

**地震災害軽減に向けた
震源推定および地震動予測の高度化と
説明力向上に関する研究**

**(Improvement of Seismic Source Estimation,
Ground Motion Prediction, and Interpretability
for Earthquake Disaster Reduction)**

平 井 敬

(HIRAI, Takashi)

名古屋大学大学院環境学研究科 博士（工学）

2013 年

目次

第1章 序論

1.1 研究の背景と目的	1
1.2 既往の研究と本研究の位置付け	7
1.2.1 海溝型地震およびプレート境界面の固着分布の推定に関する研究	7
1.2.2 強震加速度記録の積分に関する研究	8
1.2.3 地震発生後の震源規模の推定に関する研究	8
1.2.4 地盤の震動性状に関する研究	9
1.2.5 地震災害の説明力向上に関する研究	10
1.3 本論文の構成	12
参考文献	14

第2章 地殻変動データの逆解析による震源域固着分布の推定精度

2.1 はじめに	17
2.2 問題の定式化	19
2.2.1 プレート間すべりと地殻変動の計算	19
2.2.2 すべり欠損の逆解析	21
2.3 モデルの設定と結果	23
2.3.1 共通事項	23
2.3.2 単一のアスペリティ	23
2.3.3 複数のアスペリティが分布する場合	27
2.3.4 実観測データへの応用	32
2.4 考察	39
2.5 本章のまとめ	41
付録	42
参考文献	43

第3章 強震記録に基づく地震に伴う永久変位の算定手法

3.1 はじめに	45
3.2 使用したデータ	47
3.3 永久変位の算定方法	48
3.3.1 加速度記録の積分	48
3.3.2 加速度基線変化の補正	48

3.4 結果と考察	51
3.4.1 加速度記録に補正を施さない場合の永久変位分布	51
3.4.2 加速度記録に補正操作を施す効果	54
3.4.3 加速度記録に補正を施した場合の永久変位分布	57
3.4.4 変位波形の安定性と地盤 S 波速度との関係	60
3.4.5 KiK-net 観測点の地中と地表との比較	62
3.4.6 1 Hz GPS 解析結果との比較	65
3.5 余震による地殻変動分布の算定	67
3.6 本章のまとめ	69
参考文献	70

第 4 章 地震時地殻変動分布に基づく迅速・正確なマグニチュードの推定手法

4.1 はじめに	71
4.2 モーメントマグニチュード推定の方法	73
4.2.1 強震記録を用いた変位波形と永久変位の算定	73
4.2.2 変位波形の収束率	73
4.2.3 永久変位を利用したモーメントマグニチュードの推定	74
4.3 使用したデータ	76
4.4 実地震への適用結果	77
4.4.1 永久変位によるモーメントマグニチュードの推定結果	77
4.4.2 速報性の検証	82
4.5 南海トラフの三連動地震への適用	84
4.5.1 変位のシミュレーションとモーメントマグニチュードの推定	84
4.5.2 震源域の広がりを考慮したモーメントマグニチュードの推定法	88
4.6 考察	90
4.7 本章のまとめ	92
付録	93
参考文献	94

第 5 章 相反定理を利用した地盤震動性状の評価手法

5.1 はじめに	95
5.2 計算方法	97
5.2.1 有限差分法の概略	97
5.2.2 相反定理を利用した地震動の計算	100
5.3 モデルの設定	102
5.4 結果と考察	105

5.4.1	震源の方位・深さによるグリーン関数の変化	105
5.4.2	震源の方位・深さによるグリーン関数のスペクトルの変化	116
5.4.3	堆積盆地端部の観測点におけるグリーン関数のスペクトル	131
5.5	本章のまとめ	141
	参考文献	142
 第 6 章 地震動記録と同じ継続時間を有する地震の音の作成法		
6.1	はじめに	143
6.2	音圧波形作成の理論	145
6.2.1	対称的フーリエ解析の概要	145
6.2.2	母関数を利用した音圧波形の作成法	148
6.2.3	防災教育への応用を指向した音質の調整	151
6.3	実地震動記録への適用	154
6.3.1	JMA 神戸波の音への変換	154
6.3.2	三の丸波の音への変換	161
6.3.3	音圧波形作成法の選択	164
6.4	本章のまとめ	165
	付録	166
	参考文献	168
 第 7 章 結論		
7.1	本研究のまとめ	169
7.2	今後の展望	172

第 1 章

序論

1.1 研究の背景と目的

プレートテクトニクスによると、地球の表面は十数枚のプレートと呼ばれる岩盤に覆われており、これらのプレートは、長い時間スケールで見ればマンツルの対流によってそれぞれ年間数 cm の速度で地球上を移動している。プレート同士が衝突する、あるいは一方が他方の下へ沈み込むプレート境界領域は、造山運動・火山活動・断層などの現象が最も活発に見られるところであり、それに伴う自然の恵みが豊かである一方、火山噴火や地震などの災害も多発している。我が国は太平洋プレート・フィリピン海プレート・北米プレート・ユーラシアプレートの 4 枚のプレートの境界領域に位置しており、自然豊かな美しい国土を有する一方、しばしば巨大な地震の被害を受けてきた。こうした環境に暮らしていることを自覚し、地震に対して適切な対策を講ずることは、我が国に住まう者すべてにとって重要である。

我が国における近年の顕著な被害地震としては、1995 年 1 月 17 日に発生した兵庫県南部地震が挙げられる。この地震はマグニチュード 7.3 の内陸直下型地震であり、直接の被害範囲は局所的であったが、それが神戸市を中心とする日本有数の人口密集地帯であったことにより、死者 6434 人に上る甚大な被害が発生した。その後の主な被害地震についても、2000 年鳥取県西部地震、2001 年芸予地震、2003 年宮城県沖地震・十勝沖地震、2004 年新潟県中越地震、2005 年福岡県西方沖地震、2007 年能登半島地震・新潟県中越沖地震、2008 年岩手・宮城内陸地震と枚挙に暇がない。

頻繁に列島を襲う地震災害に対処するため、中央防災会議では特に切迫性が高いと考えられる地震について被害想定が実施されている。例えば南海トラフで発生するとされる東海・東南海・南海三連動地震に対する 2003 年の被害想定結果では、全体の死者数が 19000 人～25000 人になるという予想がなされていた¹⁾。また、地震調査研究推進

本部は、全国各地の将来の地震ハザードの大きさを確率的に予測し、確率論的地震動予測地図を公表している²⁾。

こうした中、2011年3月11日に東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0) が発生した。この地震に起因する東日本大震災と命名された災害は、死者16000人近くに及ぶ人的被害に加え、我が国初の炉心溶融に至った深刻な原子力事故を伴うなど、戦後最大の災害であると言われている。過去に東北地方太平洋沖地震に比肩する規模の地震が発生していた可能性については、869年の貞観地震についての考察が存在するが³⁾、国の地震被害想定にはいまだ取り入れられていなかったため、東日本大震災に関する報道では「想定外」という言葉が頻繁に見られた。また、東北地方太平洋沖地震の規模を発震直後に正確に推定することができず、結果として津波の高さの過小評価につながるなど、現在の地震学の限界が露呈した。一方で、岩手県釜石市の中学生在が率先して津波から避難し、ほとんどの生徒が無事であったという、防災教育の重要性を再認識させられる出来事もあった。

東日本大震災は、現在の地震被害想定や発災後の情報発信の在り方、さらに国民ひとりひとりの地震防災に対する意識の問題を浮き彫りにした。その内容は極めて多岐に渡っているが、以下に地震工学上重要なものの例を挙げる。

(1) 将来の地震の発生位置および規模の予測について

地震被害予測においては、はじめに将来発生が危惧される地震の想定を行う。震源の設定方法としては、活断層調査の結果や地域ごとの過去の地震の履歴を参考にする⁴⁾。内陸地震と比較して再来周期の短い海溝型地震においては、特に過去の地震履歴を調査することは有効である。ただし、宮城県沖地震などの地震動観測データが豊富な地震に対して、東南海地震などの地震動データが少ない地震については、現在の地殻変動分布からプレート境界面の固着分布を推定し、将来の地震の震源域を設定する場合がある。しかし、地殻変動データから推定されるプレート境界面の固着分布と、実際に地震が起こる際の震源域とは、位置および規模の両面において完全に一致するものではない。この両者の関係が定量的に明らかにはなっていない。

また、東北地方沖の太平洋プレートが沈み込む領域においてモーメントマグニチュード9.0に達する地震が発生する可能性は、地殻変動データの解析によっても指摘できないわけではなかった⁵⁾。しかしながら、そうした超巨大地震を起こすだけの応力の蓄積が行われている一方で、数十年ごとにモーメントマグニチュード7規模の地震が繰り返されることについて、地震モーメントの収支とプレート境界面の固着分布とを結び付けて説明することは困難であった。

(2) 地震が発生した直後の地震規模の推定および警報について

東北地方太平洋沖地震はモーメントマグニチュード9.0に達する巨大な地震であった。

事実、アメリカ地質調査所 (USGS) は、比較的早期にモーメントマグニチュード 8.8 という計算値を公表していた。しかし、発震の 3 分後に発表された気象庁マグニチュードの速報値は 7.9 であり、さらに約 15 分後に計算されるべきモーメントマグニチュードが、広帯域地震計が振り切れたことにより計算できなかった⁶⁾。このため、発震後しばらくの間マグニチュードを過小に見積もった状態となり、ひいては津波の高さの過小評価にもつながった。

現在、地震発生直後のマグニチュードの発表には気象庁マグニチュードを用いているが、これは決定に要する時間が短いという利点がある。しかし、モーメントマグニチュード 8 を大きく超えるような巨大地震に対しては、気象庁マグニチュードはモーメントマグニチュードと比較して系統的に小さくなり、ついには飽和してしまうという性質を有している。そのため、巨大な津波の警報に気象庁マグニチュードを用いるのには無理があり、モーメントマグニチュードのような飽和しない指標を用いることが望ましい。

(3) 構造物が立地する地盤の震動特性について

東北地方太平洋沖地震の際、震源から 600 km 以上離れた大阪市此花区のワールドトレードセンタービル（大阪府咲洲庁舎）が地盤との共振を起こし、片側変位振幅 137 cm にもなる揺れを生じた⁷⁾。これは地盤と建物の固有周期が一致したために生じた現象であり、このような被害を防ぐには地盤の震動特性、特に固有周期をよく知ることが重要である。地盤の震動特性は、一般にサイト固有のものと考えられているが、震源からサイトまでの伝播経路の違いによって異なる可能性があることが指摘されている⁸⁾。

こういった背景から、本研究では、上記の問題点について、観測データの新たな活用方法を提示しながらその解決をはかる。

(1) に対しては、まず地殻変動データをもとにプレート境界面の固着分布を推定する際の精度について、簡単なモデルによる検討を行うことから始める。さらに、プレート境界面上の固着の程度によって、地殻変動データに基づく地震規模の推定結果がどのような傾向を示すかを明らかにする。

(2) については、東北地方太平洋沖地震の際に広帯域地震計が振り切れたことと、一般に用いられる気象庁マグニチュードが飽和を起こすことが問題の本質である。本研究では、振り切れを起こしにくい強震計による加速度記録をデータとして用いて地震時の地殻変動分布を算定する。さらに、巨大地震に対しても飽和しないモーメントマグニチュードを迅速に推定する手法を開発する。

(3) に関しては、本研究では長周期の地震動に特化し、三次元有限差分法などの理論計算手法を利用して堆積盆地の震動性状を把握することを目的とする。その際に、弾性論の相反定理を導入することで、堆積盆地に対してあらゆる方向にある震源からのグ

リーン関数を計算し、卓越周期などの震動特性のばらつきの程度を予測する手法を提案する。

さらに、一般向けの防災教育に活用するための応用として、地震動記録から臨場感のある地震の効果音を生成する方法を提案する。これは、地震動を擬似体験するための映像技術^{例えば 9)}と組み合わせることでより一層の啓発効果を発揮させることを目的とするものである。

本研究で提示する観測データの使い方は、処理はシンプルであるがこれまでにあまりなされてこなかったものであり、現行のさまざまな技術と並立して、あるいは裏付けとして利用できる可能性のあるものである。

今後も起こりうる地震災害に対して適切かつ効果的な対策を行うためには、まず地震ハザードを正しく把握することが重要となる。これには、それぞれの地震の震源をよく知ることと、表層地盤の挙動を含めた地震波の伝播特性について知ることが含まれる。さらに、建物の耐震化などの対策を確実に進めるためには、地震ハザードを分かりやすい形で発信して広く一般に知らしめる必要がある。この関係を、取り扱うデータ種別と処理方法および地震災害の時系列に着目してそれぞれ図 1.1 および図 1.2 に示す。本論文で扱う内容は、一応は東日本大震災において特に顕著に現れた問題について個々に解決を図るものであるが、大きくは地震ハザード把握の高度化と一般への説明力向上を目指す流れに沿うものである。

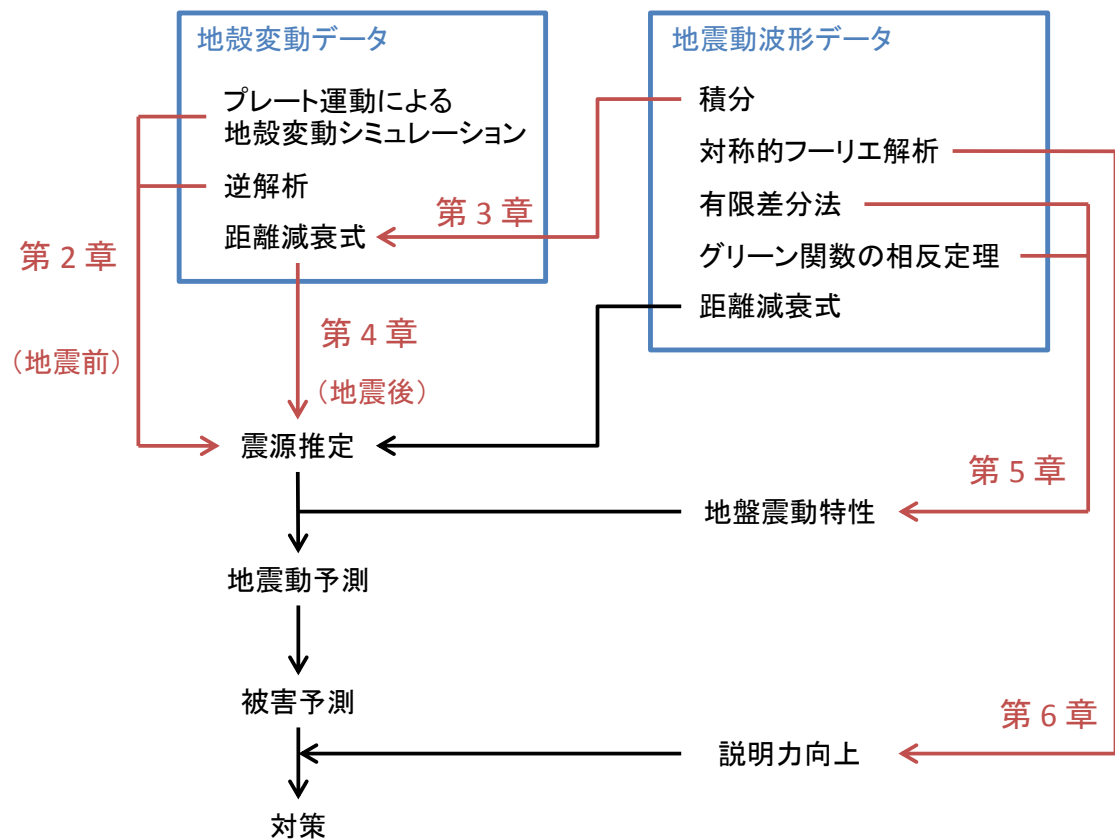


図 1.1 データ種別およびデータ処理方法に着目した本研究の流れ. 赤色の実線が本研究において扱う範囲を表す.

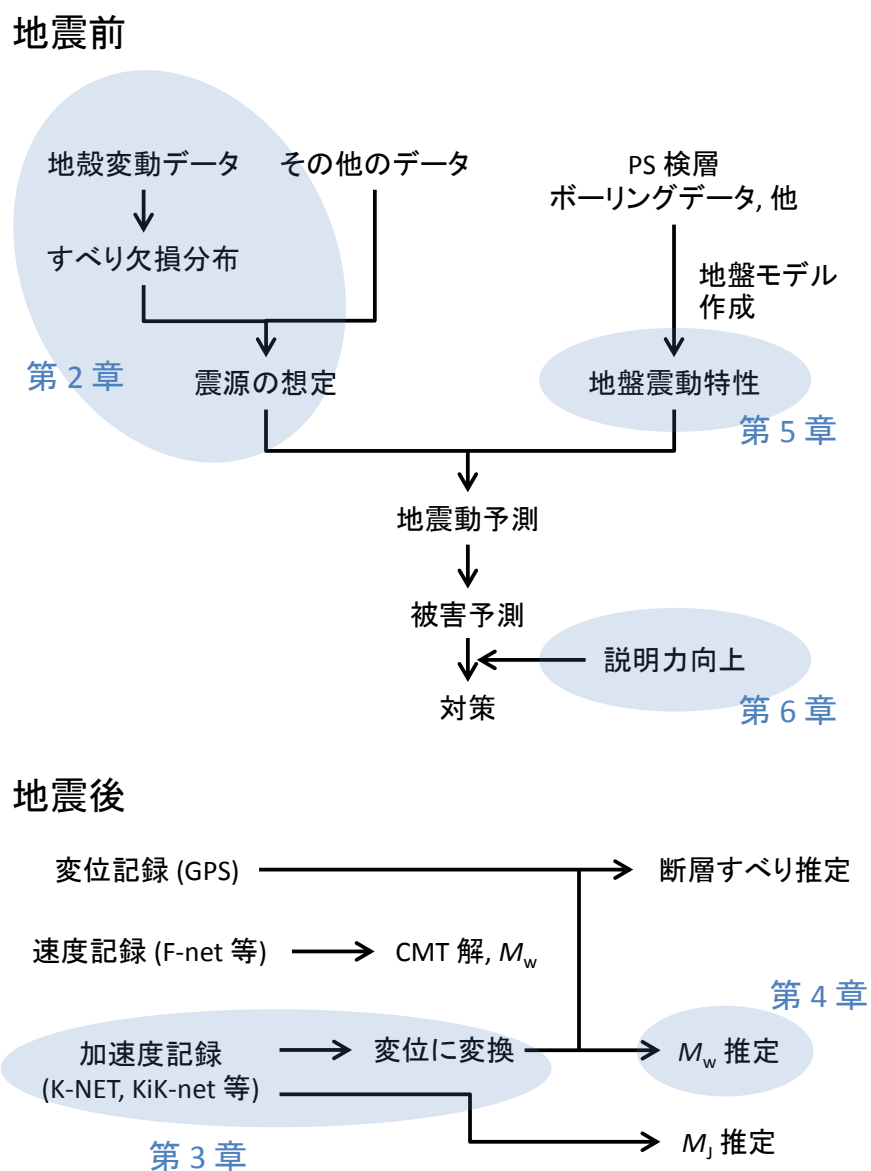


図 1.2 時系列に着目した本研究の流れと関連項目. このうち, 本研究で扱う部分を青色の網掛けで示している.

1.2 既往の研究と本研究の位置付け

1.2.1 海溝型地震およびプレート境界面の固着分布の推定に関する研究

日本列島が位置するようなプレートの沈み込み境界域では、沈み込む海洋プレートとその上に乗り上げる大陸プレートとの境界面において、巨大な海溝型地震が繰り返し発生してきた。海溝型地震は、プレート間の相対運動によりプレート境界面に蓄積される剪断応力が摩擦強度と同じ大きさに達したときに発生する。

海溝型地震の際の詳細な波形解析により、震源断層上でのプレート間のすべり量は一樣ではないことが判明している。こうした知見を踏まえて、Lay and Kanamori (1981) はアスペリティモデルを提唱した¹⁰⁾。彼らは震源断層上で相対的に大きなすべりを起こした領域を「アスペリティ」と呼び、地震波のエネルギーは主にこれらの領域から放出されると考えた。

日本列島の周辺においては、日本海溝や駿河・南海トラフに沿う領域で数十年～百数十年の間隔で巨大な海溝型地震が繰り返し発生してきた。永井・他 (2001) は 1968 年十勝沖地震と 1994 年三陸はるか沖地震とがプレート境界面の同じ領域において大きなすべりを起こしていることを明らかにした¹¹⁾。最近では、Moreno et al. (2010) と Moreno et al. (2012) がチリの Maule 地震 (2012 年 2 月 27 日) について、それまでの地震によっては破壊を起こしていなかった領域において断層破壊が発生したことを示した^{12), 13)}。これらは、アスペリティの空間分布が時間的に変化せず、かつそれがプレート境界面固有の摩擦特性の違いを反映していることを示している。それゆえに、プレート境界面上のアスペリティ分布は、海溝型地震の研究を行うにあたって最も基本的な情報とされている。プレート境界面のアスペリティ分布を推定するには、種々の方法が提案されており、本項では代表的な研究成果を挙げる。

地震学的には、アスペリティはプレート境界面において大きなすべりを起こした場所として推定される。これはアスペリティ分布を推定する最も基本的な方法のひとつである。しかし、この方法は地震動記録が存在しなければ適用できない。対して、測地的なアプローチによってもアスペリティ分布を推定することが可能である。トランスフォーム断層に対しては、Harris and Segall (1987) が測地データの逆解析によって、サンアンドレアス断層の地中のすべり分布を推定した¹⁴⁾。プレート沈み込み境界においては、Yoshioka et al. (1993) が地震間の地殻変動速度から、プレート間カップリングの分布を推定する手法を構築した¹⁵⁾。これらの手法においては、プレート間カップリングはすべり欠損の形で与えられる。現在では、すべり欠損を推定する手法は広く GPS (Global Positioning System) による測地データに対して適用されている^{16), 17), 18)}。

しかしながら、すべり欠損分布はプレート境界面の運動学的な表示であり、対してアスペリティ分布はプレート境界面の力学的な不均質を反映するものであることに注意

する必要がある。この両者の関係について、定量的な検討はあまりなされていない。本研究では、第2章においてアスペリティ分布と地殻変動データから推定されるプレート境界面のすべり欠損分布との関係について検討する。

1.2.2 強震加速度記録の積分に関する研究

地震によって生じる地殻変動分布は、古くは地震前後に行った測量結果の差として求められていた。近年では GPS による連続観測が主流となっている。一方で、強震計で記録された加速度波形を積分して得られる変位波形からも、地殻変動（各観測点毎の永久変位）を算定することが可能である。

そもそも、強震計で測定された加速度時刻歴波形を積分することによって変位波形ならびに永久変位を算定しようとする試みは、強震動の研究に携わる者の間では以前より課題となっていた。古くは Berg and Housner (1961) による加速度記録の積分に関する研究¹⁹⁾があり、その後も種々の積分方法が提案されている^{20), 21)}。しかしながら加速度計は一般に長周期成分にノイズが入りやすく、一方で変位波形に対する寄与は長周期成分の方が大きいので、加速度記録の積分による変位の精度は高いとは言えなかった。ところが近年一般的に普及するようになったデジタル強震計は、仕様上長周期域のゲインの落ち込みが小さい。そのため、デジタル強震計の加速度記録に含まれる長周期成分を生かしながら永久変位を求める手法が種々提案されている^{22), 23), 24), 25)}。

1999 年の台湾集集地震や、2008 年岩手・宮城内陸地震では実際に強震記録から永久変位が求められた^{25), 26)}。しかしながら、これらの地震で大きな永久変位が観測された地域は限定されている。これに対して 2011 年東北地方太平洋沖地震では、非常に広範囲にわたって大きな地殻変動が生じた。Kinoshita et al. (2011) は、この地震による東北地方太平洋岸 11 地点での静的変位を KiK-net（防災科学技術研究所が展開する強震観測網）の強震記録から算定し、その結果を報告している²⁷⁾。しかしながら、非常に広範囲にわたる地殻変動を、強震記録を用いて面的に把握することは行われていない。

本研究では、第3章において K-NET（同じく防災科学技術研究所が展開する強震観測網）および KiK-net による強震観測記録を用いて、東北地方太平洋沖地震による地殻変動分布を算定した。この方法は地震発生とほぼ同時にリアルタイムで適用することも可能であり、第4章で述べる地震時変位からモーメントマグニチュードを推定する手法に応用することができる。

1.2.3 地震発生後の震源規模の推定に関する研究

1.1 節において、気象庁マグニチュードは発震後迅速に推定することが可能であるが、モーメントマグニチュード 8 を大きく超えるような巨大地震に対しては飽和すること

を述べた．ここでは主に地震動とモーメントマグニチュードとの関係を論じた研究について概括する．

観測された地震動とモーメントマグニチュードとを簡便に結びつけるものとして、距離減衰式が挙げられる．例えば、司・翠川 (1999) は、地震動の最大速度または最大加速度と震源断層からの距離との関係を表す回帰式を提案しており、式中のパラメータのひとつとしてモーメントマグニチュードを採用している²⁸⁾．また、勝間田・他 (2011) は東北地方太平洋沖地震の際に観測された地震動の長周期成分を用いて、最大変位と震源距離との関係を表す回帰式を提案しており、やはりモーメントマグニチュードをパラメータとしている²⁹⁾．

これらの報告はいずれも、各地で観測される地震動の最大加速度・最大速度・最大変位や永久変位を震源断層からの距離に対してプロットすることで、モーメントマグニチュードを推定することができることを示している．しかしながら、モーメントマグニチュード 8 程度以下の地震であれば、気象庁マグニチュードとモーメントマグニチュードとはほぼ等しい値になることが知られており³⁰⁾、そのような地震に対しては従来の気象庁マグニチュードの決定法を用いれば十分であろう．問題となるのはモーメントマグニチュードと気象庁マグニチュードとの差が大きくなるモーメントマグニチュード 8 程度以上の地震に対してであり、地震動の長周期成分や地震による地殻変動を有効に利用する必要がある．

地震による地殻変動、つまり永久変位を利用して震源パラメータを迅速に推定する手法としては、例えば Melgar *et al.* (2012) が GPS によるリアルタイム変位波形を利用して地震のモーメントテンソルを推定する手法を提案している³¹⁾．また、西村・他 (2010) はやはり GPS による地震時変位をもとにリアルタイムで震源断層の滑り分布インバージョンを行う方法を開発している³²⁾．ただしこれは、現在のところ内陸地殻内地震への適用にとどまる．Ohta *et al.* (2012) はリアルタイムキネマティック GPS のデータから地震時地殻変動を迅速に検出する方法を開発し、これをもとに東北地方太平洋沖地震の震源断層モデルとモーメントマグニチュードを推定している³³⁾．

本研究では、第 4 章において、地震時地殻変動の大きさと震源距離との関係を利用して地震のモーメントマグニチュードを迅速に推定する手法を提案する．この方法は理論的に簡潔であり、高速で処理することが可能であるため、現行の種々のマグニチュード推定法と併せて用いることで、冗長性の確保につなげることができる．

1.2.4 地盤の震動性状に関する研究

地震動は、震源・伝播経路・サイト特性の 3 つの要因によって定まる．このうち、伝播経路とは一般に大域的な地殻の構造を指しており、サイト特性とは観測点直下の地下構造、さらに周囲の局所的な地形や堆積構造を指す．サイト特性を表現するために地

盤構造モデルが用いられるが、これはさらに深部地盤構造モデルと浅部地盤構造モデルに分けて取り扱われることが多い。

浅部地盤構造モデルは工学的基盤よりも浅い地盤をモデル化したもので、主に地震動の短周期成分に大きく影響する。浅部地盤構造モデルの作成には、例えばボーリングデータを利用する方法が高橋・福和 (2006) によって示されており³⁴⁾、また国土数値情報を利用して面的にモデル化する方法として松岡・翠川 (1994) や藤本・翠川 (2003) の方法がある^{35), 36)}。

一方、深部地盤構造モデルは地震基盤よりも浅く、工学的基盤よりも深い領域をモデル化したもので、主に地震動の周期数秒以上の長周期成分に大きく影響する。本研究で扱う堆積盆地への地震波の入射方向による卓越周期の違いは、こちらの深部地盤構造によって生じるものと考えることができる。深部地盤構造モデルの作成には、地質情報や各種構造探査のデータを用いる^{37), 38)}。近年では、地震調査研究推進本部地震調査委員会が全国を対象として深部地盤構造モデルを作成・公表しており³⁹⁾、また地域によってはさらに詳細にチューニングを施したモデルも存在する⁴⁰⁾。

通常、地盤の震動特性を理論的に検討する際には、重複反射理論が最もよく用いられる。これは地震波がモデル下面から垂直に入射すると仮定して、成層構造を伝わる中で地震波の各周期成分の増幅の度合を調べるものである。この方法は簡便であるが、地震波の入射方向による違いは考慮されない。また、1995年兵庫県南部地震の際に「震災の帯」の原因となったエッジ効果などについても、別の扱いを必要とする。寺島・他 (2012) の報告のように、地震波の到来方向による震動特性の違いが存することがある⁸⁾が、現在のところ、この現象をよく説明する地盤構造モデルは存在しない。

本研究では、第5章において、簡略化した堆積盆地のモデルを用いて地震波の到来方向による震動性状の違いを理論計算によって検討する。これは現行の地盤構造モデルを改良するための準備として、現象の確認および傾向把握のために行うものであり、今後の地盤構造モデルの改良につなげていく必要がある。

1.2.5 地震災害の説明力向上に関する研究

我が国は世界有数の地震多発国であり、研究者から一般人にいたるまで、国民全体が地震に対する理解を養い、地震災害への対策を講ずることが求められている。通常、地震動は地点ごとの加速度・速度または変位の時刻歴波形やフーリエスペクトル、応答スペクトルなどによって表現されることが多い。これらは地震動の性質を克明に語る表現方法として、厳密性・論理性を重要視する学術的分野においては有用であるが、一方で地震動の体験的・直観的な理解には結び付きにくい。地震動を人体の感覚によって体験することは、波形記録を眼で見ることと比較して、より直観的な理解につながるため、防災教育・啓発活動の現場においては特に重要となる。このような理由により、体験的

に地震動を理解する方法が種々考案されてきた。

地震動を感覚として捉える方法のひとつは、対象とする地震動を振動台などで実際に起こして体験することである。現実にはこの方法は各地で実用化され、防災教育・啓発活動用の小規模なもの^{例えば 41)}から、建物応答を再現できる程度の大きさのもの^{例えば 42)}、さらには実大建造物の破壊実験を行う規模のもの（実大三次元震動破壊実験施設「E-ディフェンス」等）に至るまで、多数製作されている。それに対して、いまひとつは地震波を何らかの規則に基づいて音声として表現し、これを耳で聞くことによって地震動の性質を理解しようとする方法である。

地震波と音波の間には、ひとつの決定的な違いが存する。それは、地震波に含まれる振動数帯域は通常 10 Hz 程度以下であるのに対し、人間が聞き取ることのできる音波の振動数は 20 Hz から 20 kHz 程度であることである⁴³⁾。このため、地震動記録と相似形の音波を発生しても、人間の聴覚によって聞き取ることにはできない。この問題を解決するために、従来は地震動波形を時間軸方向に圧縮することで振動数を人間の可聴音域まで上昇させる手法が取られていた^{44), 45)}。しかしながらこの手法には、地震動波形を時間軸方向に数十倍から 100 倍程度圧縮しているため、地震動記録の継続時間に対して音声のそれが極めて短いという欠点が存在する。

本研究では、第 6 章において、継続時間に関する欠点を克服し、可聴域の振動数を含みながら地震動記録と同じ継続時間を有する音の波形を作成する方法を開発した。これにより、地震動を映像化する機器と協調して使用することができ、より一層の啓発効果を発揮することが可能になると考えられる。

1.3 本論文の構成

本論文は、我が国における地震による被害を軽減するため、発災前の震源予測、発災直後の地震規模の決定、我が国の多くの都市が立地する堆積盆地の地震動予測の高度化を目指し、さらには住民の防災意識を向上するための啓発ツールの改良をも目的とし、各種観測データの新たな活用法を提示するものである。

本論文は、7章より構成されている。第1章では、研究の背景と目的を述べ、既往の研究・成果について概括し、本研究の位置付けについて整理する。

第2章では、地震間の地殻変動データを用いて将来の海溝型地震の震源を推定する手法について、その精度を検討する。地殻変動データを用いる手法では、プレート境界面のアスペリティ分布はすべり欠損の形で与えられるが、本章ではプレート運動のシミュレーションと、一般的な地殻変動からプレート境界面のすべり欠損分布を推定する逆解析手法を組み合わせることにより、推定されるすべり欠損分布とアスペリティ分布との関係を定量的に評価する。結果として、アスペリティの地震モーメントはほとんどの場合において過大評価となること、およびアスペリティのサイズが小さいほど、過大評価の程度が大きくなることを明らかにする。このことは逆に、もし地震間地殻変動によってプレート境界面のすべり欠損が検出されなければ、そこにはプレート間の固着がないと考えて良いことを示している。本章で明らかにするような、逆解析結果と実現象との不一致は、将来の地震ハザードの評価に影響を及ぼす可能性がある。

第3章では、強震計によって地震時に記録された加速度波形から、その観測点における永久変位を計算する方法を提案する。加速度は変位を2階時間微分したものであるが、逆に積分して変位を求める際には長周期のノイズを注意深く取り除く必要がある。本章では2段階の処理によってこれを実現し、東北地方太平洋沖地震による東日本の地殻変動分布を算定する。その結果はGPS観測によって得られた地殻変動分布とほぼ一致しており、本手法の有効性が示される。

第4章では、地震時の地殻変動分布と震源距離の関係を利用して、地震発生後にモーメントマグニチュードを迅速に推定する手法を提案する。地殻変動分布を計算するにあたり、第3章で提示した計算法を用いることとした。この手法を東北地方太平洋沖地震に対して適用することで、地震発生後の約3分後にはモーメントマグニチュード8.9という推定結果を得ることができる。また、将来発生が危惧される南海トラフの巨大地震に対して本手法を適用するシミュレーションを行ったところ、やはり地震発生後の約3分後にはモーメントマグニチュード8.5という結果が得られるであろうことが分かり、速

報として十分な有効性を持っていることが示される。

第 5 章では、三次元有限差分法と相反定理を組み合わせて、大規模堆積盆地の震動性状のばらつきについて検討する。特に、堆積盆地に対する震源の方位によって、堆積盆地状の観測点における卓越周期が異なる可能性について、楕円形の堆積盆地モデルを作成してシミュレーションを行う。本研究で検討の対象とするのは各方位の震源による観測点での地震動を表すグリーン関数である。そのため、具体的に震源の方位を定めて卓越周期の値を予想することは困難であるが、堆積盆地上の観測点で卓越周期のばらつく範囲を知ることは役立てることが可能である。

第 6 章では、地震動記録に基づいて臨場感のある地震の音を作成する手法を提案する。これは、地震動を映像化する機器と組み合わせて用いることで、地震防災の重要性を啓発する際のツールとして活用することを念頭に置いたものである。既存の手法による地震の音とは異なり、本手法による地震の音は地震動記録と同じ継続時間を有しており、映像機器との協調が容易であることが特徴である。本論文では、1995 年兵庫県南部地震の際に気象庁神戸海洋気象台で得られた地震動記録および愛知県設計用入力地震動研究協議会による想定新東海地震⁴⁶⁾の名古屋三の丸地区における地震動波形に対して本手法を適用した結果を示す。

最後に第 7 章では、本研究で得られた成果と知見を取りまとめるとともに、今後の課題および展望について整理する。

参考文献

- 1) 中央防災会議：南海トラフの巨大地震モデル検討会（第1回）資料2 (2011).
- 2) 地震調査研究推進本部地震調査委員会：全国地震動予測地図 (2010).
- 3) 吉田東伍：貞観十一年陸奥府城の震動洪溢，歴史地理, **8**, 1033-1040 (1906).
- 4) 地震調査研究推進本部地震調査委員会：震源断層を特定した地震の強震動予測手法（「レシピ」） (2008).
- 5) C. Hashimoto, A. Noda, T. Sagiya, and M. Matsu'ura : Interplate seismogenic zones along the Kuril-Japan trench inferred from GPS data inversion, *Nature Geoscience*, **2**, 141-144 (2009).
- 6) 気象庁：東北地方太平洋沖地震による津波被害を踏まえた津波警報の改善の方向性について (2011).
- 7) 気象庁：長周期地震動に関する情報のあり方検討会（第1回）資料 (2011).
- 8) 寺島芳洋, 高橋広人, 福和伸夫, 護雅史：堆積盆地における地盤と超高層建物との共振現象に関する研究 その1 大阪平野の地盤周期の分析と強震動予測, 日本建築学会 2012 年度大会, 21076 (2012).
- 9) 名古屋大学 福和研究室：バーチャル地震応答体感 EVEREST, <http://sim.sharaku.nuac.nagoya-u.ac.jp/EVEREST/> (2012 年 10 月 24 日閲覧).
- 10) T. Lay and H. Kanamori : An asperity model of large earthquake sequences, In *Earthquake Prediction, An International Review*, edited. By D. Simpson, P. Richard, Maurice Ewing, 4, AGU, Washington, D.C. 579-592 (1981).
- 11) 永井理子, 菊地正幸, 山中佳子：三陸沖における再来大地震の震源過程の比較研究－1968 年十勝沖地震と 1994 年三陸はるか沖地の比較, 地震 **2**, **54**, 267-280 (2001).
- 12) M. Moreno, M. Rosenau, and O. Oncken : 2010 Maule earthquake slip correlates with pre-seismic locking of Andean subduction zone, *Nature*, **467**, 198-202 (2010).
- 13) M. Moreno, D. Melnic, M. Rosenau, J. Baez, J. Klotz, O. Oncken, A. Tassara, J. Chen, K. Bataille, M. Bevis, A. Socquet, J. Bolte, C. Vigny, B. Brooks, I. Ryder, V. Grund, B. Smalley, D. Carrizo, M. Bartsch, and H. Hase : Toward understanding tectonic control on the M_w 8.8 2010 Maule Chile earthquake, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **321-322**, 152-165 (2012).
- 14) R. A. Harris and P. Segall : Detection of a locked zone on the Parkfield, California, segment of the San Andreas Fault, *J. Geophys. Res.*, **92**, 7945-7962 (1987).
- 15) S. Yoshioka, T. Yabuki, T. Sagiya, T. Tada, and M. Matsu'ura : Interplate coupling and relative plate motion in the Tokai district, central Japan, deduced from geodetic data inversion using ABIC, *Geophys. J. Int.*, **113**, 607-621 (1993).
- 16) T. Sagiya : Interplate coupling in the Tokai District, Central Japan, deduced from continuous GPS data, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2315-2318 (1999).

