と動力学震源インバージョン手法とにより推定される解の違いを示した．運動学震源インバージョンを用いて断層の摩擦構成則の推定を行う場合には，既往の研究により推定限界の存在が指摘されていたが，動力学震源インバージョン手法を用いた場合，推定可能な場合があることを示した．また，求められる滑り速度の時空間分布に関しても，平滑化を施していないにもかかわらず，動力学震源インバージョンが安定した解を与えることを数値解析例により示した．



図–6.1 断層と観測点配置

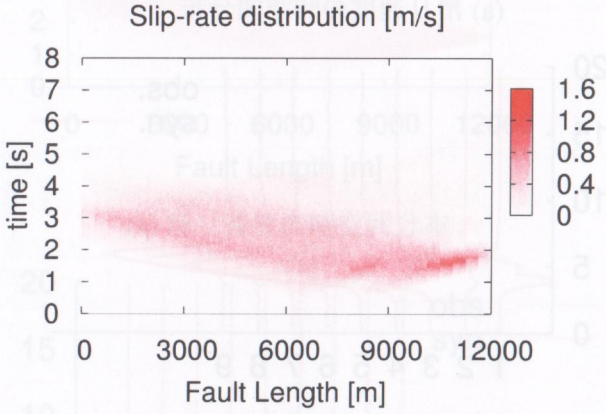


(a) 動的応力降下量と滑り弱化距離の真値

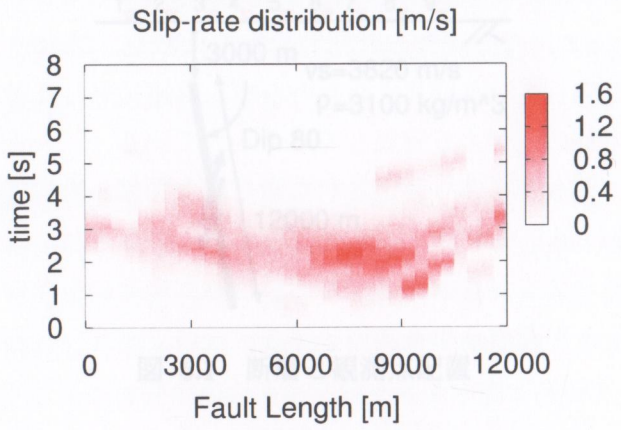


(b) 滑り速度の時空間分布

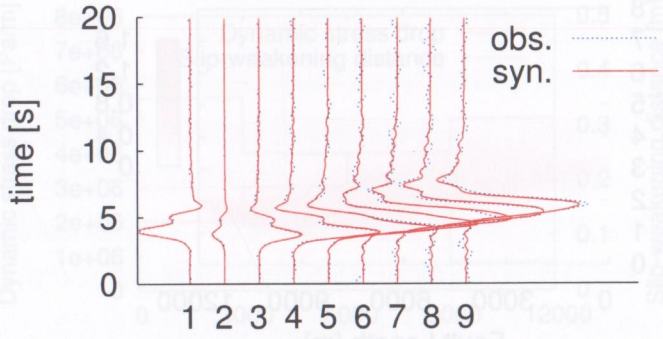
図–6.2 真値の分布（数値解析 1 ）



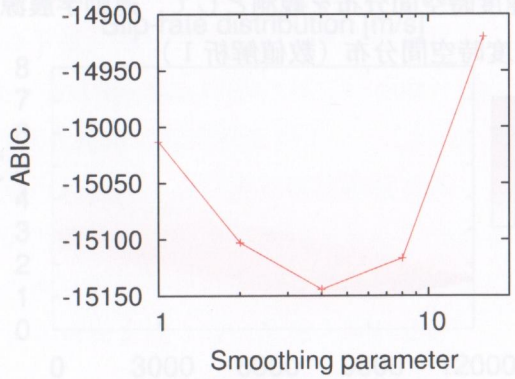
図–6.3　0.0-1.2 Hz の滑り速度時空間分布を観測として，運動学震源インバージョンにより再構成された滑り速度時空間分布（数値解析 1 ）



(a) 滑り速度の時空間分布

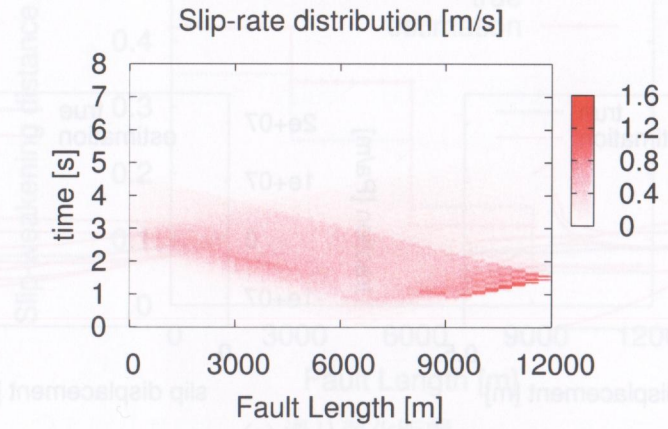


(b) 波形の比較

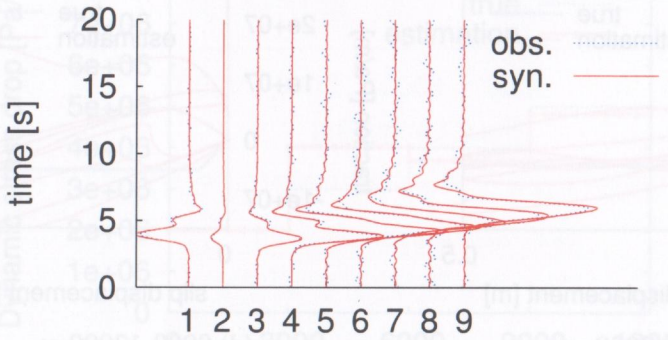


(c) ABIC

図–6.4 運動学震源インバージョン手法により推定された解（数値解析 1 ）

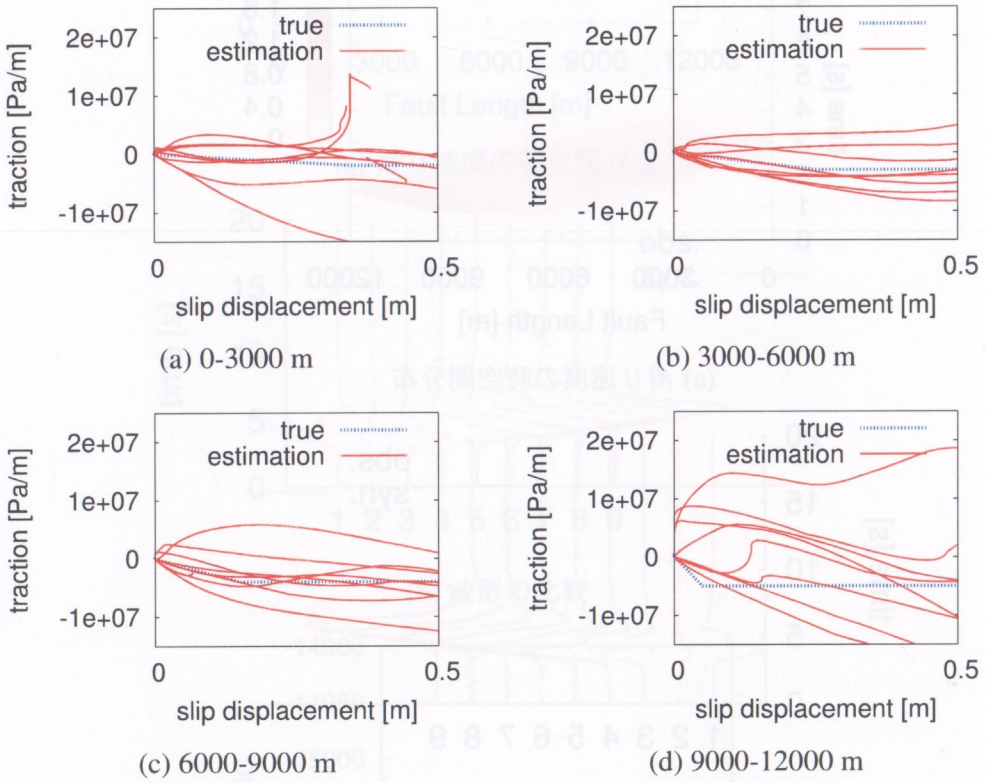


(a) 滑り速度の時空間分布

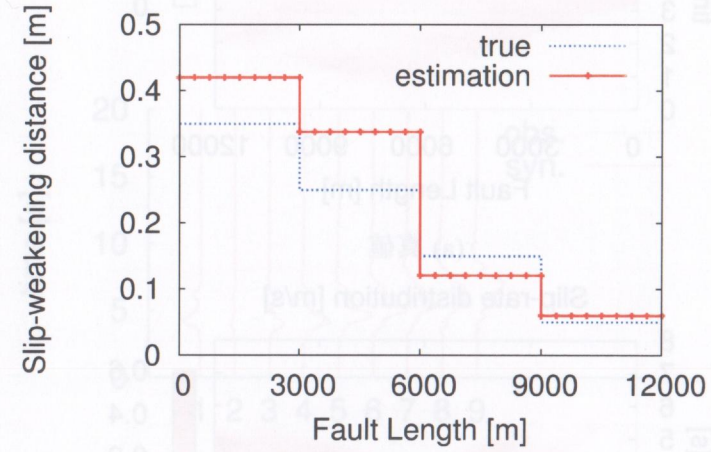


(b) 波形の比較

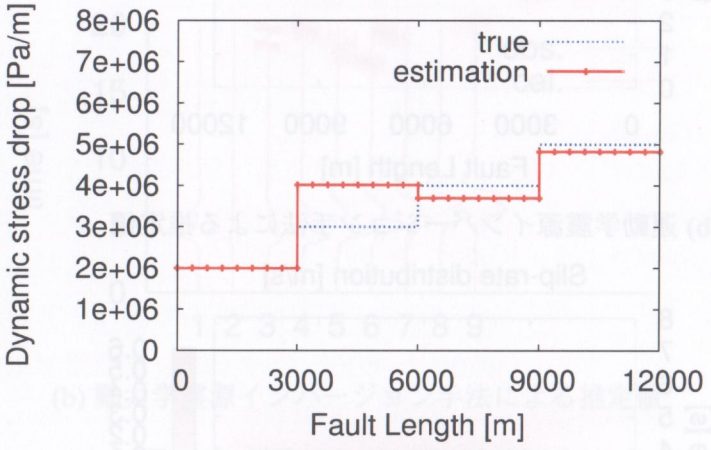
図–6.5 動力学震源インバージョン手法により推定された解（数値解析 1 ）



図–6.6 運動学震源インバージョン手法により推定された摩擦構成則（数値解析 1 ）

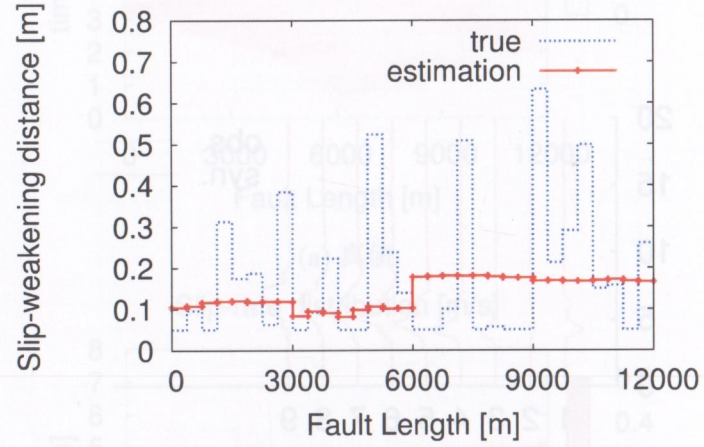


(a) 滑り弱化距離

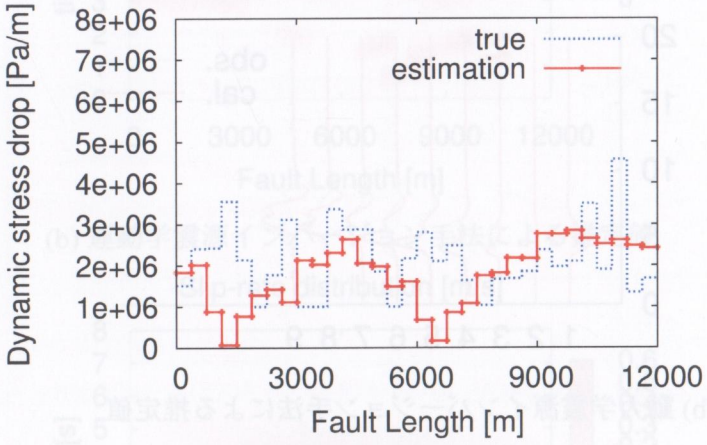


(b) 動的応力降下量

図–6.7　動力学震源インバージョン手法により推定された動的パラメタ（数値解析 1 ）



(a) 滑り弱化距離



(b) 動的応力降下量

図–6.10 動力学震源インバージョン手法により推定された動的パラメタ（数値解析 2）

第7章　実地震に対する動力学震源インバージョンの適用

7.1　概要

4章で定式化された動力学震源インバージョンについて，5章ではWalsh関数に基づくマルチスケールインバージョンを導入してその推定変数間のトレードオフに関して考察を行い，6章では運動学震源インバージョンによる推定結果との比較を示しながら，動力学震源インバージョンの特徴を述べた．本章では，これらの考察に基づいて実際の地震に対して動力学震源インバージョンを適用して，動力学モデルを支配するパラメタ，及び破壊過程の推定を行う．対象とする地震は，断層を取り囲むように強震動が観測されている内陸型地震である鹿児島県北西部地震である．

7.2　鹿児島県北西部地震

1997年3月26日に鹿児島県の北西部を震源として発生したM_j 6.6の地震は，死者は発生しなかったものの，全壊家屋4棟を記録している．この地震の震源過程については，各機関により研究されている[55) 56)]．宮腰ら[56)]は運動学震源インバージョン手法により推定された破壊過程から，Ide and Takeo(1997)[33)]の手法を用いて動力学パラメタの推定を実施した．

宮腰ら[56)]は，**図–7.1**に示すように対象とする震源断層面を設定し，防災科学技術研究所強震ネットワークK-NETの観測点7点で観測された地震記録を観測波形として用いた．各観測点に対しては，その直下を1次元水平成層地盤と仮定して，余震を用いた解析により地盤のモデル化を実施している．推定された地盤モデルを**図–7.2**に示す．

提案する動力学震源インバージョンと運動学震源インバージョンとの違いは，断層で発生する滑り変位の時空間分布に対する取り扱いが，運動学モデルでは線形の平滑化操作により滑らかな分布となるように拘束するのに対し，動力学モデルでは自然に生成される分布を用いる点である．従って，生成された滑り変位から計算さ

れる地表面波形の部分に関しては，両者に違いはない．そこで，本章で行う動力学震源インバージョンでは，与えられた滑り変位から地表面を計算する為に用いられるグリーン関数を，同じ地盤モデルに対して計算されたものを用いる．

7.3 数値モデルを用いた予備検討

4章で確認されたように，推定される震源の解像度は断層と観測点配置に依存する．今回対象とする鹿児島県北西部地震では，震源断層を取り囲むように7観測点の観測波形を用いるが，その観測点配置に対してどの程度の震源の解像度を有しているかを予め確認することが必要と考えられる．そこで，実地震の動力学震源インバージョン解析を実施する前に，観測点配置と断層の配置とを実地震の場合と同じ配置に設定した半無限均質媒質とした数値モデルを対象にして，動力学震源インバージョンを実施して推定される震源像を確認する．

図–7.3 に示すように，アスペリティと背景領域とを断層面に配置し，**表–7.1** に示すような値をそれぞれに与える．ここで，破壊開始点は実地震と同じく走行方向8 km，傾斜方向5 kmの地点に設定している．設定した計算条件を**表–7.2** に示す．断層の滑り角は気象庁のCMT解により-2°と推定されているが，ここでは0°と設定する．また，密度，S波速度，P波速度は，断層深さにおいて設定されている地盤モデルの物性を用いて（**図–7.2**），領域全てがこの値を有する半無限均質媒質と設定する．

各断層要素において滑り弱化距離，動的応力降下量，静的応力降下量を設定することで断層の破壊過程を生成することができる．**図– 7.3** (a) に示した最終滑り変位は，与えられたパラメタによって計算された滑り変位の最終量である．しかし，計算された最終滑り変位と予め設定した滑り弱化距離とを確認すると，最終滑り変位が滑り弱化距離より短い領域が見られる．滑り弱化距離は，発生する滑り変位と表面力との構成関係において表面力が残留表面力に達する滑り変位であるが，最終滑り変位が滑り弱化距離より短い場合には，滑り変位が滑り弱化距離に達していないことになる．この場合に滑り弱化距離は，滑り弱化領域の傾きを保存しつつ最終滑り変位を越えない範囲であれば，**図– 7.4** に示すように自由な値をとることができる．ここに，D_f を最終滑り変位，D_C1，D_C2，D_C3 を滑り弱化距離とすると，D_f 以上の値を滑り弱化距離をとる場合に，対象領域の滑り弱化距離が D_C1，D_C2，D_C3 のどの滑り弱化距離であるかを，生成された滑り変位から知ることはできない．