- 17) T. Ito, S. Yoshioka, and S. Miyazaki : Interplate couplant in southwest Japan deduced from inversion analysis of GPS data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **115**, 17-34 (1999).
- 18) Y. Ohta, F. Kimata, and T. Sagiya : Reexamination of the interplate couplant in the Tokai region, central Japan, based on the GPS data in 1997-2002, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L24604 (2004).
- 19) Berg, G. V. and G. W. Housner : Integrated velocity and displacement of strong earthquake ground motion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **51**, 175-189 (1961).
- 20) 吉田裕, 岡田和生 : 地震加速度記録の積分におけるろ波計算のアルゴリズム, 土木学会論文報告集, **221**, 175-38 (1974).
- 21) 中村豊 : 地震計の特性変換による地震動記録波形の微分・積分および補正特性, 鉄道技術研究報告, 1315 (1986).
- 22) 林康裕, 勝倉裕, 渡辺孝英, 片岡俊一, 横田治彦, 田中貞二 : デジタル強震計の加速度記録を積分して得られる変位の信頼性について, 日本建築学会構造系論文報告集, **419**, 57-66 (1991).
- 23) Kinoshita, S. : Tilt measurement using broadband velocity seismograms, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **98**, 1887-1897 (2008).
- 24) Kinoshita, S. : Tilt motions recorded at two WISE sites for the 2003 Tokachi-Oki earthquake (M 8.3), *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **99**, 1251-1260 (2009).
- 25) 太田良巳, アイダン・オメル : 加速度から変位を求める積分手法と実地震記録への適用, 「海—自然と文化」東海大学紀要海洋学部, 第5巻第2号, 1-12 (2007).
- 26) 木下繁夫 : 岩手宮城内陸地震における Iwth25 観測点の傾斜運動と永久変位, 日本地震学会 2008 年度秋季大会, 講演予稿集, 133 (2008).
- 27) Kinoshita, S. and M. Takagishi : Generation and propagation of static displacement estimated using KiK-net recordings, *Earth Planets Space*, **63**, 779-783 (2011).
- 28) 司宏俊・翠川三郎 : 断層タイプ及び地盤条件を考慮した最大加速度・最大速度の距離減衰式, 日本建築学会構造系論文集, **523**, 63-70 (1999).
- 29) 勝間田明男・青木重樹・吉田康宏・木村一洋 : 最大振幅を用いた早期マグニチュード推定, 日本地震学会講演予稿集, 230 (2011).
- 30) 宇津徳治 : 地震学, 共立出版, 137-138 (2001).
- 31) Melgar, D., Y. Bock, and B. W. Crowel : Real-time centroid moment tensor determination for large earthquakes from local and regional displacement records, *Geophys. J. Int.*, **188**, 703-718 (2012).
- 32) 西村卓也・今給黎哲郎・飛田幹男 : GPS リアルタイム 1 秒データを用いた震源断層即時推定手法の開発, 国土地理院時報, **120**, 63-73 (2010).
- 33) Ohta, Y., T. Kobayashi, H. Tsushima, S. Miura, R. Hino, T. Takasu, H. Fujimoto, T. Iinuma, K. Tachibana, T. Demachi, T. Sato, M. Ohzono, and N. Umino : Quasi real-time fault model

- estimation for near-field tsunami forecasting based on RTK-GPS analysis: Application to the 2011 Tohoku-Oki earthquake (M_w 9.0), *J. Geophys. Res.*, **117**, B02311 (2012).
- 34) 高橋広人・福和伸夫：地震動予測のための表層地盤のモデル化手法の提案と検証, 日本建築学会構造系論文集, **599**, 51-59 (2006).
- 35) 松岡昌志・翠川三郎：国土数値情報とサイスミックマイクロゾーニング, 第 22 回地盤震動シンポジウム資料集, 23-34 (1994).
- 36) 藤本一雄・翠川三郎：日本全国を対象とした国土数値情報に基づく地盤の平均 S 波速度分布の推定, 日本地震工学会論文集, Vol.3, 3, 13-27 (2003).
- 37) 瀬瀬一起：地下構造と長周期地震動, 日本地震工学会誌, **4**, 12-15 (2006).
- 38) Koketsu, K. and H. Miyake：Proposal for a standard procedure of modeling 3-D velocity structures in Japan, Proceedings of the 2nd International Workshop on Long-Period Ground Motion Simulation and Velocity Structures, 41-44 (2007).
- 39) 地震調査研究推進本部地震調査委員会：長周期地震動予測地図 2012 年試作版 (2012).
- 40) 堀川晴央, 吉見雅行, 関口春子, 吉田邦一, 杉山雄一, 佐竹健治, 福和伸夫, 鈴木晴彦, 松山尚典, 劉瑛, 滝沢文教：中京地域の 3 次元地盤構造モデル, 活断層・古地震研究報告, **8**, 203-254 (2008).
- 41) 花井勉・石井渉・押田光弘・村尾秀己・福和伸夫：防災教材, 振動論教材としての卓上 2 軸振動台とその模型の開発, 日本建築学会技術報告集, **15**, No. 29, 57-60 (2009).
- 42) 福和伸夫・佐武直紀・原 徹夫・太田賢治・飯沼博幸・鶴田庸介・飛田 潤：長周期構造物の応答を再現するロングストローク簡易振動台の開発, 日本建築学会技術報告集, **25**, 55-58 (2007).
- 43) 伊藤毅：音響工学原論 第 8 版 (下巻), コロナ社, 439-453 (1973).
- 44) Dombois, F.：Auditory seismology on free oscillations, focal mechanisms, explosions and synthetic seismograms, Proceedings of the 2002 International Conference on Auditory Display, Kyoto, Japan., ICAD02-1 (2002).
- 45) U. S. Geological Survey：Earthquake Sounds for Fun, <http://earthquake.usgs.gov/learn/listen/allsounds.php> (2009). (2010 年 9 月 21 日閲覧)
- 46) 福和伸夫・山岡耕春・鈴木康弘・釜江克宏・香川敬生・佐藤俊明：名古屋地域の強震動予測の試み 協議会方式による設計用地震動策定の現状, 地球惑星科学合同大会(2001).

第 2 章

地殻変動データの逆解析による 震源域固着分布の推定精度

2.1 はじめに

海溝型地震のようなプレート境界面で発生する現象の挙動を説明するために構築されたモデルとして、アスペリティモデルがある。アスペリティはプレート同士の固着の強い領域として定義され、プレート間相互作用の不均質性を力学的に説明する概念である。

プレート境界地震はアスペリティにおいて発生するため、プレート境界面におけるアスペリティの分布を知ることはプレート境界地震の発生を予測する上で本質的に重要である。アスペリティ分布は地震間の地殻変動速度からプレート境界面のすべり欠損分布を推定することによって知ることができる。ここですべり欠損とは、定常的なプレート収束運動によって生じるプレート同士の相対的な変位と、プレート境界面に実際に生じている食い違い量との差であり、プレート間相互作用を運動学的に説明する概念である。前述の通り、地震間地殻変動によってプレート境界面のすべり欠損分布を推定することは可能であるが、これとアスペリティ分布との関係については、必ずしも明確ではない。

本章では、プレート運動のシミュレーションと、一般的な地殻変動からプレート境界面のすべり欠損分布を推定する逆解析手法を組み合わせることにより、推定されるすべり欠損分布とアスペリティ分布との関係を定量的に評価する。結果として、アスペリティの地震モーメントはほとんどの場合において過大評価となること、およびアスペリティのサイズが小さいほど、過大評価の程度が大きくなることが明らかとなる。このことは逆に、もし地震間地殻変動によってプレート境界面のすべり欠損が検出されな

ければ、そこにはプレート間の固着がないと考えて良いことを示している．本章で明らかにするような、逆解析結果と実現象との不一致は、将来の地震ハザードの評価に影響を及ぼす可能性がある．

2.2 問題の定式化

2.2.1 プレート間すべりと地殻変動の計算

Savage (1983) によると, プレート境界面の相対的な変位速度の沈み込み方向成分 $\Delta w(\mathbf{x}, t)$ は, 定常プレート沈み込み速度 v_{pl} とそれからの揺らぎ $\Delta w_s(\mathbf{x}, t)$ との和で表される¹⁾.

$$\Delta w(\mathbf{x}, t) = v_{pl} + \Delta w_s(\mathbf{x}, t) \quad (2.1)$$

ここで \mathbf{x} はプレート境界面上の任意の点の位置ベクトル, t は適当な時刻を起点とした時間である. 本研究では, プレート運動の沈み込み方向の成分のみを取り扱う. $\Delta w_s(\mathbf{x}, t)$ をすべり欠損速度と呼ぶ. すべり欠損速度はプレート境界面の固着状況の分布を反映して空間的・時間的に変化する. 海溝型地震のサイクルの間において, アスペリティの外側ではプレート間の相対変位が増大していく一方, アスペリティにおいてはプレート間のすべりが発生せず, $\Delta w_s(\mathbf{x}, t)$ が負の値となる. プレート運動に伴ってプレート境界面に蓄積する剪断応力は次式で表される.

$$\sigma(\mathbf{x}, t) = \int_S H(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) \Delta w(\xi, \tau) dS(\xi) \quad (2.2)$$

ここで $H(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$ は ξ において時刻 τ に生じたインパルス的な単位食い違いによって \mathbf{x} において時刻 t に生じる応力の大きさを表すグリーン関数であり, 式 (2.2) 右辺の積分は, 対象とするプレート境界面の全面に対して適用する. 剪断応力の絶対的なレベルは定常的なプレート運動によって定まり, それからのずれがすべり欠損によって生じる. このことを次式で表す.

$$\Delta \sigma(\mathbf{x}, t) = \int_S H(\mathbf{x}; \xi) \Delta w_s(\xi, t) dS(\xi) \quad (2.3)$$

式 (2.3) 中の $H(\mathbf{x}; \xi)$ の具体的な計算法は付録において示す. プレート境界面の相対すべり量と剪断応力との間には, 何らかの摩擦構成則が成立する.

$$\Delta \sigma(\mathbf{x}, t) = f[\Delta w(\mathbf{x}, t); \mathbf{x}] \quad (2.4)$$

式 (2.1), 式 (2.3) および式 (2.4) を連立させることで, プレート境界面のすべり運動

をシミュレートすることができる。

本章では、プレート境界面のすべり欠損速度分布を計算するにあたり、アスペリティ内部では相対すべりが 0、アスペリティの外部では剪断応力が 0 であるという仮定を置く。このため、問題は下記の条件を満たすように式 (2.1) と式 (2.3) を連立させて解くことに帰着する。

$$\Delta w(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (\text{アスペリティ}) \quad (2.5)$$

$$\Delta \sigma(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (\text{非アスペリティ}) \quad (2.6)$$

式 (2.5) と式 (2.6) はプレート境界面の力学的不均質をもっとも単純に表した摩擦構成則である。摩擦構成則をより詳細な形で取り扱おうとすると、すべり弱化型の摩擦構成則²⁾や速度・状態依存型の摩擦構成則^{3), 4)}を用いることができる。しかしながら、これらの摩擦構成則は多くのパラメータを含んでいるため、問題がより複雑になる。本章においては、プレート境界面の力学的な不均質（アスペリティ分布）と運動学的な不均質（すべり欠損分布）との関係について考察することを主眼とするため、問題を簡潔にするために摩擦構成則として式 (2.5) および式 (2.6) を用いた。

式 (2.1) と式 (2.3) を数値的に解くために、離散化を行う。まず、対象とするプレート境界面を N 個の小断層に分割する。

$$\Delta w(\mathbf{x}_i, t) = v_{\text{pl}} + \Delta w_s(\mathbf{x}_i, t) \quad (2.7)$$

$$\Delta \sigma(\mathbf{x}_i, t) = \sum_{j=1}^N H_j(\mathbf{x}_i) \Delta w_s(\mathbf{x}_j, t) \quad (2.8)$$

ここで $H_j(\mathbf{x}_i)$ は次式で表される積分である。

$$H_j(\mathbf{x}_i) = \int_{\Delta S_j} H(\mathbf{x}_i, \boldsymbol{\xi}) dS(\boldsymbol{\xi}) \quad (2.9)$$

ここで積分は j 番目の要素断層について実行する。これらの式は、行列形式で下記のように表記することができる。

$$\Delta \mathbf{w} = v_{\text{pl}} \mathbf{1} + \Delta \mathbf{w}_s \quad (2.10)$$

$$\Delta \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{H} \Delta \mathbf{w}_s \quad (2.11)$$

ここで

$$\Delta \mathbf{w}^T = [\Delta w(\mathbf{x}_1, t) \quad \Delta w(\mathbf{x}_2, t) \quad \cdots \quad \Delta w(\mathbf{x}_N, t)] \quad (2.12)$$

$$\Delta \mathbf{w}_s^T = [\Delta w_s(\mathbf{x}_1, t) \quad \Delta w_s(\mathbf{x}_2, t) \quad \cdots \quad \Delta w_s(\mathbf{x}_N, t)] \quad (2.13)$$

$$\mathbf{1}^T = [1 \quad 1 \quad \cdots \quad 1] \quad (2.14)$$

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}^T = [\Delta \sigma(\mathbf{x}_1, t) \quad \Delta \sigma(\mathbf{x}_2, t) \quad \cdots \quad \Delta \sigma(\mathbf{x}_N, t)] \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} H_1(\mathbf{x}_1) & \cdots & H_N(\mathbf{x}_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_1(\mathbf{x}_N) & \cdots & H_N(\mathbf{x}_N) \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

である. プレート境界面の要素をアスペリティに属するもの (添字 a) と背景領域 (添字 b) に分けると, 式 (2.10) と式 (2.11) を以下のように結合することができる.

$$\begin{pmatrix} \Delta \boldsymbol{\sigma}_a \\ \Delta \boldsymbol{\sigma}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{H}_{aa} & \mathbf{H}_{ab} \\ \mathbf{H}_{ba} & \mathbf{H}_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \mathbf{w}_a - v_{pl} \mathbf{1}_a \\ \Delta \mathbf{w}_b - v_{pl} \mathbf{1}_b \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

ここで式 (2.5) および式 (2.6) を参照すると $\Delta \mathbf{w}_a = \mathbf{0}$ および $\Delta \boldsymbol{\sigma}_b = \mathbf{0}$ であり, 方程式 (2.17) の解は次式で表される.

$$\Delta \mathbf{w}_b = v_{pl} \mathbf{H}_{bb}^{-1} (\mathbf{H}_{ba} \mathbf{1}_a + \mathbf{H}_{bb} \mathbf{1}_b) \quad (2.18)$$

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}_a = v_{pl} (\mathbf{H}_{ab} \mathbf{H}_{bb}^{-1} \mathbf{H}_{ba} - \mathbf{H}_{aa}) \mathbf{1}_a \quad (2.19)$$

式 (2.10) と式 (2.18) によってプレート境界面のすべり速度分布が与えられれば, 地表において生じる地殻変動速度を次式で計算することができる.

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_S U_i(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi}) \Delta w_s(\boldsymbol{\xi}, t) dS(\boldsymbol{\xi}) \quad (2.20)$$

ここで $U_i(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi})$ は $\boldsymbol{\xi}$ での単位プレート間すべりによって \mathbf{x} に生じる変位の i 成分を表すグリーン関数である. 本章では, $U_i(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi})$ の具体的表現として Okada (1992) による半無限弾性体に対する変位の解析解を使用した ⁵⁾.

2.2.2 すべり欠損の逆解析

地表変位速度のデータを用いてプレート境界面のすべり欠損速度分布を推定するに

あたり、本章では Yabuki and Matsu'ura (1992) の逆解析手法を用いた⁶⁾。この方法は、本来は地震時地殻変動分布をもとに震源断層のすべり分布を推定するために開発された手法であるが、地震間の変位速度分布とすべり欠損速度分布との関係にも適用することが可能である⁷⁾。ここでは本章で用いる計算法の概略を述べる。

地震間地殻変動速度の観測値をベクトル \mathbf{d} 、すべり欠損速度分布を表現するパラメータをベクトル \mathbf{a} で表し、両者を結び付けるデザイン行列を \mathbf{H} とすると、観測方程式は以下のように表される。

$$\mathbf{d} = \mathbf{H}\mathbf{a} + \mathbf{e} \quad (2.21)$$

観測誤差 \mathbf{e} が分散・共分散行列 \mathbf{E} の正規分布に従うと仮定すると、観測方程式を確率密度関数の形式で表現することができる。

$$p(\mathbf{d} | \mathbf{a}; \sigma^2) = (2\pi\sigma^2)^{-N/2} \|\mathbf{E}\|^{-1/2} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} (\mathbf{d} - \mathbf{H}\mathbf{a})^T \mathbf{E}^{-1} (\mathbf{d} - \mathbf{H}\mathbf{a})\right] \quad (2.22)$$

ここで σ^2 は誤差レベルを表す超パラメータである。これに加えて、すべり欠損速度分布の乱雑さに関する先験情報をやはり確率密度関数の形式で表現すると、

$$p(\mathbf{a}; \rho^2) = (2\pi\rho^2)^{-P/2} \|\mathbf{A}_p\|^{1/2} \exp\left[-\frac{1}{2\rho^2} \mathbf{a}^T \mathbf{G} \mathbf{a}\right] \quad (2.23)$$

となる。ここで ρ^2 は先験情報の重みを表す超パラメータであり、 P は行列 \mathbf{G} の階数、 $\|\mathbf{A}_p\|$ は \mathbf{G} の 0 ではない固有値の積の絶対値である。

本章では、プレート境界面上のすべり欠損速度分布を等間隔に並べた \mathbf{B} スプライン関数^{8),9)}の重ね合わせで表現した。このため、デザイン行列 \mathbf{H} は単位食い違いによる弾性応答と \mathbf{B} スプライン関数との積を積分したものとして計算される。一方、すべり欠損速度分布の乱雑さはその 2 階導関数の大きさを指標としているので、行列 \mathbf{G} は \mathbf{B} スプライン関数の 2 階導関数を面積分したものを含む。

超パラメータ σ^2 および ρ^2 は、下記で表される赤池ベイズ型情報量基準 (ABIC)¹⁰⁾ を最小にするように決定される。

$$\text{ABIC} = -2\log \int p(\mathbf{d} | \mathbf{a}; \sigma^2) p(\mathbf{a}; \rho^2) d\mathbf{a} \quad (2.24)$$

同時にパラメータベクトル \mathbf{a} の最適解も求められ、すべり欠損速度分布が決定される。

2.3 モデルの設定と結果

2.3.1 共通事項

本節では、理想化したモデルを用いて数値実験を行う。すべての場合に共通するパラメータとして、地殻のラメの定数は $\lambda = 40 \text{ GPa}$, $\mu = 40 \text{ GPa}$, 定常プレート運動速度は 5 cm y^{-1} とした。合成した地殻変動速度を逆解析に供する際には、平均 0 の正規分布に従う誤差を加えた。その際、GPS による測位は一般に上下成分の精度が水平成分のそれと比較して低いため、上下成分に加える誤差の標準偏差は水平成分の 2 倍とした。標準偏差の大きさについては、各例についてそれぞれ示す。

結果の考察にあたっては、「モーメント欠損速度 (Moment Deficit Rate, MDR)」という量を定義する。これはプレート間の固着によって震源域に地震モーメントが蓄積する速度に相当するものを表しており、以下の 3 種を用いる。(a) アスぺリティ MDR: 剛性率, アスぺリティ面積, および定常プレート運動速度の積。(b) 理論 MDR: 理論すべり欠損速度分布の面積分値と剛性率との積。(c) 推定 MDR: 逆解析により推定されたすべり欠損分布の面積分値と剛性率との積。

2.3.2 単一のアスぺリティ

初めに基本的な事例として、プレート境界面に直径 20 km の円形のアスぺリティが単独で存在する場合について考える。図 2.1 に、モデルとするプレート境界面と観測点の分布を示す。また、図 2.2 にプレート境界面上のアスぺリティ分布を示す。図 2.2 におけるアスぺリティ MDR は $6.32 \times 10^{17} \text{ N m y}^{-1}$ である。

図 2.3 (a) に、図 2.2 の円形アスぺリティ分布に対する理論すべり欠損速度分布を示す。すべり欠損はアスぺリティの内側だけにとどまらず、外側の領域においても現れている。ここで、図 2.3 (a) の理論 MDR は $2.44 \times 10^{18} \text{ N m y}^{-1}$ である。図 2.3 (b) は図 2.3 (a) の理論すべり欠損速度分布から計算した地表面の変位速度分布である。

次に、図 2.3 (b) の地表変位速度分布に対して逆解析の手法を適用した。図 2.4 (a) に、まず地表変位速度に誤差を加えずに逆解析を行った結果を示す。理論すべり欠損速度分布と比較すると、推定された推定されたすべり欠損速度分布は空間的に広がっており、重心位置がやや変化している。推定 MDR は $2.71 \times 10^{18} \text{ N m y}^{-1}$ であり、理論 MDR よりも 11% 大きい。図 2.4 (b) には、地表変位速度に小さなランダム誤差を加えてから逆解析手法を適用した結果を示す。与えた誤差の標準偏差は、水平成分については 2 mm y^{-1} , 上下成分については 4 mm y^{-1} である。この場合、推定 MDR は $2.65 \times 10^{18} \text{ N m y}^{-1}$ となる。図 2.4 (c) には、図 2.4 (b) の場合の 2 倍の標準偏差を有するランダム誤差を与えた場合の逆解析結果を示す。この場合、推定 MDR は $2.0 \times 10^{18} \text{ N m y}^{-1}$ である。これらの逆

解析結果より、推定 MDR はランダム誤差の大きさにはあまり影響を受けないことが分かる。

図 2.4 において、誤差を加えずに逆解析を行った結果の推定すべり欠損速度分布が、大きく歪んでいることに注意する必要がある。一方、誤差を加えて逆解析を行った結果では、推定すべり欠損速度分布は円形に近い。このことは、観測データが十分に正確であったとしても、それを説明する物理モデルが正確さを欠くものであったならば、正しい推定結果を得ることは困難であることを示している。これとよく似た問題として、Yagi and Fukahata (2008) は最尤法における分散・共分散行列の非対角成分を注意深く扱うことの重要性を指摘している¹¹⁾。しかしながら、現時点では完全な分散・共分散行列を構築することは困難であるため、簡単のために分散・共分散行列を対角行列として解析が行われることが多い。

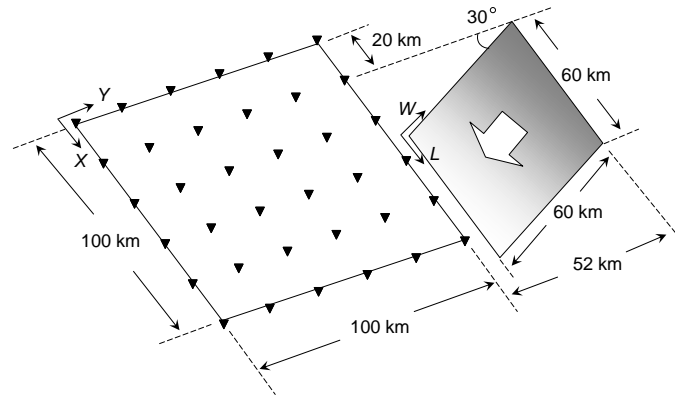


図 2.1 仮定したプレート境界面と観測点の配置. 黒色の三角形は観測点, 白色の矢印はプレートの沈み込み方向を表す.

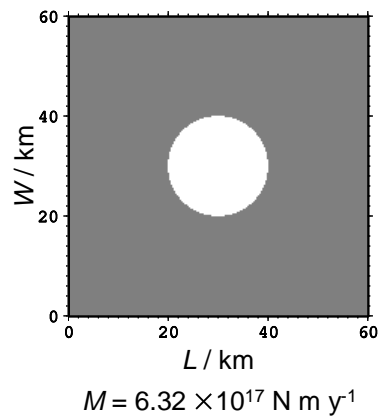


図 2.2 プレート境界面上のアスペリティ分布. 白色の領域がアスペリティ, 灰色の領域が背景領域である. 縦軸は断層面の沈み込み方向上向きにとってある. M はアスペリティ MDR である.

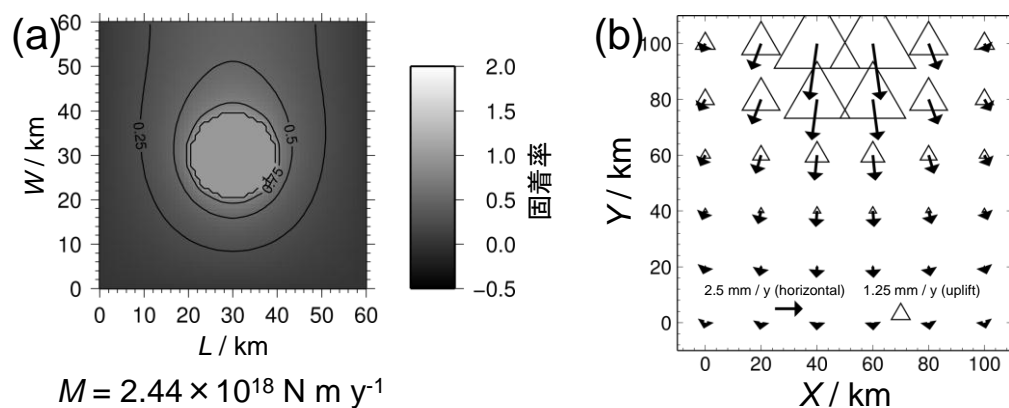


図 2.3 (a) プレート境界面の理論すべり欠損速度分布. 定常プレート運動速度で規格化して示す. 等値線の間隔は 0.25 であり, M は理論 MDR である. (b) 理論すべり欠損速度分布から計算された地表変位速度分布.

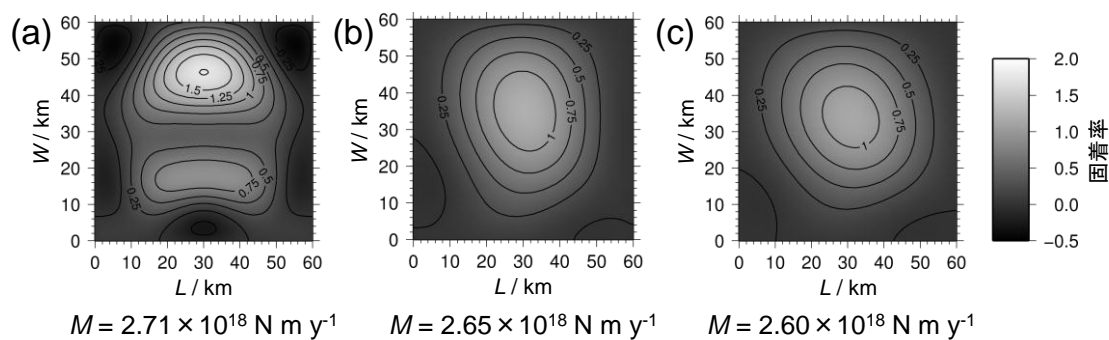


図 2.4 模擬観測データから逆解析によって推定されたプレート境界面のすべり欠損速度分布. (a) 誤差なし, (b) 正規分布に従うランダム誤差を加えた場合, (c) 2 倍の大きさの誤差を加えた場合を表す. 等値線の間隔は 0.25 であり, M は推定 MDR である.

2.3.3 複数のアスペリティが分布する場合

本項では、アスペリティ面積と定常プレート収束速度から計算される地震モーメントと、測地データの逆解析によって推定されるすべり欠損分布から得られる地震モーメントとの関係を示す。そのために、ここではランダムに分布するアスペリティによる地表変位速度の計算と、すべり欠損速度分布を推定する逆解析とを多数回繰り返した。それぞれについて、順計算と逆解析とを以下のように行った。

- (1) まず、想定プレート境界面において、アスペリティの存在を許す領域を設定し、その α 倍の面積を有するアスペリティ分布を作成する。アスペリティ分布の生成にあたっては、最終的なアスペリティ面積を目標値に合わせるように、円形のアスペリティを乱数を用いて配置した。
- (2) 生成されたアスペリティ分布に対して理論すべり欠損速度分布を計算した。
- (3) 理論すべり欠損速度分布から、地表変位速度分布を計算した。
- (4) 計算された地表変位速度分布に、水平成分には 2 mm y^{-1} 、上下成分には 4 mm y^{-1} の標準偏差を有するランダム誤差を加え、模擬観測データとした。
- (5) 作成した模擬観測データに対して逆解析を行い、プレート境界面のすべり欠損速度分布を推定した。

アスペリティ分布は、直径 30 km の円形のものを、プレート境界面上に重複を許してランダムに配置することで生成した。図 2.5 に、プレート境界面と観測点の配置を示す。また、図 2.6 (a) にプレート境界面においてアスペリティの存在を許す領域を示す。図 2.6 (b) および図 2.6 (c) は、それぞれ $\alpha = 0.1$ および $\alpha = 0.5$ に対するアスペリティ分布の例である。

順計算および逆解析は、10 種のアスペリティ面積分率 $\alpha = 0.1, 0.2, \dots, 1.0$ に対して、それぞれ 100 種のアスペリティ分布を生成し、合計 1000 種のアスペリティ分布に対して行った。 $\alpha = 1.0$ に対してはただ 1 種のアスペリティ分布しか存在しないが、理論的に計算した地表変位速度分布に対して与えるランダム誤差を 100 種類生成した。

図 2.7 に、アスペリティ MDR と理論 MDR および推定 MDR との関係を示す。図 2.7 より、アスペリティ面積がより小さいほど、推定 MDR のアスペリティ MDR に対する過大評価の程度が大きくなることが分かる。このことは逆に、測地データ逆解析によってプレート境界面にすべり欠損が検出されない場合、そこには本当にアスペリティが存在しないものと考えられることを示している。

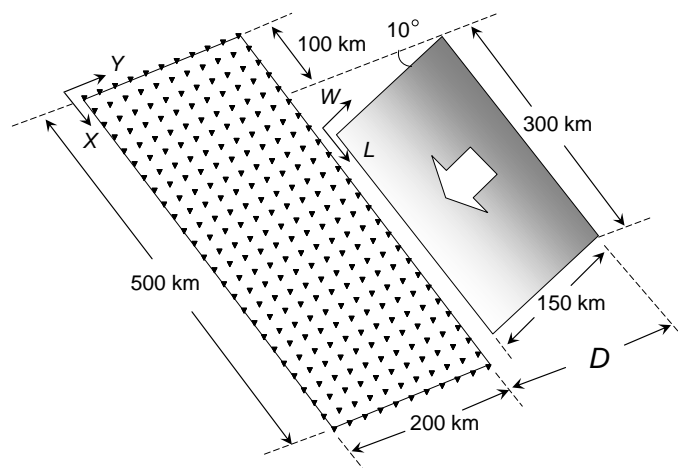


図 2.5 仮定したプレート境界面と観測点の配置. 黒色の三角形は観測点, 白色の矢印はプレートの沈み込み方向を表す.

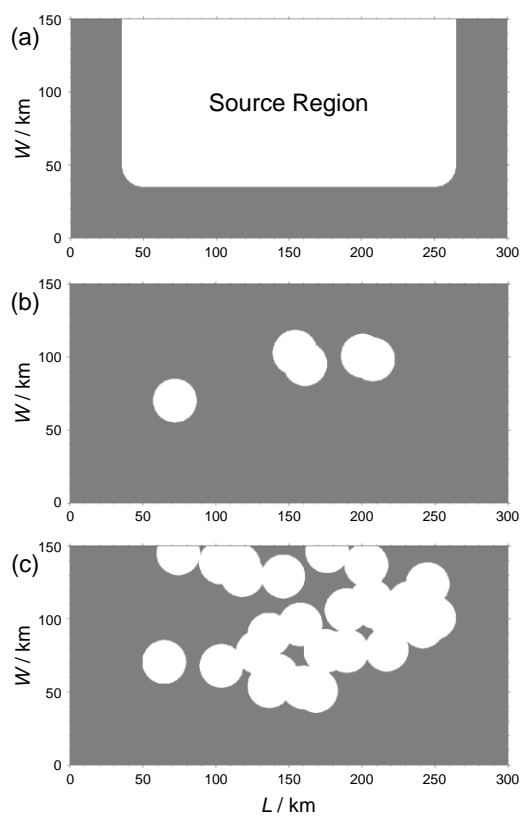


図 2.6 (a) プレート境界面においてアスペリティを配置する領域. (b) $\alpha = 0.1$, (c) $\alpha = 0.5$ に対するアスペリティ分布の例.

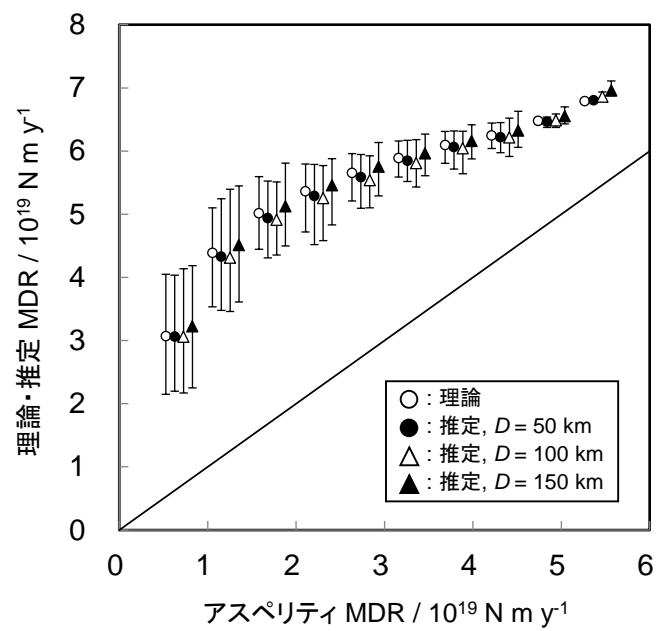


図 2.7 アスぺリティ MDR と理論・推定 MDR との関係. 縦線は MDR の分布範囲を示している. それぞれのグループにおいて, 同じ大きさのアスぺリティ MDR に対して, 見やすさを考慮してプロットを左右に離している. D は図 2.5 に示す海溝軸と観測網海溝側端部との距離である.