インバージョン解析では解の不確定性を取り除く必要があることから，最終滑り変位が滑り弱化距離に達しない場合には，滑り弱化距離が最終滑り変位と一致すると仮定して，推定される滑り弱化距離の唯一性を確保する．**図– 7.4** に示されている

ように，動的応力降下量に関してもD_C1，D_C2，D_C3と対応してT_C1，T_C2，T_C3のように同様の不確定性を有していることから，これもD_fに対応する動的応力降下量として処理する．以上の処理を実施した設定パラメタの分布を**図– 7.5**に示す．ただし，ここで定義するD_Cは便宜上導入した仮定に基づくもので，実際のD_Cの下限を表す．以降の動力学震源インバージョンにより得られる震源のパラメタ分布に対しても，以上と同様の処理を行ってから示す．

動力学震源インバージョンでは，マルチスケールインバージョンを実施する．マルチスケールインバージョンにおける各スケールでは，分割数に対応して観測波形の対象とする周波数帯域を設定するが，ここでは1x1分割に対しては0.1-0.2 Hzの速度波形，2x2分割に対しては0.1-0.3 Hzの速度波形，4x4分割に対しては0.1-0.4 Hzの速度波形，8x8分割に対しては0.1-0.5 Hzの速度波形を用いている．また，1x1分割に対する初期値は滑り弱化距離0.2 m，動的応力降下量10 MPa，破壊は破壊開始点からS波速度で伝播するとし，破壊開始点のf_bを0.514 mとする．ただし，5章で述べたように破壊時刻の感度が悪いことから，各スケールにおいて破壊時刻を固定してインバージョンを行った後に破壊時刻を含めたインバージョンを行う．

図– 7.6に推定されたパラメタの分布を，**図– 7.7**に観測波形と計算波形との比較を示す．設定された動的応力降下量と静的応力降下量は，滑らかに分布しているものの，アスペリティとして設定した領域にピークを有する分布を推定している．ただし，静的応力降下量において負の値が推定されているが，これは5章で述べたように，破壊時刻の感度が悪いことに起因すると考えられる．

以上では，生成された滑り変位に対して，半無限均質地盤を仮定して計算されたグリーン関数を用いて地表面波形を生成した．同様に，地盤モデルを**図– 7.2**に示す水平成層モデルとして計算されたグリーン関数を用いて動力学震源インバージョンを実施する．ただし，3章で示されたように広角の断層では，自由表面が破壊過程に及ぼす影響が小さいこと，また断層が境界層を跨がない地盤モデルであることから，動力学震源インバージョンの定式化に用いる積分方程式は全無限均質媒質に対するものを用いても構わないと考える．**図– 7.8**に推定されたパラメタの分布を，**図–7.9**に観測波形と計算波形との比較を示す．先の推定結果と比較して，水平成層地盤モデルを用いた場合では滑り弱化距離，動的応力降下量の分布において4x4の小断層分割を残していることが確認される．これは4章で述べたように，観測波形の有する情報が解像度に影響を与えることから，本結果は半無限地盤の結果の方が解像度の高い像を得ることが示されている．推定された像は傾斜方向に比べて走向方向の空間解像度がよく，観測点が断層を取り囲むように配置されていること，広角な断層であることを踏まえると妥当な結果であると考えられる．

7.4 実波形を用いた解析

先の数値モデルと同じ条件で，観測波形を実波形として動力学震源インバージョンを実施する．宮腰ら[56]は，S波の到達走時を観測波形から読み取ることで補正を実施していることから，ここでも同じ走時の補正を施している．

図– 7.10 に推定されたパラメタの分布を，**図– 7.11** に観測波形と計算波形との比較を示す．直接推定されるパラメタは破壊時刻，滑り弱化距離，動的応力降下量であるが，それらを設定することにより一意に破壊過程が定められることため，最終滑り変位と最大滑り速度が計算される．また，破壊時刻から静的応力降下量と破壊強度（動的応力降下量–静的応力降下量）が求められる．先に述べたように，最終滑り変位が滑り弱化距離に達していない場合には最終滑り変位を滑り弱化距離としている．両応力降下量とも明瞭なアスペリティを確認できない．先の数値モデルでは傾斜方向と比較して走向方向の解像度が高いことが示されているため，走向方向の分布に着目すると走向方向2 km付近と8 km付近に応力降下量の高い領域が見られる．これは，最終滑り変位の大きな領域，及び最大滑り速度の大きな領域に対応している．ただし，滑り弱化距離はそれぞれの領域で逆の傾向を示しており，走向方向2 kmでは大きな値を，走向方向8 kmでは小さな値を示している．

図– 7.12 に推定された震源の破壊過程を各時刻の滑り変位と滑り速度のスナップショットにより示す．図より破壊は断層の西側へ始め破壊が進展し，その進展過程が深部方向に変化した後に，東側へ伝播する．ただし，断層境界ではその外の領域がバリアであると設定して計算を実施しているため，その境界条件が破壊過程に寄与している可能性がある．ただし，断層の境界がバリアとして働くならば，反射フェーズは逆位相となるためにピークが反射されない．そのため，**図– 7.13** に示す各小断層の滑り速度の時刻歴において，断層境界で反射による滑り速度のピークが発生している様子は確認されない．ここに，**図– 7.13** では断層を8x8の小断層に分割し，その内部の滑り速度を重ね合わせたものを表している．また，**図– 7.14** に各小断層における摩擦構成則を示す．

Day *et al.*(2005)[57]は境界積分方程式法の数値解析誤差に対して考察を行い，cohesive zoneの長さが要素の3倍程度であれば精度よく計算できることを示している．破壊フロントの背後で滑り変位が滑り弱化距離に満たない領域をcohesive zoneと言うが，その長さΛの近似式も同論文内で導出されている．

$$\Lambda = \frac{9}{16}\left(\frac{\mu D_C}{T_C}\right)^2 L^{-1}. \tag{7.1}$$

ここに，Lは破壊開始点から破壊フロントまでの長さである．推定されたD_CとT_C

は断層で分布しているため，簡単のために初期値である $D_C = 0.2$ m，$T_C = 10$ MPa を代入する．また，L は最も Λ が小さくなる場合である断層長さの半分 6000 m を代入する．この場合計算される cohesive zone の長さは $\Lambda = 959$ m となり，断層の要素幅 $\Delta x = 750$ m と比べると要素幅の 3 倍に満たないことがわかる．

そこで，$\Delta x = 187.5$ m として破壊伝播の計算に用いる要素幅を小さく設定して動力学震源インバージョンを実施する．**図– 7.15** に推定されたパラメタの分布を，**図– 7.16** に観測波形と計算波形との比較を示す．先の結果と比較して，走向方向 2 km，8 km 付近に見られる応力降下量の大きな領域が同様に推定されている．ただし，滑り弱化距離の分布は先の結果と大きく異なり，これは cohesive zone の長さが正しく評価されなければ不安定に推定されてしまうことを示している．同様に，先の静的応力降下量で推定されていた負の応力降下量が除去されたとは，cohesive zone を含む破壊フロント周辺の応力計算の精度の向上によるものと考えられる．**図– 7.17** に推定された震源の破壊過程を各時刻の滑り変位と滑り速度のスナップショットにより示すが，先の例と異なり明確な核形成過程が 2 秒付近まで見られる．核形成終了後に東方向と深部方向に破壊が進展している様子が確認できる．**図– 7.18**，**図– 7.19** にそれぞれ各小断層の滑り速度の時刻歴と摩擦構成則を示すが，摩擦構成則の形状が走向方向ではなく深さ依存しているように見られるが，傾斜方向の解像度が悪いために本研究のみで結論づけることはできない．

7.5 まとめ

本章では，鹿児島県北西部地震を対象として実地震に対する動力学震源インバージョンの適用例を示した．同じ断層配置，観測点配置による予備検討を行うことで，傾斜方向に対して走向方向の解像度が良いことを示した上で，実地震の推定結果の考察を行った．ただし，最終滑り変位が滑り弱化距離に達しない場合には滑り弱化距離に不確定性が残ることを示し，推定結果がそのように推定される場合には滑り弱化距離を最終滑り変位とする仮定を設けることを提案した．

推定結果から，断層の走向方向 2 km 付近と 8 km 付近に応力降下量の高いアスペリティが推定された．境界積分方程式法の要素分割数を増やして精度を向上させた場合と比べて，応力降下量の大きな領域の位置は安定して推定される可能性を示したが，滑り弱化距離や負の静的応力降下量の推定結果は結果の比較により要素分割に依存するものと考えられる．また，破壊は西側浅部から東側，深部側に進展していく様子が確認された．

表–7.1 数値モデルにおける震源パラメタ

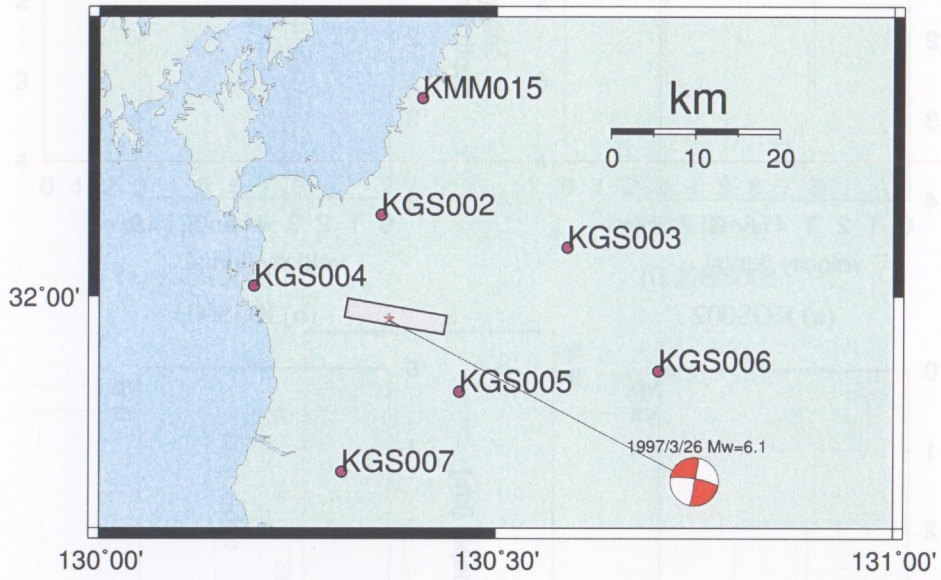
	静的応力降下量 T_0[MPa]	動的応力降下量 T_C[MPa]	滑り弱化距離 D_C[m]
アスペリティ	19.9	20.0	0.5
背景領域	4.5	5.0	1.0
発震点	21.0	20.0	0.5

表–7.2 断層の物性および計算条件

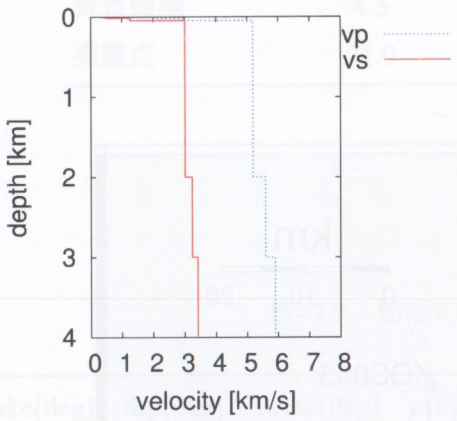
rake[deg]	dip[deg]	strike[deg]	ρ[kg/m^3]	v_s[m/s]	v_p[m/s]	Δx[m]	Δt[s]	N_x	N_z
0	79	280	3100	3820	6600	750	0.02	16	16

表–7.3 S波走時の読み取りによる走時の補正[56)]

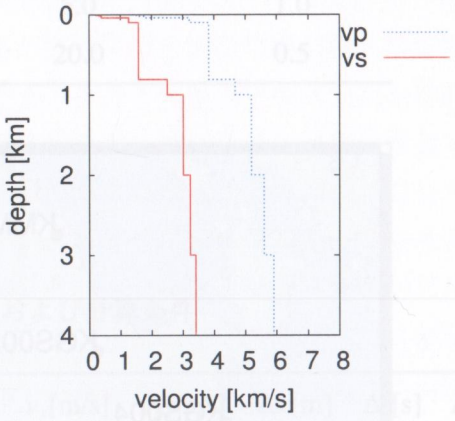
観測点	観測波形に対する時刻の補正 [s]
KGS002	+0.1
KGS003	+1.0
KGS004	+0.4
KGS005	+1.3
KGS006	+1.2
KGS007	+1.1
KMM015	+0.1



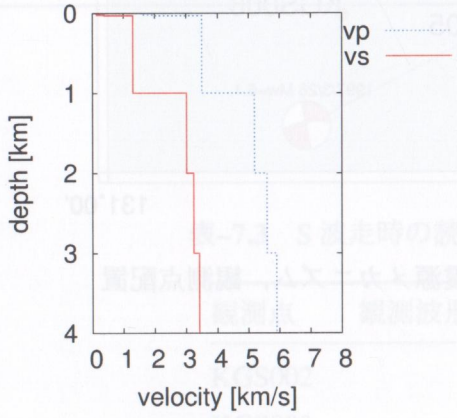
図–7.1 鹿児島県北西部地震の震源断層，震源メカニズム，観測点配置



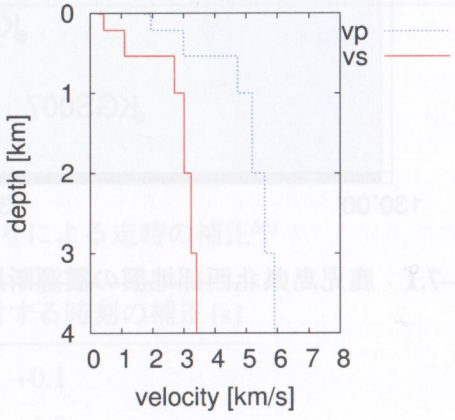
(a) KGS002



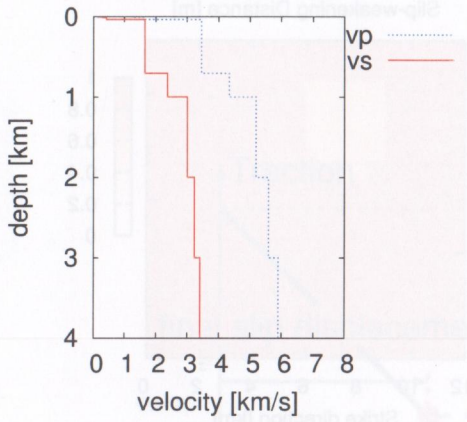
(b) KGS003



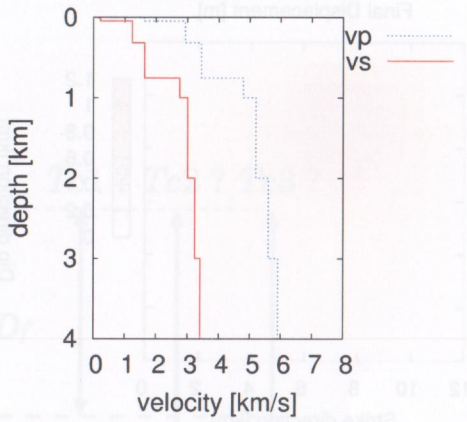
(c) KGS004



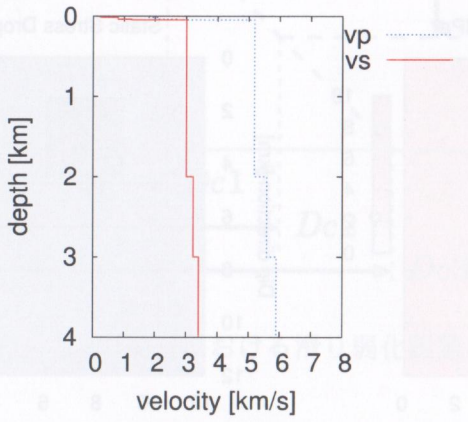
(d) KGS005



(e) KGS002

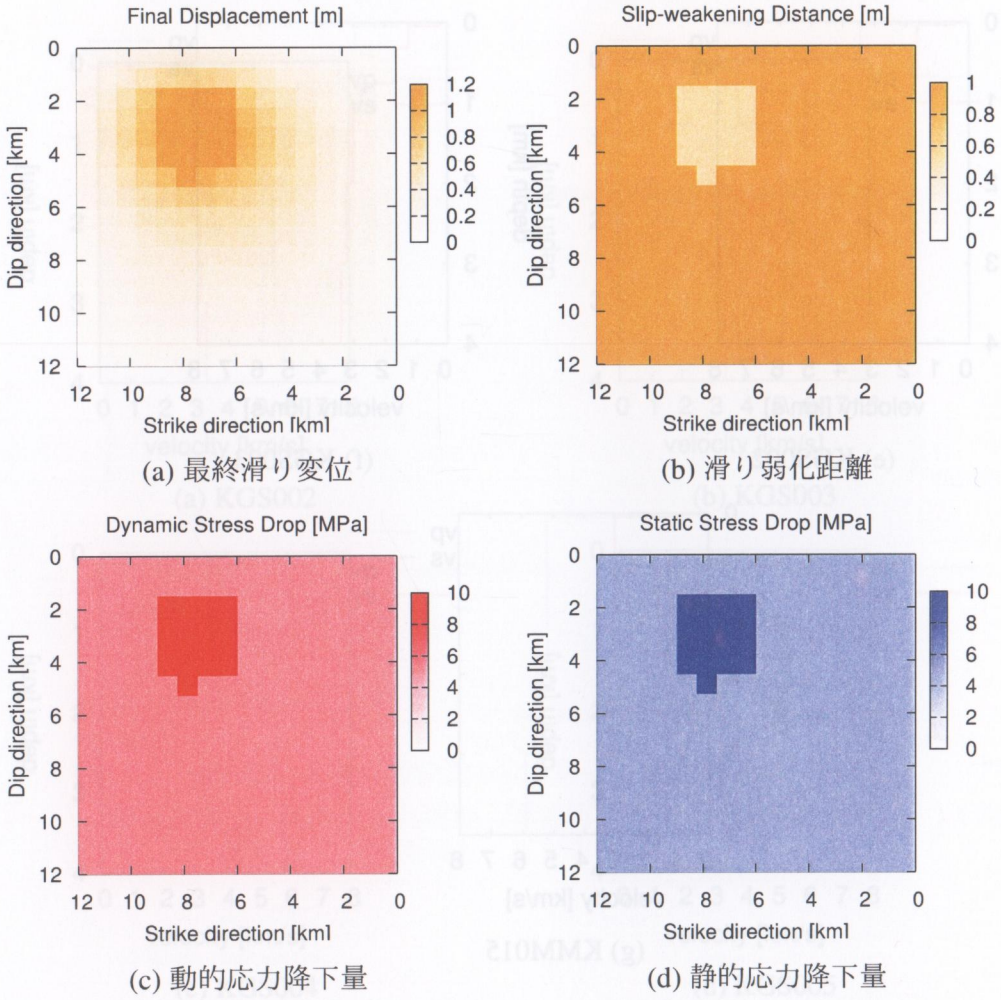


(f) KGS003



(g) KMM015

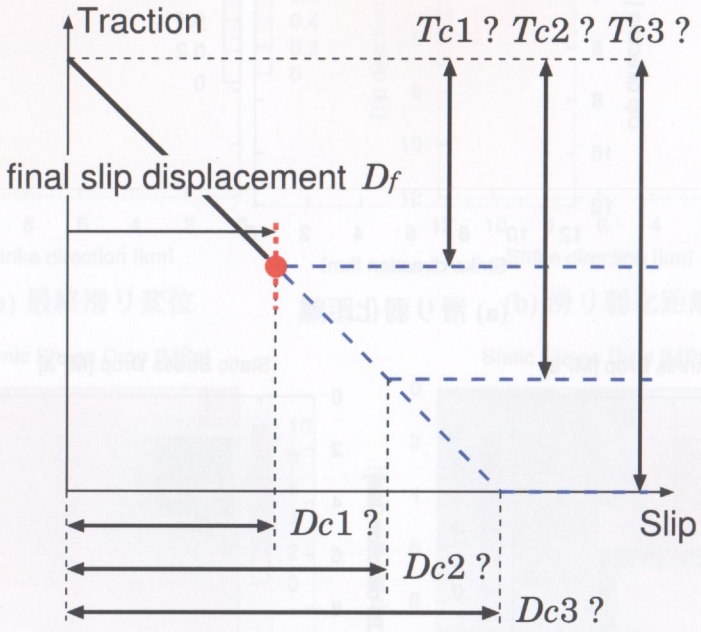
図–7.2 設定された 1 次元地盤モデル[56)]



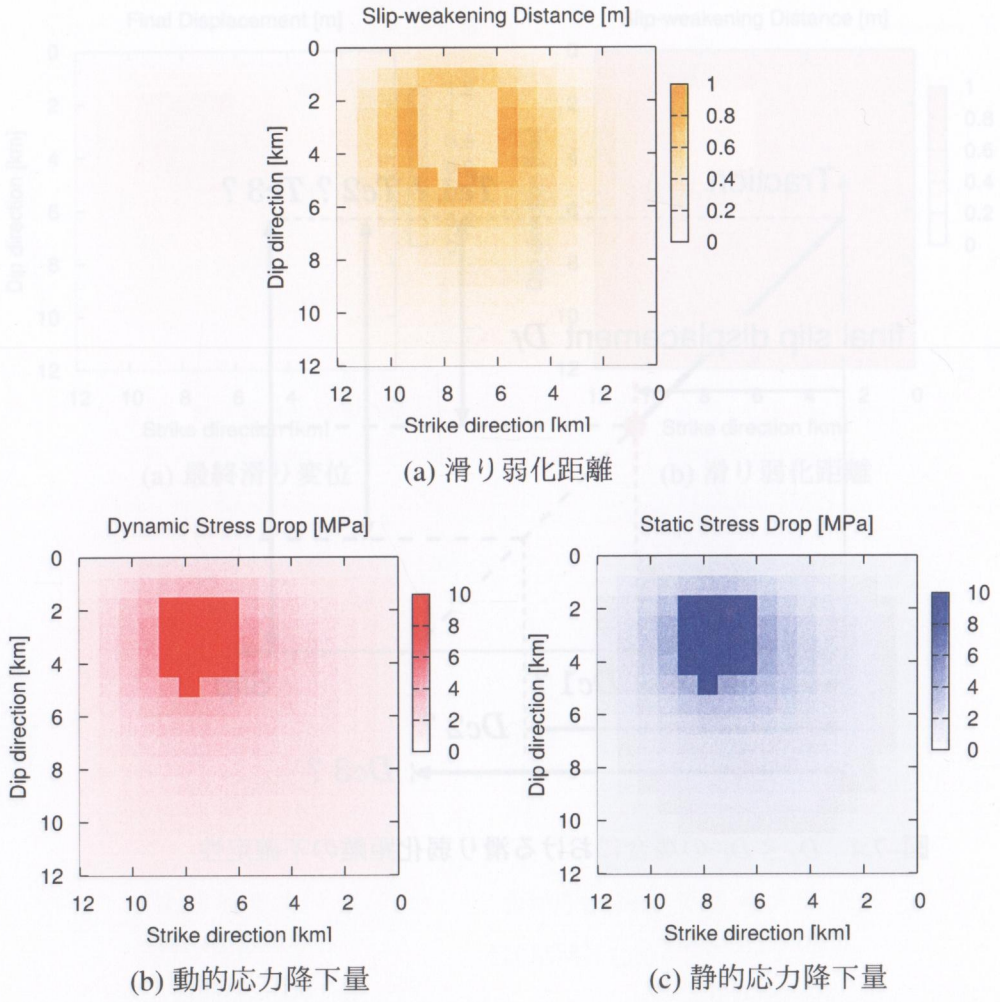
(a) 最終滑り変位　(b) 滑り弱化距離

(c) 動的応力降下量　(d) 静的応力降下量

図–7.3 数値モデルにおけるパラメタの分布（**表– 7.1**）と計算される最終滑り変位



図–7.4 $D_f \leq D_C$ の場合における滑り弱化距離の不確定性

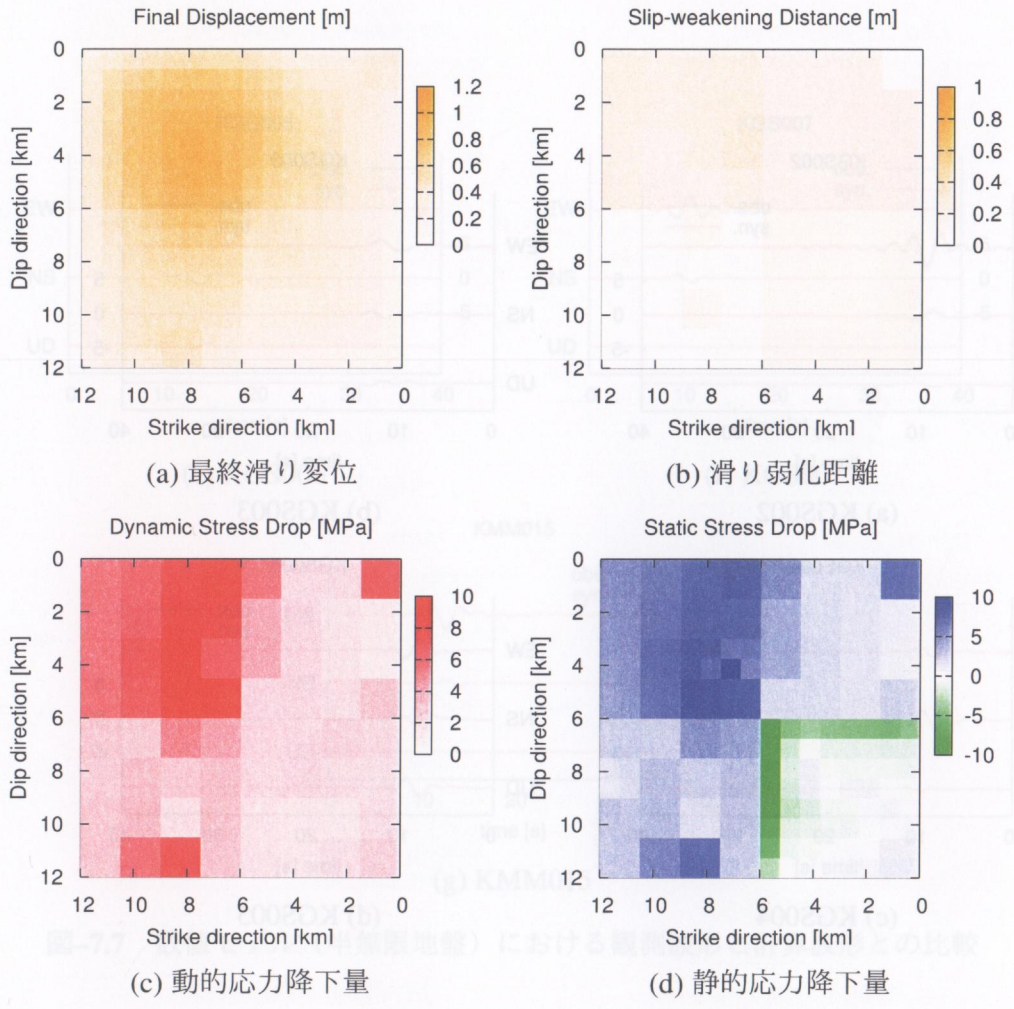


(a) 滑り弱化距離

(b) 動的応力降下量

(c) 静的応力降下量

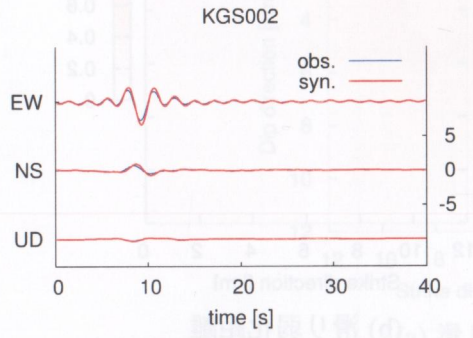
図–7.5 滑り弱化距離が不確定の場合に $D_f = D_C$ と処理したパラメタの分布