地震波の振幅は、距離とともに急激に減衰する．そのため、強震動予測への応用を考えるならば、アスペリティと観測点との距離を正しく知ることが重要となる．そこで、アスペリティ分布の重心と推定すべり欠損速度分布の重心との比較を行う．重心 \mathbf{x}_w は次式で定義する．

$$\mathbf{x}_w = \int_S \rho(\mathbf{x}) \mathbf{x} dS(\mathbf{x}) / \int_S \rho(\mathbf{x}) dS(\mathbf{x}) \quad (2.25)$$

ここで $\rho(\mathbf{x})$ はアスペリティ分布またはすべり欠損速度分布を表す．積分はプレート境界面全体にわたって行う．式 (2.25) から明らかなように、重心はベクトルの形式で表されるが、ここでは沈み込み方向の成分のみに着目する．図 2.8 に想定アスペリティ分布の重心と理論・推定すべり欠損速度分布の重心との関係を、 $D = 100 \text{ km}$ について示す．重心の値が大きいほど、分布の重心が沖合にあることを示している．図 2.8 (b) より、アスペリティ分布の重心が $W < 80 \text{ km}$ である場合には観測網とアスペリティとの距離は過大評価、 $W > 80 \text{ km}$ である場合には過小評価となることが分かる．

図 2.8 (a) から、推定すべり欠損分布の重心は、一般にはアスペリティ分布の重心とは一致しないことが分かる．対照的に、すべり欠損速度分布の重心として見れば、ほぼ正しく推定できていることが分かる．従って、地殻変動データの逆解析は、アスペリティ分布の推定には系統的なバイアスが現れる反面、すべり欠損速度分布についてはほぼ正確に推定できる．

海溝軸と観測網海溝側端部との距離 D が異なる場合についても、アスペリティ分布の重心とすべり欠損分布の重心との関係を検討した (図 2.9)．これによると、両者の差は D にはあまり依存しないことが分かる．この結果は、 $D = 50 \text{ km}$ の場合に示されるように、アスペリティの直上に観測網を展開した場合でさえ、アスペリティ分布の重心位置の推定にはバイアスが現れることを示している．

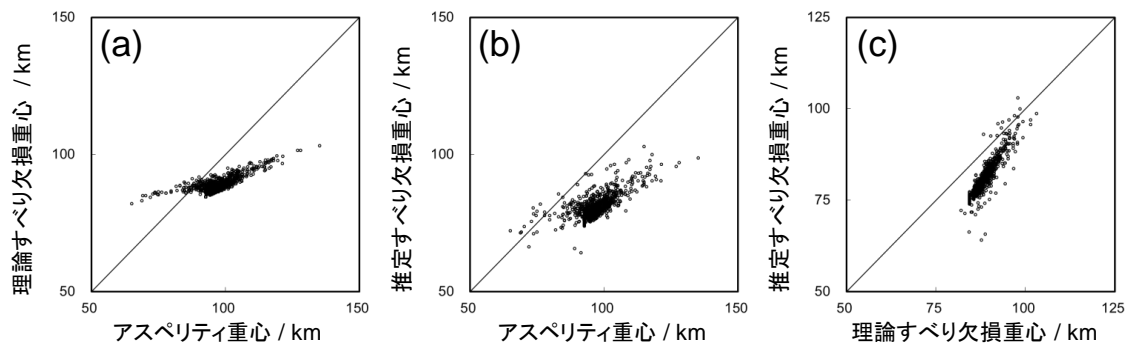


図 2.8 アスペリティ・理論すべり欠損速度・推定すべり欠損速度それぞれの分布の重心同士の関係. すべて $D = 100$ km に対する結果である.

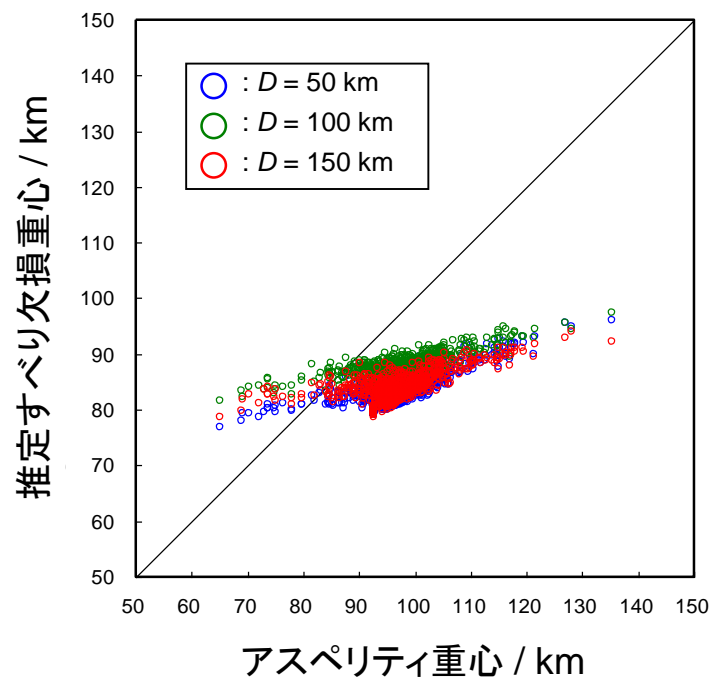


図 2.9 アスペリティ重心と推定すべり欠損速度分布重心との関係の海溝軸までの距離 D による変化.

2.3.4 実観測データへの応用

本項では、2.3.3 項と同様の検討を、東北地方の太平洋沖および南海地震の震源域に対して適用する。東北地方の太平洋側沖合では、太平洋プレートが北米プレートの下へ沈み込んでおり、歴史上数多くの海溝型巨大地震が発生している。その多くはマグニチュード7から8程度で、数十年程度の周期で繰り返し発生しているが、2011年3月11日にはモーメントマグニチュード9.0にもなる東北地方太平洋沖地震が発生した。一方、南海地震の震源域ではフィリピン海プレートがユーラシアプレートの下へ沈み込んでいる。東北地方の太平洋側沖合とは対照的に、この領域ではマグニチュード7程度までの小さな地震はほとんど発生していないが、マグニチュード8を超える巨大地震が100年から150年程度の周期で繰り返し発生している。

(1) 東北地方沖の震源域

図 2.10 に、東北地方およびその太平洋側沖合の震源域を示す。図中に、地震間の地殻変動速度から推定されるプレート境界面上のすべり欠損速度分布と、地表変位速度の観測値およびすべり欠損速度分布から計算されたものを示している。本項においては、プレート境界面のすべり欠損分布を推定する逆解析の方法として、GPS 観測点同士を結ぶ基線長の変化速度を観測データとして用いることとした。GPS 観測点を結ぶ基線は、Delaunay 三角分割法によって決定した。Delaunay 三角分割によって得られる基線の長さの変化は、厳密には線形独立なデータセットとはならないが、簡単のためにこれを線形独立として扱った。この近似は技術的なものであり、これによって結果の傾向に大きな違いが現れることはないと考えられる。図 2.10 では、観測網が同図中の想定プレート境界面の南北長をカバーし尽くしていないため、すべり欠損速度分布から MDR を計算する場合の積分範囲を、図中の破線よりも北側の領域に限定した。想定したプレート境界面の範囲は走向方向に 510 km、沈み込み方向に 210 km であり、走向・傾斜角はそれぞれ $195^{\circ} \cdot 13^{\circ}$ である。定常プレート収束速度は 8 cm y^{-1} とした。図 2.10 の場合の推定 MDR は $1.8 \times 10^{20} \text{ N m y}^{-1}$ であり、この値は先行研究とも整合している^{12), 13)}。

次に、このプレート境界面と観測網を用いて 2.3.3 項と同様に、地表変位速度を求める順計算とすべり欠損速度分布を推定する逆解析の手法を組み合わせた検討を行った。図 2.11 に、アスペリティ MDR と理論・推定 MDR との関係を示す。実際に観測されている地殻変動速度から推定された MDR は図 2.11 の中段に位置しており、現実のプレート間カップリングが中程度の強さであることを示している。図 2.11 によると、このときのアスペリティ MDR はおよそ $0.7 - 1.5 \times 10^{20} \text{ N m y}^{-1}$ であることが分かる。東北地方太平洋沖地震で解放された地震モーメントは $4.1 \times 10^{22} \text{ N m}$ ($M_w = 9.0$) であり¹⁴⁾、アスペリティ MDR の 270–570 年分の蓄積に相当する。ただし、蓄積された地震モーメントは決して東北地方太平洋沖地震のみによって解放されたのではなく、この領域で繰り返されるモーメントマグニチュード 9 以下の地震や、非地震性のプレート間すべりによっても解放される¹⁵⁾。そのため、実際のモーメントマグニチュード 9 クラスの地震の再来周期は上記の値よりも長くなる。この領域の MDR と、過去のモーメントマグニチュード 9 クラスの地震の発生履歴がもし事前に分かっていたならば、東北地方太平洋沖地震のようなモーメントマグニチュード 9 クラスの地震の危険性を事前に指摘することができたかも知れない。

一般的に、逆解析の結果は、すべり欠損分布の境界条件や媒質の粘弾性の取り扱いなど、問題の定式化の方法によって大きく変化することが知られている。しかしながら、本章ではプレート境界面の力学的な不均質を反映するアスペリティと、運動学的な記述であるすべり欠損速度との関係を論じているため、問題の定式化の方法が結論に大きな影響を与えることはない。そのため、本章ではもっともよく使用されている逆解析手法のひとつとして、Yabuki and Matsu'ura (1992) の方法を用いた。

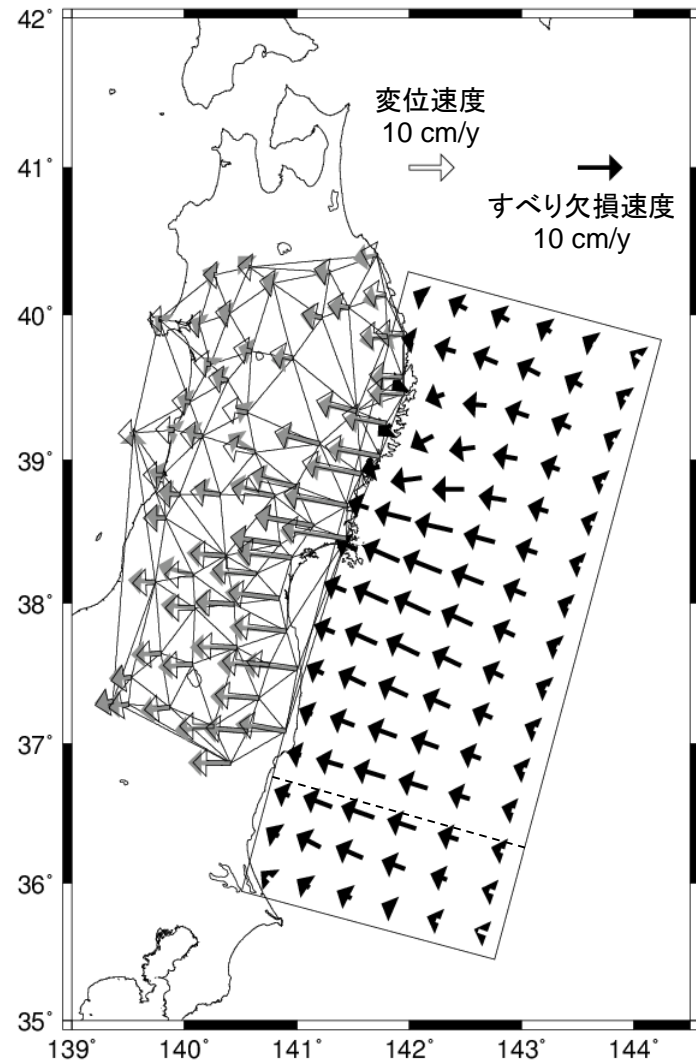


図 2.10 東北地方とその太平洋沖の震源域. 実線の矩形は想定したプレート境界面, 黒色の矢印は実観測データから推定されたすべり欠損速度分布を表す. 灰色・白色の矢印はそれぞれ 1996 年～2000 年の GPS 観測により得られた地表変位速度・推定すべり欠損速度分布から計算された地表変位速度である. GPS 観測点同士を結ぶ実線は, Delaunay 分割により定めた.

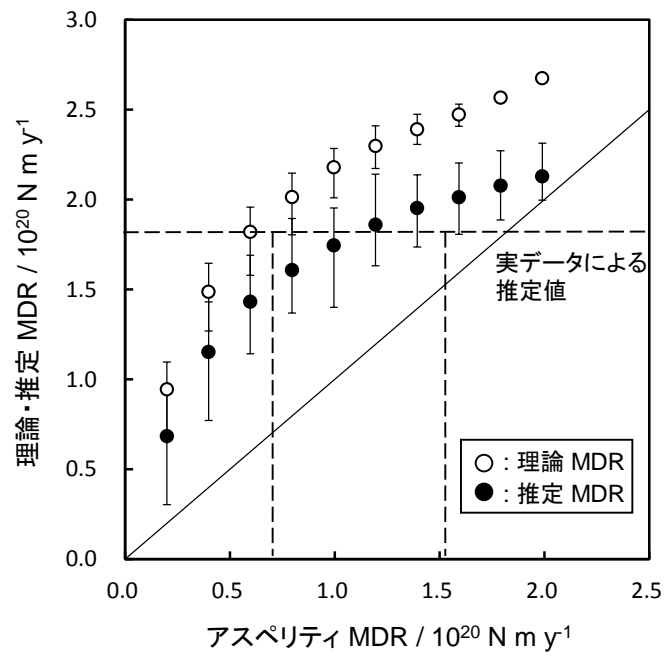


図 2.11 東北地方太平洋沖の震源域におけるアスペリティ MDR と理論・推定 MDR との関係. 縦線は MDR の分布する範囲を示している.

(2) 南海地震の震源域

図 2.12 に、南海地震の震源域と四国・中国地方の GPS 観測点の配置を示す。図 2.10 と同様に、地震間地殻変動速度から推定されたプレート境界面上のすべり欠損速度分布と、地表変位速度の観測値およびすべり欠損速度分布から計算されたものを示している。GPS 観測点同士を結ぶ実線は、Delaunay 三角分割により決定した。MDR の計算には、破線よりも西側の領域のすべり欠損速度を用いた。想定したプレート境界面の範囲は長さ 350 km、幅 150 km であり、走向・傾斜角はそれぞれ $248^\circ \cdot 14^\circ$ である。定常プレート収束速度は 6 cm y^{-1} とした。図 2.12 には、実際に観測された地殻変動速度から推定されたすべり欠損速度分布を示している。この場合、MDR は $6.7 \times 10^{19} \text{ N m y}^{-1}$ であり、この値は既往の研究とも整合する¹⁶⁾。図 2.12 のモデルに対して、(1) の検討と同様に 1000 種のアスペリティ分布に対して地表変位速度の計算とすべり欠損速度分布の逆解析を行った結果を図 2.13 に示す。実際の地殻変動データから推定された MDR は図 2.13 の中の最上部に相当する。これは、アスペリティ MDR にして少なくとも $3.6 \times 10^{19} \text{ N m y}^{-1}$ 以上であることを示している。しかし、プレート間カップリングが中程度であるのか、ほとんど完全に固着しているかは、図 2.13 のプロットの傾きがこの範囲で小さくなっているため、判別することができない。本項の検討では、MDR を計算する領域は想定される南海地震の震源域の 80% 程度の面積にとどまるため、推定 MDR を南海地震で解放される地震モーメントの蓄積速度として見るにはやや小さい。そのため、実際の MDR は本項での推定 MDR よりもやや大きい値となる。例えば、MDR が $5 \times 10^{19} \text{ N m y}^{-1}$ であれば、100 年間の蓄積でモーメントマグニチュード 8.4 相当の地震モーメントとなり、過去に繰り返してきた南海地震の規模とおおよそ符合する。地殻変動データから推定された MDR と再来周期との積が過去の南海地震で解放されてきた地震モーメントとほぼ一致するということは、この領域でモーメントマグニチュード 8 程度以下の中小地震が、南海地震の繰り返しの間にほとんど発生していないことと整合している。

図 2.11 および図 2.13 においては、推定 MDR は理論 MDR に比べて明らかに小さいのに対して、図 2.7 においては非常に近い値となっている。この違いは図 2.11 および図 2.13 では観測データとして GPS 観測点間の基線長の変化を用いているのに対し、図 2.7 においては各観測点の変位速度を用いていることによる。図 2.14 に、プレート間カップリングによる陸側での変位パターンを模式的に示す。観測データとして辺長変化を用いる場合は、変位量の絶対値が考慮されないため、MDR の推定値としては小さめの評価になる。観測網の幅が狭くなるほどこの効果は大きく現れる。南海地震の震源域に対する観測網が東北地方のそれに比較して幅広いため、推定 MDR と理論 MDR との差は、図 2.11 の方が図 2.13 よりも大きい。

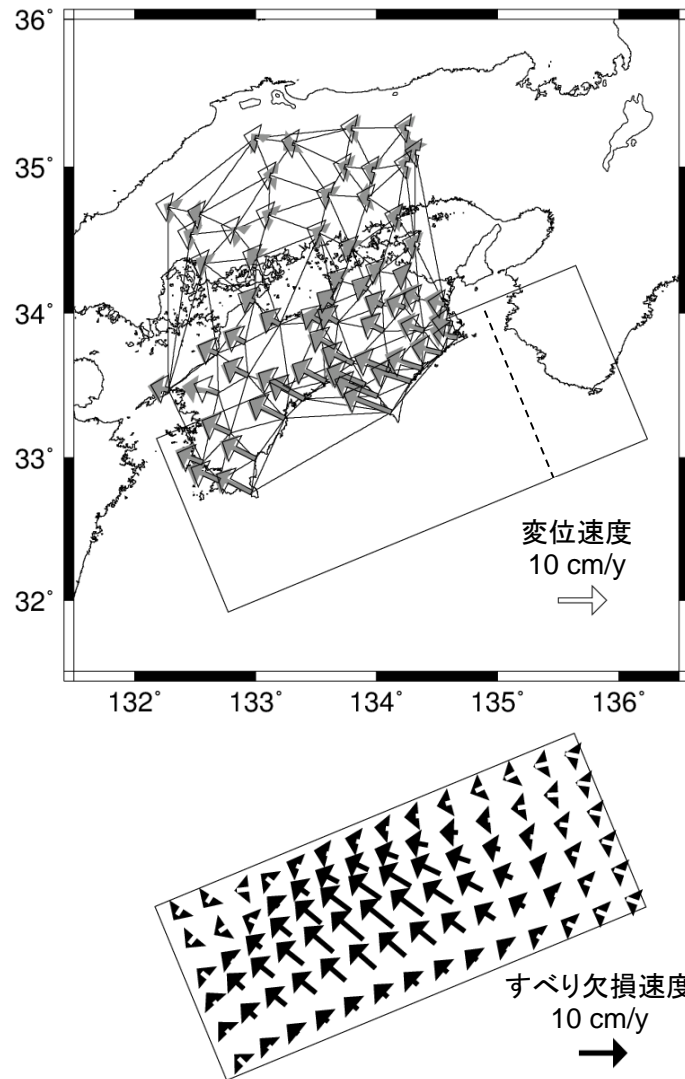


図 2.12 南海地震の震源域. 実線の矩形は想定したプレート境界面, 黒色の矢印は実観測データから推定されたすべり欠損速度分布を表す. 灰色・白色の矢印はそれぞれ 1996 年~2000 年の GPS 観測により得られた地表変位速度・推定すべり欠損速度分布から計算された地表変位速度である. GPS 観測点同士を結ぶ実線は, Delaunay 分割により定めた.

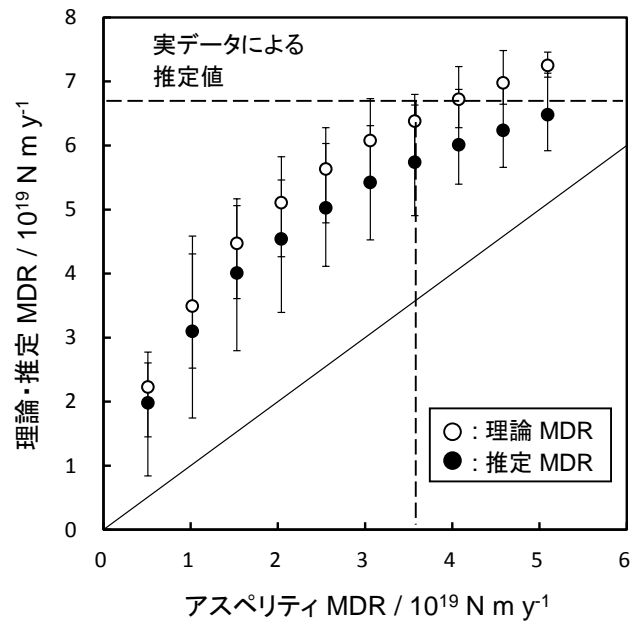


図 2.13 南海地震の震源域におけるアスペリティ MDR と理論・推定 MDR との関係. 縦線は MDR の分布する範囲を示している.

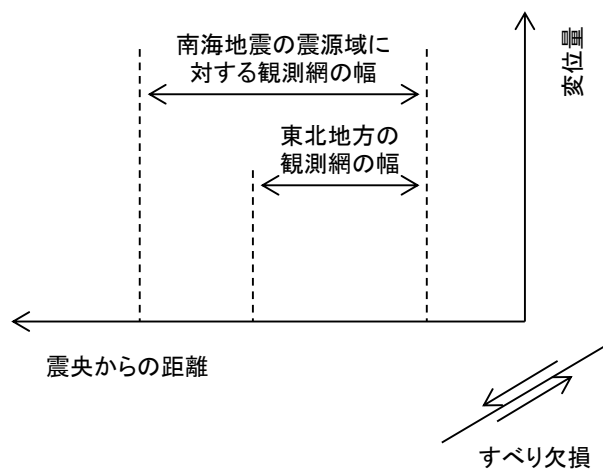


図 2.14 プレーートの沈み込みと地震間地殻変動分布の模式図.

2.4 考察

まず、アスペリティ MDR, 理論 MDR, および推定 MDR 相互の比較を行う. 2.3.2 項の結果によると, 理論 MDR と推定 MDR とは比較的近接した値となっている一方, アスペリティ MDR は明らかに小さい. 2.3.3 項の結果も同じ傾向を示しており, かつそれはプレート境界面と観測網との距離にはよらないものであった. 理論 MDR がアスペリティ MDR よりも大きくなる理由は, プレート運動によって発生するすべり欠損が, アスペリティの内部のみならずその周囲にも広がるためである. 理論 MDR と推定 MDR が近い値になることは, すべり欠損の総量については正しく推定することができることを示している. しかし一方で, アスペリティ MDR と推定 MDR が大きく異なることは, プレート間固着の量は過大評価になることを示している. アスペリティはすべり弱化型の摩擦特性を有する領域であり, 非アスペリティはすべり強化型の摩擦特性を有する領域であると考えられる. 速度・状態依存摩擦構成則にあてはめれば, これらの挙動はそれぞれパラメータ $a-b$ の負および正の値に対応する⁴⁾. 地震性のプレート間高速すべりがアスペリティ内でのみ発生し, 破壊がアスペリティと背景領域との境界に達したときに停止すると仮定すると, アスペリティ MDR と推定 MDR との差は, 測地データ逆解析によって地震モーメントが過大に推定されることを示している. 地震時に解放されなかった地震モーメントの余剰分は余効すべりや地震間の中小地震, あるいはゆっくりすべりなどの現象によって解放される可能性がある. 断層破壊がアスペリティの内部で完結するというこの仮定は極端な例であり, 実際には断層破壊はアスペリティの外側にも及ぶと考えられるが, それでも測地データによる地震モーメントの推定は, 将来の地震の規模としては過大評価になる傾向があるといえる.

2.3.4 項にて述べたように, 一般に実データからも MDR は大きめに見積もられる. 逆解析によって非常に大きな MDR が得られた場合, プレート間の固着が中程度であるのか, それともほぼ完全に固着しているのか, 判断ができない. 南海地震の震源域がこれにあたる. 逆に, 図 2.7, 図 2.11, および図 2.13 の曲線は, 測地データ逆解析によってすべり欠損が検出されない場合は, そこには固着が存在しないものと考えて良いことを示している. 例えば, 図 2.15 に示す琉球海溝では GPS 観測によってプレート間のすべり欠損が検出されない^{18), 19)}. 南西諸島が示す地殻変動はフィリピン海プレートの運動とは逆方向であり, こうした海溝へ向かう動きは, 沈み込むフィリピン海プレートと乗上げるユーラシアプレートとの間の固着では説明できない. 従って, この領域にはプレート境界面の固着が存在しない可能性がある. 東北地方太平洋沖・南海地震震源域に対してはそれぞれ MDR が中程度・大きな値として推定されたが, これはそれぞれの領域の固着の程度を反映しているものと考えられる. しかし, 南海地震震源域については実際の固着の程度は不明瞭である. 将来の地震ハザードを評価する際に地震規模のばらつきは常に問題となるが, 本章で述べた方法によってある程度定量的にこれを評価す

ることができる．また，現実の測地データ逆解析結果と比較することで，プレート境界面の固着状態を推測することも可能である．

図 2.10 および図 2.12 においては，海溝軸付近ではすべり欠損が小さく推定されている．この領域のすべり欠損の値は境界条件に強く影響を受けると同時に，観測網から遠い位置にあたるため，もとよりほとんど解像度を期待することができない．そのため，この領域のすべりが強震動や津波の生成に大きく関わるとしても，測地データ逆解析によってすべり欠損速度分布を精度よく推定することは困難である．

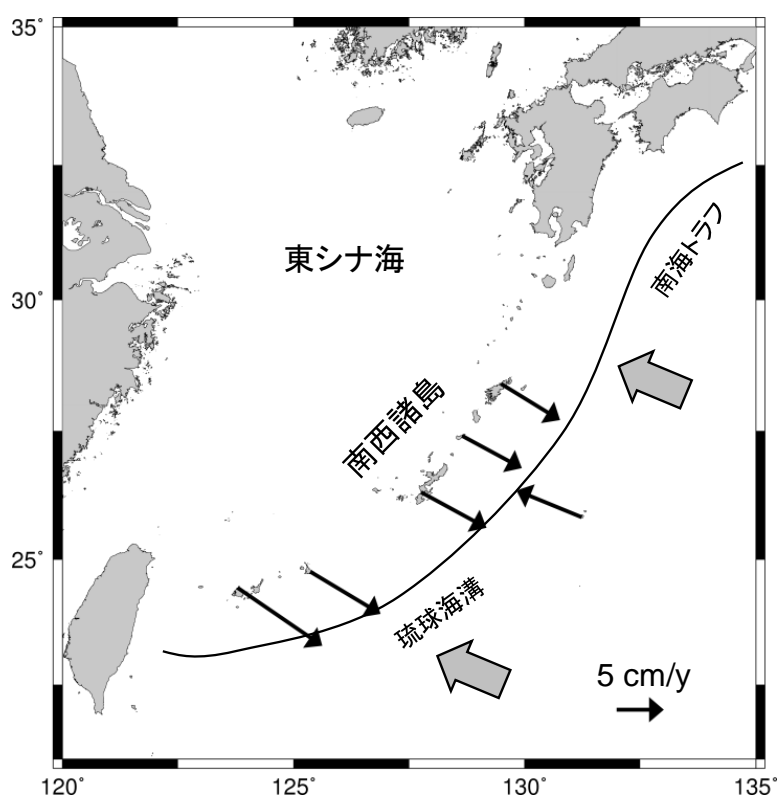


図 2.15 琉球海溝沿岸部．黒色の矢印は 2006 年の GPS 観測データから得られた地殻変動速度．灰色の矢印はフィリピン海プレートのユーラシアプレートに対する相対速度．プレート運動速度は Sella et al. (2002) による¹⁷⁾．

2.5 本章のまとめ

本章では、プレート運動によるプレート間すべり欠損速度および地殻変動速度のシミュレーションと、測地データ逆解析の手法を利用したすべり欠損速度分布の推定を組み合わせることで、プレート境界面の固着の程度と観測によって得られる情報との関係を定量的に比較検討した。本章で得られた主要な結論は以下の通りである。

- (1) プレート境界面のすべり欠損速度は、空間分布の解像度には限界があるものの、その総量はほぼ正しく推定される。しかし、推定 **MDR** とアスペリティ **MDR** とを比較した場合には過大評価となる。この過大評価の傾向はアスペリティが占める面積が小さいほどより強くなる。このことは逆に、測地データ逆解析によってすべり欠損が検出されない場合には、その領域にはアスペリティが存在しないと考えることの根拠ともなる。
- (2) 推定されるすべり欠損速度分布の重心位置は、ほとんどの場合アスペリティ分布のそれと一致しない。地震波の振幅は震源からの距離によって急激に減少するため、この重心位置のずれは強震動予測の際に誤差要因となる。
- (3) 東北地方太平洋沖、南海地震の震源域、琉球海溝のそれぞれについて、プレート間固着の程度がおおよそ理解できた。プレート運動シミュレーションと測地データ逆解析の手法を組み合わせで多数回繰り返すことにより、推定 **MDR** とアスペリティ **MDR** との関係を知ることができる。これと実際の観測データから推定される **MDR** を比較することにより、東北地方太平洋沖では中程度、南海地震の震源域では中程度からほぼ完全に固着していることが推測される。

付録

2.2.1 項において用いたグリーン関数 $H(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})$ の具体的な計算法を示す. $H(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})$ は応力ベクトルの沈み込み方向成分を表すため, 沈み込み方法の単位ベクトルの転置ベクトル $\mathbf{v}^T(\mathbf{x})$, 応力テンソル $\mathbf{H}(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})$, およびプレート境界面の単位法線ベクトル $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ の積として表すことができる.

$$H(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi}) = \mathbf{v}^T(\mathbf{x})\mathbf{H}(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})\mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (2A.1)$$

媒質を均質等方線形弾性体とすると, 応力テンソルの各成分と内部変形との関係は次式のように表される.

$$H_{ij}(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi}) = \delta_{ij}\lambda \sum_{k=1}^3 \frac{\partial U_k(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})}{\partial x_k} + \mu \left[\frac{\partial U_i(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})}{\partial x_i} \right] \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2A.2)$$

ここで δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり, λ および μ はラメの定数, $U_i(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})$ は $\boldsymbol{\xi}$ での単位食い違いによって \mathbf{x} に生じる変位の i 成分である. $\partial U_i(\mathbf{x};\boldsymbol{\xi})/\partial x_j$ の具体的な表現は Okada (1992) によって与えられる⁵⁾.

参考文献

- 1) Savage, J. C. : A Dislocation model of Strain Accumulation and Release at a Subduction Zone, *J. Geophys. Res.*, **88**, 4984-4996 (1983).
- 2) Carlson, J. M., J. S. Langer, B. E. Shaw, and C. Tang : Intrinsic properties of a Burridge-Knopoff model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, **44**, 884-897 (1991).
- 3) Dieterich, J. H. : Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2161-2168 (1979).
- 4) Ruina, A. : Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **98**, 9885-9907 (1983).
- 5) Okada, Y. : Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **82**, 1018-1040 (1992).
- 6) Yabuki, T., and M. Matsu'ura : Geodetic data inversion using a Bayesian information criterion for spatial distribution of fault slip, *Geophys. J. Int.*, **109**, 363-375 (1992).
- 7) Yoshioka, S., T. Yabuki, T. Tada, and M. Matsu'ura : Interplate coupling and relative plate motion in the Tokai district, central Japan, deduced from geodetic data inversion using ABIC, *Geophys. J. Int.*, **113**, 607-621 (1993).
- 8) Cox, M. G. : The Numerical Evaluation of B-splines, *J. Inst. Math. Appl.*, **10**, 134-149 (1972).
- 9) de Boor, C. : On Calculating with B-splines, *J. Approx. Theory*, **6**, 50-62 (1972).
- 10) Akaike, H., J. M. Bernardo, M. H. DeGroot, D. V. Lindley, and A. F. M. Smith : Likelihood and the Bayes procedure, in Bayesian Statistics, *University Press, Valencia, Spain* 143-166 (1980).
- 11) Yagi, Y. and Y. Fukahata : Importance of covariance components in inversion analyses of densely sampled observed data: an application to waveform data inversion for seismic source processes, *Geophys. J. Int.*, **175**, 215-221 (2008).
- 12) Nishimura, T., T. Hirasawa, S. Miyazaki, T. Sagiya, T. Tada, S. Miura, and K. Tanaka : Temporal change of interplate coupling in northeastern Japan during 1995-2002 estimated from continuous GPS observations, *Geophys. J. Int.*, **157**, 901-916 (2004).
- 13) Hashimoto, C., A. Noda, T. Sagiya, and M. Matsu'ura : Interplate seismogenic zones along the Kuril-Japan trench inferred from GPS data inversion, *Nature Geoscience*, **2**, 141-144 (2009).
- 14) Ito, T., K. Ozawa, T. Watanabe, and T. Sagiya : Slip distribution of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake inferred from geodetic data, *Earth Planets Space*, **63**, 627-630, (2011).
- 15) Kawasaki, I., Y. Asai, and Y. Tamura : Space-time distribution of interplate moment release

- including slow earthquakes and the seismo-geodetic coupling in the Sanriku-oki region along the Japan trench. *Tectonophysics*, **330**, 267-283 (2001).
- 16) Miyazaki, S. and K. Heki : Crustal velocity field of southwest Japan: Subduction and arc-arc collision, *J. Geophys. Res.*, **106**, B3, 4305-4326 (2001).
- 17) Sella, G. F., T. H. Dixon, and A. Mao : REVEL: A model for recent plate velocities from space geodesy, *J. Geophys. Res.*, **107**, B4, 2081 (2002).
- 18) 今西将文, 木股文昭, 稲森信幸, 宮島力雄, 奥田隆, 高井香里, 平原和朗, 加藤照之 : GPS 観測による沖縄先島諸島における水平変動 (1994-1995), 地震 2, **49**, 417-421 (1996).
- 19) 小竹美子, 加藤照之, 宮崎真一, 仙石新 : GPS 観測に基づくフィリピン海プレートの相対運動と西南日本のテクトニクス, 地震 2, **51**, 171-180 (1998).

第 3 章

強震記録に基づく 地震に伴う永久変位の算定手法

3.1 はじめに

本章では、サーボ型強震計によって記録された加速度波形を積分することによって、観測点位置での永久変位を計算する手法について述べる。具体的な事例として、K-NET および KiK-net が捉えた東北地方太平洋沖地震による加速度時刻歴波形を用いて、東日本の各観測点での永久変位を求める。これにより、大地震の直後に強震計の記録を用いて迅速に地殻変動の大きさと傾向を把握することの可能性を示す。

第 1 章において概説したが、強震計による加速度記録の積分に関する既往の研究としては、Berg and Housner (1961)¹⁾、吉田・岡田 (1974)²⁾、中村 (1986)³⁾、林・他 (1991)⁴⁾、Kinoshita (2008)⁵⁾、Kinoshita (2009)⁶⁾ などがある。これらの研究は加速度記録から精度よく変位波形を得ることを主眼としており、明確な応用先を想定したものではない。対して本章で行う検討は、続く第 4 章で詳述する地震時地殻変動分布によるモーメントマグニチュードの推定に用いることを前提としている。

地殻変動の面的な分布を迅速に把握することで、震源断層のすべり量分布や地震モーメントを速やかに決定することができる。例えば西村・他 (2010)⁷⁾ や Ohta et al. (2012)⁸⁾ は、リアルタイム GPS 解析によって得られる変位波形をもとに、震源断層のすべり分布を推定する手法を提案している。すなわち、モーメントマグニチュードなど飽和しないマグニチュードの即時推定や、さらには早期の津波予測につながる。また、近年注目されている長周期地震動についても、震源断層の大きさが分かることにより、高層建物の応答が成長する前に警報を発することができるようになる。

これ以降、「地殻変動」および「永久変位」という用語を頻繁に用いる。このふたつ

は厳密には同じ現象を指していない．本章においては，簡単のために，加速度記録を積分して得られた変位波形に見られる残留変位のことを当該観測点における永久変位と呼ぶこととする．また，永久変位の空間的な分布に注目するとき，これを地殻変動と称することとする．

3.2 使用したデータ

防災科学技術研究所が展開する強震観測網 K-NET および KiK-net による加速度記録を用いた。観測点によっては強震記録が得られていないところがあるが、本章では青森県・岩手県・秋田県・宮城県・山形県・福島県の強震記録が存在する観測点に限って解析を行った。使用した観測点の位置を図 3.1 に示す。

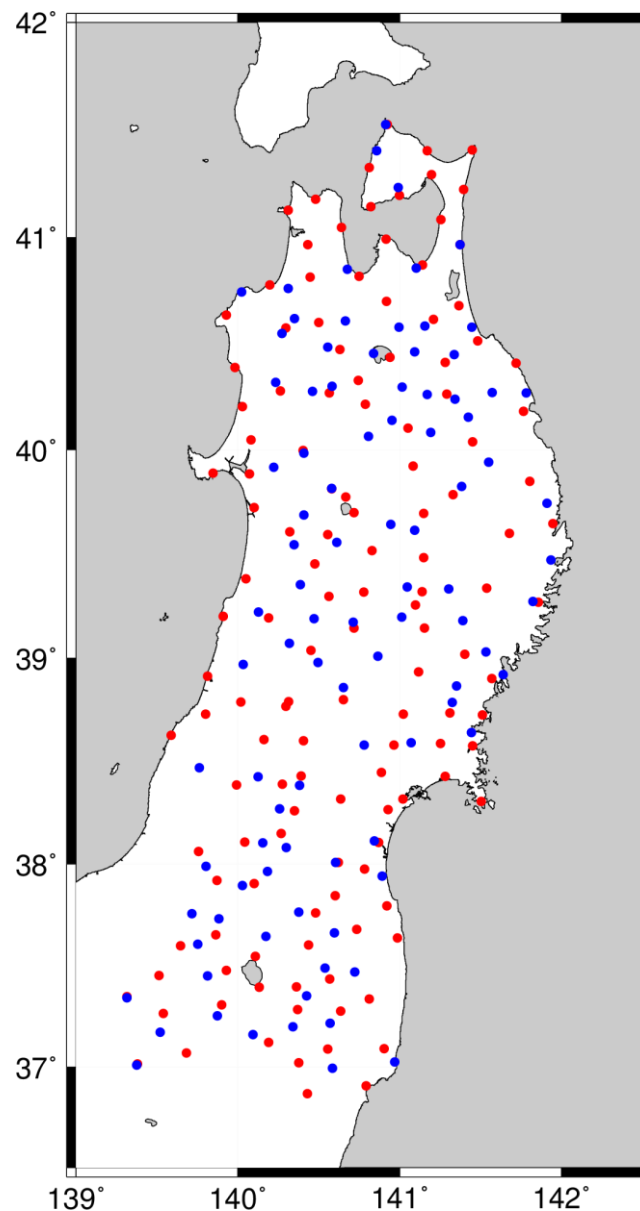


図 3.1 本章の検討で使用した強震観測点。赤色と青色の点はそれぞれ K-NET と KiK-net の観測点を表す。

3.3 永久変位の算定方法

K-NET および KiK-net の加速度記録は、記録開始の時点で加速度基線が 0 ではない。そのため、以降に記述する処理に先立ち、すべての強震記録について、記録開始から 10 秒間（トリガー前区間）の平均加速度値を 0 とするように基線補正を施した。

3.3.1 加速度記録の積分

本研究では、強震観測により得られた加速度記録を時間領域で直接積分することにより速度および変位波形を算出し、変位波形の後続波部分の平均値を求め、さらに強震計の設置角度の補正を施して当該観測点における永久変位とした。

サンプリング周期 Δt のデジタル加速度記録において、時刻 $i\Delta t$ での加速度値を a_i と表記すると、本研究では次のようにして速度 v_i および変位 d_i の時刻歴波形を線形加速度法により算出した。

$$v_i = \begin{cases} 0 & (i = 0) \\ v_{i-1} + \frac{a_i + a_{i-1}}{2} \Delta t & (i \geq 1) \end{cases} \quad (3.1)$$

$$d_i = \begin{cases} 0 & (i = 0) \\ d_{i-1} + v_{i-1} \Delta t + \left(\frac{a_{i-1}}{3} + \frac{a_i}{6} \right) \Delta t^2 & (i \geq 1) \end{cases} \quad (3.2)$$

ただし多くの場合、加速度記録に対して線形加速度法を適用するのみでは、現実的な変位波形を得ることはできない。本研究ではこの問題を解決するために 2 種類の方法による補正を加えることとした。3.3.2 項以降にそれぞれについて説明する。

3.3.2 加速度基線変化の補正

デジタル強震計は、しばしば収録中に加速度基線の変化を起こす。こうして得られた加速度記録に対してそのまま線形加速度法を適用すると、必ず速度波形および変位波形は発散する。そのため、一般に加速度記録の積分によって永久変位を求めようとするときには、もととなる加速度波形の基線変化を何らかの方法で補正する必要がある。

デジタル強震計による加速度記録が基線変化を起こす原因については、その原因を特定することは困難である。強震計が設置されている地盤もしくは基礎の傾動が加速度基線変化の原因のひとつであると考えられているが、必ずしもそれだけでは説明がつかず、加速度センサーの特性によって加速度記録中にステップ状の基線変化が生じ

ることもある^{9), 10)}. 原因を特定できない以上, 普遍的に適用しうるモデルの作成も困難である. そのため, 何らかの工学的判断によって適当な補正を施しても, 結果として得られる永久変位については, それ単独では妥当性の判断はできない. 本研究では, 加速度基線変化の補正として以下に説明する2種類を用いることとし, 得られた永久変位の妥当性については, その空間的な分布と GPS による地殻変動観測結果との比較によって判断することとする.

補正法 1 まず, 加速度基線変化を起こしている可能性のある加速度波形を線形加速度法により積分し, 速度波形を得る. これが記録途中に著しく屈曲し, 直線的なトレンドが認められる場合, 次式のような折線関数を速度波形にフィッティングすることを考える.

$$y(t; t_c, m) = \begin{cases} 0 & (t < t_c) \\ m(t - t_c) & (t \geq t_c) \end{cases} \quad (3.3)$$

ここで t_c および m はパラメータであり, 式 (3.3) と速度波形との残差二乗和

$$P(t_c, m) = \int_0^T [v(t) - y(t; t_c, m)]^2 dt \quad (3.4)$$

が最小となるように定める. ここで T は加速度記録の全記録長である.

次に, 式 (3.3) で表される折線関数をもとの速度波形から差し引いて, 補正速度波形 $v^*(t)$ とする.

$$v^*(t) = v(t) - y(t; t_c, m) = \begin{cases} v(t) & (t < t_c) \\ v(t) - m(t - t_c) & (t \geq t_c) \end{cases} \quad (3.5)$$

補正法 2 用いる加速度記録によっては, 大きな加速度基線の変化を起こしていないようにも, 変位波形としたときに後続波の部分で直線的なトレンドが生じることがある.

強震計による加速度記録をそのまま積分して得られる速度波形は, しばしば収録途中に小さな屈曲を起こしている. このトレンドを補正するには, 小さな屈曲を検出するごとに速度波形を部分的に直線近似してゆけば良い. しかしながら, 大量の加速度記録が得られたときに, すべてについてこのような補正を行うことは現実的には難しい. そこで Boore et al. (2002) は, 加速度記録を積分して得られる速度波形の主要動到達後の部分を2次関数でフィッティングすることを提案した¹¹⁾. この方法によって補正された加速度記録から求められる変位波形は, おおむね現実的な値に収束するという結果が

得られている.

Boore et al. (2002) の方法は、以下のように定式化される.

$$y(t; p, q) = \begin{cases} 0 & (t < t_a) \\ p(t^2 - t_a^2) + q(t - t_a) & (t \geq t_a) \end{cases} \quad (3.6)$$

ここで p および q はパラメータであり、式 (3.6) と速度波形との残差二乗和

$$P(p, q) = \int_0^T [v(t) - y(t; p, q)]^2 dt \quad (3.7)$$

が最小となるように定める. その後、式 (3.6) で表される関数をもとの速度波形から差し引いて、補正速度波形 $v^*(t)$ とする.

$$v^*(t) = v(t) - y(t; p, q) = \begin{cases} v(t) & (t < t_a) \\ v(t) - p(t^2 - t_a^2) - q(t - t_a) & (t \geq t_a) \end{cases} \quad (3.7)$$

なお、補正法 2 を拡張し、加速度記録中の任意の時刻を起点に補正を行う方法も考えられる. この場合、補正法 1 は補正法 2 の特殊な場合 ($p = 0$) として包含される. しかし本研究においては、現在の強震計の機構に伴って現れる加速度基線のステップ的变化を除去するために補正法 1 を使用し、その上で、強震計基礎の傾動などの効果を除去するために補正法 2 を使用した. このように 2 段階で補正を施すことにより、多くの観測点で実用的な精度を得ることができた.

3.4 結果と考察

3.4.1 加速度記録に補正を施さない場合の永久変位分布

最初に, K-NET および KiK-net 観測点で得られた加速度波形に, トリガー前区間の加速度平均値を 0 とする基線補正のみを施して積分を行い, 変位波形と永久変位を算出した. この場合の地殻変動分布を GPS 観測網 GEONET による地殻変動分布¹²⁾と比較して図 3.2 に示す. 図 3.2 では, GPS による地殻変動の傾向からは大きく異なる永久変位を示す観測点が数多く見られる. これは, 加速度記録に長周期のノイズが含まれており, 積分した結果の変位波形が 3.4.2 項で述べるような大きな歪みや発散を含んでいるためである. そうした波形について, 次の 3.4.2 項において例を示しながら, 補正法を検討する.

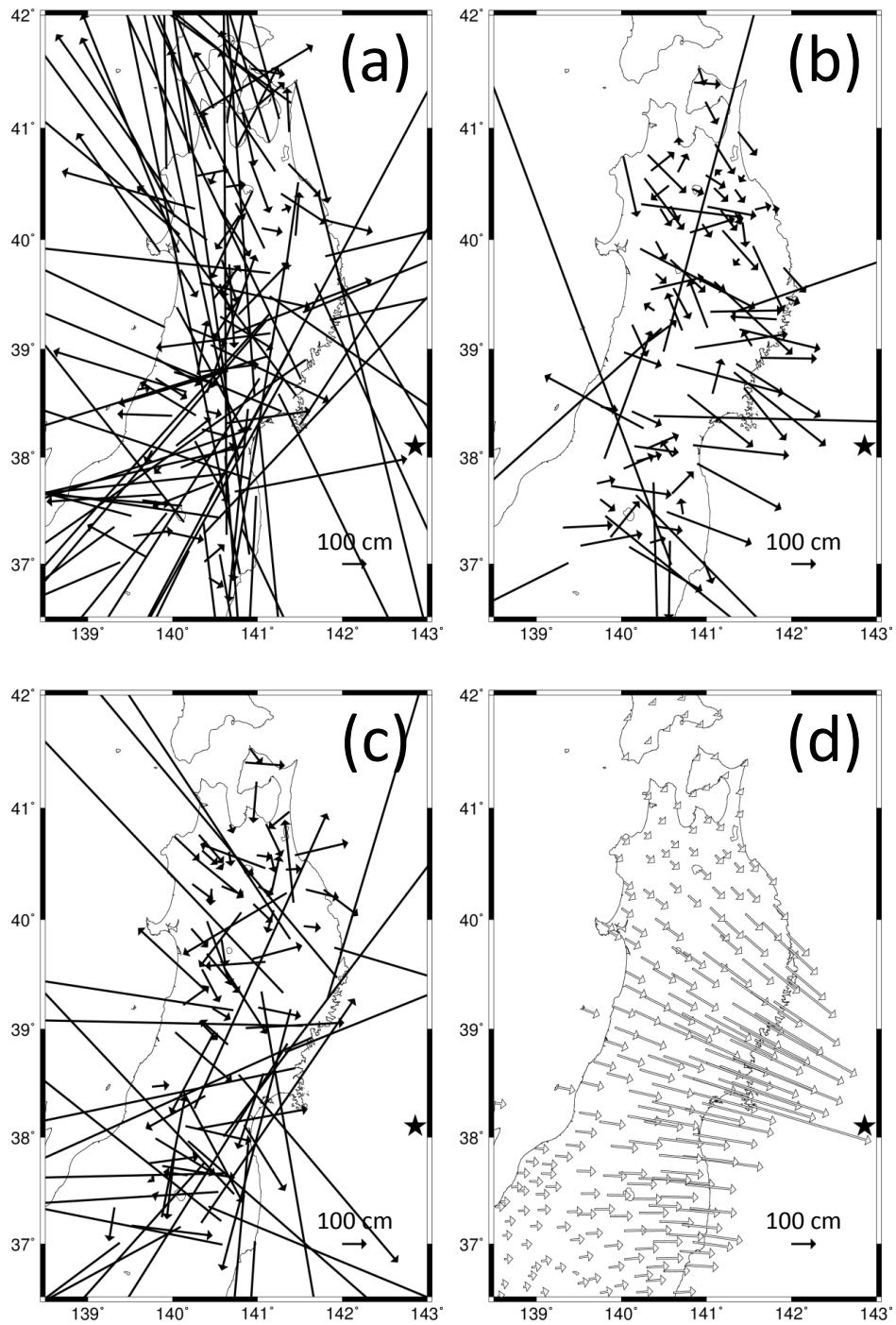


図 3.2 加速度記録に補正を施さない場合の地殻変動分布の水平成分. (a) K-NET, (b) KiK-net 地中, (c) KiK-net 地表, (d) GPS 観測による変位を表す. 黒ベクトルは加速度記録を積分したもの, 白ベクトルは GPS による地殻変動観測結果. 星印は震央の位置を表す.

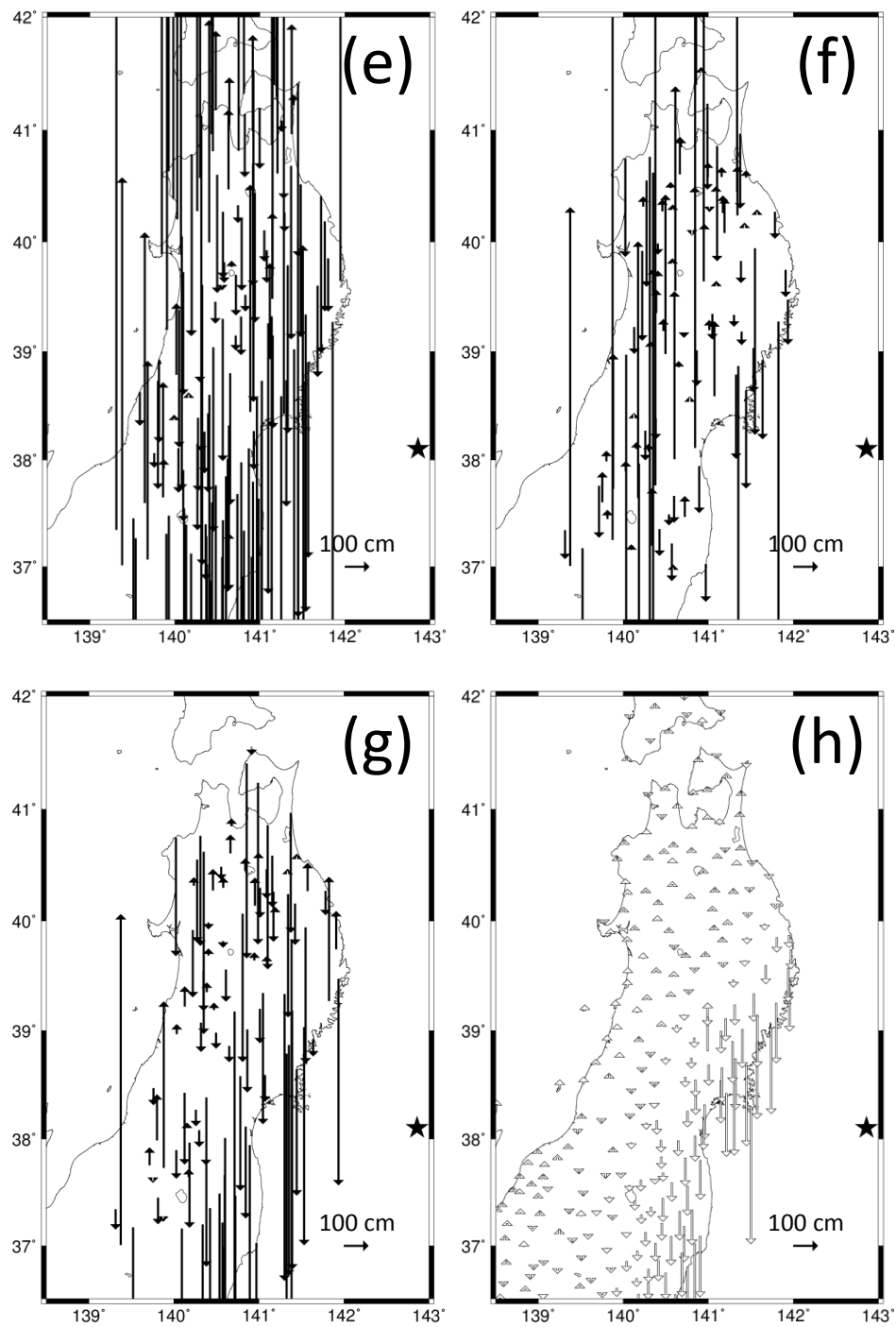


図 3.2 (続き) 加速度記録に補正を施さない場合の地殻変動分布の上下成分. (e) K-NET, (f) KiK-net 地中, (g) KiK-net 地表, (h) GPS 観測による変位を表す. 黒ベクトルは加速度記録を積分したもの, 白ベクトルは GPS による地殻変動観測結果. 星印は震央の位置を表す.

3.4.2 加速度記録に補正操作を施す効果

3.3.2 項で述べた加速度記録に対する補正操作の効果について、いくつかの観測記録を例にとって検討を行う。

まず、補正法 1 で問題にした、加速度波形が収録中に基線変化を生じている場合について、KiK-net 郡山（福島県郡山市）観測点の地表加速度東西成分を例に挙げる。この記録について、3.3.2 項に述べた補正を施さなかった場合と、補正を施した場合の速度・変位波形を図 3.3 に示す。補正を施さない場合は、120 s 付近で速度波形が明瞭に屈曲を起している。そのため、これを積分した変位波形では放物線状の動きが現れ、300 s での変位は実に 180 m にも達している。しかし速度波形を式 (3.3) のように 2 本の直線で近似し、これを速度波形から差し引いて同様に積分を行うと、速度波形に不自然な屈曲は見られず、変位波形においても最終値に向かって収束してゆく。

次に、補正法 2 で述べた速度波形の 2 次関数近似について、KiK-net 大館（秋田県大館市）観測点の地中加速度東西成分を例にとって検討する。この記録について、3.3.2 項に述べた補正を施さなかった場合と、補正を施した場合の速度・変位波形を図 3.4 に示す。補正を施さなかった場合においても、加速度および速度波形に目視で確認できるような異常は見受けられないものの、変位波形において、震源断層の主要な破壊が終了したと考えられる 150 s 以降、ゆるやかに減少する傾向が認められる。これはこの範囲において速度波形の基線が 0 ではないことを意味する。この結果の妥当性については、加速度記録の積分による変位波形を見るだけでは判断しがたい。しかし 3.4.6 項にて紹介する 1 Hz GPS 変位波形と比較すると、こうした波形の後続部分におけるゆるやかな変動は実際の物理現象を反映しているとは考えにくく、もとの加速度記録に何らかの欠陥が存在したものと判断するのが妥当であろう。2 次関数補正を施した結果の変位波形は、震源断層の主要な破壊が終了したと考えられる 150 s 以降の範囲において、補正前には見られた直線的な変動が除かれ、ほぼ一定値に収束している様子が見て取れる。

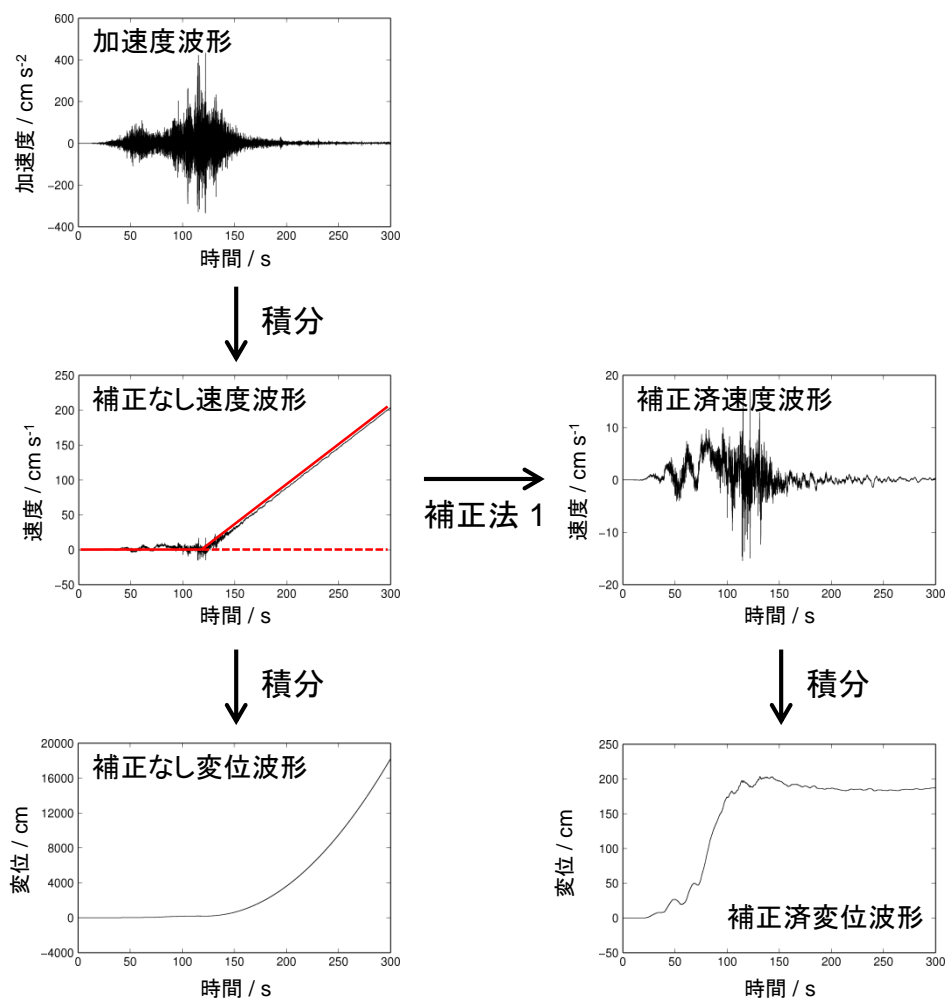


図 3.3 KiK-net 郡山（福島県郡山市）地表の加速度記録（東西成分）に対して補正法 1 による補正を施す場合の流れ図.

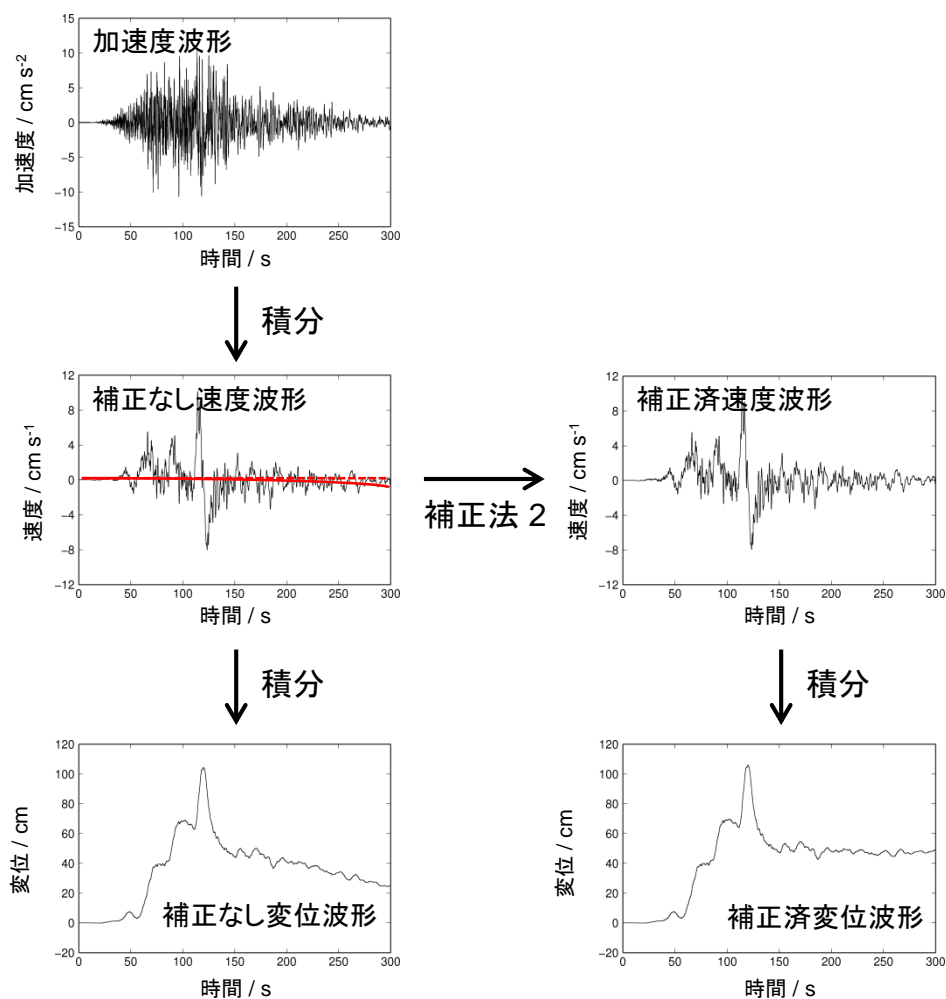


図 3.4 KiK-net 大館（秋田県大館市）地中の加速度記録（東西成分）に対して補正法 2 による補正を施す場合の流れ図. 実際には，本章ではすべての加速度波形に対して補正法 1 と補正法 2 の両方を適用している.

3.4.3 加速度記録に補正を施した場合の永久変位分布

3.4.2 項にて概観したように、単に加速度記録を積分するだけでは物理的に意味のある永久変位を算定できない観測記録についても、3.3.2 項で述べた補正を施すことにより、これを求めることが可能となる。そこで、K-NET および KiK-net 観測点で得られた加速度記録に対して、これらの補正を施しつつ永久変位を算定した結果の地殻変動分布を図 3.5 に示す。図 3.5 では加速度記録の積分によって求められた変位を表すベクトルを 4 色に分けて描いているが、これについては後の 3.4.4 項において詳述する。図 3.5 の地中加速度による結果は、補正を施さない場合の分布（図 3.2）と比較して、GPS 観測網による地殻変動分布との整合性が向上していることが分かる。

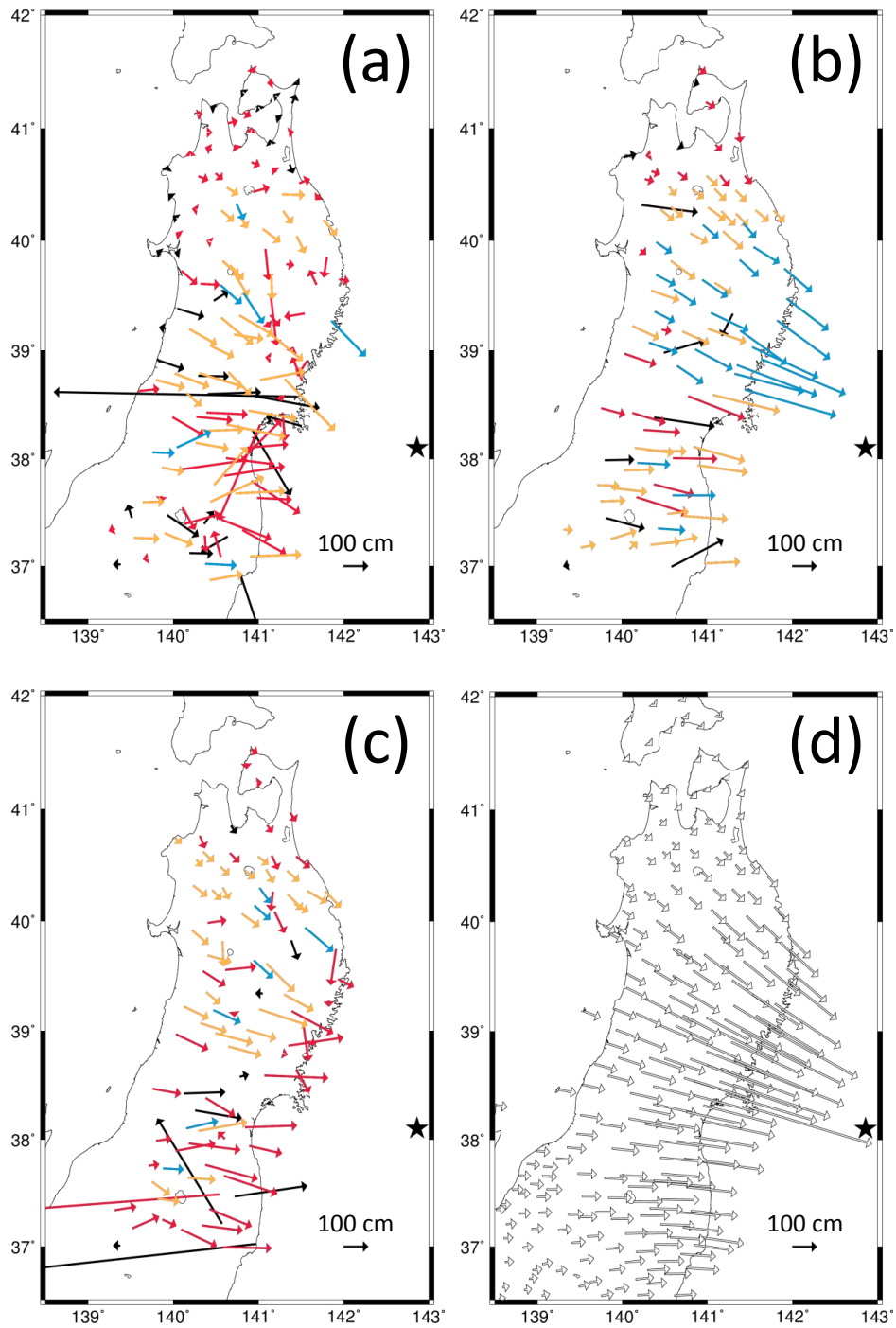


図 3.5 加速度記録に補正を施して求めた地殻変動分布の水平成分. (a) K-NET, (b) KiK-net 地中, (c) KiK-net 地表, (d) GPS 観測による変位を表す. ベクトルの色は 3.4.4 項で定義する h/H の値の範囲に対応する. (黒: $h/H \geq 20\%$, 赤: $20\% > h/H \geq 10\%$, 橙: $10\% > h/H \geq 5\%$, 青: $5\% > h/H$) 星印は震央の位置を表す.

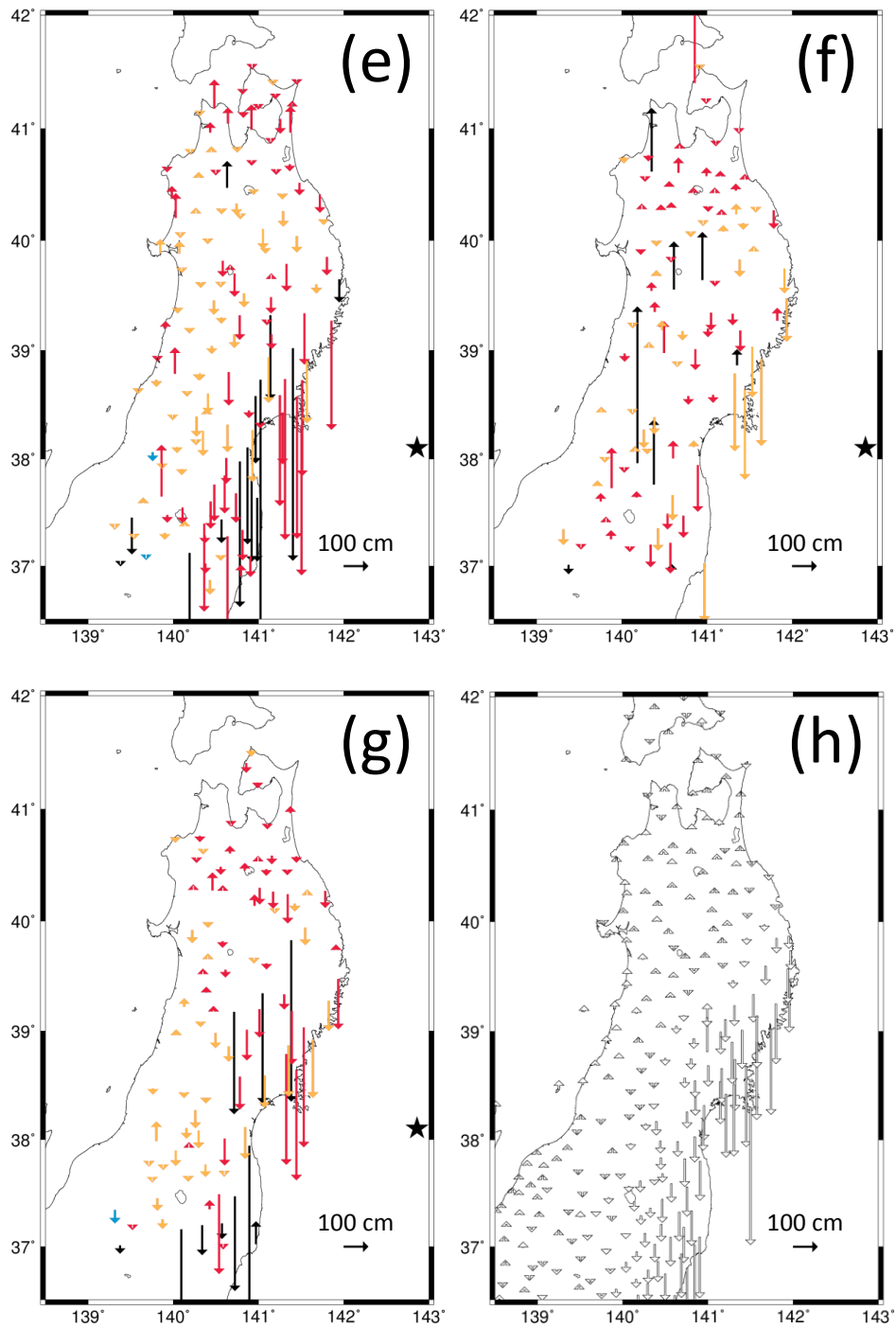


図 3.5 (続き) 加速度記録に補正を施して求めた地殻変動分布の上下成分. (e) K-NET, (f) KiK-net 地中, (g) KiK-net 地表, (h) GPS 観測による変位を表す. ベクトルの色は 3.4.4 項で定義する h/H の値の範囲に対応する. (黒: $h/H \geq 20\%$, 赤: $20\% > h/H \geq 10\%$, 橙: $10\% > h/H \geq 5\%$, 青: $5\% > h/H$) 星印は震央の位置を表す.

3.4.4 変位波形の安定性と地盤 S 波速度との関係

加速度記録から永久変位を安定的に求めることができるかどうかは、加速度波形を積分した結果の変位波形の収束の度合いに依存する。本節では変位波形の安定性について議論するために、図 3.6 に示すような h/H という指標を用いる。ここで H は変位波形の全継続時間を通しての変動幅であり、 h は後続部 100 s 間における変動幅である。従って、 h/H の値が小さいほど、変位波形がよく収束しているといえることができる。

強震計では加速度値がある一定値以下に落ち着いた場合に収録を打ち切るという制御を行っている。そのため、長周期成分に富む地震動では、加速度レベルが小さくても速度・変位はある程度の振幅で変化している。その場合、変位波形としては収束性が悪いと判断することになるが、 h/H はこうした影響も含めた変位波形の収束状況を表す指標である。

図 3.5 に示したベクトルは、各強震観測点で得られた加速度波形に基線変化補正を施した上で計算された永久変位を表している。ただし、変位波形の収束の度合い h/H の範囲に応じて、ベクトルの色を変えている。 h/H はその定義上、水平 2 成分に対してはそれぞれで算出されるが、そのうちの小さい方の値をもって当該観測点の h/H を代表させた。図 3.5 のベクトルの色は、黒・赤・橙・青がそれぞれ $h/H \geq 20\%$ ・ $20\% > h/H \geq 10\%$ ・ $10\% > h/H \geq 5\%$ ・ $5\% > h/H$ に対応している。この図より、以下の傾向が認められる。

- (i) 水平変位については、KiK-net 地中での算定結果が K-NET および KiK-net 地表のものと比較して安定している。
- (ii) 変位波形が安定している (h/H が小さい) 観測点ほど、GPS による地殻変動観測結果と整合的な永久変位が得られている。
- (iii) 上下変位波形は、水平変位と比較して不安定である。

以上より、図 3.5 のベクトルの色は、各観測点における永久変位の誤差レベルをおおまかに示していると言って良い。地殻変動分布を震源過程解析に利用する場合、変位の誤差レベルは震源断層のすべり分布の解像度に影響する。強震記録から算定された地殻変動分布をこの用途に供する場合は、比較的整然とした変位分布を示す $h/H < 5\%$ 程度の観測点の結果を用いるのが良いかも知れない。一方で、第 2 章で述べたように、震源断層のすべり総量、すなわち地震モーメントの推定には、変位の誤差レベルはあまり大きく影響しない。そのため、発生した地震のマグニチュードを迅速に推定するという目的に徹するならば、やや精度を落としても観測点数を多く取れるように $h/H < 10\%$ 程度を用いることが可能であると考えられる。

こうした観測点ごとの変位波形の安定性と、強震計の設置条件との関係を調べる。図 3.7 に h/H の値と強震計設置位置の地表 S 波速度との関係を頻度分布の形式で示す。図 3.7 (a) からは、K-NET および KiK-net 地表の強震計はおよそ S 波速度 500 m s^{-1} 以下のと

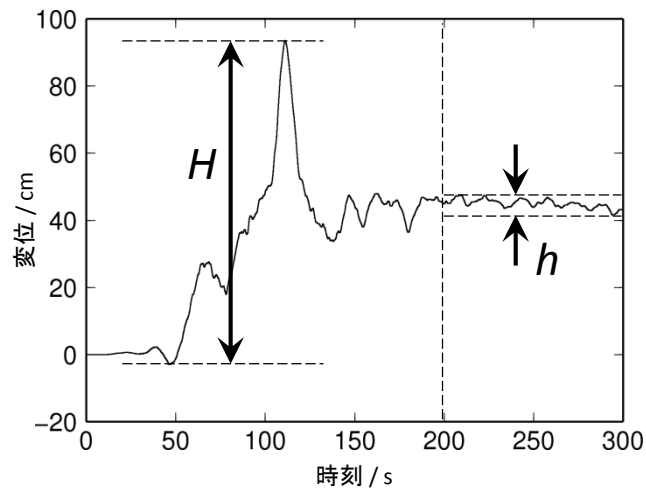


図 3.6 変位波形の収束度合いを判定する H と h の定義. この変位波形の例は K-NET 碓ヶ関（青森県平川市）の東西成分である.