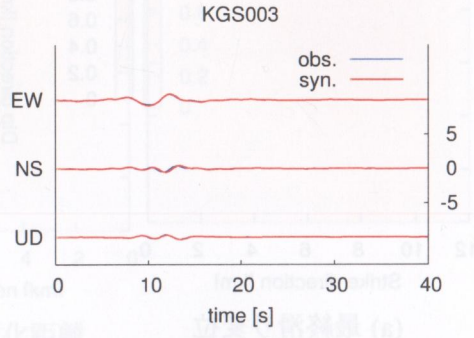
(a) 最終滑り変位　(b) 滑り弱化距離

(c) 動的応力降下量　(d) 静的応力降下量

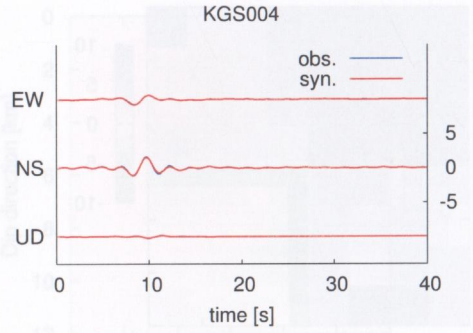
図–7.6 数値モデル（半無限地盤）に対して推定された各パラメタの分布



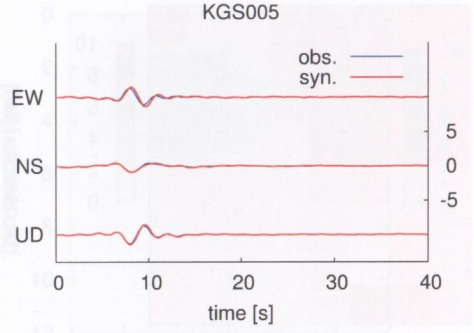
(a) KGS002



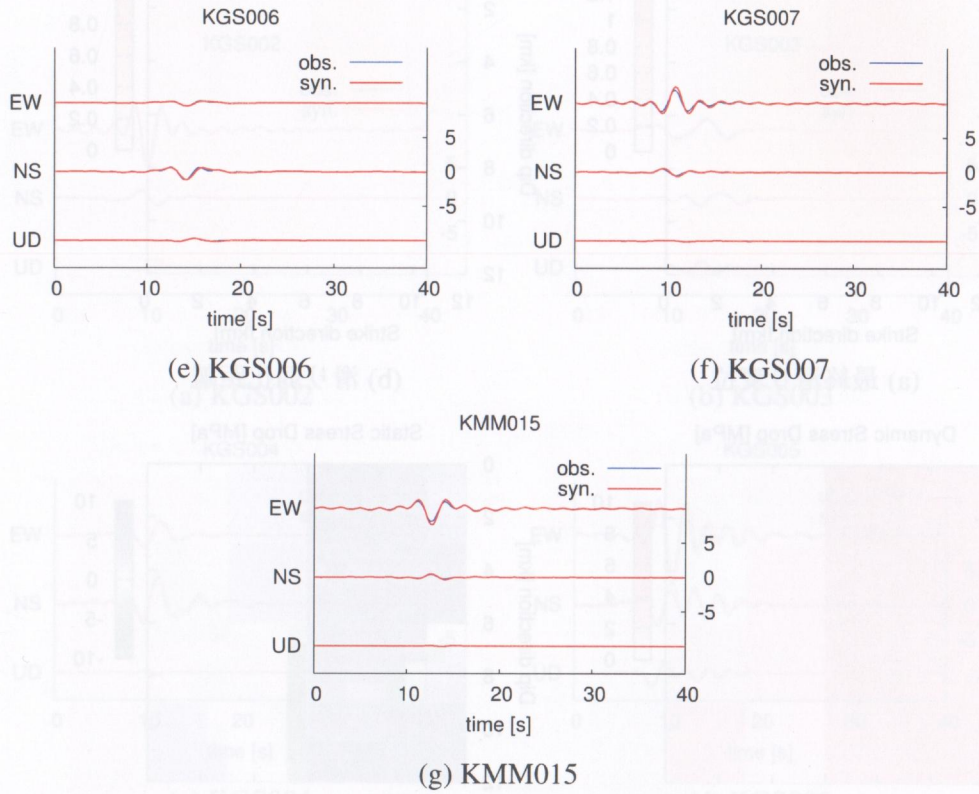
(b) KGS003



(c) KGS004



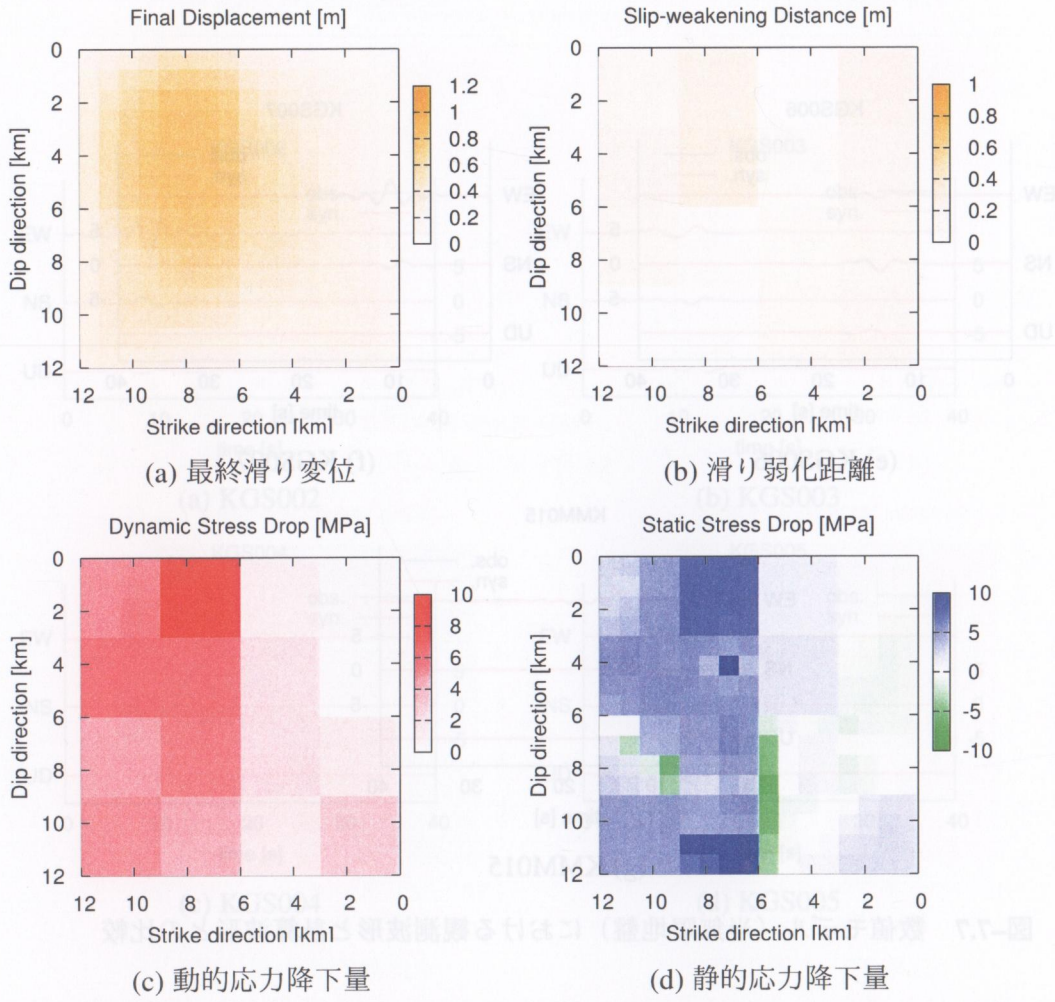
(d) KGS005



(e) KGS006 (f) KGS007

(g) KMM015

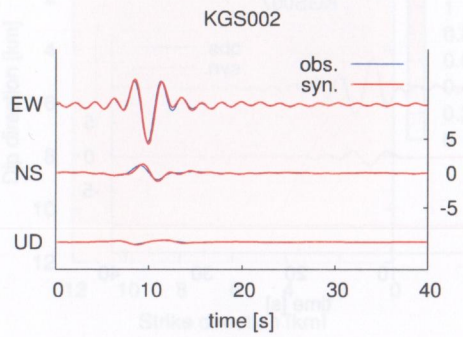
図–7.7 数値モデル（半無限地盤）における観測波形と計算波形との比較



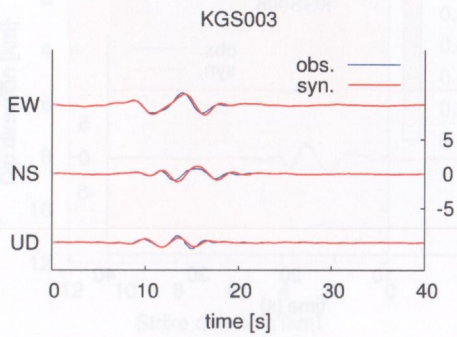
(a) 最終滑り変位　(b) 滑り弱化距離

(c) 動的応力降下量　(d) 静的応力降下量

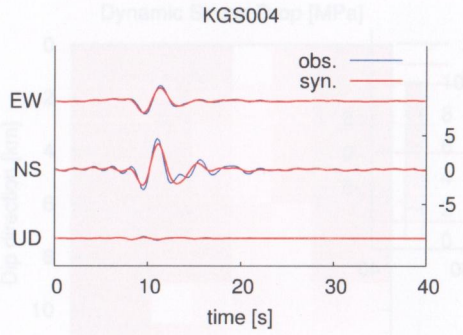
図–7.8 数値モデル（水平成層地盤モデル）に対して推定された各パラメタの分布



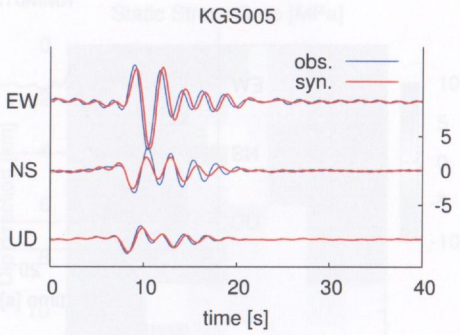
(a) KGS002



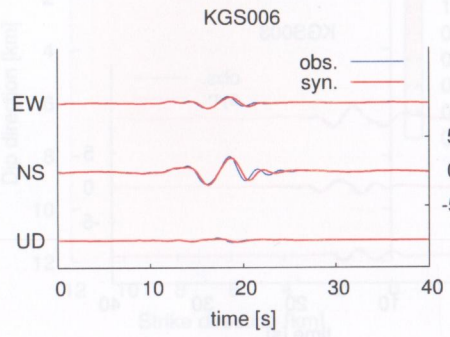
(b) KGS003



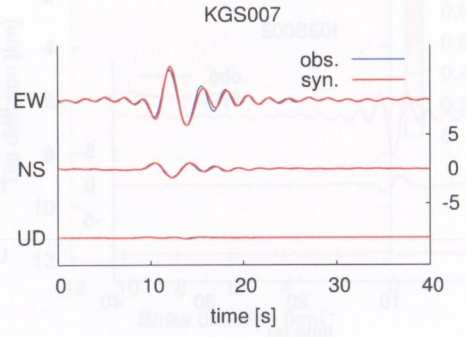
(c) KGS004



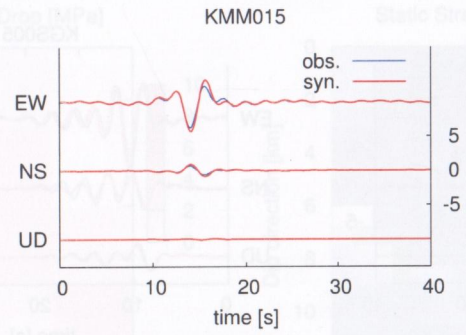
(d) KGS005



(e) KGS006

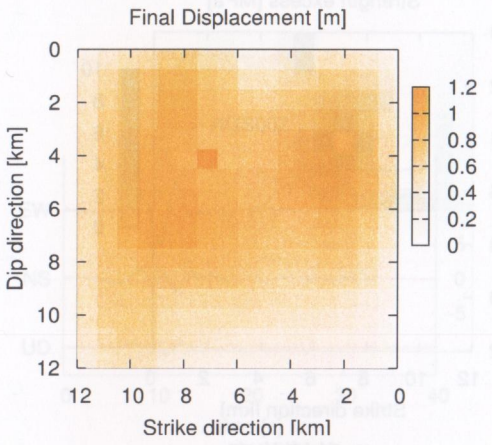


(f) KGS007

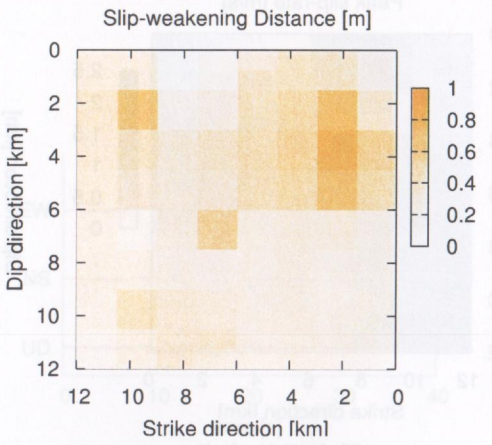


(g) KMM015

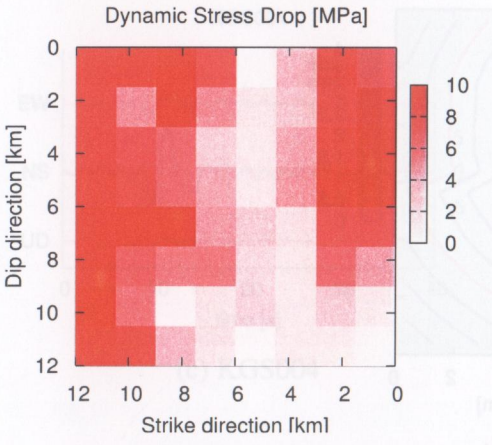
図–7.9 数値モデル（水平成層地盤モデル）における観測波形と計算波形との比較



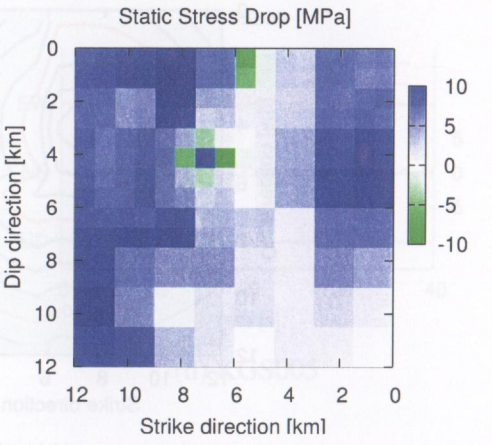
(a) 最終滑り変位



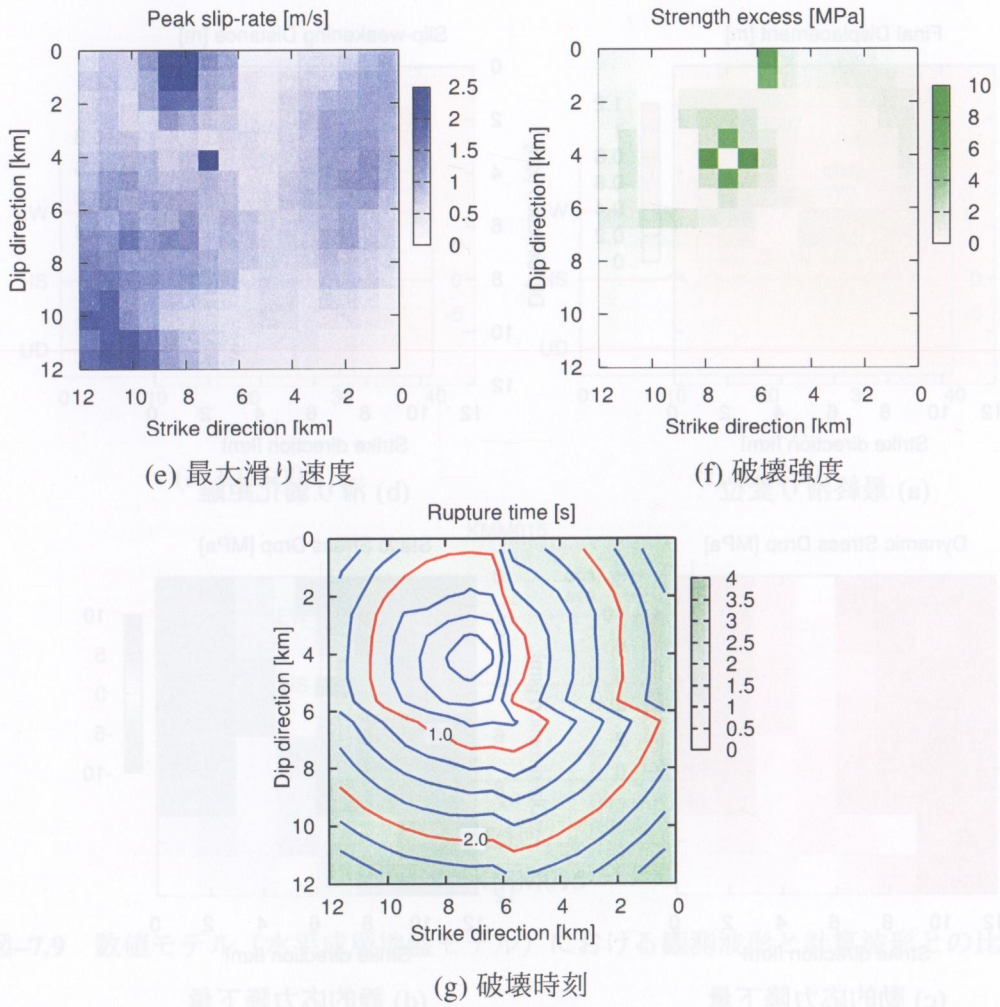
(b) 滑り弱化距離



(c) 動的応力降下量



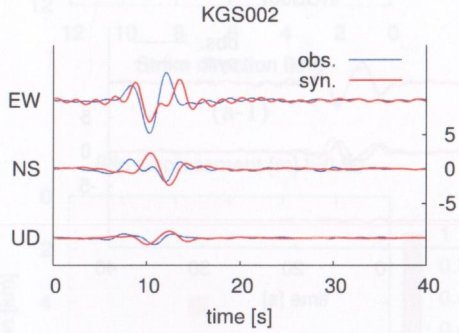
(d) 静的応力降下量



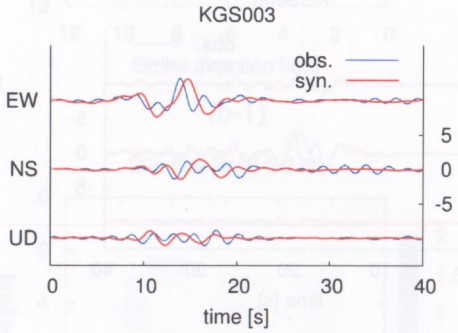
(e) 最大滑り速度　(f) 破壊強度

(g) 破壊時刻

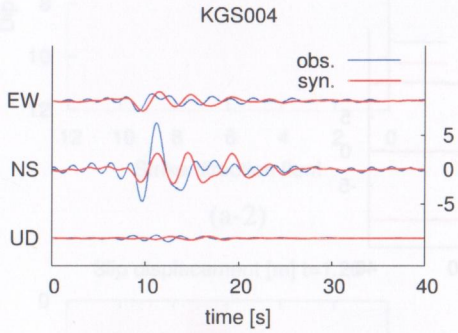
図–7.10 鹿児島県北西部地震において推定された各パラメタの分布（16x16 要素）



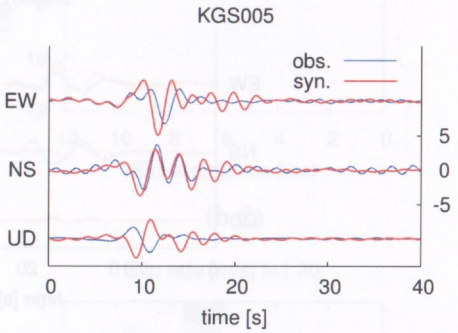
(a) KGS002



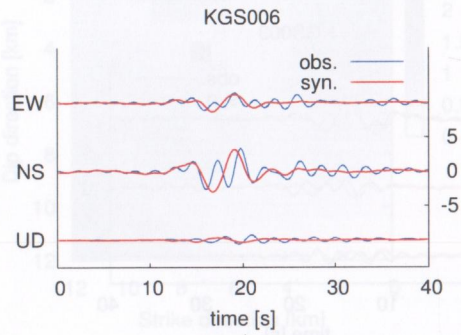
(b) KGS003



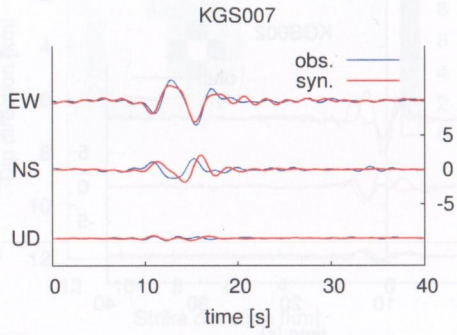
(c) KGS004



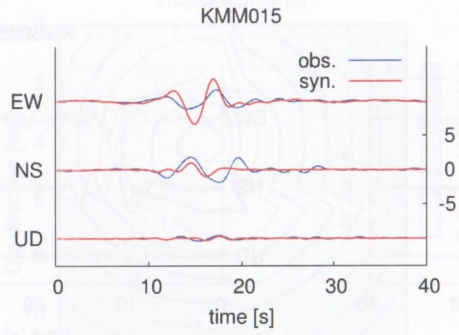
(d) KGS005



(e) KGS006

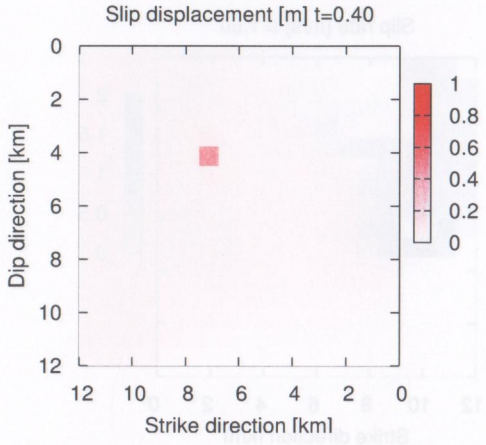


(f) KGS007

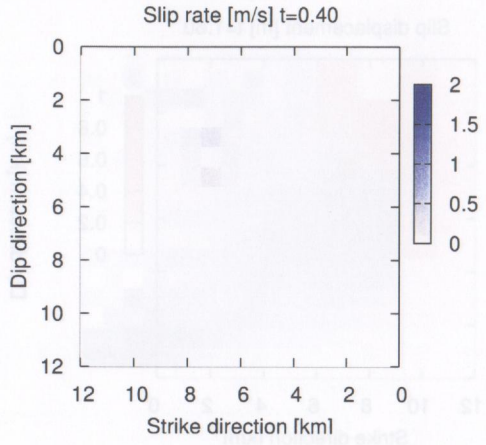


(g) KMM015

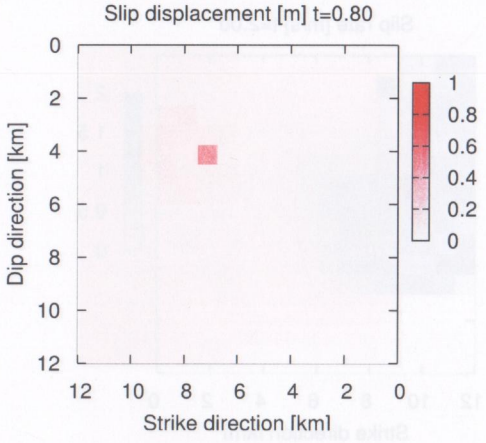
図–7.11 鹿児島県北西部地震における観測波形と計算波形との比較（16x16 要素）