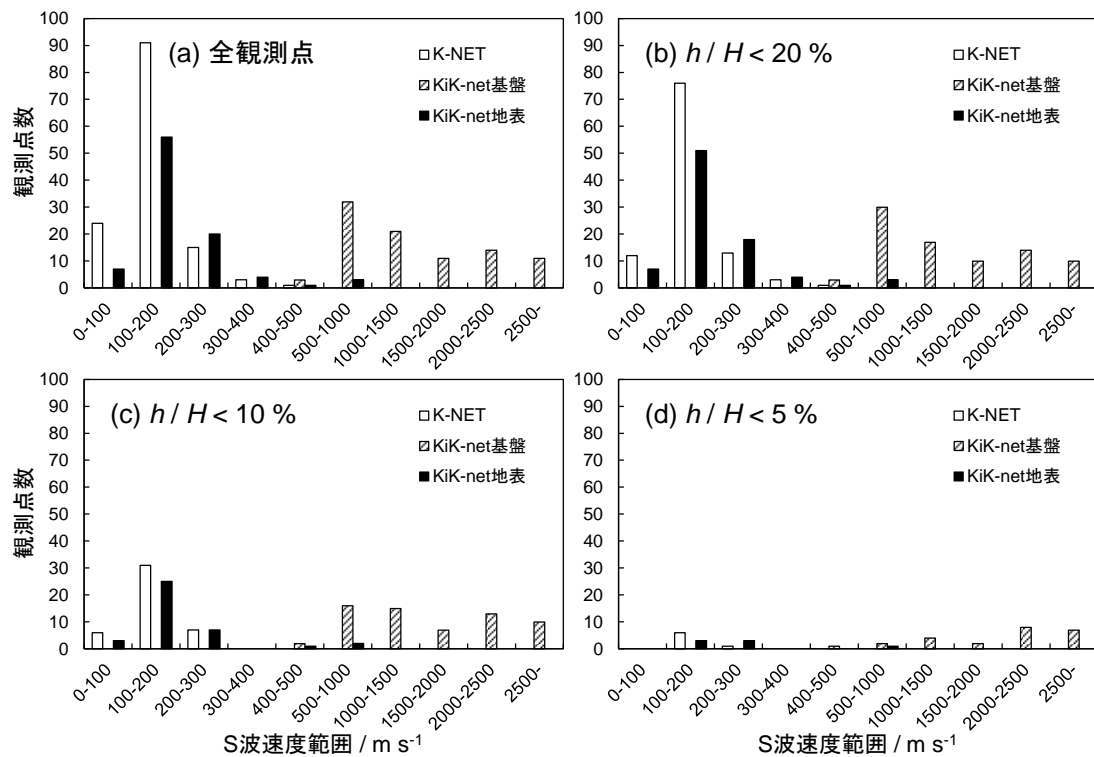


図 3.7 変位波形の収束の度合い h/H と、強震計設置位置の S 波速度との関係.

ころに設置されているのに対し、KiK-net 地中の強震計はおおむね 500 m s^{-1} 以上のところに設置されていることが確認できる。図 3.7 (b) は、図 3.7 (a) と大きくは異ならない。このことから、 $h/H = 20\%$ 程度の変位波形の安定性は、ほとんどの観測点で得られていることが分かる。次に図 3.7 (c) に目を転ずると、K-NET および KiK-net 地表の観測点の数が激減している一方、KiK-net 地中の観測点は相当数残っている。これは、図 3.5 において KiK-net 地中の永久変位に h/H の小さなものが比較的多かったことに対応している。図 3.7 (d) に至ると KiK-net 地中の観測点もやや減少しているが、K-NET および KiK-net 地表の観測点はその大半が残存していない。これらの結果から総合して、強震計設置位置の S 波速度が大きいほど（つまり地盤の剛性が高いほど）安定した変位波形が得られることが分かる。

3.4.5 KiK-net 観測点の地中と地表との比較

本研究で対象とした強震観測網のうち、KiK-net は地中と地表にそれぞれ強震計を設置している。そのため、KiK-net 観測点については、地中と地表で永久変位を比較することが可能である。

図 3.8 に、KiK-net 各観測点における地中加速度記録から求められた永久変位量と、地表加速度記録から求められた永久変位量との関係を示す。ただし、一部の極端に大きな変位量を示した点は除いてある。図中の直線は傾き 1 の比例直線であり、この線上では地中永久変位と地表永久変位の大きさが等しいことを表す。図 3.8 では、おおむね比例直線上またはそれに近い位置にある点が多い。

次に、地中永久変位と地表永久変位との差が、地盤条件とどのように関係するのかを調べた。図 3.9 に、地中と地表との変位量の差および方向（角度）のずれを、地表の S 波速度および地中観測点深さから地表までの平均 S 波速度に対してプロットした。永久変位の相対誤差が $0.5 \sim 2$ の範囲に収まる点、すなわち地表永久変位の大きさが地中永久変位の $1/2 \sim 2$ 倍である点は 23% である。また、角度差が $\pm 45^\circ$ 以内に収まる点は 81%、 $\pm 22.5^\circ$ 以内の点は 64% である。図 3.9 (c) と図 3.9 (d) を比較すると、前者の方が角度差の S 波速度に対する分布が偏っている。換言すると、図 3.9(c)からは地表 S 波速度の小さな点において永久変位の方が大きく異なっている傾向が見て取れるが、図 3.9(d)からは特にそうした傾向は読み取れない。これは、地表永久変位の狂いが強震計の傾動によるにせよ他の原因によるにせよ、地中観測点深さから地表に至る S 波構造ではなく、地表付近の条件のみに影響を受けているということを示している。このことから、大きな剪断歪みを生じるような強震動を受けた場合に、浅部地盤にその非線形性による残留変形が残り、これが地中と地表の永久変位の差として現れた可能性が考えられる。こうした効果がもっとも顕著に現れるのは地盤が液状化を起こしたときである。この場合、地表に設置してある強震計の記録によって計算される永久変位は、地震計基礎の回

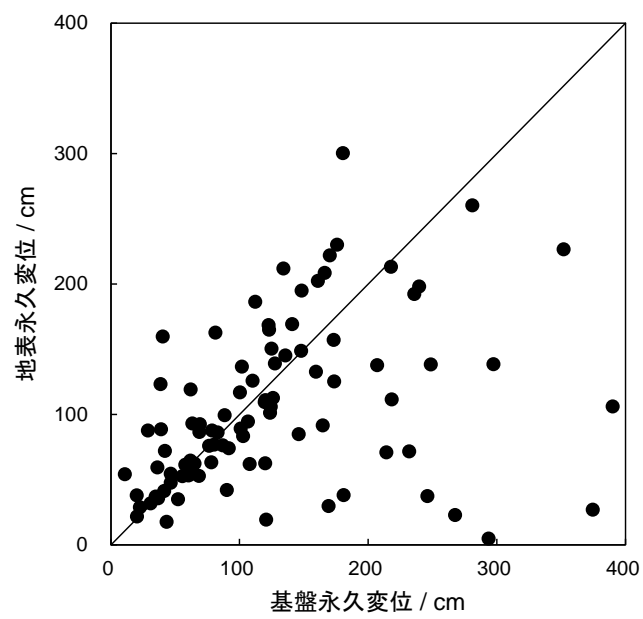


図 3.8 KiK-net 観測点の地中加速度記録から得られた永久変位と地表加速度記録から得られた永久変位との関係.

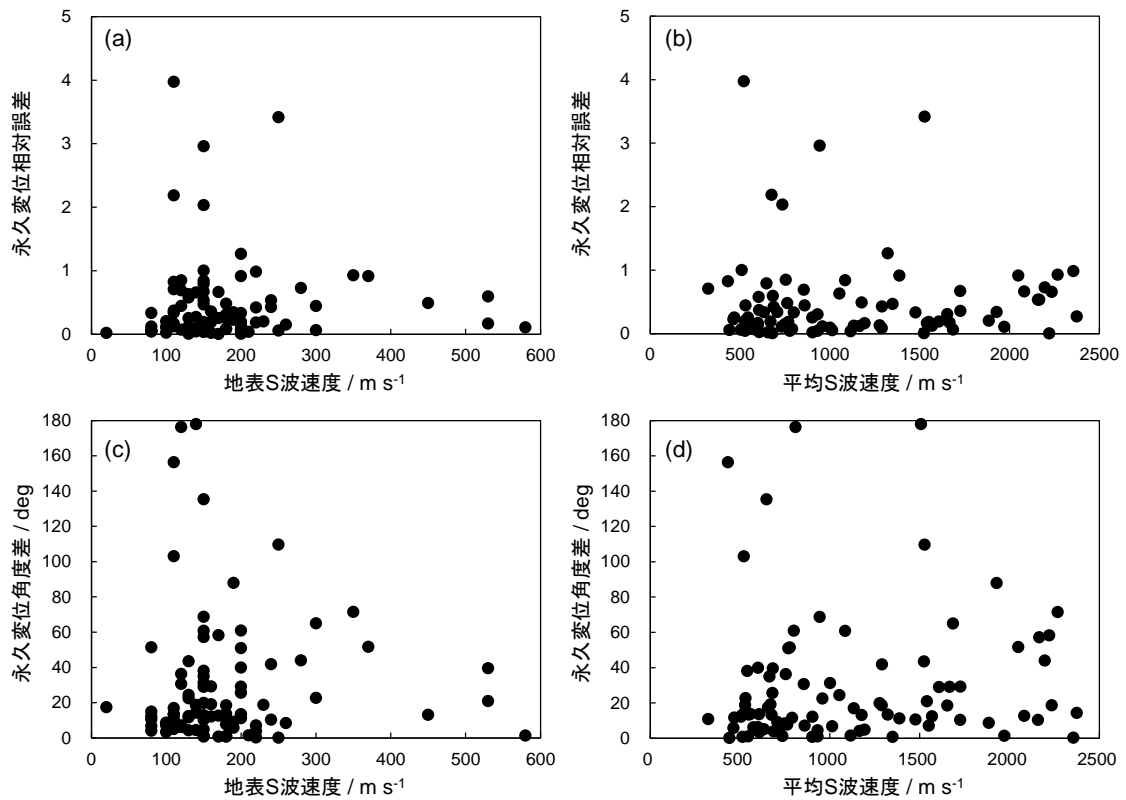


図 3.9 (a) 地表永久変位量の地中永久変位量に対する相対誤差と地表 S 波速度との関係, (b) 地表永久変位量の地中永久変位量に対する相対誤差と平均 S 波速度との関係, (c) 地表永久変位と地中永久変位との角度差と地表 S 波速度との関係, (d) 地表永久変位と地中永久変位との角度差と平均 S 波速度との関係. ここで相対誤差とは, $|(\text{地表永久変位の大きさ}) - (\text{地中永久変位の大きさ})| / (\text{地中永久変位の大きさ})$ のことである.

転・流動によって正しく地殻の変形を示さなくなっているはずである。計算された永久変位を利用してマグニチュードの推定などを行う場合には注意する必要がある。

KiK-net 観測点において、常に地中と地表との永久変位計算結果が著しく異なる場合、どちらかの強震計が（おそらくは地表であろうが）設置状態が適切ではなくなっている可能性も考えられよう。すなわち、永久変位の計算が強震計の検定に利用できる可能性があると言える。

3.4.6 1 Hz GPS 解析結果との比較

比較的近い距離にある観測点として、KiK-net 唐桑（宮城県気仙沼市）強震観測点における変位波形と、GEONET 気仙沼（同）電子基準点における 1 Hz GPS 解析の結果¹³⁾を併せて図 3.10 に示す。前者の変位波形は、強震計による加速度記録に対して基線変化補正ならびに 2 次関数補正を施してから積分を行ったものである。この 2 点は完全に同じ位置にある観測点ではないので、その変位波形は厳密には一致するものではない。それでも、加速度記録から求めた変位波形と、1 Hz GPS 解析による変位波形はよく似た傾向を示しており、どちらも震源断層における 2 段階の大規模な破壊を反映した動きを見せている。

しかし、震源断層における主要な破壊が終了したと考えられる 150 s 以降において、両者はやや異なる傾向を有しているのも事実である。これは、加速度記録の後続波部分に含まれるノイズの長周期成分が変位波形に影響を及ぼした結果である。ただし、1 Hz GPS 解析には、解析途中で直線状のトレンドが混入する場合があります、注意が必要である。

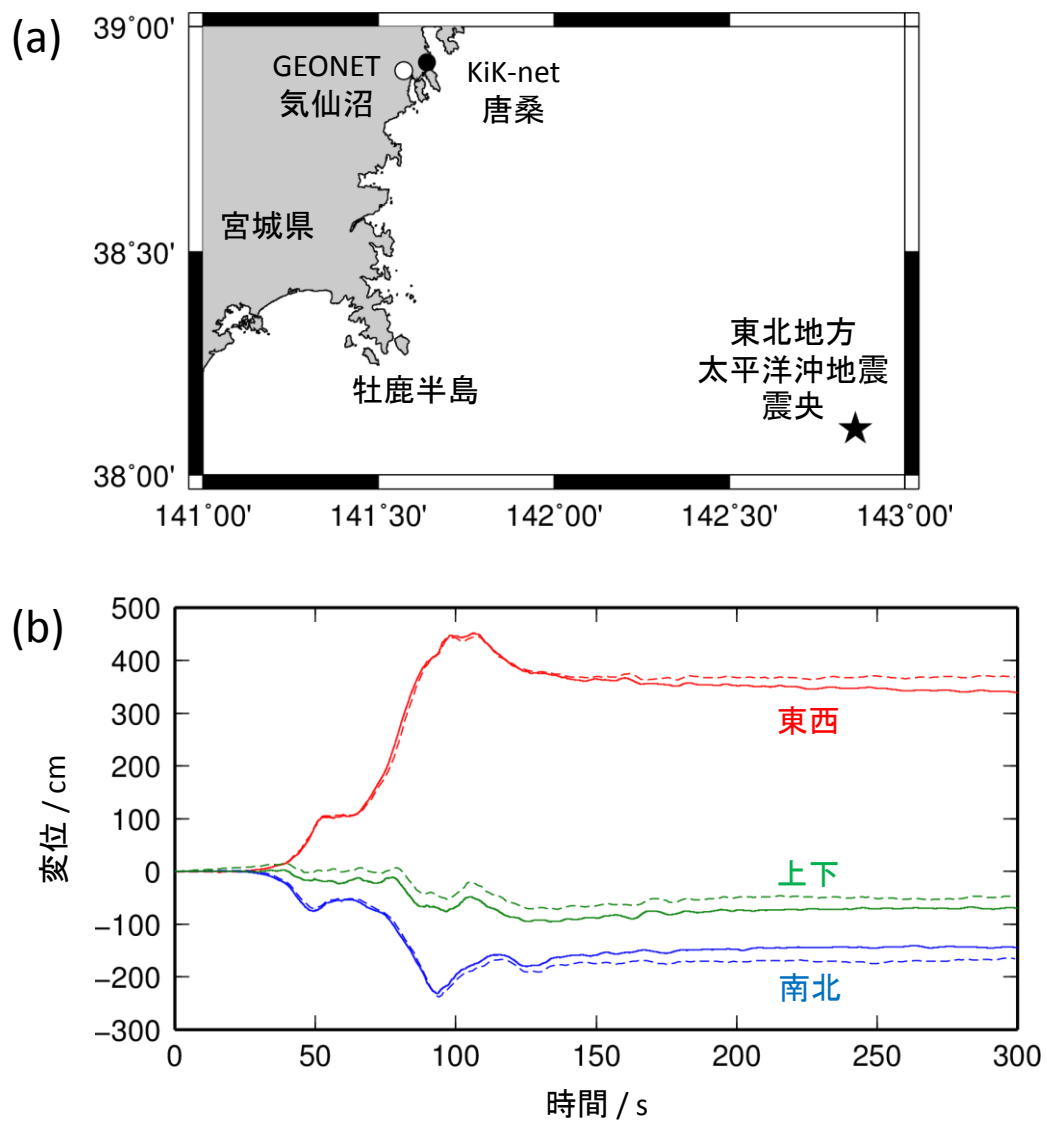


図 3.10 (a) KiK-net 唐桑（宮城県気仙沼市）および GEONET 気仙沼（同）の位置. (b) KiK-net 唐桑の地中加速度記録から算出した変位波形（実線）と 1 Hz GPS 解析による変位波形（破線）.

3.5 余震による地殻変動分布の算定

2011 年東北地方太平洋沖地震の余震についても、強震計で得られた加速度記録を積分することにより地殻変動分布を算定することを試みた。2011 年 4 月 7 日 23 時 32 分に発生した宮城県沖の地震 (M 7.4) について、K-NET および KiK-net で観測された強震記録をもとに、本震と同様の手法を用いて永久変位を算定した。得られた地殻変動分布を図 3.11 に示す。

図 3.11 を見ると、震源を中心とした整然たる地殻変動の傾向はまったく認められない。これは、現実には発生した地殻変動が震源に近い地域でも数 cm に過ぎず、強震記録の積分による変位波形では永久変位がノイズのレベルを下回ってしまい、検出することが不可能であるためである。また、本震と比較して、記録の上では後続波が早くに終了している（加速度レベルが収録終了閾値を下回るのが早い）ため、変位波形が十分に収束していないことも考えられる。

以上より、強震記録から地殻変動分布を算定するには、相応のマグニチュードを有する巨大地震であることが必要であることが分かる。逆に考えるならば、発生した地震の規模が巨大であるほど、強震記録から地殻変動分布を算定することが有効であると言える。この特徴は、気象庁マグニチュードが飽和してしまうような巨大地震に対して、モーメントマグニチュードのような飽和しないマグニチュードを推定することに有利である。さらには、津波の早期予測につながる可能性も有している。このことについては、第 4 章において詳しく検討する。

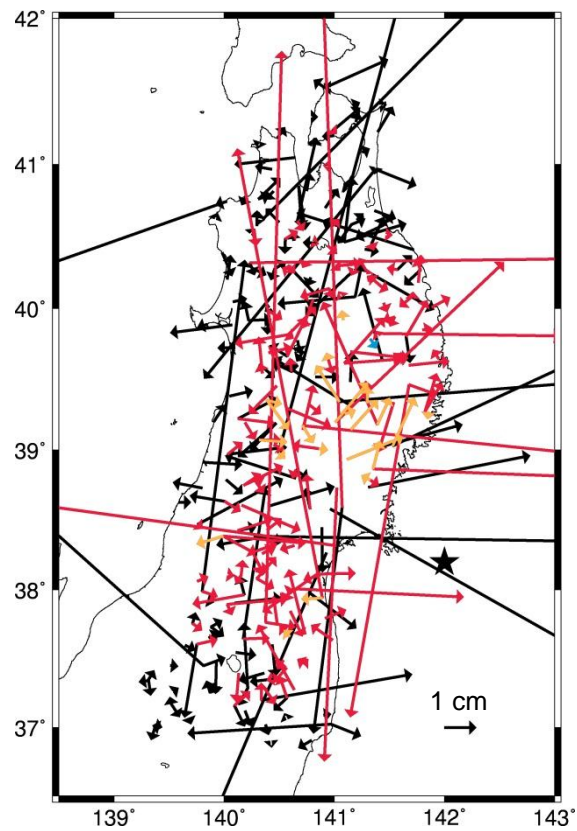


図 3.11 2011 年 4 月 7 日 23:32 に発生した宮城県沖の地震による強震記録から算定された地殻変動分布の水平成分. ベクトルの色は h/H の値の範囲に対応する. (黒: $h/H \geq 20\%$, 赤: $20\% > h/H \geq 10\%$, 橙: $10\% > h/H \geq 5\%$, 青: $5\% > h/H$) 星印は震央の位置を表す.

3.6 本章のまとめ

本章では、デジタル強震計で収録された加速度記録をもとに、2011年3月11日の東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0) によって生じた地殻変動の分布を算定した。強震記録としては防災科学技術研究所が展開する強震観測網 K-NET および KiK-net によるデータを使用した。

永久変位の計算には、得られた加速度記録を時間領域で直接積分することにより変位波形とし、その後続波部分の平均値をもって永久変位とした。ただし、記録によっては単純に積分するだけでは非現実的な変位波形となるものがあり、こうした記録に対しては適宜補正を施すことでより現実的な変位波形を得る工夫を行った。

本章の補正法を用いて算定された永久変位の分布は、通常の基線補正のみを施して計算された永久変位分布と比較して、GPS 観測網によって得られた地殻変動分布との整合性が向上していた。また、近傍の観測点同士で KiK-net から得られた変位波形と 1 Hz GPS 解析による変位時刻歴波形とを比較したところ、おおむね一致した。

今後の課題としては、下記のようなことが考えられる。

- (1) デジタル強震計で収録された加速度波形が、記録途中に基線変化を生じる現象について、その原因と補正方法を追及する。
- (2) 強震計による加速度記録を用いて、リアルタイムで地殻変動を計算する。地震のマグニチュードを推定するには、永久変位の大きさが決定的に重要となるが、これを迅速かつ正確に検出することにより、緊急地震速報などの高度化をはかることができる。特に、長周期帯域の地震動をより正確に予報することが可能になる。また、海溝型地震の場合、マグニチュードはプレート境界面のすべり量に直結するため、津波の高さの予測にも有効に利用できると期待される。

参考文献

- 1) Berg, G. V. and G. W. Housner : Integrated velocity and displacement of strong earthquake ground motion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **51**, 175-189 (1961).
- 2) 吉田裕, 岡田和生 : 地震加速度記録の積分におけるろ波計算のアルゴリズム, 土木学会論文報告集, **221**, 175-38 (1974).
- 3) 中村豊 : 地震計の特性変換による地震動記録波形の微分・積分および補正特性, 鉄道技術研究報告, 1315 (1986).
- 4) 林康弘, 勝倉裕, 渡辺孝英, 片岡俊一, 横田治彦, 田中貞二 : デジタル強震計の加速度記録を積分して得られる変位の信頼性について, 日本建築学会構造系論文報告集, **419**, 57-66 (1991).
- 5) Kinoshita, S. : Tilt measurement using broadband velocity seismograms, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **98**, 1887-1897 (2008).
- 6) Kinoshita, S. : Tilt motions recorded at two WISE sites for the 2003 Tokachi-Oki earthquake (M 8.3), *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **99**, 1251-1260 (2009).
- 7) 西村卓也・今給黎哲郎・飛田幹男 : GPS リアルタイム 1 秒データを用いた震源断層即時推定手法の開発, 国土地理院時報, **120**, 63-73 (2010).
- 8) Ohta, Y., T. Kobayashi, H. Tsushima, S. Miura, R. Hino, T. Takasu, H. Fujimoto, T. Iinuma, K. Tachibana, T. Demachi, T. Sato, M. Ohzono, and N. Umino : Quasi real-time fault model estimation for near-field tsunami forecasting based on RTK-GPS analysis: Application to the 2011 Tohoku-Oki earthquake (M_w 9.0), *J. Geophys. Res.*, **117**, B02311 (2012).
- 9) Aoi, S., T. Kunugi, S. Adachi, H. Fujiwara : Deployment of new strong-motion seismographs of K-NET and KiK-net, 2nd Euro-mediterranean meeting on Accelerometric Data Exchange and Archiving (2009).
- 10) Boore, D. M. : Effect of baseline corrections on displacements and response spectra for several recordings of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, Earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **91**, 1199-1211 (2001).
- 11) Boore, D. M., C. D. Stephens and W. B. Joyner : Comments on baseline correction of digital strong-motion data: examples from the 1999 Hector Mine, California, Earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **92**, 1543-1560 (2002).
- 12) ARIA team at JPL and Caltech : <ftp://sideshow.jpl.nasa.gov/pub/usrs/ARIA> (2011 年 5 月 18 日 参照)
- 13) 加納将行, 宮崎真一, 横田裕輔 : 1 Hz GPS でみる 2011 年東北地方太平洋沖地震の震源過程, 日本地球惑星科学連合 2011 年大会, MIS036-P29 (2011).

第 4 章

地震時地殻変動分布に基づく 迅速・正確なマグニチュードの 推定手法

4.1 はじめに

本章では、第 3 章において述べた強震計による加速度記録から変位波形を計算する手法を利用して、地震時地殻変動の大きさと震源距離との関係を利用することでモーメントマグニチュードを推定する手法を提案する。ここで扱うモーメントマグニチュードは、震源断層の大きさとすべり量を直接に反映する量であり、気象庁マグニチュードが飽和するような巨大地震に対しても適用が可能である。

地震時変位分布を利用して震源のパラメータを推定する手法としては、第 1 章にも述べた Melgar et al. (2012)¹⁾、西村・他 (2010)、Ohta et al. (2012) などが挙げられる。これらはいずれも GPS によるリアルタイム変位波形を利用するものである。それに対して、本論文では第 3 章において述べた強震記録から算出される変位を利用する。防災科学技術研究所が展開する K-NET および KiK-net、気象庁の強震観測点、さらに各自治体などが設置した強震計を加えれば、観測点密度は非常に高くなる。また、巨大地震のような非常時の冗長性確保の観点からは、GPS 観測網だけではなく、複数の種類のデータからマグニチュードを推定できるようにしておくことが好ましい。

本手法を東北地方太平洋沖地震と 2003 年十勝沖地震に適用してその有効性を検証し、さらに将来の発生が危惧される南海トラフの巨大地震の際にリアルタイムでモーメントマグニチュードを推定するシミュレーションを行う。

なお、地震発生後、どの程度の所要時間で処理するものをリアルタイムと呼ぶかは、

必ずしも明確な定義があるわけではない．本章においては，強震計によって得られた加速度記録から逐一変位波形を算出し，これに基づいてモーメントマグニチュードを推定することをリアルタイム推定と呼ぶことにする．

4.2 モーメントマグニチュードの推定手法

4.2.1 強震記録を利用した変位波形と永久変位の算定

強震計によって得られた加速度波形から変位波形を計算するに当たっては、第3章において提案した手法を使用した。

4.2.2 変位波形の収束率

第3章に記した方法を用いて加速度波形から変位波形を計算すると、おおむね図4.1のような結果が得られる。このとき、変位波形が永久変位の値に向かってどの程度収束しているかを表す尺度として、第3章では h/H という指標を用いた。本章では、これを拡張して次式で「収束率」を定義する。

$$\text{収束率} = 1 - h/H \quad (4.1)$$

ここで H は変位波形全体の変動幅、 h は後続部における変位波形の変動幅である。収束率が1に近いほど、安定的に永久変位を計算できていることを示す。

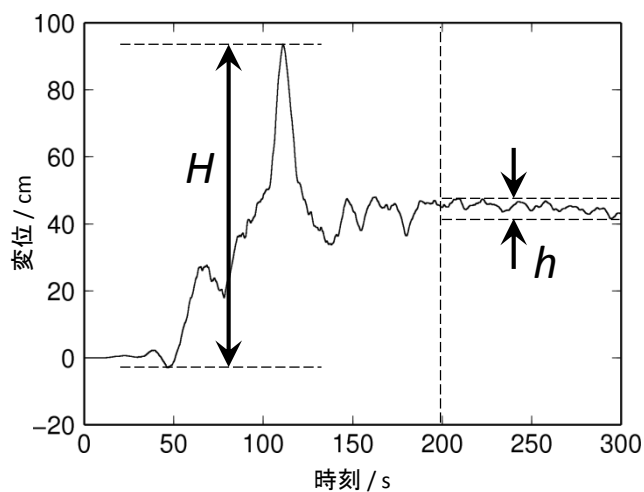


図 4.1 東北地方太平洋沖地震の際に K-NET 碓ヶ関（青森県平川市）で観測された加速度記録から計算された変位波形（東西成分）と H および h の定義。

4.2.3 永久変位を利用したモーメントマグニチュードの推定

本研究においては、弾性論から導かれる地震モーメントと観測点の永久変位との関係を利用して、地震時の各地の永久変位から地震モーメントを推定した。

まず、無限等方線形弾性体において、点震源による変位の $u_i(t)$ と震源距離 R との関係は次式で表わされる⁴⁾。

$$\begin{aligned}
 u_i(t) = & \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \left[\frac{A_{ipq}^N}{4\pi\rho R^4} \int_{R/\alpha}^{R/\beta} s M_{pq}(t-s) ds \right. \\
 & + \frac{A_{ipq}^{IP}}{4\pi\rho\alpha^2 R^2} M_{pq} \left(t - \frac{R}{\alpha} \right) + \frac{A_{ipq}^{IS}}{4\pi\rho\beta^2 R^2} M_{pq} \left(t - \frac{R}{\beta} \right) \\
 & \left. + \frac{A_{ipq}^{FP}}{4\pi\rho\alpha^3 R} \dot{M}_{pq} \left(t - \frac{R}{\alpha} \right) + \frac{A_{ipq}^{FS}}{4\pi\rho\beta^3 R} \dot{M}_{pq} \left(t - \frac{R}{\beta} \right) \right]
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

ここで ρ, α, β はそれぞれ密度, P 波速度, S 波速度, A_{ipq} は震源の走向・傾斜・滑り角と観測点との位置関係から定まる方位特性, $M_{pq}(t)$ はモーメントテンソルの時刻歴を表す。各項の方位特性の具体的表現は付録において示す。式 (4.2) の右辺第 4 項と第 5 項はモーメントテンソルの時間変化率に比例するため、永久変位には寄与しない。式 (4.2) において $t \rightarrow \infty$ の極限を考えることにより永久変位 U_i を得ることができる。

$$U_i = \psi_i M_0 / 4\pi\mu R^2 \quad (4.3)$$

ただし

$$\psi_i = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\beta^2}{\alpha^2} \right) A_{ipq}^N + \frac{\beta^2}{\alpha^2} A_{ipq}^{IP} + A_{ipq}^{IS} \right] (n_p v_q + n_q v_p) \quad (4.4)$$

ここで、 μ は剛性率である。併せて、断層滑りの場合のモーメントテンソルの表現

$$M_{pq} = (n_p v_q + n_q v_p) M_0 \quad (4.5)$$

を用いた。 n_i, v_i はそれぞれ断層の単位法線ベクトル, 滑り方向の単位ベクトルの成分を表し, M_0 は地震モーメントである。式 (4.3) より、永久変位は地震モーメントに比例し、震源距離の 2 乗に反比例することが分かる。しかしながら式 (4.3) では、方位特性の効

果が含まれている．本研究においては簡便性を重視し，以下のように方位特性を平均化した上で自由表面による増幅効果 $f_s = 2$ を加味した三成分合成の永久変位を用いる．

$$U = f_s \Phi M_0 / 4\pi\mu R^2 \quad (4.6)$$

ここで

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sqrt{\psi_1^2 + \psi_2^2 + \psi_3^2} \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.7)$$

であり，積分は震源を原点として観測点を極座標で表した上で方位特性値を計算して行う．式 (4.7) は震源と観測点とのあらゆる位置関係について方位特性値を計算し，その平均を求めることを表している．

次に，式 (4.6) を利用して，各地の永久変位から地震モーメントを推定することを考える．式 (4.6) の両辺の対数をとると次式が得られる．

$$\log U = -2\log R + \log(f_s \Phi M_0 / 4\pi\mu) \quad (4.8)$$

式 (4.8) は，永久変位の対数を震源距離の対数に対してプロットすることにより傾き -2 の直線が得られ，その切片の値から地震モーメントを算出することができることを示している．Kanamori (1977) により地震モーメント M_0 (単位 N m) とモーメントマグニチュード M_w とは

$$\log M_0 = 1.5M_w + 9.1 \quad (4.8)$$

と関係付けられるので⁵⁾，式 (4.8) を利用して地震モーメントを推定できれば，ただちにモーメントマグニチュードに換算することが可能である．

4.3 使用したデータ

本研究で提案する手法の有効性を検証するため、3 つの実地震について同手法を適用した。 M_w 9 程度の地震の例として 2011 年 3 月 11 日の東北地方太平洋沖地震, M_w 8 程度の例として 2003 年 9 月 26 日の十勝沖地震, M_w 7 程度の例として 2008 年 9 月 11 日の十勝沖の地震を対象とした。 気象庁の決定値によれば、それぞれのモーメントマグニチュードは 9.0, 8.0, 7.1 である。

強震観測データとしては防災科学技術研究所による強震観測網 **KiK-net** の地中における観測データを使用した。 また、変位の比較のために国土地理院による GPS 観測網 **GEONET** の F3 解を使用した。 ただし、東北地方太平洋沖地震については, **ARIA team at JPL and Caltech (2011)** による解析結果を参照した⁶⁾。 震源距離を計算する際の震源位置の情報については、気象庁により決定されたものを用いた。

式 (4.8) を利用して地震モーメントを計算する際に必要となる剛性率 μ は, 40 GPa とした。 式 (4.7) の Φ はポアソン比の関数であるが、その変動範囲は 0.62 ~ 0.65 であり、モーメントマグニチュードの推定値に与える影響は小さい。 本研究においては、簡単のために地殻のポアソン比を 0.25 とし、その場合の計算値 $\Phi = 0.63$ を用いた。

4.4 実地震への適用結果

4.4.1 永久変位によるモーメントマグニチュードの推定結果

はじめに、モーメントマグニチュード9程度の地震の例として東北地方太平洋沖地震を採り上げ、永久変位を算定した結果と、変位対震源距離プロットからモーメントマグニチュードを推定した結果を図4.2に示す。KiK-net 地中加速度記録から永久変位を割り出した場合と、GPSによる地震時地殻変動をもとにした場合とを併せて掲載した。図4.2 (a) (b) では変位波形の収束率, (c) (d) では式 (4.6) により計算される理論方位特性値をカラースケールで示した。図4.2 (a) (b) と (c) (d) では色付けの意味が異なることに注意されたい。図4.2 (a)より、震源に近い東北地方において精度よく永久変位が計算できていることが分かる。図4.2 (b) は各地の永久変位を震源距離に対してプロットしたものであるが、距離が遠くなるにつれてばらつきが大きくなり、かつ永久変位の収束率も低下していることが分かる。本章では、変位量 0.1 m 以上の点を用いて、収束率で重み付けしながら最小二乗法を用いて傾き -2 の直線にフィッティングした。この直線の切片から式 (4.8) に基づいて計算されるモーメントマグニチュードは 8.9 である。同様に、図4.2 (d) においても傾き -2 の直線にフィッティングを行うと、モーメントマグニチュードは 8.8 と計算される。これらの値は、別の研究において震源過程解析によって求められた値ともほぼ一致している^{例えば7)}。

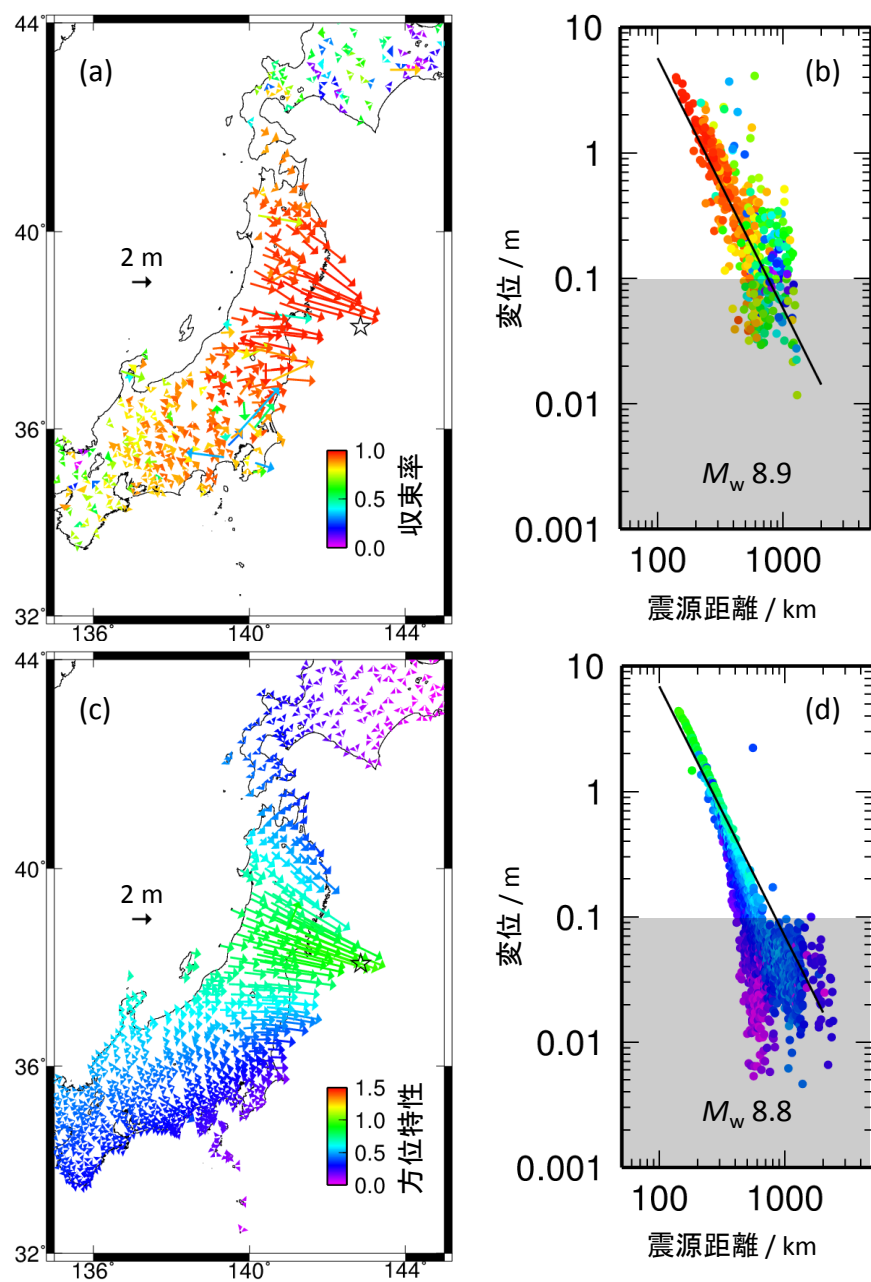


図 4.2 (a) KiK-net による加速度記録から算定された 2011 年東北地方太平洋沖地震による地殻変動の分布. 白色の星印は震央を表し、ベクトルの色は変位波形の収束率に対応する. (b) KiK-net 加速度記録から算定された永久変位と震源距離との関係. カラースケールは (a) のものと同じである. 実線は傾き -2 の直線である. (c) GPS 解析によって得られた地殻変動の分布. ベクトルの色は各地の方位特性の理論値に対応する. (d) GPS 解析によって得られた永久変位と震源距離との関係. カラースケールは (c) のものと同様である. (b) および (d) において、影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