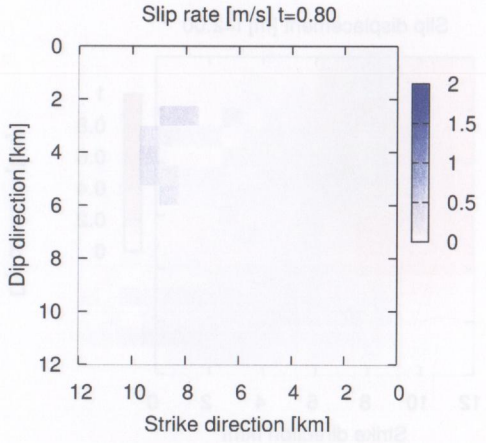
(a-1)



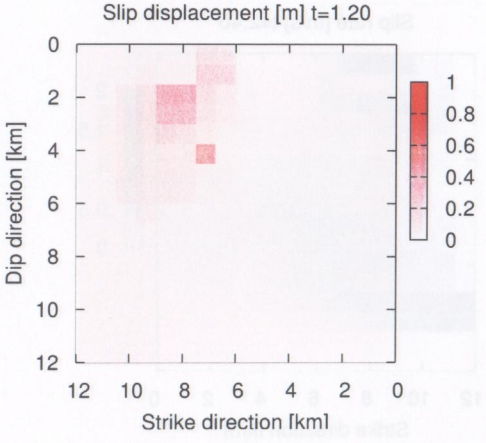
(b-1)



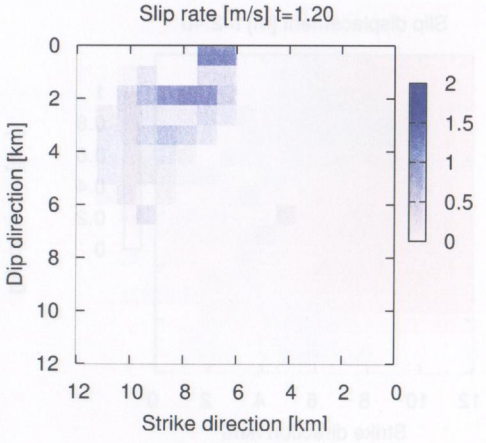
(a-2)



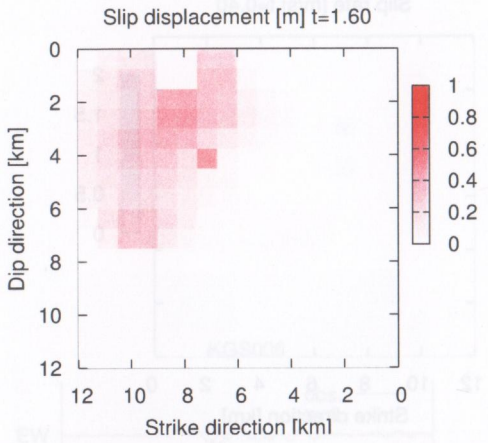
(b-2)



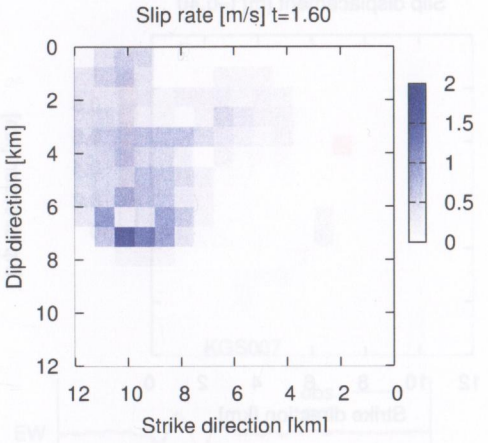
(a-3)



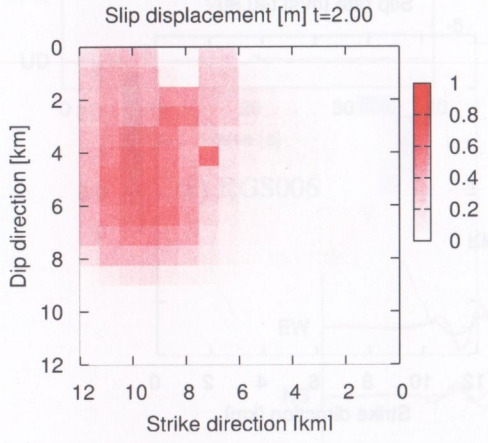
(b-3)



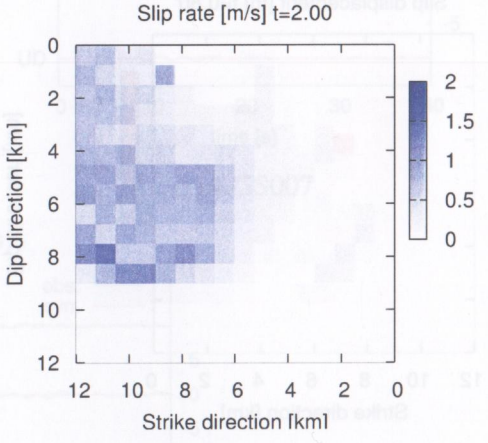
(a-4)



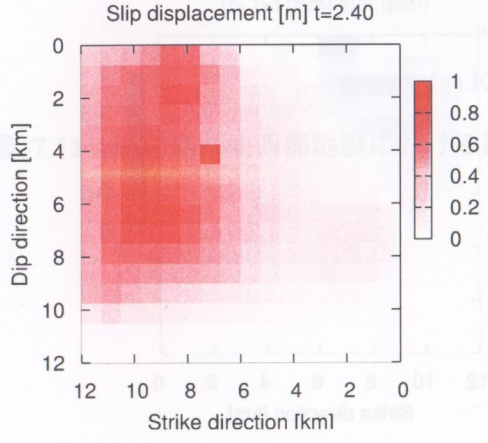
(b-4)



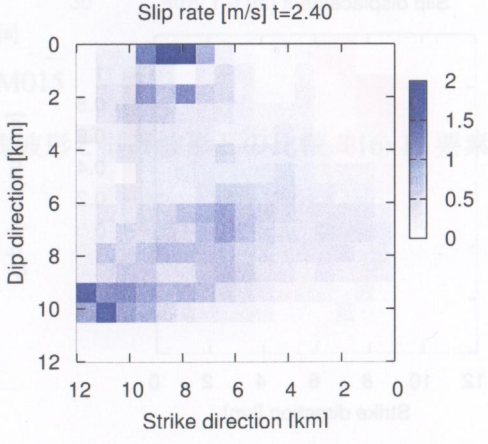
(a-5)



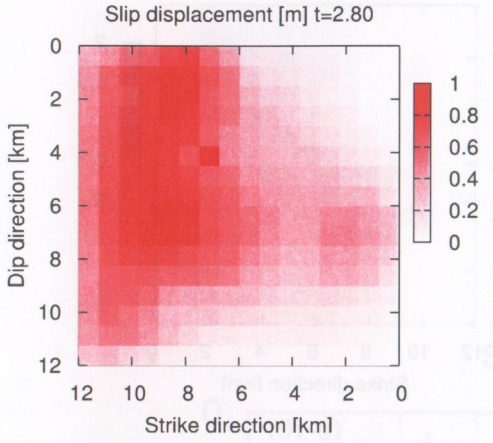
(b-5)



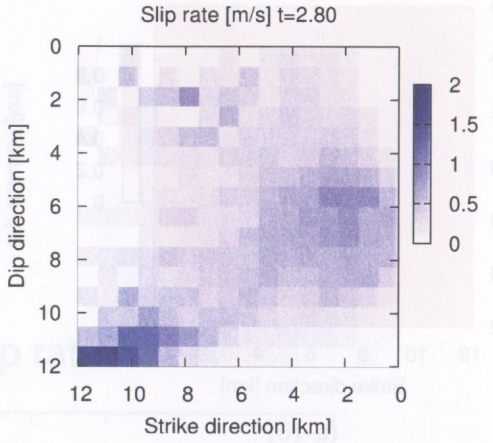
(a-6)



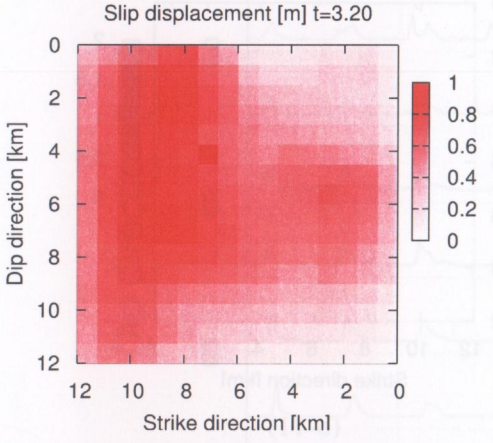
(b-6)



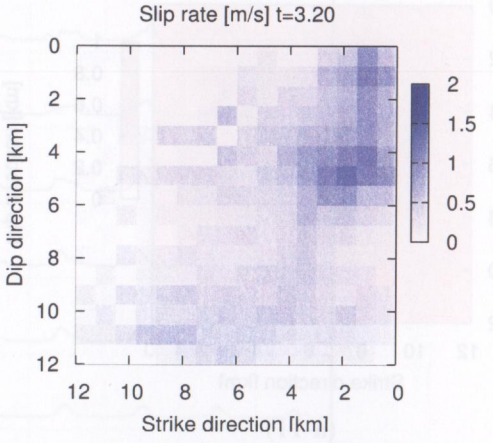
(a-7)



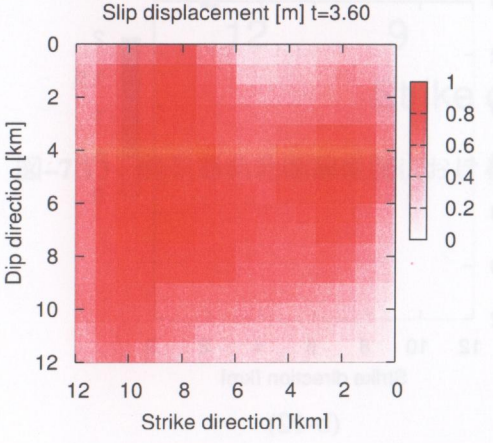
(b-7)



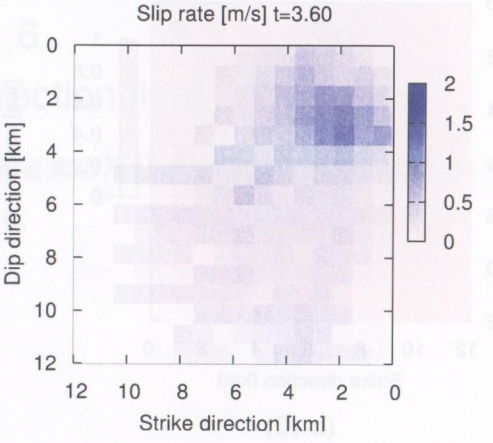
(a-8)



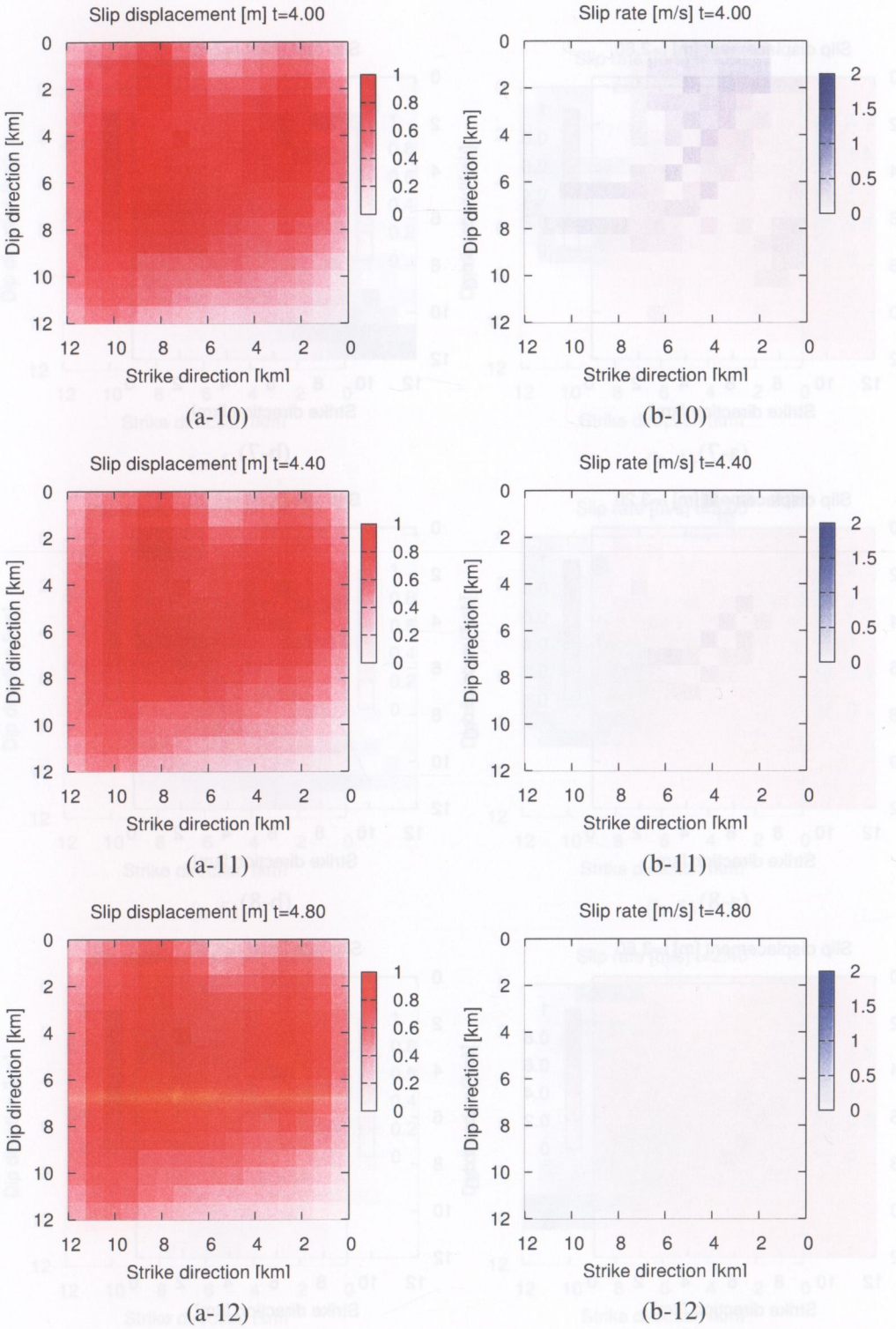
(b-8)



(a-9)



(b-9)

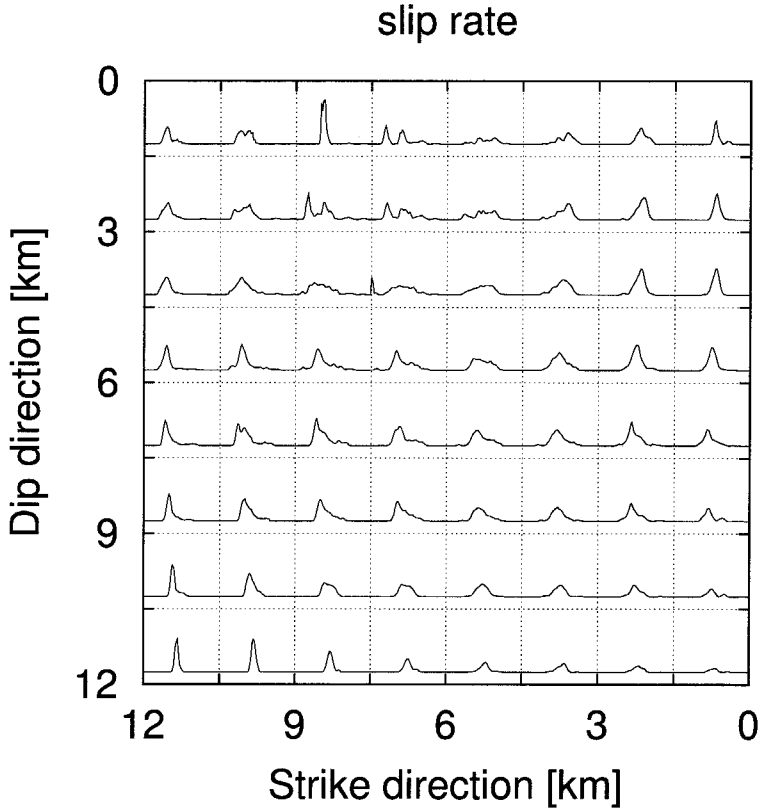


(a-10) (b-10)