次に、モーメントマグニチュード 8 程度の例として 2003 年十勝沖地震について同様の解析を行った結果を図 4.3 に示す。変位の大きさが全体的に小さくなっていること以外、おおむね東北地方太平洋沖地震の場合と同様に、変位の大きさが震源距離の 2 乗に反比例している様子が見て取れる。変位量 0.1 m 以上の点を用いて傾き -2 の直線へのフィッティングを行った結果、KiK-net 加速度記録および GPS 解析結果それぞれに基づくモーメントマグニチュードは 8.5 および 8.3 となる。2003 年十勝沖地震のモーメントマグニチュードは、気象庁の決定値で 8.0、アメリカ地質調査所の決定値で 8.3 であり⁸⁾、本研究での推定値はわずかに過大評価であるが、速報値としては十分な正確さであると考えられる。

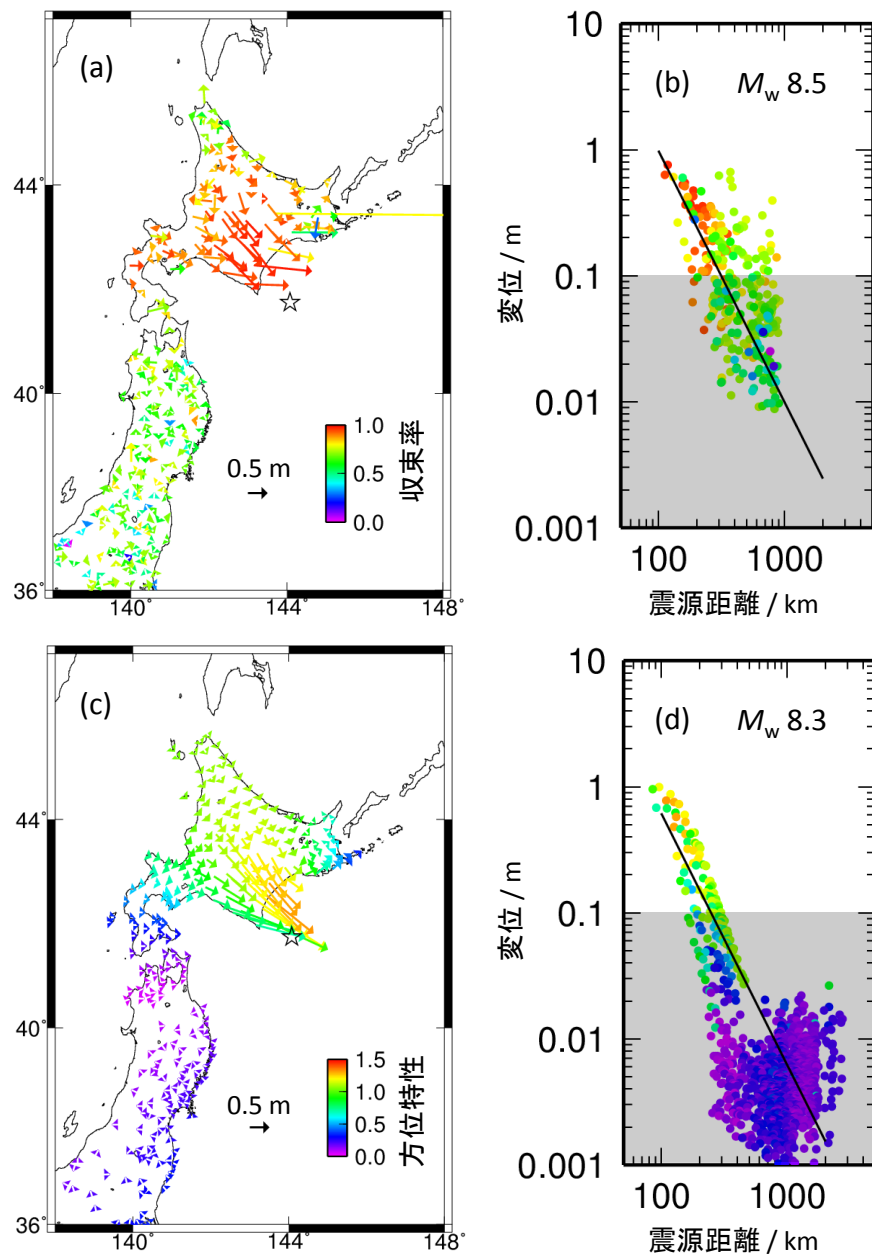


図 4.3 (a) KiK-net による加速度記録から算定された 2003 年十勝沖地震による地殻変動の分布. 白色の星印は震央を表し、ベクトルの色は変位波形の収束率に対応する. (b) KiK-net 加速度記録から算定された永久変位と震源距離との関係. カラースケールは (a) のものと同じである. 実線は傾き -2 の直線である. (c) GPS 解析によって得られた地殻変動の分布. ベクトルの色は各地の方位特性の理論値に対応する. (d) GPS 解析によって得られた永久変位と震源距離との関係. カラースケールは (c) のものと同様である. (b) および (d) において、影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

最後に、モーメントマグニチュード7程度の例として2008年9月11日の十勝沖の地震 (M_w 7.1) に対して、KiK-net 加速度波形から永久変位を計算した結果を図4.4に示す。第3章でも示したが、図4.4を見ると、モーメントマグニチュード7程度の沖合の地震による永久変位をKiK-net 加速度記録の積分によって算定することは困難であることが分かる。そのため、モーメントマグニチュードの推定には使用できないと考えられる。

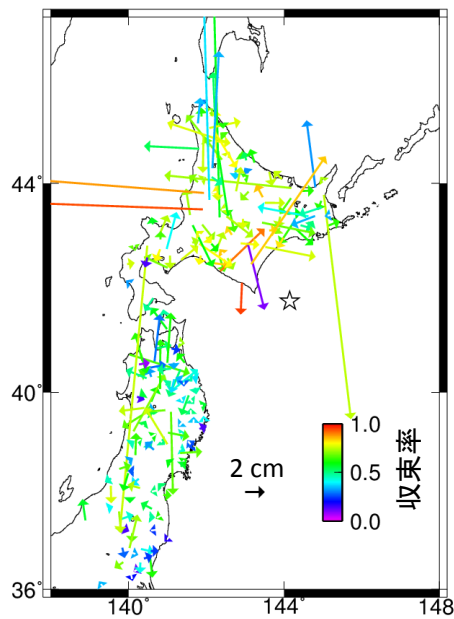


図4.4 KiK-net による加速度記録から算定された十勝沖の地震 (M_w 7.1) による地殻変動の分布。白色の星印は震央を表す。

4.4.2 速報性の検証

4.4.1 項の検討から、モーメントマグニチュード 8 程度以上の地震に対しては、永久変位に基づいてモーメントマグニチュードを推定することが可能であることが分かった。ここでは、永久変位に至る前の変位を利用して、地震発生後にモーメントマグニチュードを迅速に推定することを考える。式 (4.8) に基づくモーメントマグニチュードの推定法は、永久変位と震源距離との理論的關係を前提にしており、厳密には永久変位に至る前の変位を用いることはできない。しかし、永久変位を用いるといっても、できる限り早期にモーメントマグニチュードを確定したい。そこで、永久変位に収束する以前の変位であっても、逐一これを式 (4.8) に適用してモーメントマグニチュードの計算を行うことを試みる。4.2.1 項において述べた加速度記録の補正法は、最小二乗法を用いているため、ある程度強震動が収束してからでなければ、パラメータの推定値が安定しない可能性がある。そのため、永久変位に至る前の変位から推定されるモーメントマグニチュードはあくまでも暫定値であり、時間の経過に従って更新されていくものである。モーメントマグニチュードの推定値が定常に達したと判断されるとき、これを「永久変位によるモーメントマグニチュードの推定値」とするのが良い。これ以降、この方法による推定をリアルタイムモーメントマグニチュード推定と呼ぶ。

図 4.5 にリアルタイムでモーメントマグニチュードを推定した結果を示す。図 4.2 の場合と同様に、式 (4.8) の適用にあたっては変位量 0.1 m 以上の点を対象とした。各プロットは、断層破壊開始時刻を起点とした各時間断面でのモーメントマグニチュード推定結果を示している。経過時間 45 秒までは 0.1 m 以上の変位量を示す点が存在しないので、モーメントマグニチュードの推定を行っていない。経過時間 2 分までは大半の観測点で変位が安定しておらず、傾き -2 の直線にも載っていない。しかし経過時間 3 分以降は多くの観測点で永久変位に収束していく様子が見て取れる。それに合わせて、モーメントマグニチュードの推定値も 8.9 で安定し、図 4.2 (b) と同様の結果になっている。図 4.5 (a) から (f) にかけて、モーメントマグニチュードの推定値が増加していくのは、断層破壊の伝播と地震波の伝播時間を反映しているものと考えられる。震源過程解析の結果では、例えば Ide et al. (2011) は破壊開始後 2 分でほぼ断層破壊が終了したことを明らかにしている⁹⁾。図 4.5 においてモーメントマグニチュードの増加が止まるまでの所要時間が、これに対応していると言えよう。

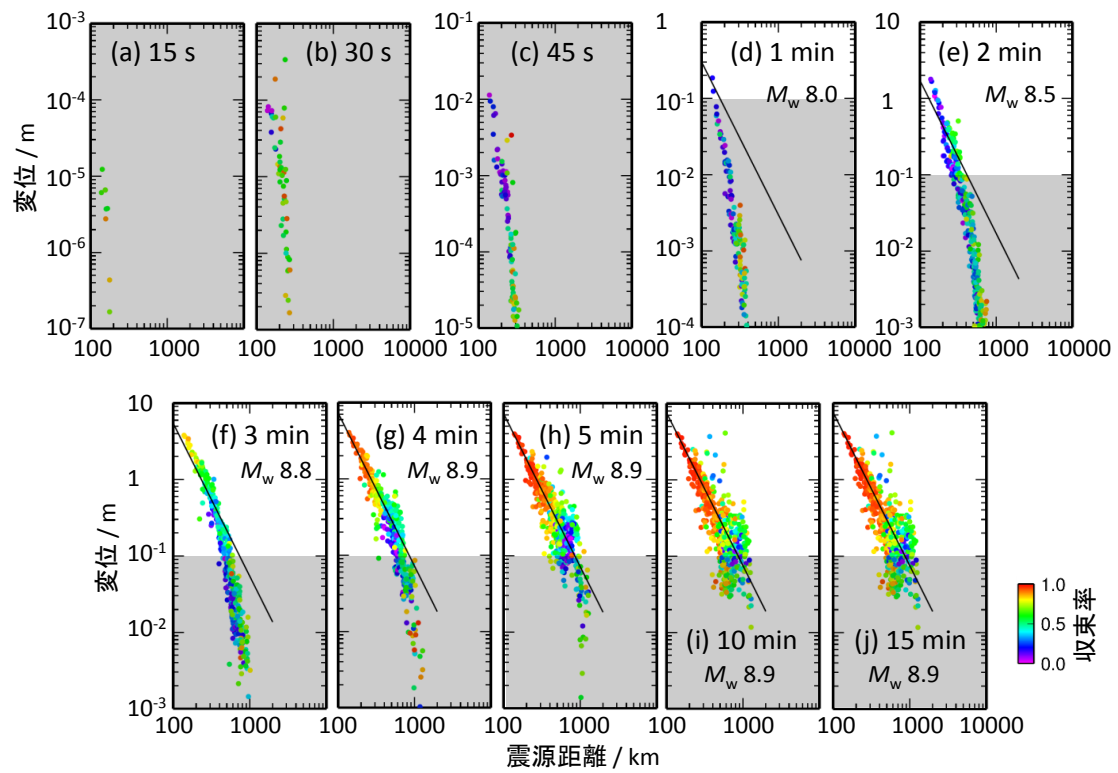


図 4.5 2011 年東北地方太平洋沖地震のリアルタイムマグニチュード推定. それぞれのグラフは発震後 (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 1 min, (e) 2 min, (f) 3 min, (g) 4 min, (h) 5 min, (i) 10 min, (j) 15 min の時点での変位と震源距離との関係を表す. 影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

4.5 南海トラフの三連動地震への適用

4.5.1 変位のシミュレーションとモーメントマグニチュードの推定

4.4 節までの検討では、過去の地震について本手法を適用し、その有効性を確認した。ここでは、近い将来に発生することが危惧されている南海トラフを震源とする巨大地震について、本手法によって迅速にモーメントマグニチュードを推定することができるかどうかを検討する。南海トラフでは、東海・東南海・南海の3つの震源域が連動する可能性が考えられている。近年では古本 (2012) のように日向灘や琉球海溝の震源域までが連動する可能性も指摘されているが¹⁰⁾、本研究においては三連動タイプの地震を想定する。

図 4.6 に、計算に用いた震源断層のモデルと観測点の配置を示す。震源モデルには中央防災会議 (2003) の被害想定に用いられたものを使用し¹¹⁾、観測点の配置には全国の KiK-net 観測点の配置を流用した。全体のモーメントマグニチュードは 8.7 である。三連動地震が発生する場合の破壊開始点は明らかではないが、本研究においては紀伊半島沖と足摺岬沖の2種類を考えるとすることとする。各観測点における変位波形の計算には式 (4.4) を使用し、モーメントテンソル時刻歴はライズタイムで最終滑り量まで直線的に増加するランプ関数型とした。

まず、紀伊半島沖で破壊を開始した場合のリアルタイムモーメントマグニチュード推定結果を図 4.7 に示す。各プロットは、断層破壊開始時刻を起点とした各時間断面でのモーメントマグニチュード推定結果を示している。東北地方太平洋沖地震の場合 (図 4.5) と同様に、破壊開始後 1 分までは変位・モーメントマグニチュード推定値ともに安定していない。しかし経過時間 2 分以降は比較的震源距離の短い観測点の変位は安定しており、モーメントマグニチュードの推定値も 8.7 で一定となっている。

次に、足摺岬沖で破壊を開始した場合のリアルタイムモーメントマグニチュード推定結果を図 4.8 に示す。全体的な傾向はおおむね紀伊半島沖で破壊を開始した場合と同様である。しかし、図 4.7 と比較して図 4.8 ではプロットのばらつきがより大きくなっていることが見て取れる。これは、震源距離の計算法によるものである。例えば駿河湾東岸部は、震源距離としては 500 km 以上になるが、実際には観測点の直下に震源域が広がっており、これとの距離は数十 km である。そのため、変位としては大きな値になるが、図 4.8 においては震源距離の遠い点としてプロットされる。こうした効果が、破壊開始点が震源域のほぼ中央に位置する紀伊半島沖震源の場合と比較して、破壊開始点が震源域の端に存在する足摺岬沖震源の場合は大きく現れたものと考えられる。

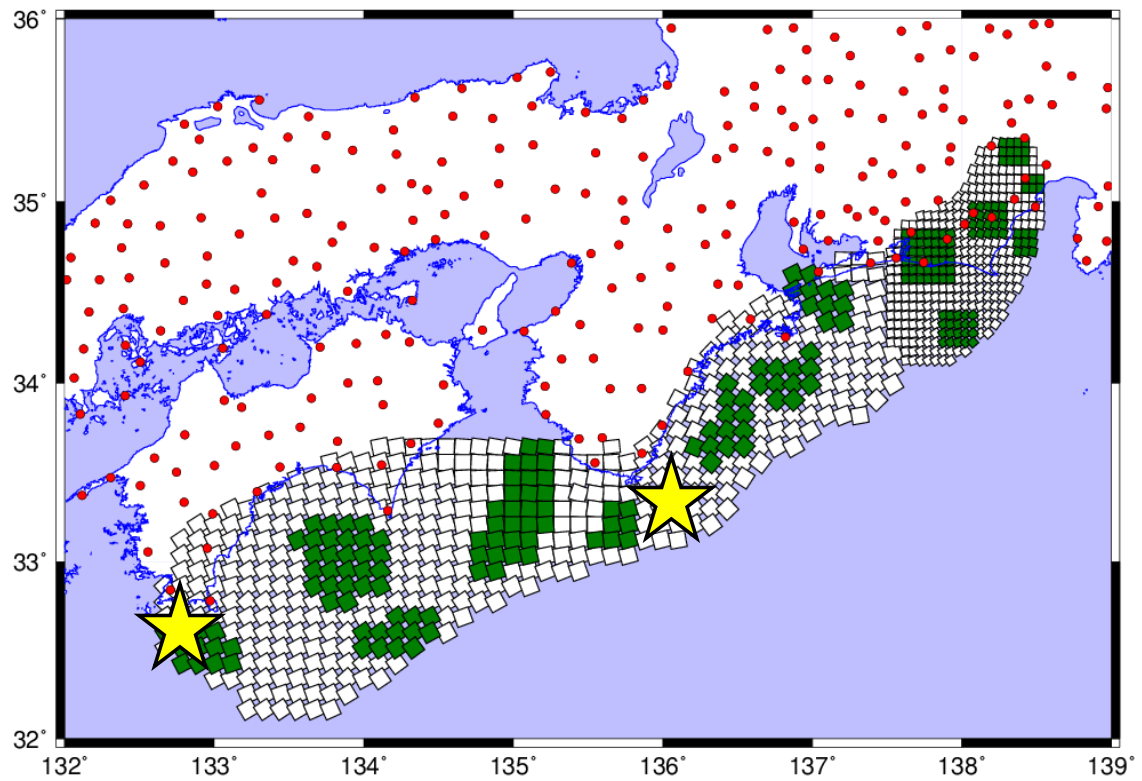


図 4.6 南海トラフ三連動地震の震源モデル. 白と緑の矩形はそれぞれ背景領域とアスペリティの要素断層を表す. 黄色の星印は破壊開始点, 赤色の丸印は KiK-net 観測点を示す.

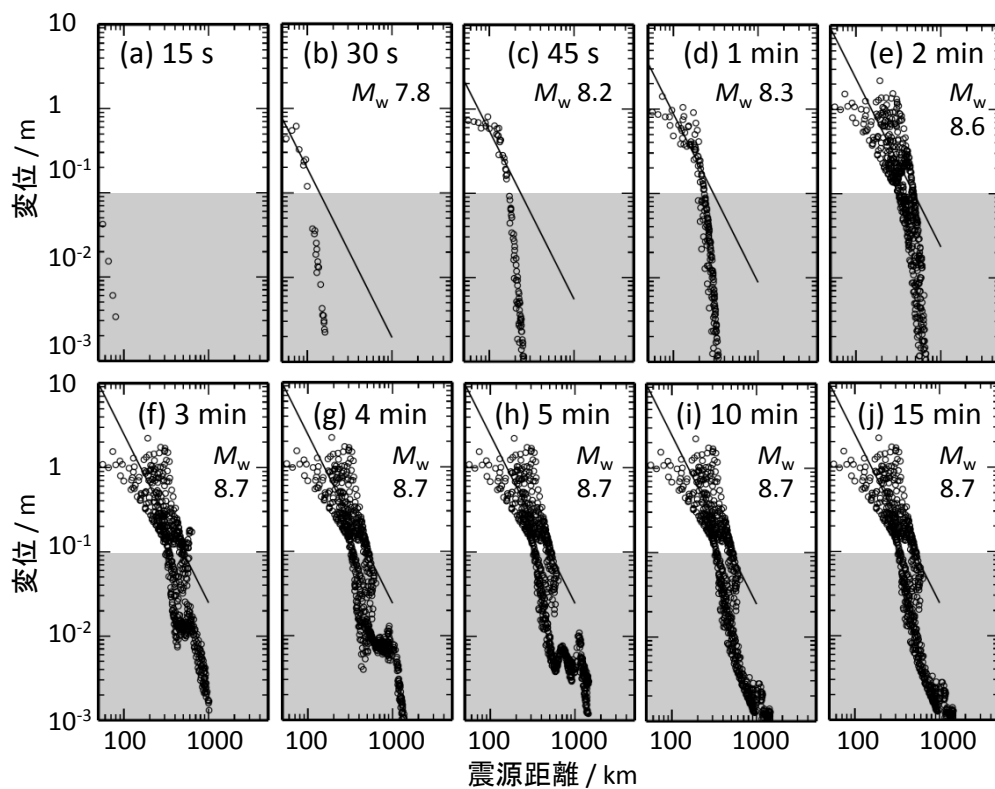


図 4.7 南海トラフ三連動地震の、紀伊半島沖で破壊を開始したと仮定した場合のリアルタイムマグニチュード推定. それぞれのグラフは発震後 (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 1 min, (e) 2 min, (f) 3 min, (g) 4 min, (h) 5 min, (i) 10 min, (j) 15 min の時点での変位と震源距離との関係を表す. 影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

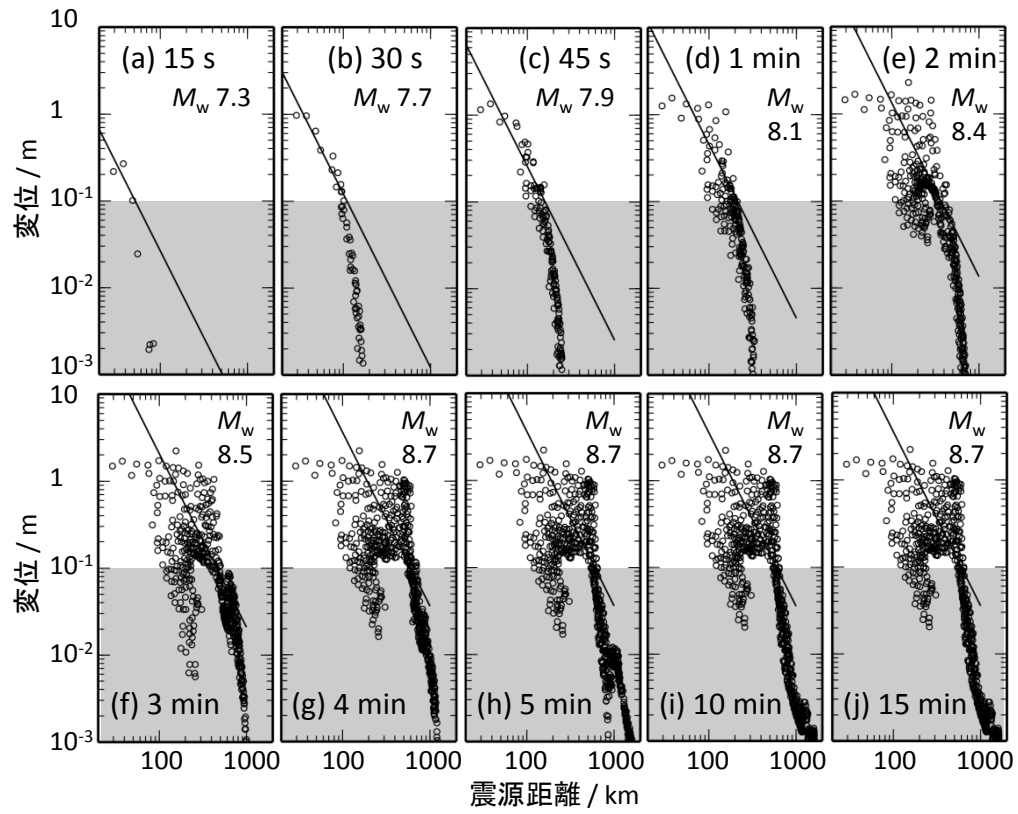


図 4.8 南海トラフ三連動地震の、足摺岬沖で破壊を開始したと仮定した場合のリアルタイムマグニチュード推定. それぞれのグラフは発震後 (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 1 min, (e) 2 min, (f) 3 min, (g) 4 min, (h) 5 min, (i) 10 min, (j) 15 min の時点での変位と震源距離との関係を表す. 影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

4.5.2 震源域の広がり を考慮したモーメントマグニチュードの推定法

4.4 節および 4.5.1 項においては、震源域の広がり を無視して、点震源の理論に基づく式 (4.8) を使用してモーメントマグニチュードを推定した。しかし現実には、 M_w 8 を超えるような大地震においては、震源断層は大きな広がりを持ち、点震源の仮定が成立しない。この効果は、本研究で扱った地震の中では、足摺岬沖での破壊開始を仮定した南海トラフの三連動地震において最も顕著である。本節では、リアルタイムで震源域の広がり が推定できた場合に、本手法を改良する方法を考える。

仮定として、足摺岬沖を破壊開始点として南海トラフの三連動地震が起こった時に、強震動生成域（図 4.6 の緑色の領域）の存在がリアルタイムで検出されたとする。これについて検討を行った研究として例えば倉橋・入倉 (2012)¹²⁾ があるが、ここでは強震動生成域が破壊を起こしてから 1 分後（強震動生成域からおおむね 200 km 圏内に S 波が到着）にその中心位置が判明することとする。このとき、次式で等価震源距離 R_{eq} を定義する。

$$\frac{1}{R_{eq}^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i^2} \quad (4.10)$$

ここで R_i は強震動生成域 i と観測点との距離、 n はその時点で存在が分かっている強震動生成域の数である。強震動生成域が震源域に散在しているとすれば、等価震源距離 R_{eq} を式 (4.8) における震源距離 R の代わりに用いることで、近似的にはあるが震源域の広がり を考慮したモーメントマグニチュードの推定が可能となる。地震時変位の対数を等価震源距離の対数に対してプロットしたものは、震源距離の対数に対してプロットしたものと比較して、傾き -2 の直線への一致度が高いことが期待される。

図 4.9 に、足摺岬沖で破壊を開始した場合の合成変位について、等価震源距離を用いてリアルタイムでモーメントマグニチュードを推定した結果を示す。図 4.9 の結果は、図 4.8 と比較して傾き -2 の直線への一致度が向上していることが分かる。最終的なモーメントマグニチュードの計算値としてはやや小さくなっているが、速報値であることを鑑みて、許容して良い範囲であると考えられる。

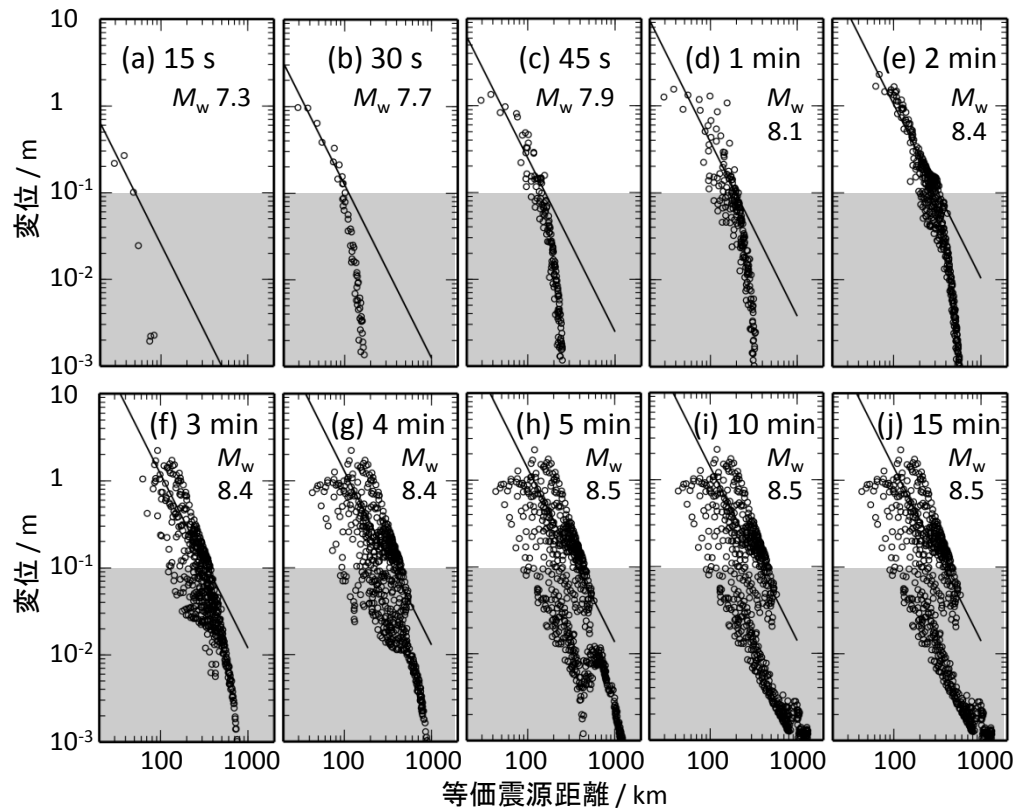


図 4.9 南海トラフ三連動地震の、足摺岬沖で破壊を開始したと仮定した場合の等価震源距離を用いたリアルタイムマグニチュード推定. それぞれのグラフは発震後 (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 1 min, (e) 2 min, (f) 3 min, (g) 4 min, (h) 5 min, (i) 10 min, (j) 15 min の時点での変位と震源距離との関係を表す. 影を付けた領域のデータは回帰に用いなかった.

4.6 考察

4.4節において、2011年東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0) と2003年十勝沖地震 (M_w 8.0) については本手法によっておおむね正しくモーメントマグニチュードを推定することが可能であることを示した。一方で2008年の十勝沖の地震 (M_w 7.1) については、強震記録から変位を計算することが困難であるため、本手法を適用することができなかった。このことから、本手法の適用範囲はおおよそモーメントマグニチュード8以上の規模の地震であることが分かる。逆に、地震の規模が大きいほど、強震記録から精度よく変位を計算できるため、より本手法を適用しやすくなると言える。

一方で、地震の規模が大きくなると、各観測点の変位と破壊開始点からの距離との関係を利用することの妥当性が問題になる。すなわち、主に地表の変位を決定している断層滑りの大きかった位置と、破壊開始点が必ずしも一致しないという問題である。東北地方太平洋沖地震においては、破壊開始点近傍の滑り量が大きかったと言われており（例えば⁷⁾、結果的にモーメントマグニチュードの推定値は妥当であった。また2003年十勝沖地震についても、図4.3ではおおむね変位が距離の2乗に反比例している様子が見て取れる。しかし南海トラフの三連動地震においては、断層滑りの大きな領域と破壊開始点との違いが著しい。

それにも関わらず、点震源仮定のもとでの最終的なモーメントマグニチュード推定値は紀伊半島沖震源の場合・足摺岬沖震源の場合ともに8.7となり、変位の計算に用いたモデルとほぼ一致した。これは、定性的には以下のように説明することができるのではないだろうか。三連動地震の地震モーメントの解放量は、破壊開始点一点に集中しているのではなく、駿河湾から四国沖にかけての広い範囲に分布している。そのため、例えば足摺岬沖震源の場合、四国西部の観測点は破壊開始点から近いが、モーメントマグニチュード8.7の点震源を仮定したときに期待される変位よりも小さな変位しか現れない。つまり、モーメントマグニチュードを過小評価に誘導する観測点であると言える。逆に震源域直上の東海地方では、破壊開始点から遠いが大きな変位が現れる。つまり、モーメントマグニチュードを過大評価に誘導する。これらの効果が観測網全体で平均化された結果として、モーメントマグニチュードの推定値がほぼ正しい値になったものと考えることができる。

もっとも、こうした効果によってモーメントマグニチュードが真値に近い値に推定されたことは、非常に不確定性の大きな結果であると言える。この欠点を補うために、4.5.2項において震源域の広がり等を等価震源距離の形で考慮するモーメントマグニチュードの推定法を提案した。この方法は、発震後迅速に震源域の広がりが推定できれば、4.5.1項の点震源仮定に基づく推定法よりも合理的な方法として採用できる。震源域の広がりをリアルタイムで推定する方法それ自体については本研究では触れなかったが、これに関する研究は多数行われている^{例えば¹²⁾}。そのため、4.5.2項で述べた方法以外にも

本手法を改良する方法は考えられるであろうし、実際により合理的かつ正確にモーメントマグニチュードを推定する手法を構築していくことが今後の課題となる。

現行のリアルタイムで震源域の広がりやを推定する方法は、強震動記録をもとにしている。しかし、背景領域も含めて震源域の広がりやが推定されれば、震源域の面積と地震モーメントとの経験的關係¹³⁾を利用して、直接モーメントマグニチュードを推定することが可能である。4.5.2 項で検討した改良手法は、発震直後の破壊開始点しか分かっていない段階と、背景領域も含めた震源断層の全体像が明らかになるまでとの、中間時間帯において有用な方法である。

4.7 本章のまとめ

本章では、巨大地震の際の強震記録から永久変位分布を算定し、これと震源距離との関係を利用してモーメントマグニチュードを推定する手法を提案した。また、同手法を永久変位に至る前の変位に対しても適用することで、より迅速にモーメントマグニチュードを算出する方法についても検討を行った。

永久変位を用いたモーメントマグニチュード推定法を 2011 年東北地方太平洋沖地震・2003 年十勝沖地震・2008 年 9 月 11 日の十勝沖の地震に対して適用した結果、前二者において良好な結果が得られた。これにより、おおむねモーメントマグニチュード 8 程度以上が本手法の適用範囲であることが明らかになった。リアルタイムモーメントマグニチュード推定法を東北地方太平洋沖地震と将来予想される南海トラフの巨大地震に対して適用した結果、それぞれ破壊開始からおよそ 3 分程度で結果を得ることができた。また、リアルタイムで震源域の広がりやを推定することができた場合に、本手法を改良するための一法として、等価震源距離を用いた方法を検討した。これを南海トラフの三連動地震に対して適用した結果、破壊開始点からの距離を用いる場合と比較して、より合理的にモーメントマグニチュードを推定できる可能性が示唆された。

以上の検討で得られたモーメントマグニチュードの推定値は、他の方法で推定された値とほぼ整合しており、本手法の有効性が示された。ただし、本章では加速度記録から計算された変位のうち 0.1 m 以上となるデータだけを用いたが、この閾値の妥当性については特に検討しなかった。また、震源断層の広がりやを考慮してモーメントマグニチュードを推定する手法については、さらに合理的かつ正確な手法を構築していくことが今後の課題である。

付録

4.2.3 項の式 (4.2) に現れる方位特性の具体的表現を以下に示す.

$$A_{ipq}^N = 3(5\gamma_i\gamma_p\gamma_q - l_{ipq}) \quad (4A.1)$$

$$A_{ipq}^{IP} = 6\gamma_i\gamma_p\gamma_q - l_{ipq} \quad (4A.2)$$

$$A_{ipq}^{IS} = -(6\gamma_i\gamma_p\gamma_q - l_{ipq} - \gamma_q\delta_{ip}) \quad (4A.3)$$

$$A_{ipq}^{FP} = \gamma_i\gamma_p\gamma_q \quad (4A.4)$$

$$A_{ipq}^{FS} = -(\gamma_i\gamma_p - \delta_{ip})\gamma_q \quad (4A.5)$$

ここで

$$\gamma_i = \frac{x_i - \xi_i}{R} = \frac{\partial R}{\partial x_i} \quad (4A.6)$$

$$l_{ipq} = \gamma_i\delta_{pq} + \gamma_q\delta_{ip} + \gamma_p\delta_{qi} \quad (4A.7)$$

であり, x_i と ξ_i はそれぞれ観測点と震源の i 座標, R は震源距離, δ はクロネッカーのデルタである.

参考文献

- 1) Melgar, D., Y. Bock, and B. W. Crowel : Real-time centroid moment tensor determination for large earthquakes from local and regional displacement records, *Geophys. J. Int.*, **188**, 703-718 (2012).
- 2) 西村卓也・今給黎哲郎・飛田幹男 : GPS リアルタイム 1 秒データを用いた震源断層即時推定手法の開発, 国土地理院時報, **120**, 63-73 (2010).
- 3) Ohta, Y., T. Kobayashi, H. Tsushima, S. Miura, R. Hino, T. Takasu, H. Fujimoto, T. Iinuma, K. Tachibana, T. Demachi, T. Sato, M. Ohzono, and N. Umino : Quasi real-time fault model estimation for near-field tsunami forecasting based on RTK-GPS analysis: Application to the 2011 Tohoku-Oki earthquake (M_w 9.0), *J. Geophys. Res.*, **117**, B02311 (2012).
- 4) 松井孝典・松浦充宏・林祥介・寺沢敏夫・谷本俊郎・唐戸俊一郎 : 地球連続体力学, 岩波書店, 181-182 (2010).
- 5) Kanamori, H. : The energy release in great earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2981-2987 (1977).
- 6) ARIA team at JPL and Caltech : <ftp://sideshow.jpl.nasa.gov/pub/usrs/ARIA> (2001). (2012 年 2 月 21 日参照)
- 7) Ito, T., K. Ozawa, T. Watanabe, and T. Sagiya : Slip distribution of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake inferred from geodetic data, *Earth Planets Space*, **63**, 627-630 (2011).
- 8) U. S. Geological Survey : Magnitude 8.3 - HOKKAIDO, JAPAN REGION, <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqinthenews/2003/uszdap/> (2003). (2012 年 2 月 29 日参照)
- 9) Ide, S., A. Baltay, and G. C. Beroza : Shallow dynamic overshoot and energetic deep rupture in the 2011 M_w 9.0 Tohoku-Oki Earthquake, *Science*, **332**, 1426-1429 (2011).
- 10) 古本宗充 : 西南日本における超巨大地震の可能性, 日本地球惑星科学連合 2012 年大会, SSS38-P11 (2012).
- 11) 中央防災会議 : 中央防災会議「東南海, 南海地震等に関する専門調査会」(第 16 回) 資料 3 (2003).
- 12) 倉橋奨・入倉孝次郎 : 巨大地震に対応した緊急地震速報の高度化, 日本地球惑星科学連合 2012 年大会, SSS40-P01 (2012).
- 13) 入倉孝次郎, 三宅弘恵 : シナリオ地震の強震動予測, 地学雑誌, **110**, 849-875 (2001).

第 5 章

相反定理を利用した 地盤震動性状の評価手法

5.1 はじめに

第 2 章から第 4 章までは、主に震源の推定に関わる事項を述べてきた。本章では、地盤震動に関する問題を取り上げる。一般的に、地盤の震動特性はサイトに固有の性質であると考えて処理することが多い。しかしながら、寺島・他 (2012) の報告に見るように¹⁾、詳細に検討を行えば地盤の震動特性（特に卓越周期）は地震ごとに少しずつ異なっており、ばらつきがある。構造物の固有周期と地震動の卓越周期が一致すると、構造物と地盤が共振して振幅が増大するため、地盤震動の卓越周期を知ることは構造物の設計にあたっても極めて重要である。

建物と地盤との共振の顕著な事例としては、2011 年東北地方太平洋沖地震の際の大阪府咲洲庁舎（大阪市此花区）の揺れが挙げられる^{2), 3)}。建物の固有周期・地盤の卓越周期ともに 6.5 s であり、52 階では片側最大変位振幅 137 cm にもなる揺れが起こった。寺島・他 (2012) は、大阪府咲洲庁舎からほど近い KiK-net 此花観測点についていくつかの地震の際の震動特性を調べたところ、卓越周期はおおむね 6 s から 7 s の範囲であるものの、地震によって一定していないという結果を得ている。

このように、地震ごとに地盤の震動性状が異なることを理解するためには、簡単なモデルを用いて理論計算によって現象の本質を掴むことから始めるのが良い。そこで本章では、大阪堆積盆地を模した楕円形堆積盆地の 2 層モデルを作成し、堆積盆地に対して種々の方位・深さにある震源による地震動を計算し、そのグリーン関数を評価した。これにより、震源の方位および深さによって堆積盆地上の観測点における震動性状の震源方位・深さによる差異を検討した。

本章で示す計算結果は膨大であり、本論文で述べる考察は必ずしも現象の全容を網羅したものではない。しかし、たとえ震源の位置による震動特性の違いを完全に予測することができなくとも、卓越周期のばらつきの範囲を知ることができるだけでも、工学的には非常に意味のある結果であるといえる。

5.2 計算方法

5.2.1 有限差分法の概略

震源断層を特定して地震動波形の予測を行う場合、対象とする周期帯域によって種々の計算法を用いることができる。主として周期数秒以下の短周期の地震動に対しては、経験的グリーン関数法^{4), 5), 6), 7), 8)} および統計的グリーン関数法⁹⁾ が有力である。一方、周期数秒以上の長周期の地震動に対しては、三次元有限差分法や有限要素法が有効である。これらは解析領域全体を離散化して運動方程式を解く方法である。本項では、主に Graves (1996) の方法に準拠して有限差分法の概要を述べる¹⁰⁾。

有限差分法では、運動方程式、応力と歪みの関係式（構成則）、歪みの定義式の 3 つを基礎方程式として用いる。

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (5.1)$$

$$\tau_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} \varepsilon_{kl} = \delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (5.2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.3)$$

ここで、 u_i , ε_{ij} , τ_{ij} はそれぞれ変位ベクトル、歪みテンソル、応力テンソルを表し、 C_{ijkl} は線形弾性体の弾性定数テンソルである。式 (5.2) においては、媒質を等方線形弾性体であると仮定して、弾性定数テンソルをラメの定数 λ と μ に帰着させている。変位ベクトルの代わりに速度ベクトルを用い、かつ式 (5.3) を式 (5.2) に代入することで以下の 2 式を得る。

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left(\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \right) \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} = \delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 \frac{\partial v_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.5)$$

ここで v_i は速度ベクトルを表す。Graves (1996) の方法では、式 (5.4) および式 (5.5) をそれぞれ空間的・時間的に食い違い格子を用いて離散化する（図 5.1）。

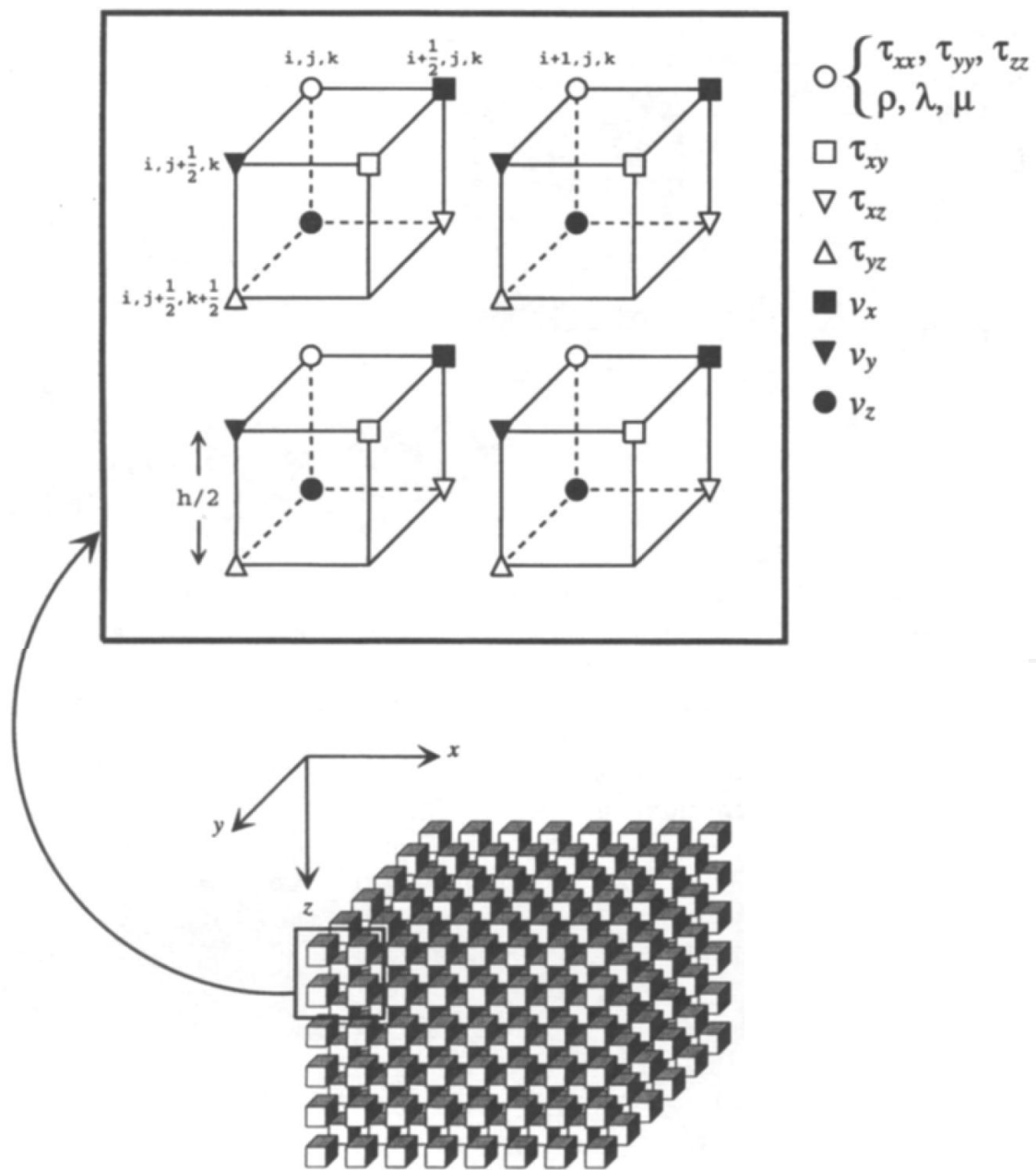


図 5.1 食い違い格子による応力と速度の離散化 (Graves, 1996)¹⁰⁾

$$v_{i,h,l,m}^{n+1/2} = v_{i,h,l,m}^{n-1/2} + \frac{1}{\rho_{h,l,m}} \left(\sum_{j=1}^3 D_j \tau_{ij,h,l,m}^n + f_{i,h,l,m}^n \right) \Delta t \quad (5.6)$$

$$\tau_{ij,h,l,m}^{n+1} = \tau_{ij,h,l,m}^n + \left[\delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 D_k v_{k,h,l,m}^{n+1/2} + \mu (D_j v_{i,h,l,m}^{n+1/2} + D_i v_{j,h,l,m}^{n+1/2}) \right] \Delta t \quad (5.7)$$

ここで n, h, l, m はそれぞれ t, x, y, z 方向のインデックスである. D_i は x_i についての差分演算子であり, 本章では Levandar (1988) による 4 次差分を用いた ¹¹⁾. 例えば任意の量 A の x 方向の 4 次差分は次式のように計算される.

$$D_x A_{h,l,m} = \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{9}{8} (A_{h+1/2,l,m} - A_{h-1/2,l,m}) - \frac{1}{24} (A_{h+3/2,l,m} - A_{h-3/2,l,m}) \right] \quad (5.8)$$

式 (5.6) はある時刻の応力分布から半ステップ後の速度分布が定まることを意味しており, 式 (5.7) はある時刻の速度分布から半ステップ後の応力分布が定まることを意味している. 従って, 応力と速度を時間的に半ステップずらして離散化し, 式 (5.6) と式 (5.7) を組み合わせることで, 応力と速度とを交互に更新していくことができる.

ところで, 断層運動は断層面を境に変位の食い違いが生じる現象であるが, これは 2 組の偶力の組合せ (複双力源) としてモデル化することができる. そのため, 式 (5.6) または式 (5.7) に何らかの形で力源の表現を組み込む必要がある. Graves (1996) は式 (5.6) の $f_{i,h,l,m}^n$ を複数组み合わせることで複双力源を表現する方法をとっているが, 本章ではより簡便な Pitarka (1999) の方法を採用する ¹²⁾. この方法では, 断層運動を表すモーメントテンソル密度を下記の形で式 (5.7) に加える.

$$\begin{aligned} \tau_{xx,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{xx,h,l,m}^n - \dot{M}_{xx}(t) \Delta t \\ \tau_{yy,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{yy,h,l,m}^n - \dot{M}_{yy}(t) \Delta t \\ \tau_{zz,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{zz,h,l,m}^n - \dot{M}_{zz}(t) \Delta t \\ \tau_{xy,h+1/2,l+1/2,m}^{n+1} &= \tau_{xy,h+1/2,l+1/2,m}^n - \dot{M}_{xy}(t) \Delta t \\ \tau_{yz,h,l+1/2,m+1/2}^{n+1} &= \tau_{yz,h,l+1/2,m+1/2}^n - \dot{M}_{yz}(t) \Delta t \\ \tau_{zx,h+1/2,l,m+1/2}^{n+1} &= \tau_{zx,h+1/2,l,m+1/2}^n - \dot{M}_{zx}(t) \Delta t \end{aligned} \quad (5.9)$$

ここで $\dot{M}_{ij}(t)$ はモーメントテンソル密度の ij 成分の時間変化率である. この式は, 本来モーメントテンソル密度がモデル応力と真の応力との差として導入された概念であることをよく表している.

5.2.2 相反定理を利用した地震動の計算

本章では、数多くの震源を想定して有限差分法の計算を行う。このような場合に有効な計算上の工夫として、相反定理を利用する方法について述べる。相反定理を利用して地震動を計算することは、特に波形インバージョンの分野において用いられてきた実績がある^{13), 14)}。

弾性体内の一点 ξ に時間的・空間的にインパルス力 $\delta_{ip}\delta(\mathbf{x}-\xi)\delta(t-\tau)$ を加えたことによって任意の点 \mathbf{x} に生じる変位をグリーン関数 $G_{ip}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$ で表す。このとき、一般に $G_{ip}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) = G_{pi}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi, 0)$ であり、また

$$G_{ip}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi, 0) = G_{pi}(\xi, t-\tau; \mathbf{x}, 0) \quad (5.10)$$

が成立する。これを相反定理と呼ぶ。相反定理は、加振点と受振点との関係を逆転させたときに、もとのグリーンテンソルを転置するだけで新たなグリーンテンソルが得られることを示している。

さて、時間的・空間的に広がりを持った震源によって生じる変位は、グリーン関数と震源を表すモーメントテンソル密度を用いて次式のように表される。

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \int_{-\infty}^t \int_{\Omega} \frac{\partial G_{ip}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi, t)}{\partial \xi_q} m_{pq}(\xi, \tau) dV d\tau \quad (5.11)$$

式 (5.11) に対してグリーン関数の相反定理 (5.10) を適用すると、次式を得る。

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \int_{-\infty}^t \int_{\Omega} \frac{\partial G_{pi}(\xi, t-\tau; \mathbf{x}, 0)}{\partial \xi_q} m_{pq}(\xi, \tau) dV d\tau \quad (5.12)$$

式 (5.12) 中の $\partial G_{pi}(\xi, t-\tau; \mathbf{x}, 0)/\partial \xi_q$ は、観測点 \mathbf{x} で i 方向にインパルス加振力を加えた際の震源 ξ での変位勾配行列（これはすぐに歪みテンソルに換算できる）の pq 成分を表している。

有限差分法はその原理上、特定の震源に対する多数の観測点での速度波形を一度に算出することができる。このことは、逆に少数の観測点について複数の震源による速度

波形を比較検討したいときには複数回の計算を行わなければならないということである。本章で検討の対象とする、堆積盆地上の観測点における震源方位による震動特性の比較を行うような場合がこれにあたる。

このような事例に対しては、本来観測点とする位置において x, y, z 各方向のインパルス加振を行った場合の波動場をそれぞれ計算し、本来震源とする多数の位置における歪みテンソルを記録しておく。これは式 (5.12) の $\partial G_{pi}(\xi, t-\tau; \mathbf{x}, 0)/\partial \xi_q$ にあたるが、そ

れはそのまま式 (5.11) の $\partial G_{ip}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi, 0)/\partial \xi_q$ に等しく、各震源でのインパルスのな

モーメントテンソルの解放による観測点での変位を表すグリーン関数を一度に得ることができる。すなわち、観測点数を N 、想定する震源の数を M とすると、相反定理を用いなければ完全なグリーン関数の組を得るために必要な計算の回数は $6M$ となる（モーメントテンソルは 9 成分を有するが、そのうち独立であるのは図 5.2 に示す 6 成分のみ）が、相反定理を利用すれば $3N$ の計算回数となる。本章の事例では観測点数 N が小さく、想定すべき震源の数 M が大きいと、相反定理を利用することの価値は高い。

以上の理由により、本章ではもっぱら震源と観測点との位置関係を入れ替えた計算を行い、相反定理を利用してグリーン関数を構成する。

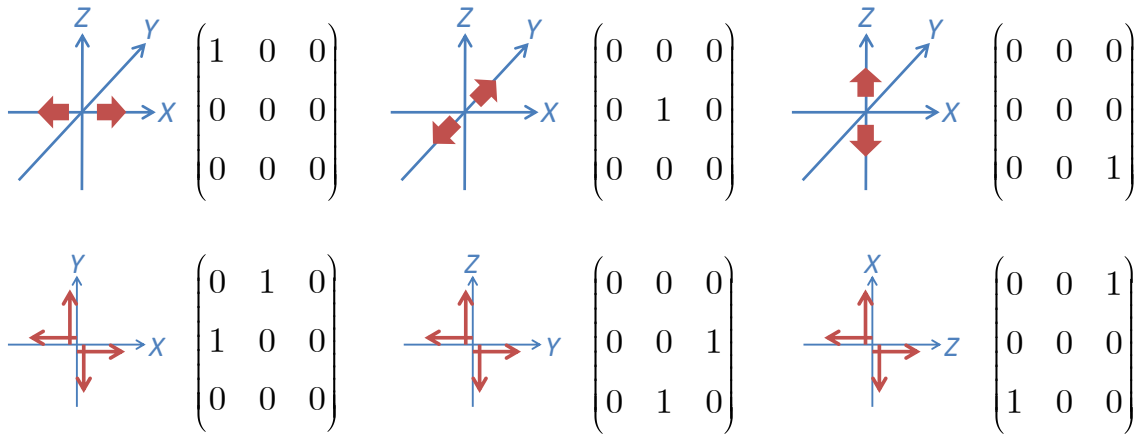


図 5.2 モーメントテンソルの各成分が表す力の組み合わせ。モーメントテンソルの対角成分は力の双極子を表し、非対角成分は 2 組の偶力 (ダブルカップル) を表す。非対角成分は必ず対となって現れる。

5.3 モデルの設定と計算条件

本章では、大規模堆積盆地上の観測点について、震源の方位および深さによって震動特性が変化するかどうかを検討する。そのために、まず単純な 2 層構造で、平行成層地盤および 2 種類の直径を有する円形の堆積盆地のモデルを作成した。図 5.3 にモデルの模式図を示す。また、各層の物性値を表 5.1 に示す。また、楕円形の堆積盆地のモデルも作成し、同様の計算を行った（図 5.4）。楕円形堆積盆地の長径と短径をそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の直径に合わせている。震動特性を評価する観測点は堆積盆地の地表中央とするが、楕円形堆積盆地については中央 (A)、長径側端部 (B)、ななめ方向端部 (C)、短径側端部 (D) の 4 点を考える。盆地中央における 1/4 波長則に基づく直下から入射する S 波の卓越周期は、いずれのモデルにおいても 6.7 s である。

現実の地震動は、震源時間関数とグリーン関数との合成積として現れる。さらに、震源断層の走向・傾斜・すべり角によって定まるモーメントテンソルの各成分とグリーンテンソルの各成分との積の総和になる。そのため、観測される地震動波形には震源の影響が必ず現れるが、本章では震源の位置による違いのみを抽出したい。そこで、観測点において各座標軸方向にそれぞれインパルス加振を行った場合の計算を行い、周囲の震源位置における歪み波形を計算することで、グリーンテンソルの各成分そのものを計算した。震源の深さによる違いについても検討するために、震源の深さとして 20 km, 10 km, 0 km の 3 種を設定した。

有限差分法の計算を実行するにあたっては、領域全体を水平方向に 200 m の大きさのグリッドで離散化した。垂直方向には深い領域ほどグリッドサイズを大きくとり、地表側から 200 m \times 18, 500 m \times 10, 750 m \times 45 とした。領域の垂直方向の深さは 42.35 km となっている。

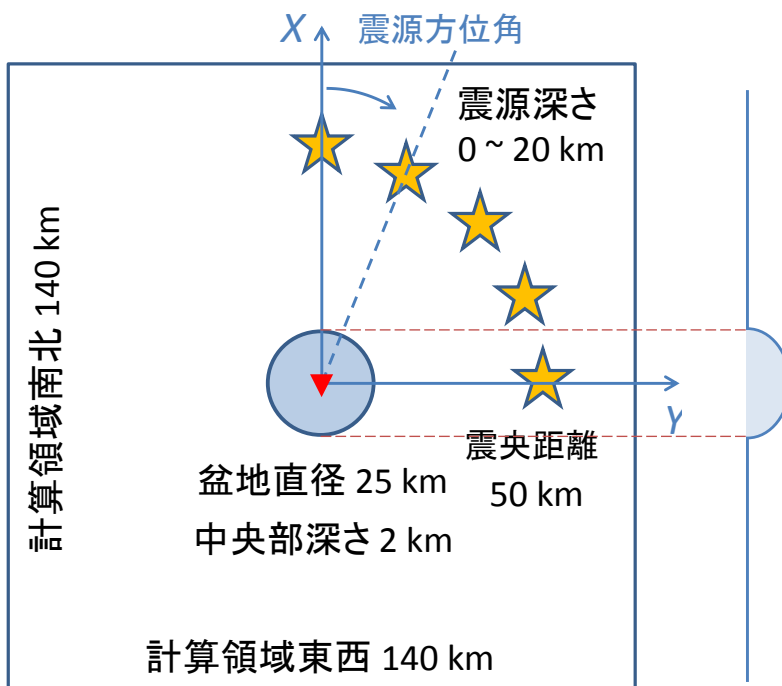
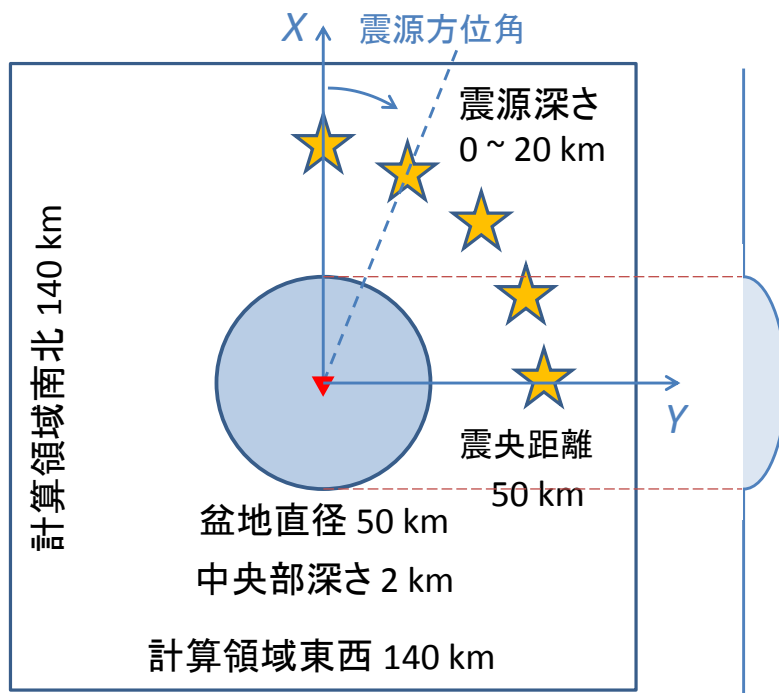


図 5.3 上から大円形・小円形の堆積盆地モデル.

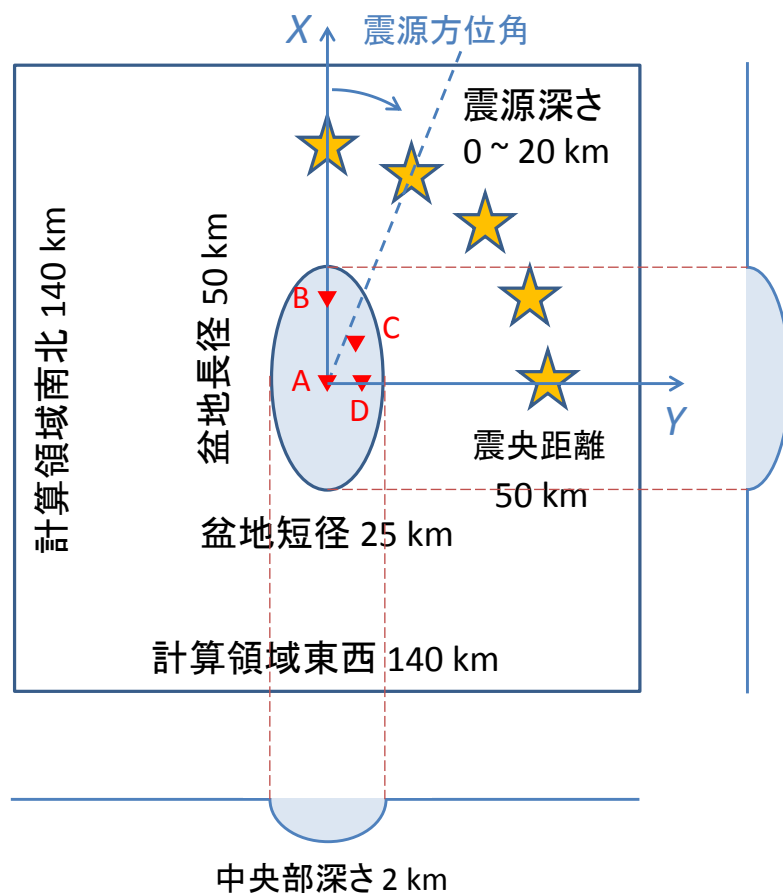


図 5.4 計算に用いた堆積盆地のモデル.

表 5.1 地盤モデル各層の物性値

	基盤	堆積盆地
密度 / 10^3 kg m^{-3}	3.30	2.20
$V_p / \text{km s}^{-1}$	7.80	2.61
$V_s / \text{km s}^{-1}$	4.40	1.20
Q_p	500	110
Q_s	500	110

5.4 結果と考察

5.4.1 震源の方位・深さによるグリーン関数の変化

まず、平行成層地盤、大円形堆積盆地、小円形堆積盆地について、深さ 20 km の震源による地震動のグリーン関数を図 5.5 に示す。ここでいうグリーン関数とは式 (5.12) における $\partial G_{pi}(\xi, t-\tau; \mathbf{x}, 0)/\partial \xi_q$ のことであり、式 (5.11) の $\partial G_{ip}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi, 0)/\partial \xi_q$ に等しく、

図中ではこれを H_{ipq} と表記した。これは震源を表すモーメントテンソルの pq 成分の単位インパルスによって観測点で生じる地震動速度の i 成分の意味である。座標系については、 x, y, z に代えてラディアル (r)、トランスバース (t)、上下 (z) を用いた。また、グリーン関数の放射特性により、 $H_{r,tt}, H_{r,rt}, H_{r,tz}, H_{t,rr}, H_{t,rt}, H_{t,tt}, H_{t,zz}, H_{t,zr}, H_{z,tt}, H_{z,rt}, H_{z,tz}$ の各成分には振幅が現れないため、図では省略した。

次に、楕円形の堆積盆地について、深さ 20 km の震源による観測点 A における地震動のグリーン関数を図 5.6 に示す。また、比較のために深さ 10 km の震源および地表の震源によるグリーン関数をそれぞれ図 5.7 および図 5.8 に示す。これらの図では、原点から波形の伸びる方向が震源の方位を表している。楕円形の堆積盆地においては、地震動の放射特性による $H_{r,tt}, H_{r,rt}, H_{r,tz}, H_{t,rr}, H_{t,rt}, H_{t,zz}, H_{t,zr}, H_{z,tt}, H_{z,rt}, H_{z,tz}$ 成分の消滅が起こらないため、すべての成分を図示した。

図 5.5 より、堆積盆地上の観測点においては、平行成層地盤上の場合と比較してグリーン関数の振幅が各成分とも飛躍的に増大することが分かる。これは基盤よりも軟弱な堆積盆地に波動のエネルギーが集中するためである。一方で、大円形堆積盆地と小円形堆積盆地との比較では、最大振幅に大きな差異は認められない。

図 5.6, 図 5.7, および図 5.8 においては、おおむね時刻 15 s までの区間では実体波、それ以降では表面波が卓越している。実体波が卓越している区間では震源の深さが変化してもあまり波形に影響がないのに対し、表面波が卓越している区間では震源が浅くなるにつれて顕著に振幅が増加している。特に、地表震源によるグリーン関数（図 5.8）では非常に大きな振幅で表面波が現れている。

すべての震源と観測点との間の距離は同じであるが、堆積盆地が楕円形であるため、直達波であっても地震波の到達時刻は異なる。ただし、その時間差の程度は震源の深さによって異なっている。おおむね震源が浅いほど波の到達時刻の差は大きくなり、特に図 5.8 の表面波ではこの傾向が顕著である。これは、地震波が観測点に到達するまでに伝播した経路の影響が現れているものと考えられる。

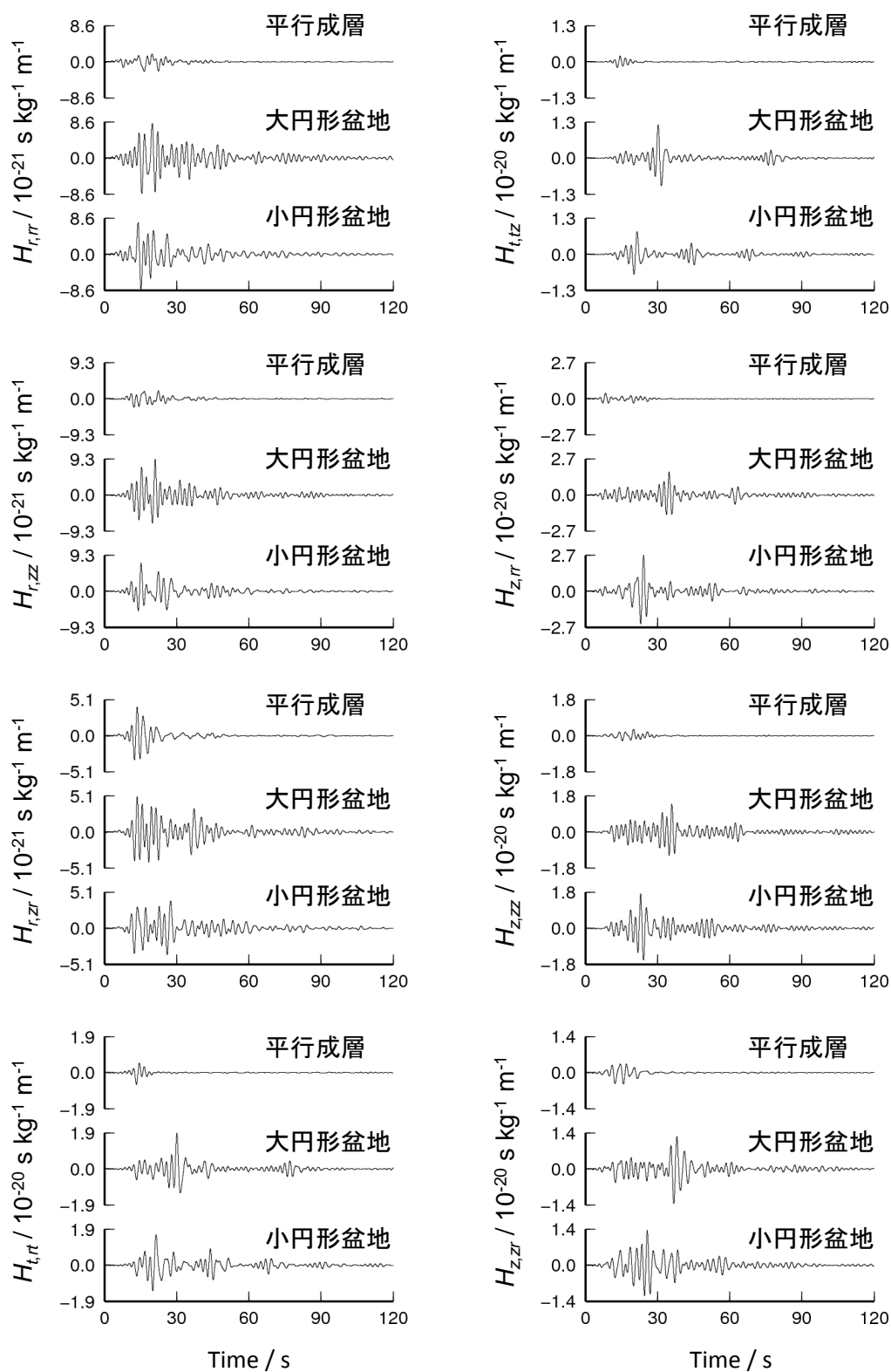


図 5.5 平行成層地盤，大円形堆積盆地，小円形堆積盆地それぞれの中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数

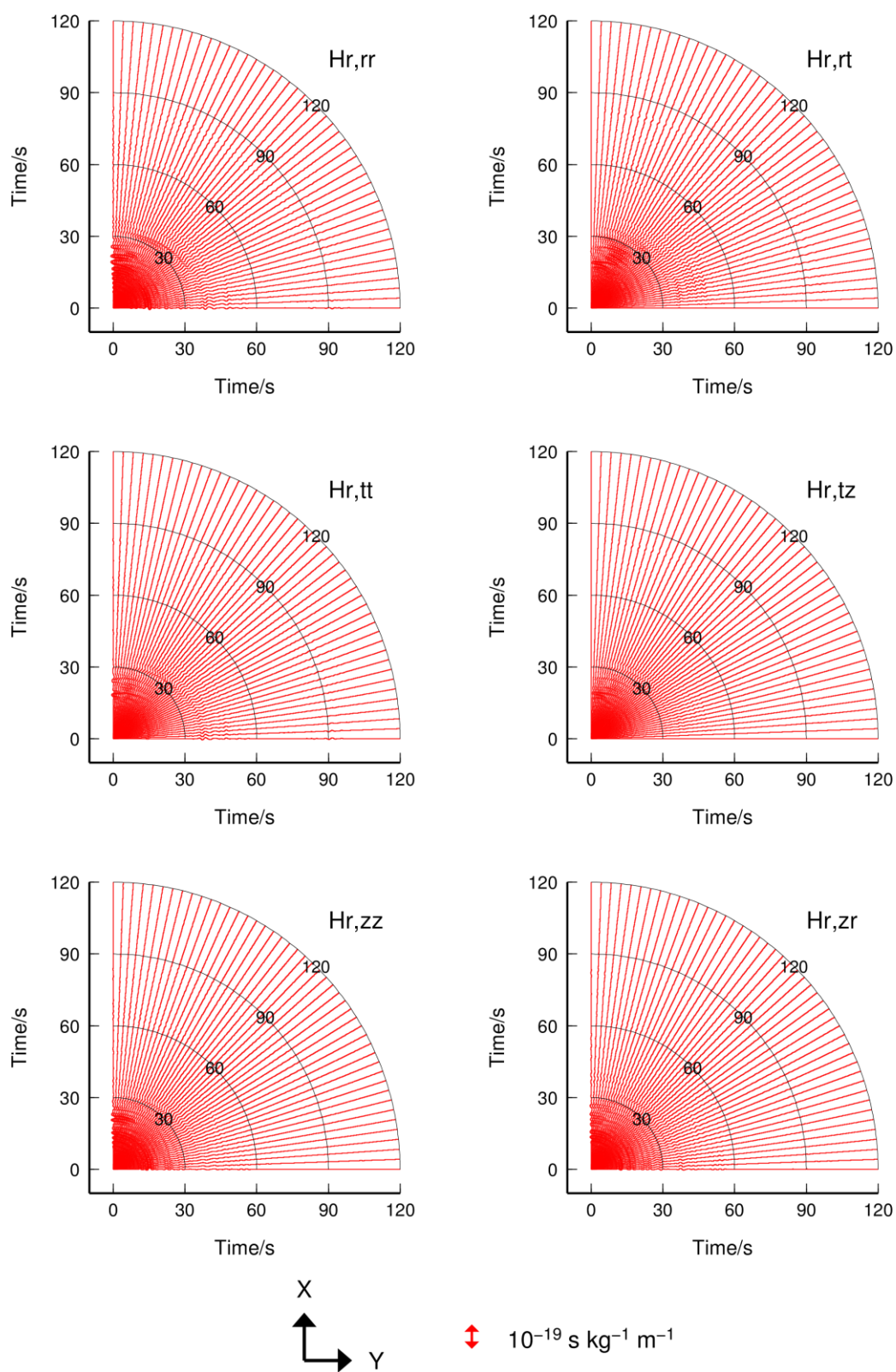


図 5.6 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 20 km の震源によるグリーン関数

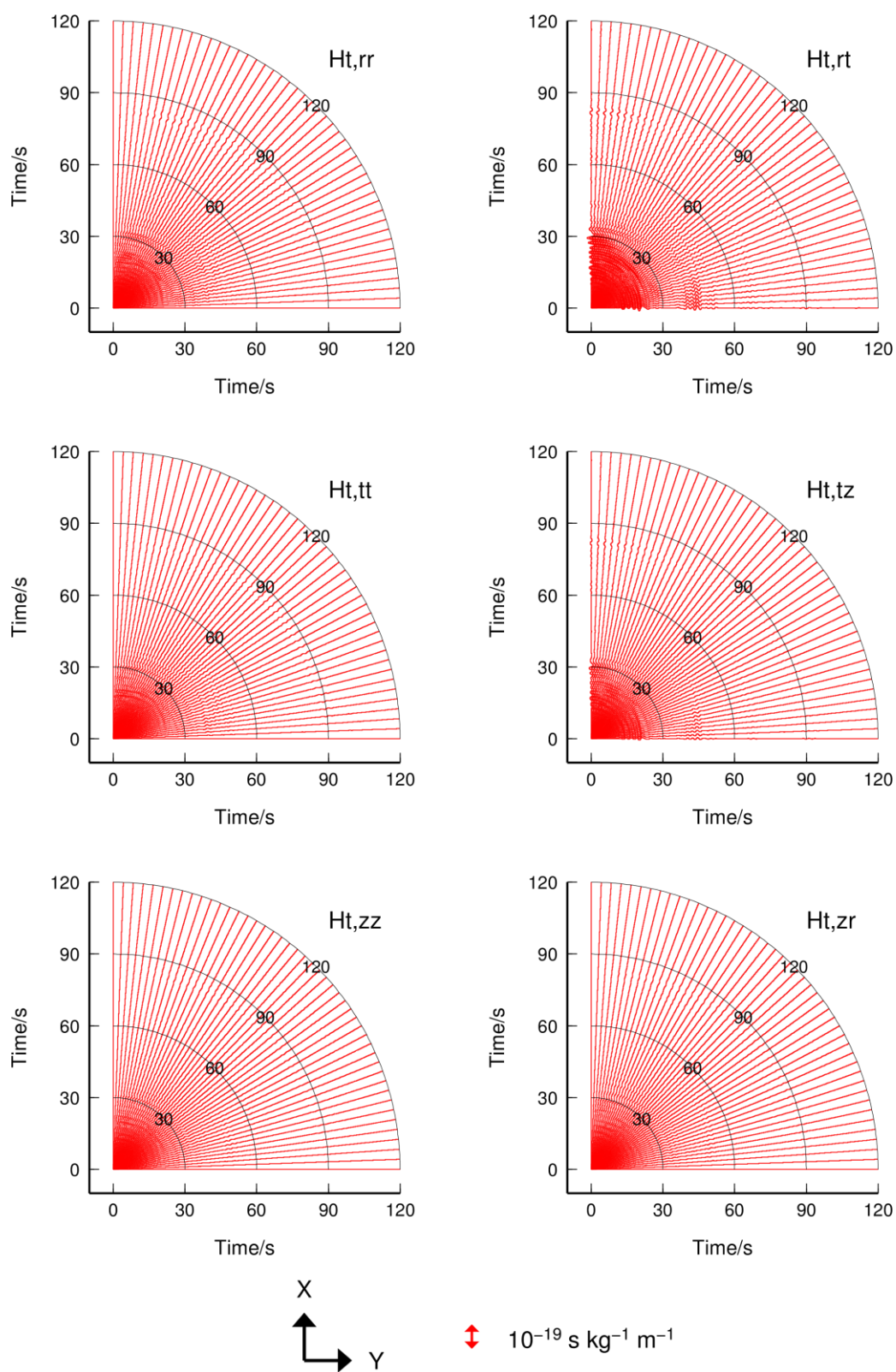


図 5.6（続き） 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 20 km の震源によるグリーン関数