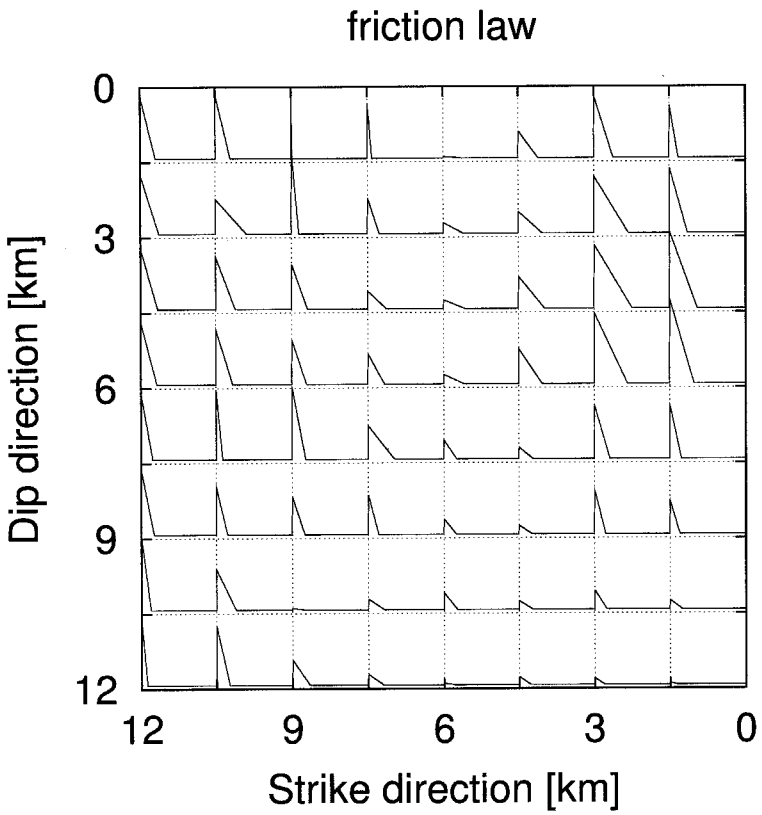
(a-11) (b-11)

(a-12) (b-12)

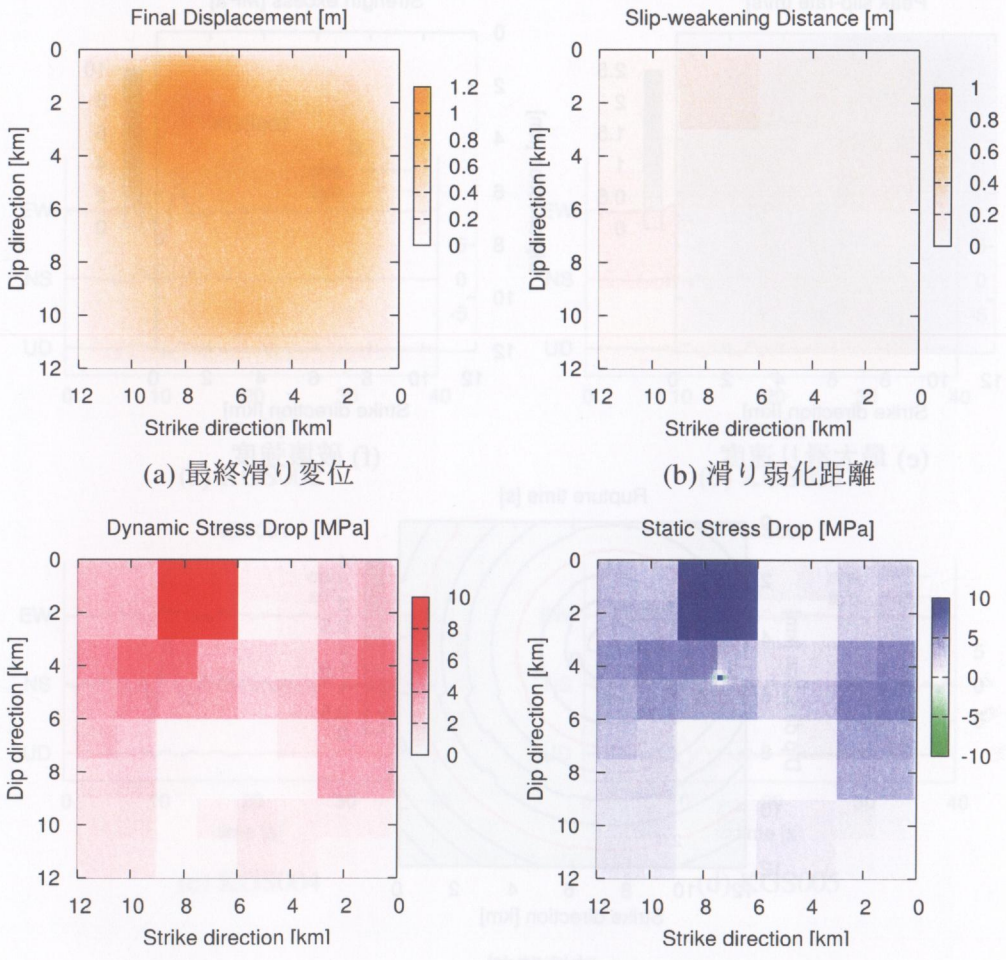
図–7.12 鹿児島県北西部地震における震源過程（16x16要素），(a) 滑り変位，(b) 滑り速度



図–7.13 鹿児島県北西部地震における各要素の滑り速度時刻歴（16x16 要素）



図–7.14 鹿児島県北西部地震における各要素の摩擦構成則（16x16 要素）

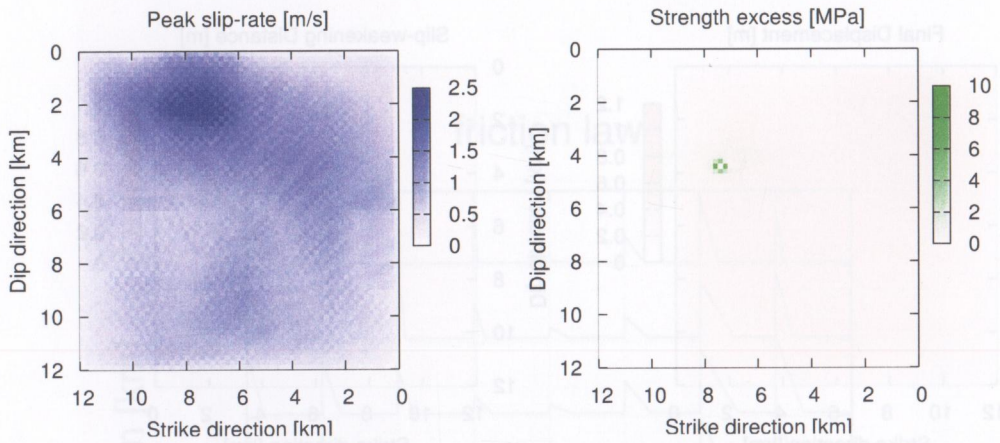


(a) 最終滑り変位

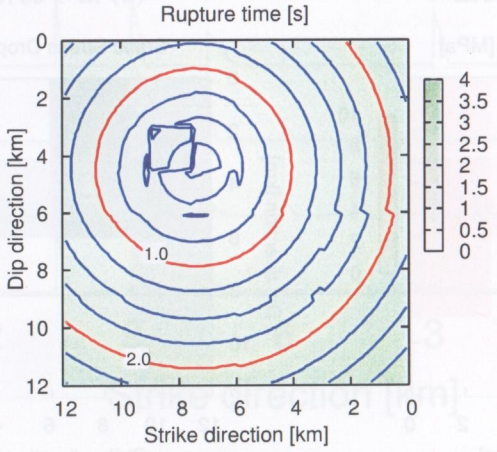
(b) 滑り弱化距離

(c) 動的応力降下量

(d) 静的応力降下量

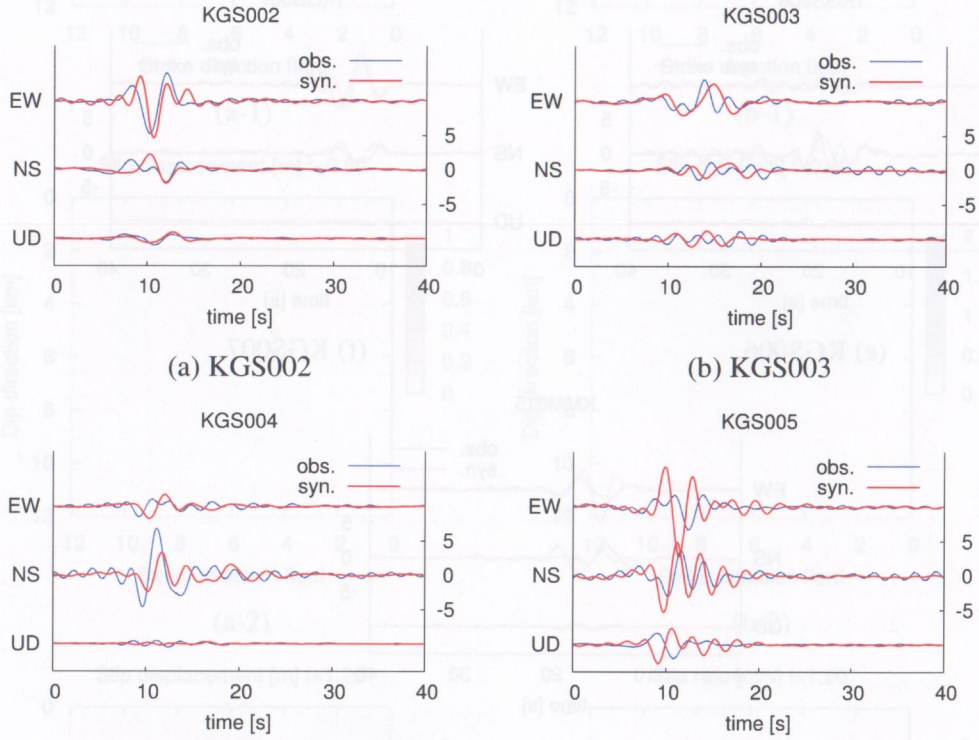


(e) 最大滑り速度　　(f) 破壊強度



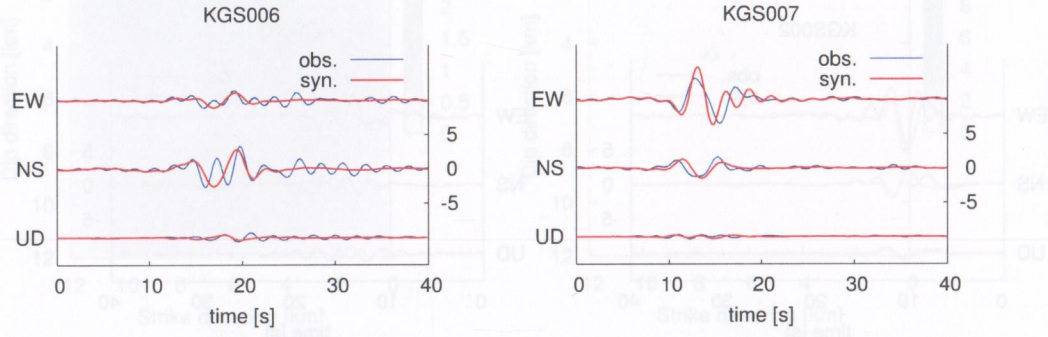
(g) 破壊時刻

図–7.15 鹿児島県北西部地震において推定された各パラメタの分布（64x64 要素）



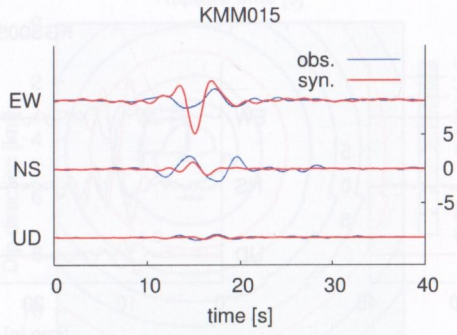
(a) KGS002 (b) KGS003

(c) KGS004 (d) KGS005



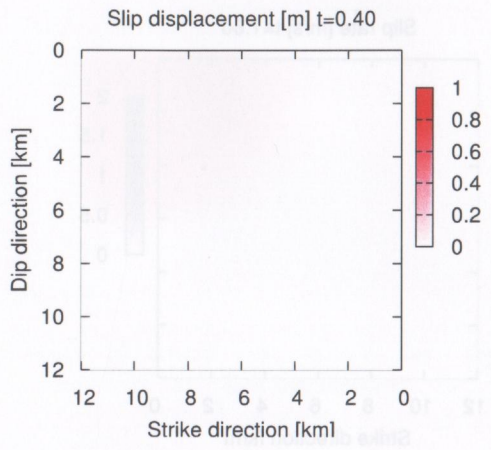
(e) KGS006

(f) KGS007

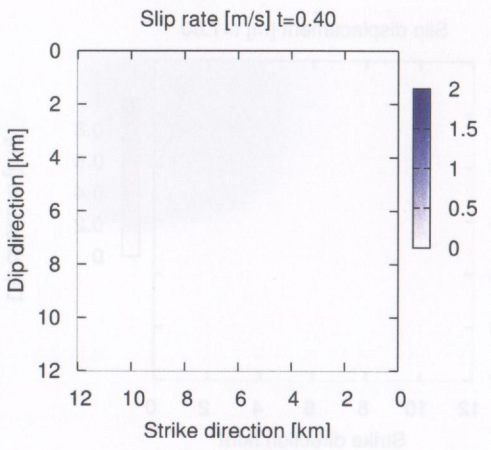


(g) KMM015

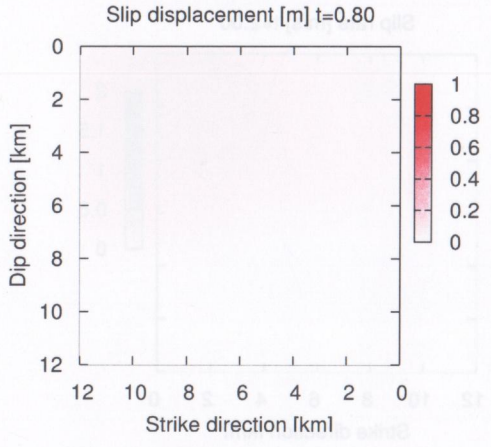
図–7.16 鹿児島県北西部地震における観測波形と計算波形との比較（64x64 要素）



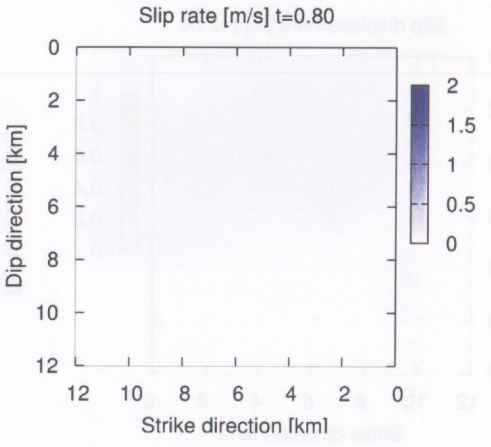
(a-1)



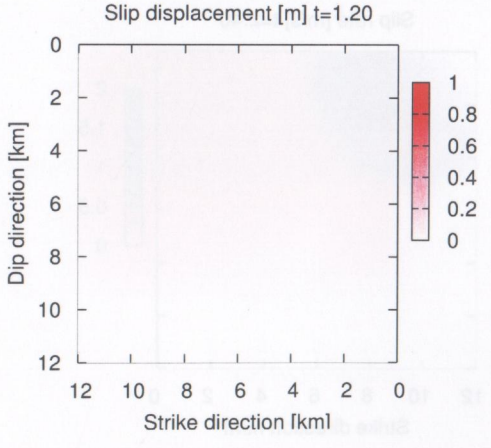
(b-1)



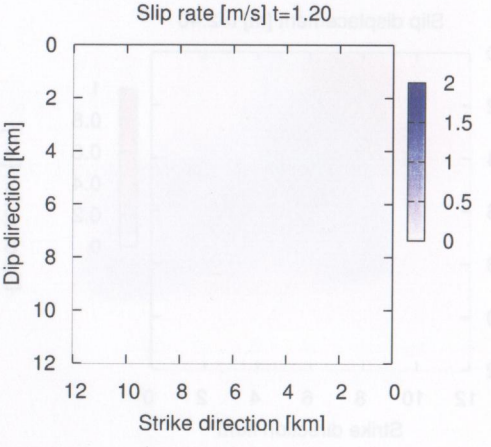
(a-2)



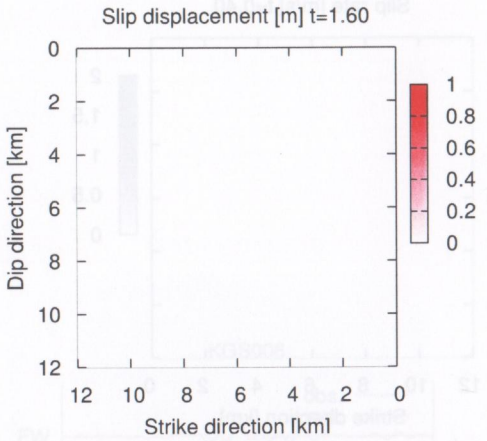
(b-2)



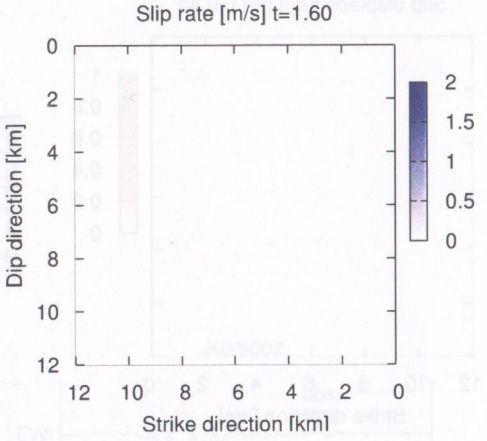
(a-3)



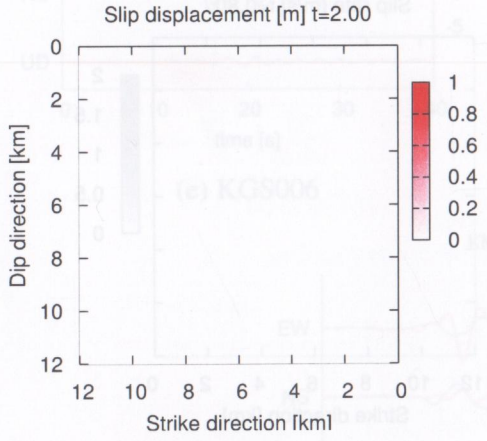
(b-3)



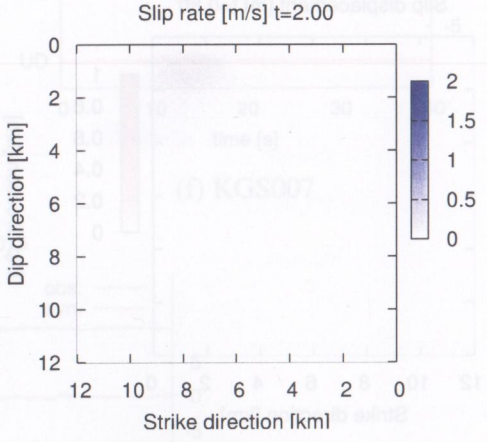
(a-4)



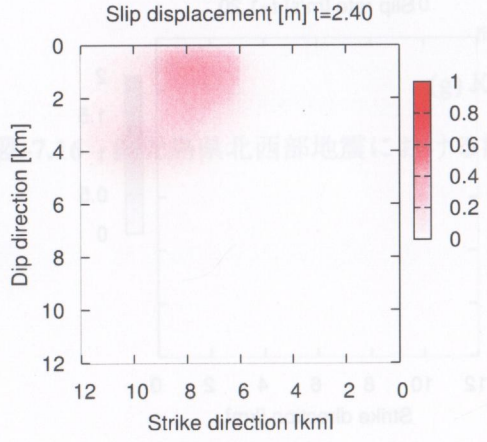
(b-4)



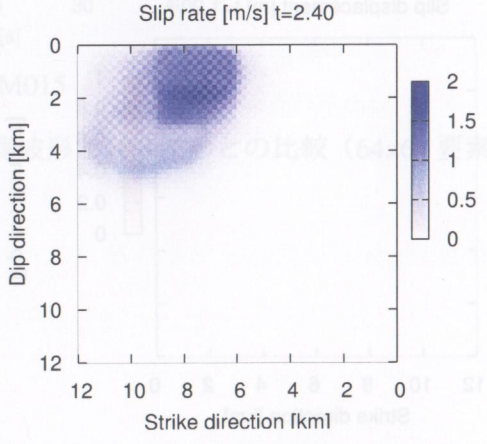
(a-5)



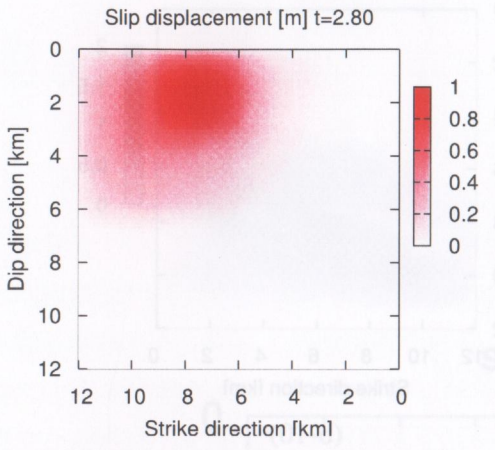
(b-5)



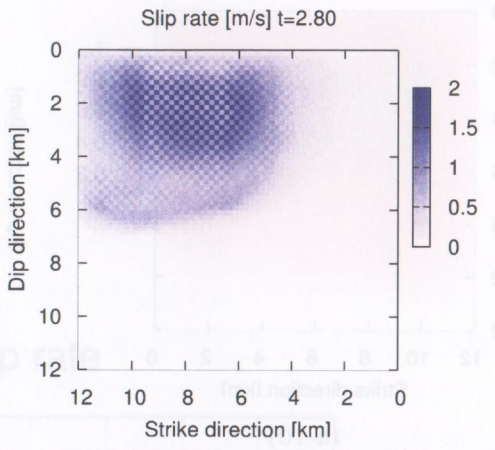
(a-6)



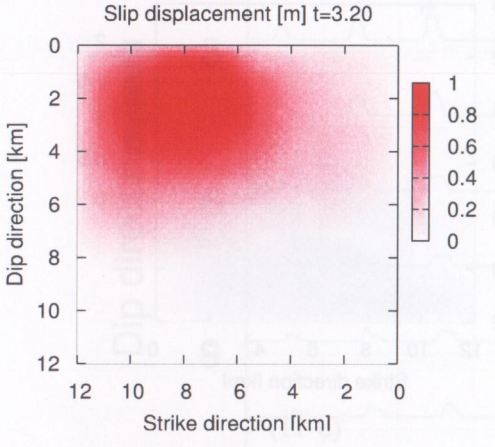
(b-6)



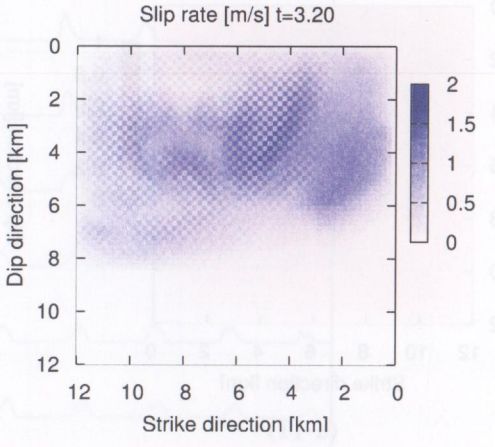
(a-7)



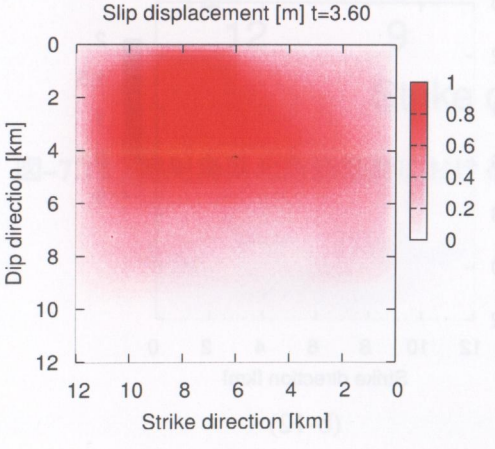
(b-7)



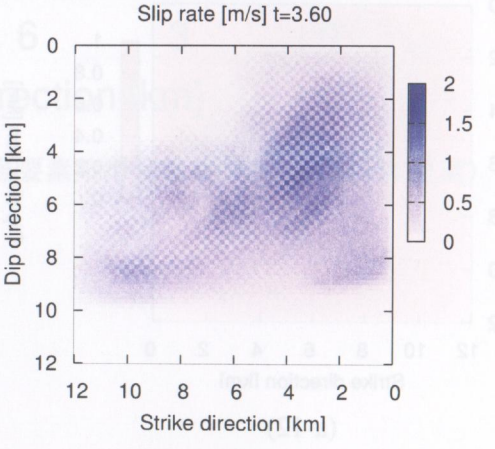
(a-8)



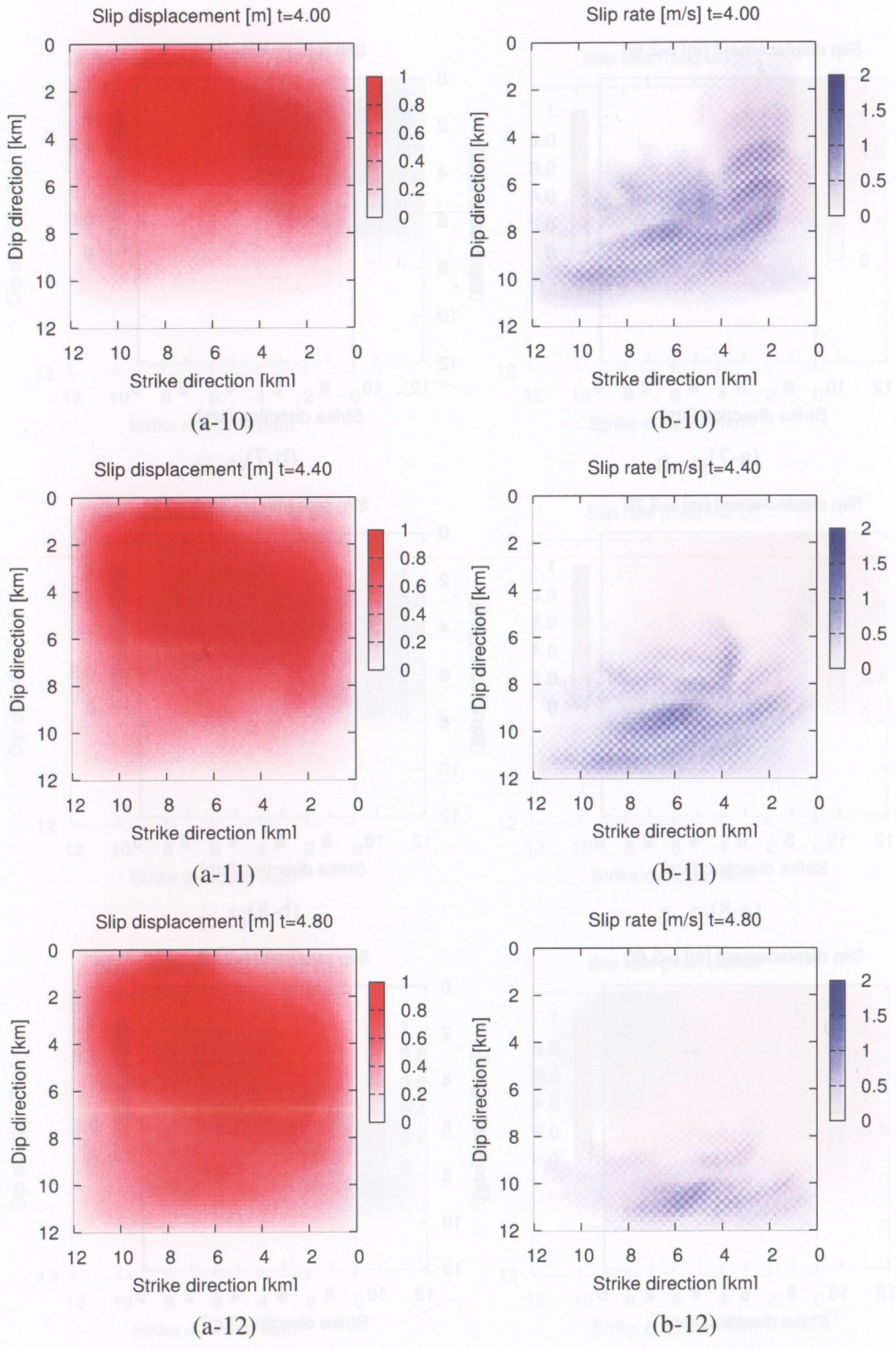
(b-8)



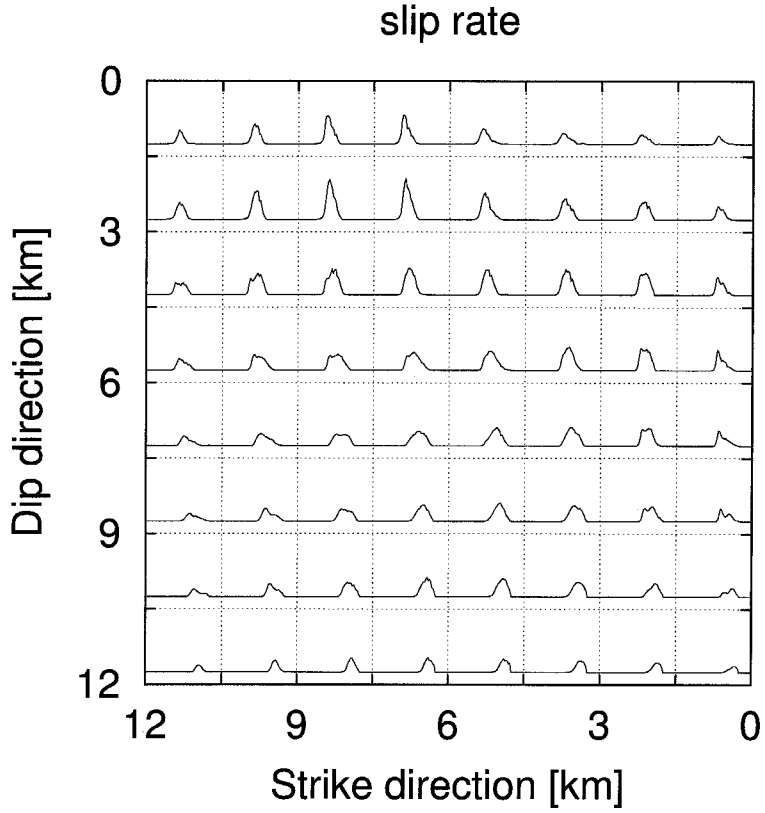
(a-9)



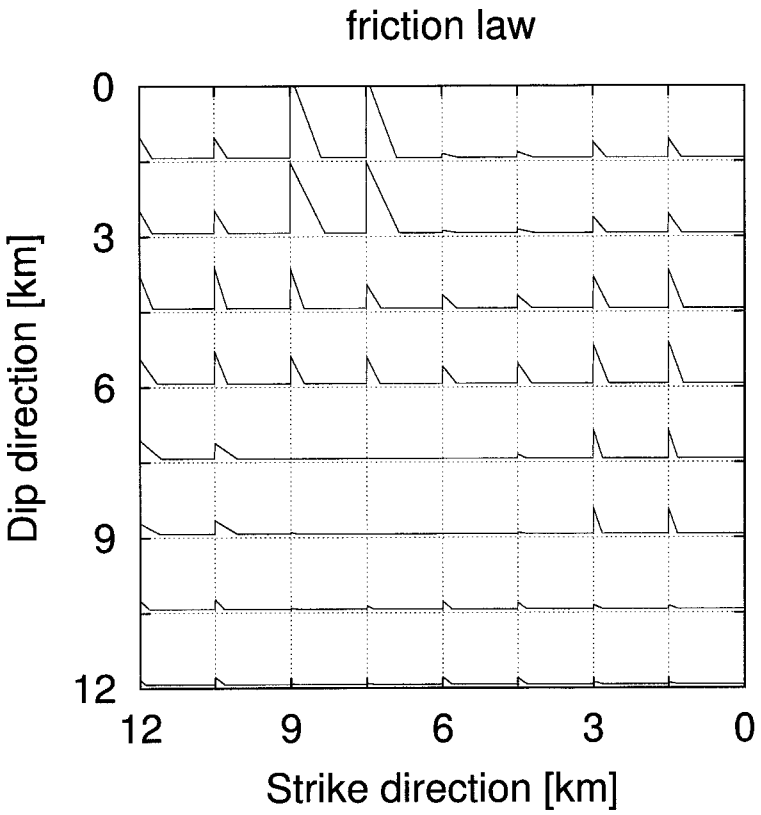
(b-9)



図–7.17 鹿児島県北西部地震における震源過程（64x64 要素），(a) 滑り変位，(b) 滑り速度



図–7.18 鹿児島県北西部地震における各要素の滑り速度時刻歴（64x64 要素）



図–7.19 鹿児島県北西部地震における各要素の摩擦構成則（64x64 要素）

第8章　結論

本研究では，シナリオ型強震動予測の高精度化を目指す上で，その構成要素である地盤構造の不均質性の地震動への影響と，それが及ぼす動力学震源破壊過程への影響を考察した．特に，地盤構造の影響に関しては過去の実地震を対象として深層地盤による盆地効果の影響を定量的に評価し，震源過程に関してはその導入により高精度化が期待される動力学震源モデルを対象として不均質媒質の影響と実地震における動力学パラメタの分布を推定した．以下に，本研究で得られた知見を要約する．

深層地盤構造が及ぼす局所的な地震動増幅特性

1999年トルコ・コジャエリ地震において局所的に発生したアダパザル盆地における地震動の増幅は，深層地盤構造による増幅特性であると示唆されていた．これを明らかにするために，発破などの物理探査記録，及び余震記録を用いて3次元地盤モデルを構築した．アダパザル市街地における強震動を再現するために，この3次元地盤モデルを用いた数値解析を実施した．

発破記録と重力観測，微動観測の情報から発破測線下の2次元地盤構造を推定したところ，3層からなる堆積層と，南北で速度の異なる基盤層が推定された．アダパザル盆地の3次元地盤構造の推定では，2次元地盤モデルのみならず，アダパザルで得られている物理探査の情報を拘束条件とし，3次のBスプライン関数でその形状を表現した．また，余震を用いてさらなるモデルの修正を計り，3次元地盤モデルを構築した．3次元地盤モデルから，アダパザル市街地では基盤面が600-1000 mの深さに位置することが確認された．

コジャエリ地震本震の強震動シミュレーションを実施したところ，観測点SKRと比較してアダパザル市街地では最大速度が2倍と計算された．1次元水平成層構造を有するモデルによる波形と比較したところ小さいため，アダパザル市街地で生じた地震動の増幅は盆地効果によるものと考えられる．

不均質媒質における震源の動力学破壊過程

不均質媒質内に存在する断層に対して動力学破壊過程を計算する手法を新たに開発した．不均質媒質に対する積分核は，全無限均質媒質に対する項と散乱

に対する項とに分離し，全無限均質媒質に対する項に解析解を用いる．また，不均質媒質に対して計算されたFEMの解と全無限均質媒質に対して計算されたFEMの解との差を取ることで，断層極近傍の応力分布を再現できないことに基因する誤差を取り除いて散乱項を計算する．この理論は，半無限均質媒質における点震源問題を用いて検証され，結果が良好であることを確認した．

半無限均質地盤に断層を設定し動力学破壊の数値解析を実施した．自由表面に対して断層面の傾斜角の異なる場合に対して，破壊過程がどのうように変化するかを確認したところ，低角の断層では同じ支配パラメタを与えているにも関わらず，大きな滑り変位を与えた．また，低角の断層周辺に生成された波動場に着目すると，自由表面と断層の間で重複反射のような現象が発生して波動が増幅されることが認められた．

また，2層を跨ぐ断層の動力学破壊の数値解析を実施した．下方のS波速度の遅い媒質の側から破壊を進展させたところ，層境界で波動の反射のような滑り速度のフェーズのピークが層境界で発生して下方に向かって伝播する様子が確認された．また，上方のS波速度の遅い媒質に向かって破壊は伝播し，その伝播速度は上方のS波速度に依存して下方のものより遅くなる．傾斜角が層境界に対して45°の場合は，屈折波の影響により上方のS波速度より速い速度で破壊が伝播することが可能であることが示された．

動力学震源インバージョンとその定式化

地表面波形を観測量とし，震源の破壊現象を支配するパラメタ，動的応力降下量分布，静的応力降下量分布，および滑り弱化距離の推定を試みた．

境界積分方程式と滑り依存型摩擦構成則とから表面力項を消去することにより，対象時刻の滑り分布をその時刻以前の滑り量と時間に依存しないパラメタのみで陽に与える式を導いた．推定変数に含まれる降伏表面力を破壊時刻で置き換えることにより降伏表面力による滑りの鋭敏性を回避し，評価関数を偏微分可能な関数に変換した．また，支配パラメタ間に存在する拘束条件を導出し，破壊動力学上独立な変数群，集約動的パラメタを考案した．

8×8の分割数の断層を対象とした数値解析例では，任意の初期値から収束計算を実施すると局所的最適解に陥りやすいことを述べた．その改善手法として集約動的パラメタに動的応力降下量を導入し，変位波形を用いて動的応力降下量分布を推定した後に，加速度波形のScalogramを観測に加えて推定する手法について述べた．また，解像度に適合する分割数で支配パラメタを推定する

ため，マルチスケールインバージョン手法について述べ，その効果を確認した．

Walsh関数に基づくマルチスケール動力学震源インバージョン解析

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．

運動学及び動力学震源インバージョンによる破壊過程の推定

2次元SH波動場，面外クラック問題を対象に，運動学震源インバージョン手法と動力学震源インバージョン手法とにより推定される解の違いを示した．運動学震源インバージョンを用いて断層の摩擦構成則の推定を行う場合には，既往の研究により推定限界の存在が指摘されていたが，動力学震源インバージョン手法を用いた場合，推定可能な場合があることを示した．

また，求められる滑り速度の時空間分布に関しても，平滑化を施していないにもかかわらず，動力学震源インバージョンが安定した解を与えることを数値解析例により示した．

実地震に対する動力学震源インバージョンの適用

鹿児島県北西部地震を対象として実地震に対する動力学震源インバージョンの適用例を示した．実地震であることから，観測波形は地盤の不均質構造の影響を受けており，既往の研究により推定されている1次元水平成層構造を用いてその影響を考慮した．ただし，3章の議論より，広角の断層において破壊過程に及ぼす自由表面の影響はわずかであることから，無視できるものと考える．

同じ断層配置，観測点配置による予備検討を行うことで，傾斜方向に対して走向方向の解像度が良いことを示した上で，実地震の推定結果の考察を行った．ただし，最終滑り変位が滑り弱化距離に達しない場合には滑り弱化距離に不確定性が残ることを示し，推定結果がそのように推定される場合には滑り弱化距離を最終滑り変位とする仮定を設けることを提案した．

推定結果から，断層の走向方向2 km付近と8 km付近に応力降下量の高いアスペリティが推定された．境界積分方程式法の要素分割数を増やして精度を向上させた場合と比べて，応力降下量の大きな領域の位置は安定して推定される可能性を示したが，滑り弱化距離や負の静的応力降下量の推定結果は結果の比較により要素分割に依存するものと考えられる．また，破壊は西側浅部から東側，深部側に進展していく様子が確認された．

参考文献

1) 安中正, 山崎文雄, 片平冬樹. 気象庁 87 型強震計記録を用いた最大地動及び応答スペクトル推定式の提案. 地震工学研究発表会論文集, Vol. 24, pp. 161–164, 1997.

2) Pitarka, A., K. Irikura, T. Iwata, and T. Kagawa. Basin structure effect in the Kobe area inferred from the modelong of ground motions from two aftershocks of the January 17, 1995, Hyogoken-nanbu earthquake. *J. Phys. Earth.*, Vol. 44, pp. 563–576, 1996.

3) Furumura, T., B. Kennett, and K. Koketsu. Visualization of 3-D wave propagation from the 2000 Tottori-ken Seibu, Japan earthquake: Observation and numerical simulation. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 93, pp. 870–881, 2003.

4) 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. *Seismological Research Letters*, Vol. 70, pp. 59–80, 1999.

5) 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.

6) Hartzell, S. H. and T. H. Heaton. Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 73, pp. 1553–1583, 1983.

7) Sekiguchi, H., K. Irikura, and T. Iwata. Fault geometry at the rupture termination of the 1995 Hyogo-ken Nanbu Earthqauke. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 90, pp. 117–133, 2000.

8) Piatanesi, A., E. Tinti, M. Cocco, and E. Fukuyama. Mechanical interpretation of kinematic source models inferred from ground motion modeling: an application

to the 2000 Western Tottori (Japan) Earthquake. *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 5, p. 10994, 2003.

9) Aochi, H. and R. Madariaga. The 1999 Izmit, Turkey, Earthquake: Nonplanar fault structure, dynamic rupture process, and strong ground motion. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 93, pp. 1249–1266, 2003.

10) Bakir, S., H. Sucuoğlu, and T. Yilmaz. An overview of local site effects and the associated building damage in Adapazari during the 17 August 1999 Izmit Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 92, pp. 509–526, 2002.

11) Kudo, K., T. Kanno, H. Okada, O. Özel, M. Erdik, T. Sasatani, S. Higashi, M. Takahashi, and K. Yoshida. Site-specific issues for strong ground motions during the Kocaeli, Turkey, earthquake of 17 August 1999, as inferred from array observations of microtremors and aftershocks. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 92, pp. 448–465, 2002.

12) Komazawa, M., H. Morikawa, K. Nakamura, J. Akamatsu, K. Nishimura, S. Sawada, A. Erken, and A. Onalp. Bedrock structure in Adapazari, Turkey – a possible cause of severe damage by the 1999 Kocaeli earthquake. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Vol. 22, pp. 829–836, 2002.

13) Vidale, J. Finite–difference calculation of travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 78, pp. 2062–2076, 1988.

14) Yilmaz, O. *Seismic Data Processing*. Society of Exploration Geophysicists, 1987.

15) Talwani, M., J. L. Worzel, and M. Landisman. Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. *J. Geophys. Res.*, Vol. 64, pp. 49–59, 1959.

16) Koketsu, K. and S. Higashi. Three–dimensional topography of the sediment/basement interface in the Tokyo metropolitan area, central Japan. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 82, pp. 2328–2349, 1992.

17) Kagawa, T., B. Zhao, K. Miyakoshi, and K. Irikura. Modeling of 3D basin structures for seismic wave simulations based on available information on the target area: case study of the Osaka basin, Japan. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 94, pp. 1353–1368, 2004.

18) Graves, R. W. Simulating seismic wave propagation in 3-D elastic media using staggered–grid finite differences. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 86, pp. 1091–1106, 1996.

19) Pitarka, A. 3D elastic finite–difference modeling of seismic motion using staggered grids with nonuniform spacing. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 89, pp. 54–68, 1999.

20) Cerjan, C., D. Kosloff, R. Kosloff, and M. Reshef. A non reflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations. *Geophysics*, Vol. 50, pp. 705–708, 1985.

21) Sekiguchi, H. and T. Iwata. Rupture process of the 1999 Kocaeli, Turkey, earthquake estimated from strong-motion waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 92, pp. 300–311, 2002.

22) Çelebi, M., S. Toprak, and T. Holzer. Strong-motion, site-effects and hazard issues in rebuilding Turkey: in light of the 17 August, 1999 earthquake and its aftershocks. *International Journal for Housing Science and Its Applications*, Vol. 24, pp. 21–38, 2000.

23) Örgülü, G. and M. Aktar. Regional moment tensor inversion for strong aftershocks of the August 17, 1999 Izmit earthquake (Mw= 7.4). *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 28, pp. 371–374, 2001.

24) Haskell, N. A. Crustal reflection of plane SH waves. *J. Geophys. Res.*, Vol. 65, pp. 4147–4151, 1960.

25) Aki, K. and P. G. Richards. *Quantitative Seismology*. Univ. Science Books, 2002.

26) Cochard, A. and R. Madariaga. Dynamic faulting under rate-dependent friction. *Pure appl. Geophys.*, Vol. 142, pp. 419–445, 1994.

27) Tada, T. and T. Yamashita. Non-hypersingular boundary integral equations for non-planar crack analysis. *Geophys. J. Int.*, Vol. 130, pp. 269–282, 1997.

28) 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.

29) Kame, N. and T. Yamashita. Simulation of the spontaneous growth of a dynamic crack without constraints on the crack tip path. *Geophys. J. Int.*, Vol. 139, pp. 345–358, 1999.

30) Aochi, H., E. Fukuyama, and M. Matsu'ura. Spontaneous rupture propagation on a non-planar fault in 3-D elastic medium. *Pure and Applied Geophys.*, Vol. 157, pp. 2003–2027, 2000.

31) Tada, T., E. Fukuyama, and R. Madariaga. Non-hypersingular boundary integral equations for 3-d non-planar crack dynamics. *Comp. Mech.*, Vol. 24, pp. 613–626, 2000.

32) 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.

33) Ide, S. and M. Takeo. Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis. *J. Geophys. Res.*, Vol. 102, pp. 27379–27391, 1997.

34) Mikumo, T., K. Olsen, E. Fukuyama, and Y. Yagi. Stress-breakdown time and slip-weakening distance inferred from slip-velocity functions on earthquake faults. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 93, pp. 264–282, 2003.

35) Quin, H. Dynamic stress drop and rupture dynamics of the October 15, 1979 Imperial Valley, California. *Tectonophysics*, Vol. 175, pp. 93–117, 1990.

36) Archuleta, R. A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake. *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, pp. 4559–4585, 1984.

37) Miyatake, T. Reconstruction od dynamic rupture process of an earthquake with constraints of kinematic parameters. *Geophys. Res. Let.*, Vol. 19, pp. 349–352, 1992.

38) Bouchon, M. The state of stress on some faults of the San Andreas system as inferred from near-field strong motion data. *J. Geophys. Res.*, Vol. 102, pp. 11731–11744, 1997.

39) Pulido, N. and K. Irikura. Estimation of dynamic rupture parameters from the radiated seismic energy and apparent stress. *Geophysical Research Letters*, Vol. 27, pp. 3945–3948, 2000.

40) 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.

41) Fukuyama, E., T. Mikumo, and K. Olsen. Estimation of the critical slip-weakening distance: theoretical background. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 93, pp. 1835–1840, 2003.

42) Ohnaka, M. A constitutive scaling law and a uniformed comparison for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture. *J. Geophys. Res.*, Vol.108, 2080, doi:10.1029/2000JB000123, 2003.

43) Aochi, H. and E. Fukuyama. Three-dimensional nonplanar simulation of the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, Vol.107, 2035, doi:10.1029/2000JB000061, 2002.

44) Peyrat, S. and K. B. Olsen. Nonlinear dynamic rupture inversion of the 2000 Western Tottori Japan, Earthquake. *Geophysical Research Letters*, Vol. 31, L05604, 2004.

45) Sambridge, M. Finding acceptable models in nonliner inverse problems using a neigbourhood algorithm. *Inverse Problems*, Vol. 17, pp. 387–403, 2003.

46) Andrews, D. J. Rupture velocity of plane-strain shear cracks. *J. Geophys. Res.*, Vol. 81, pp. 5679–5687, 1976.

47) Matsu'ura, M., H. Kataoka, and B. Shibazaki. Slip-dependent friction law and nucleation processes in earthquake rupture. *Tectonophysics*, Vol. 211, pp. 135–148, 1992.

48) Nakatani, M. Conceptual and physical clarification of rate and state friction: Frictional sliding as a thermally activated rheology. *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, pp. 13347–13380, 2001.

49) Bouchon, M. A simple method to calculate green's functions for elastic layered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 71, pp. 959–971, 1981.

50) Graves, R. W. and D. J. Wald. Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions 1. Strong motions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, pp. 8745–8766, 2001.

51) Madariaga, R., K. Olsen, and R. Archuleta. Modeling dynamic rupture in a 3D earthquake fault model. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 88, pp. 1182–1197, 1998.

52) Walsh, J. L. A closed set of normal orthogonal functions. *Am. J. Math.*, Vol. 45, pp. 5–24, 1923.

53) 遠藤靖. ウォルシュ解析. 東京電機大学出版, 1993.

54) Akaike, H. Likelihood and the Bayes procedure, Bayesian Statics. *University Press, Valencia, Spain*, pp. 1–13, 1980.

55) 三宅弘恵, 岩田知孝, 入倉孝次郎. 経験的グリーン関数法を用いた 1997 年 3 月 26 日 (M_{JMA} 6.5) 及び 5 月 13 日 (M_{JMA} 6.3) 鹿児島県北西部地震の強震動シミュレーションと震源モデル. 地震, Vol. 51, pp. 431–442, 1999.

56) 宮腰研, 長郁夫, 堀家正則. 震源インバージョン結果に基づいた摩擦構成則の推定. 日本地震学会講演予稿集, 2005.

57) Day, S. M., L. A. Dalguer, and N. Lapusta. Comparison of finite difference and boundary integral solutions to three-dimensional spontaneous rupture. *J. Geophys. Res.*, Vol.110, B12307, doi:10.1029/2005JB003813, 2005.

謝辞

本研究の遂行にあたり，澤田純男教授には大学部生当時より５年間御指導頂きました．研究を通じて地震工学の基本からその理想を含めて影響を与えて頂きましたことは，研究の位置付けを明確にする上で大きな助言となりましたので，ここに感謝致します．また，本論文を審査頂きました，家村浩和教授，井合進教授には論文内容に関しての有益なご意見を頂きましたので，感謝致します．修士課程まで，研究室に在籍されておられた佐藤忠信名誉教授には，当時に逆問題の解法についてのアドバイスを頂き，本研究の基礎を築くことができました．東京大学の本田利器助教授には，同研究室在籍時に細かなアドバイスから計算機の取り扱いまで御世話になりました．記して感謝致します．

本研究内容につきまして，アダパザル盆地の地盤モデルの構築に用いました屈折波探査記録は，東京工業大学盛川仁助教授，関東学院大学規矩大義助教授，Dr. Seldarl Ozalaybey らにより実施されたものを利用させて頂きました．記して感謝致します．不均質媒質に対する境界積分方程式法は，提案したその概念から Carnegie Mellon University の Jacobo Bielak 教授，Leonardo Ramirez-Guzman 博士課程学生との議論を経てその理論を厳密に構築することが出来ました．記して感謝致します．また，実地震における動力学震源インバージョン手法では，鹿児島県北西部地震における観測点の１次元地盤データを地域地盤環境研究所宮腰研博士に提供頂きましたので，ここに記して感謝致します．すべての方々を列挙することはできませんが，本研究の遂行にあたりましては数多くの方々にご協力，ご意見を頂きました．感謝致します．

本研究においても使用させて頂きましたが，防災科学技術研究所により提供されている K-NET，及び KiK-net の強震動観測データは，実地震動における現象の解明に非常に有用でしたし，今後の地震工学においてもその重要性は変わりませんので記して感謝致します．また，本研究の遂行に対して，日本学術振興会様には特別研究員として研究奨励費の援助を頂きました．本制度により博士課程を含む若手研究者が大きな助けとなっていますことを記して感謝致します．