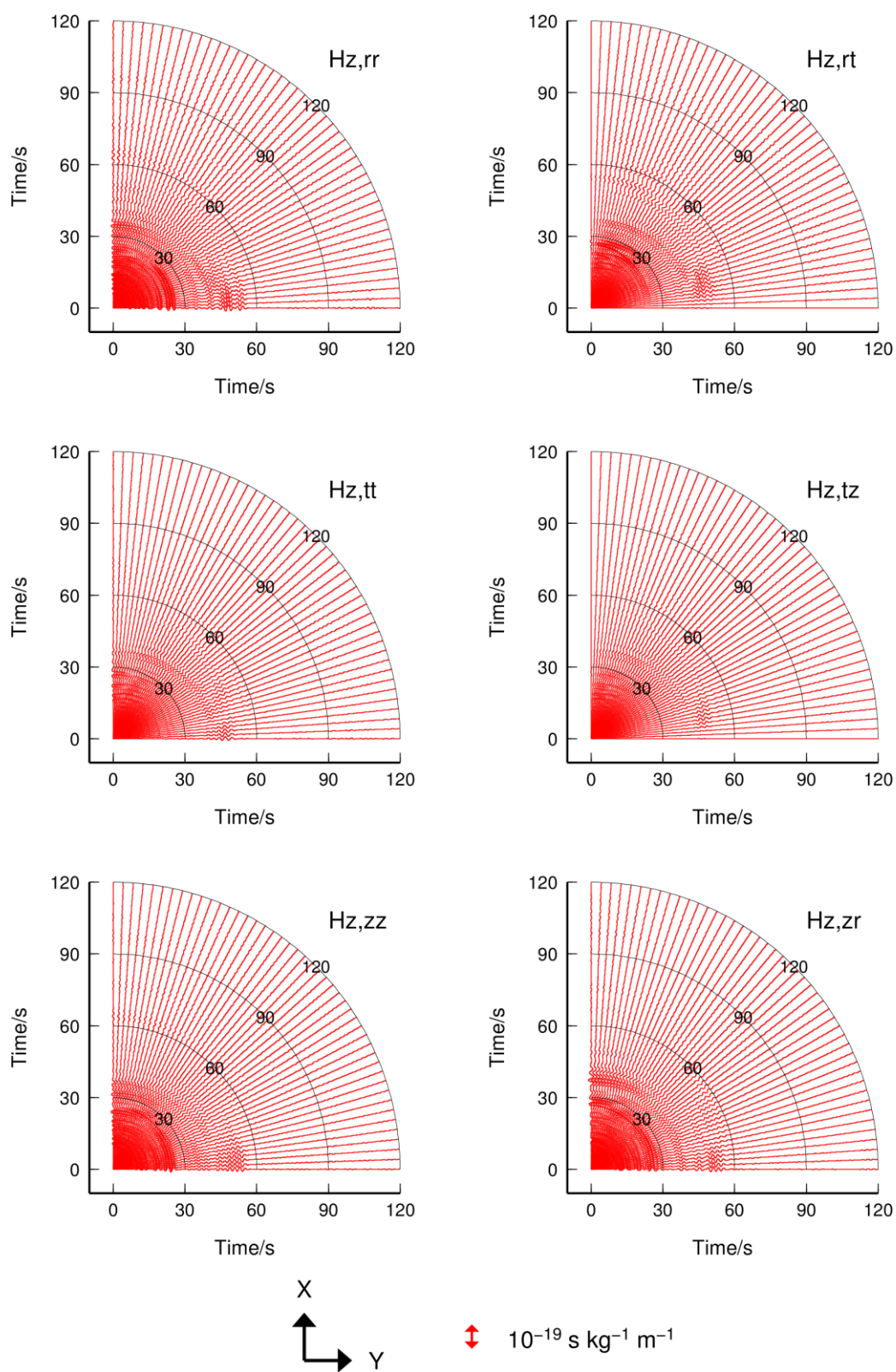


図 5.6 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 20 km の震源によるグリーン関数

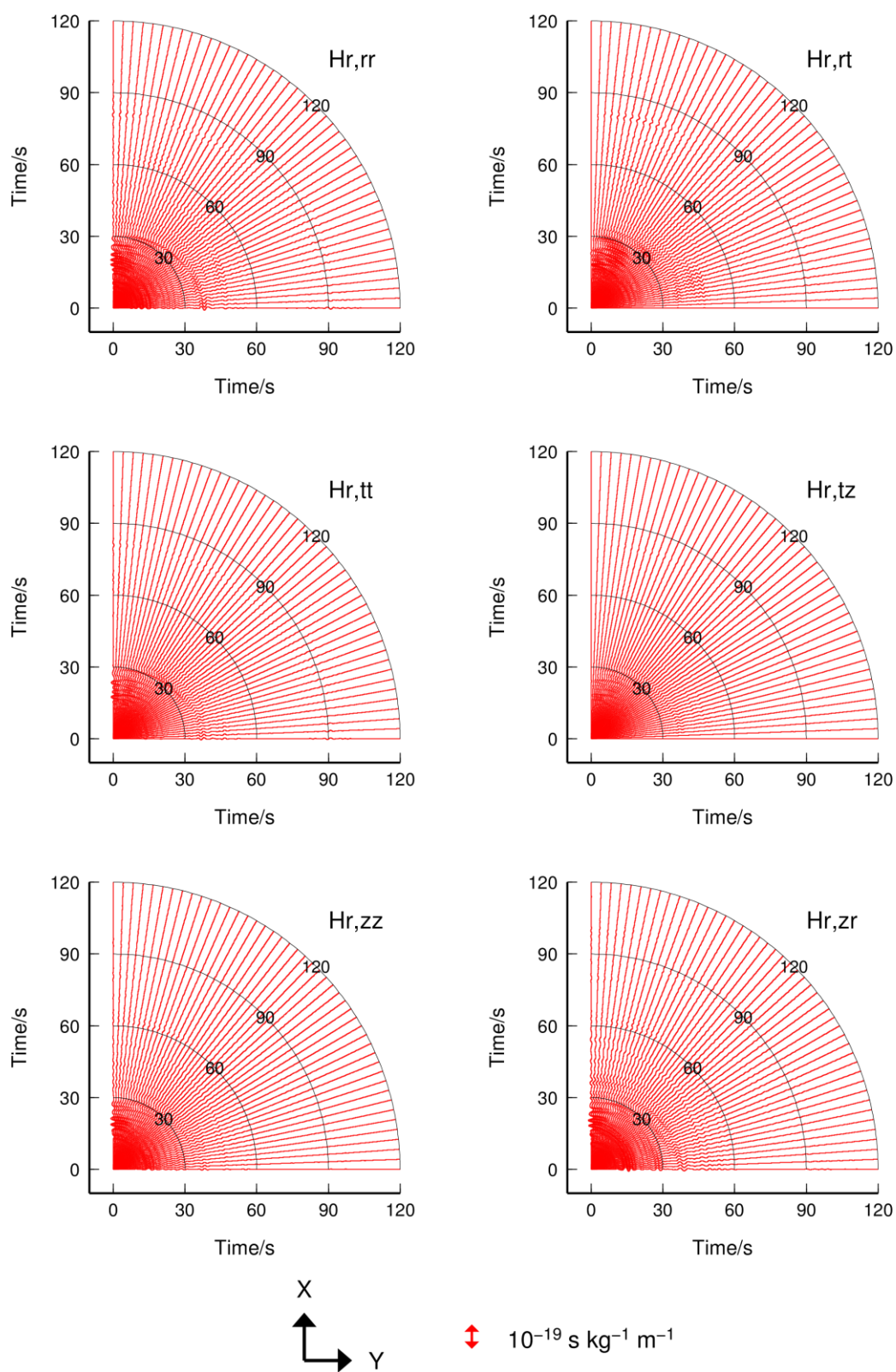


図 5.7 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 10 km の震源によるグリーン関数

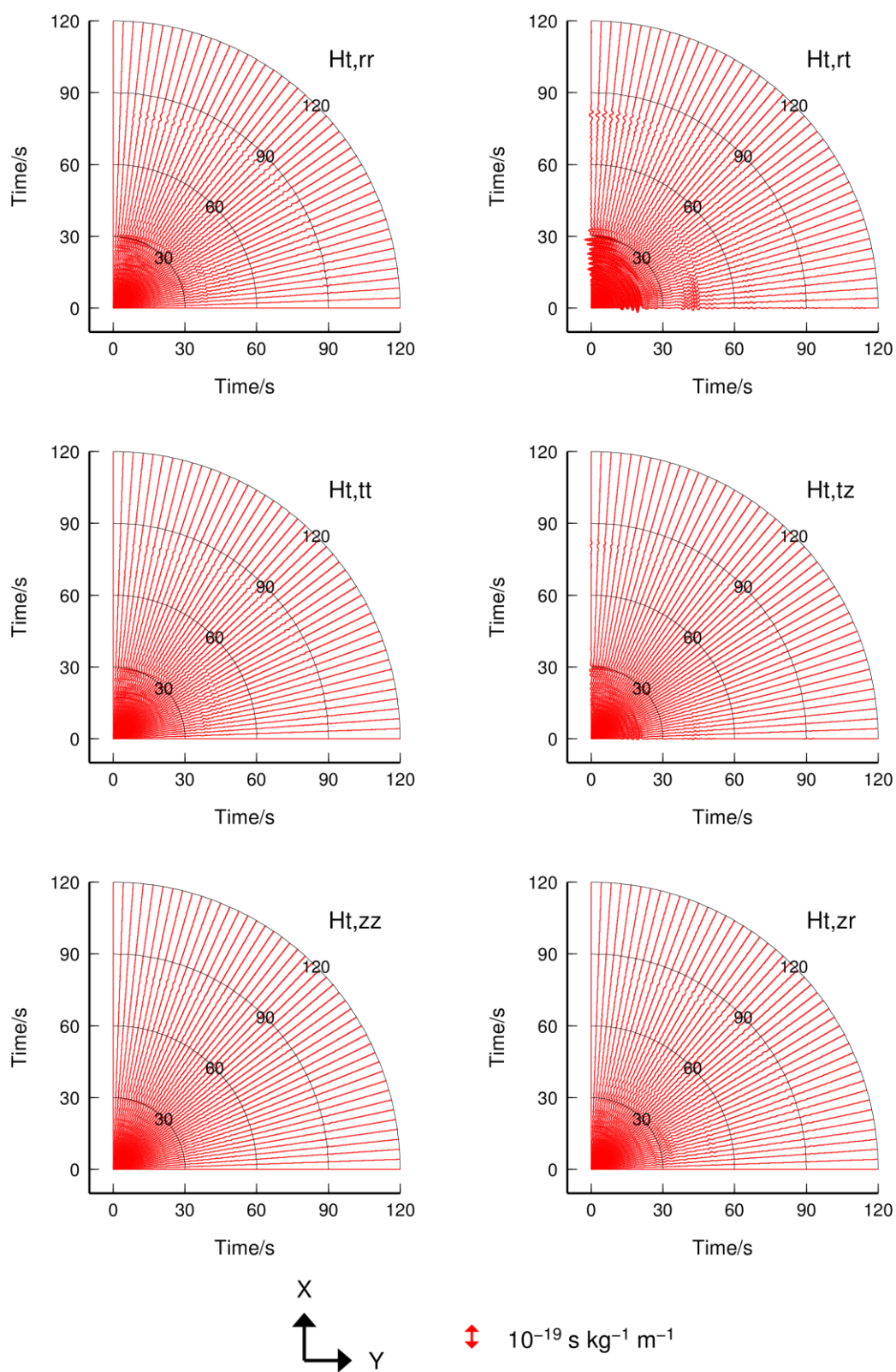


図 5.7（続き） 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 10 km の震源によるグリーン関数

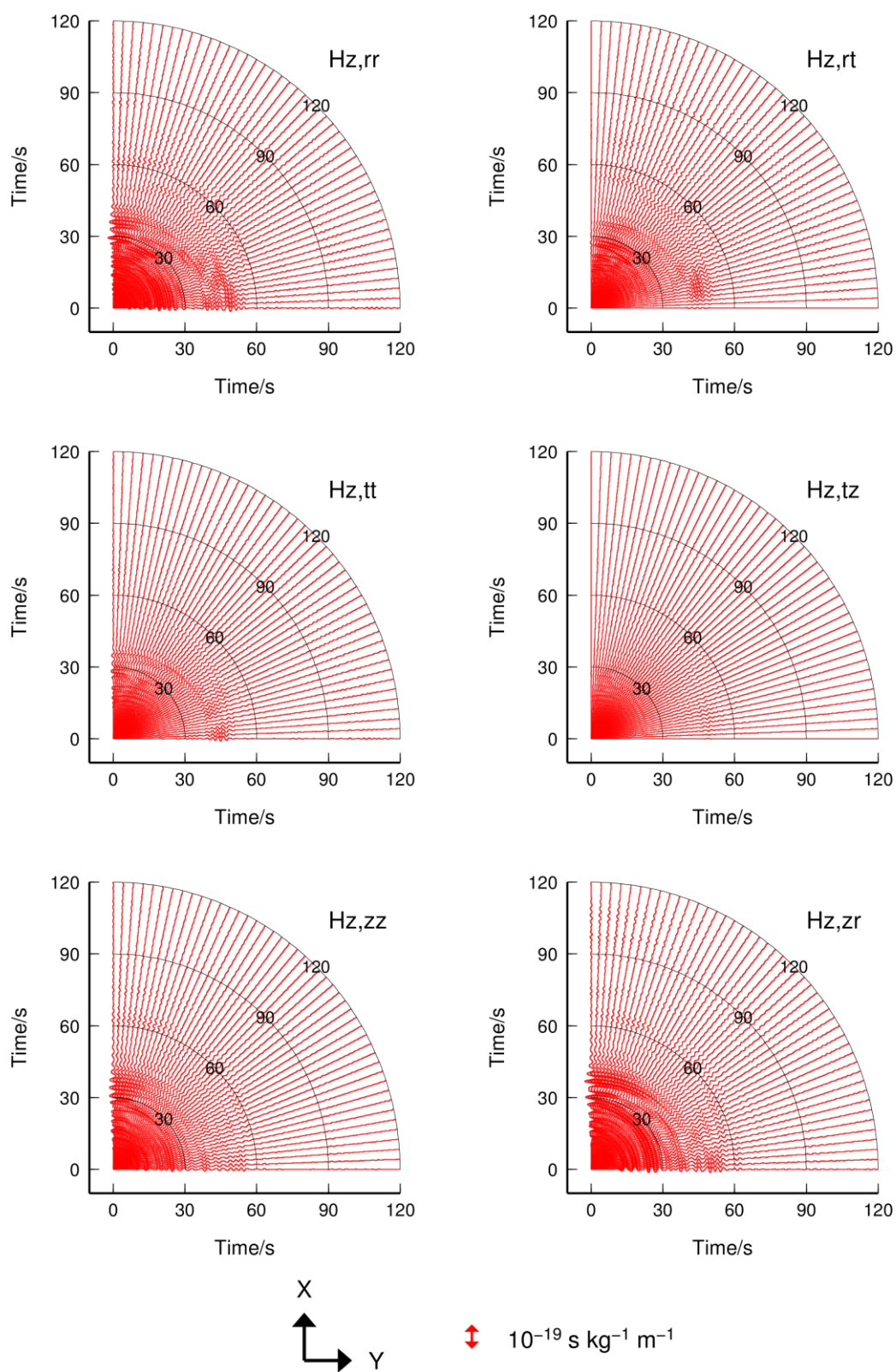


図 5.7（続き） 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
深さ 10 km の震源によるグリーン関数

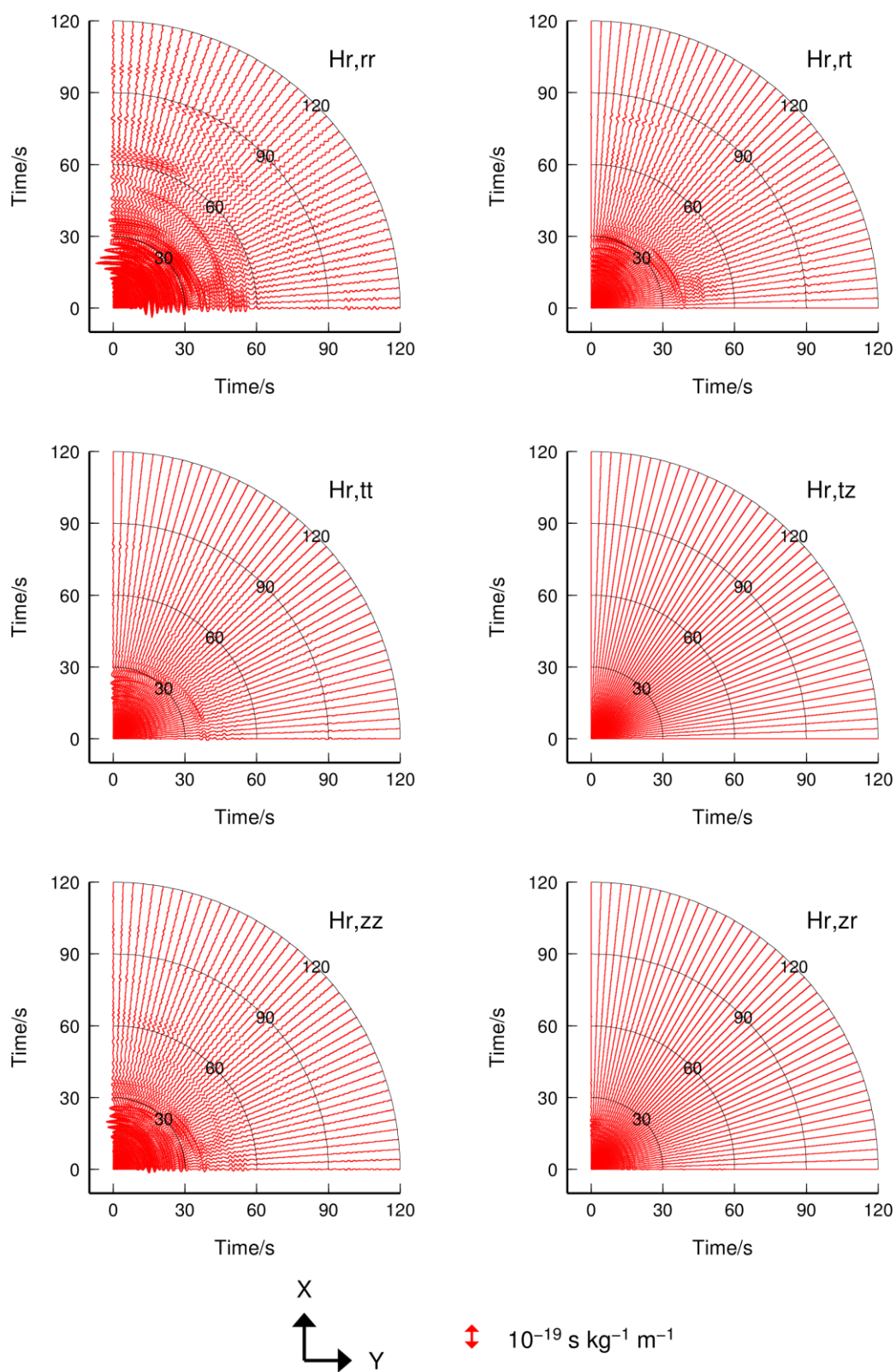


図 5.8 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
地表の震源によるグリーン関数

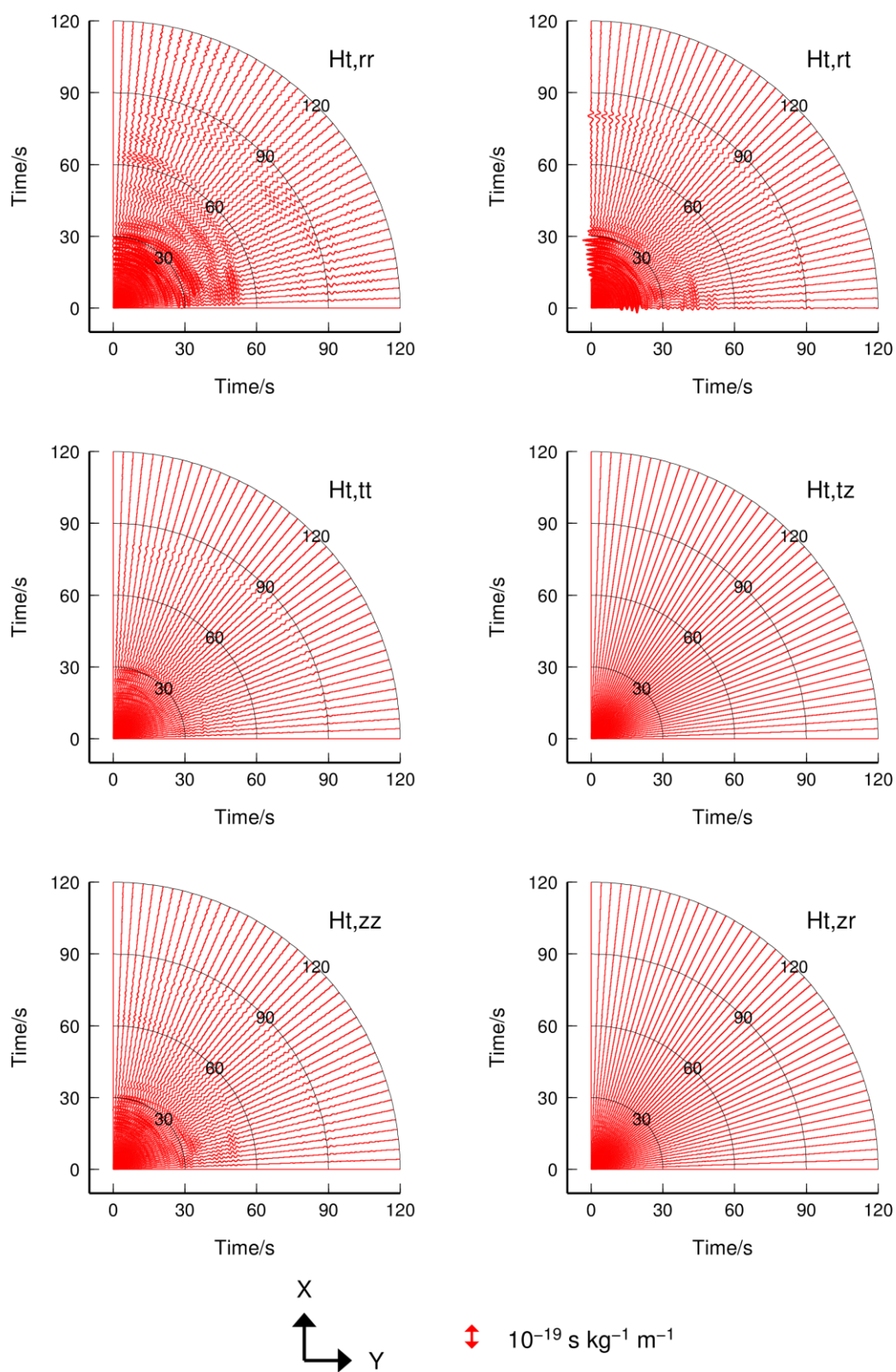


図 5.8 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
地表の震源によるグリーン関数

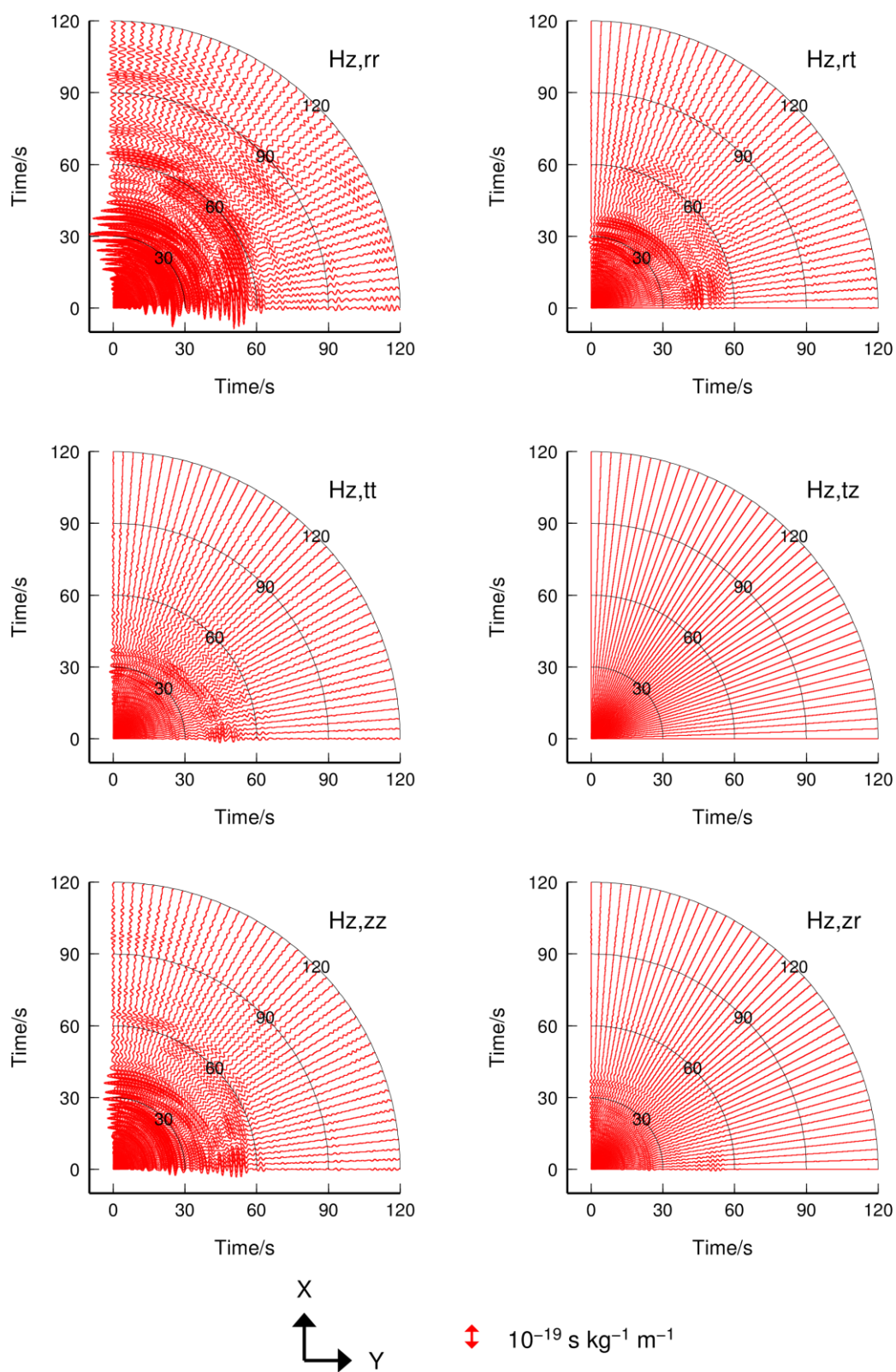


図 5.8 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における
地表の震源によるグリーン関数

5.4.2 震源の方位・深さによるグリーン関数のスペクトルの変化

5.4.1 項の結果から、堆積盆地から見た震源の方位によって地盤の震動特性が異なっていることが分かる。しかしながら、卓越周期などの周期特性は時刻歴波形からは読み取りにくい。そこで、まず平行成層地盤・大円形堆積盆地・小円形堆積盆地上の中央の観測点について、深さ 20 km の震源による地震動のグリーン関数のフーリエスペクトルを計算し、その絶対値を図 5.9 に示す。次に、楕円形の堆積盆地について、観測点 A におけるグリーン関数のスペクトルを計算し、図 5.10 に示す。比較のために、深さ 10 km の震源および地表震源によるグリーン関数のスペクトルもそれぞれ図 5.11 および図 5.12 に示す。これらの図では、原点からの方位を震源方位に見立て、周期に対するフーリエスペクトルの振幅を色の濃さで表している。値の大きさは最大値で規格化した相対値である。

本章では計算手法として有限差分法を用いている。そのため、計算結果の長周期成分には意味があるが、短周期成分については信頼性がない。この計算では、水平方向の刻みを 200 m としており、堆積盆地部の S 波速度を 1.2 km s^{-1} としている。有限差分法で空間方向に 4 次精度の微分演算子を用いた場合、グリッド 5 個分程度以上の波長に対して実用的な計算精度が得られるといわれており、これを本章での計算条件にあてはめると、0.83 s 以上の周期の成分に対して十分な計算精度が得られることになる。図 5.9, 図 5.10, 図 5.11, および図 5.12 では、横軸の周期を 2 s から 10 s までとった。

図 5.10, 図 5.11, および図 5.12 の結果において、グリーン関数のほとんどの成分で複数のピークが見られるが、それらの周期が震源方位によって少しずつ変化している様子が見て取れる。具体的には、例えば図 5.12 の $H_{r,rr}$ のもっとも長周期のピークは震源方位角 0° の場合では約 4.5 s であるが、震源方位角 45° では約 5.4 s に移動している。ただし、卓越周期の震源方位に対する変化の傾向は震源の深さによってあまり変わっていない。例えば、先述の $H_{r,rr}$ について見た場合、もっとも長周期のピークの位置は震源の深さに関わらず 4.5 s から 6.0 s までの範囲で分布している。

5.3 節で述べたように、このモデルにおいて、観測点直下の地下構造から 1/4 波長則を用いて計算される卓越周期は 6.7 s である。しかしながら、図 5.9, 図 5.10, 図 5.11, および図 5.12 のスペクトルにおいてこの周期の卓越が明瞭に現れていない。これは、1/4 波長則が直下からの S 波の入射を仮定しているのに対して、5.4.1 項に示したグリーン関数がほとんど表面波で構成されているためであると考えられる。現実の堆積盆地でも、大地震の際には直達実体波よりも後続の表面波が長く盆地内に留まると考えられるので、1/4 波長則による卓越周期が必ずしも明瞭に現れないという本章の結果には注意する必要がある。

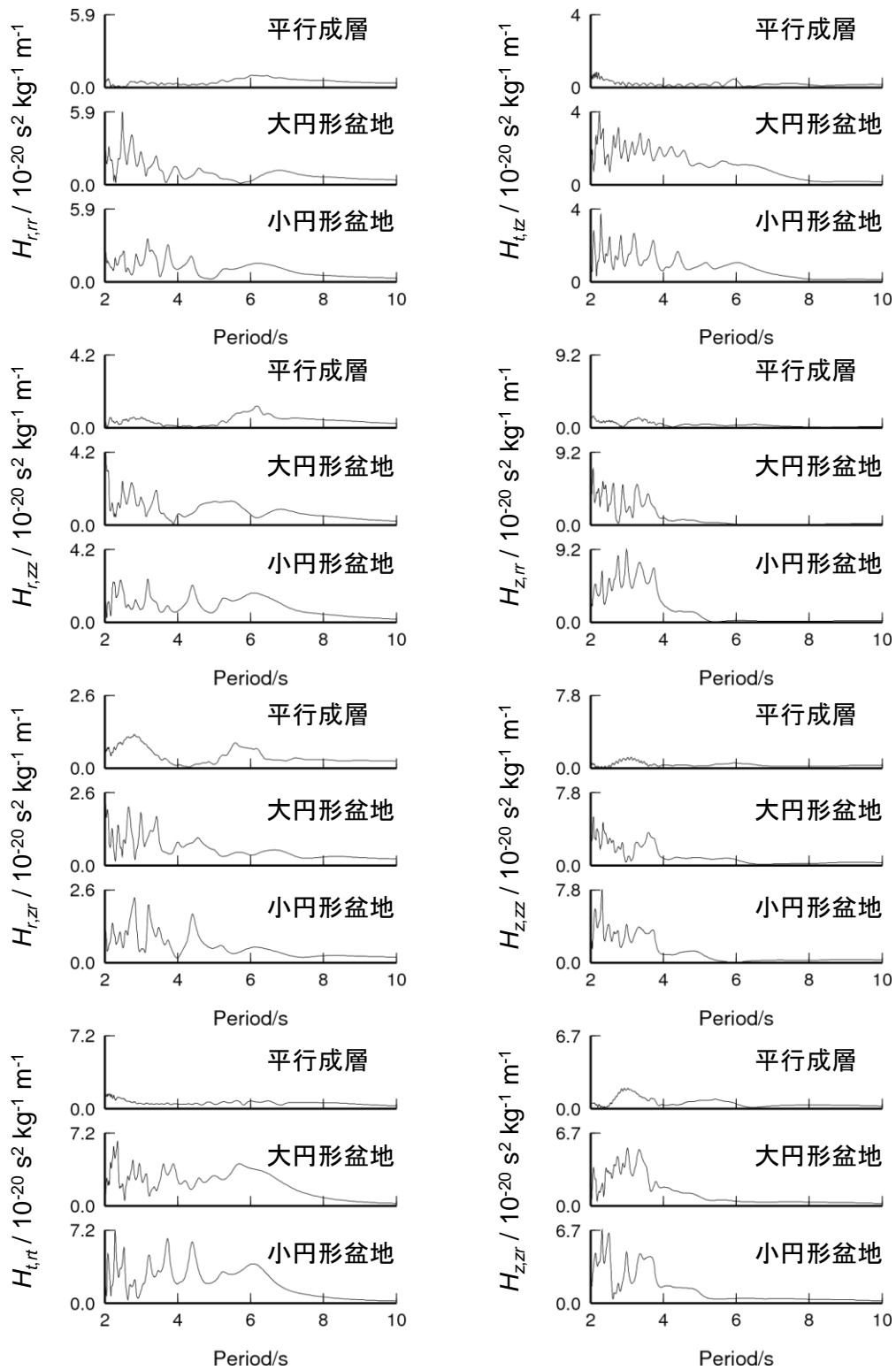


図 5.9 平行成層地盤，大円形堆積盆地，小円形堆積盆地それぞれの中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

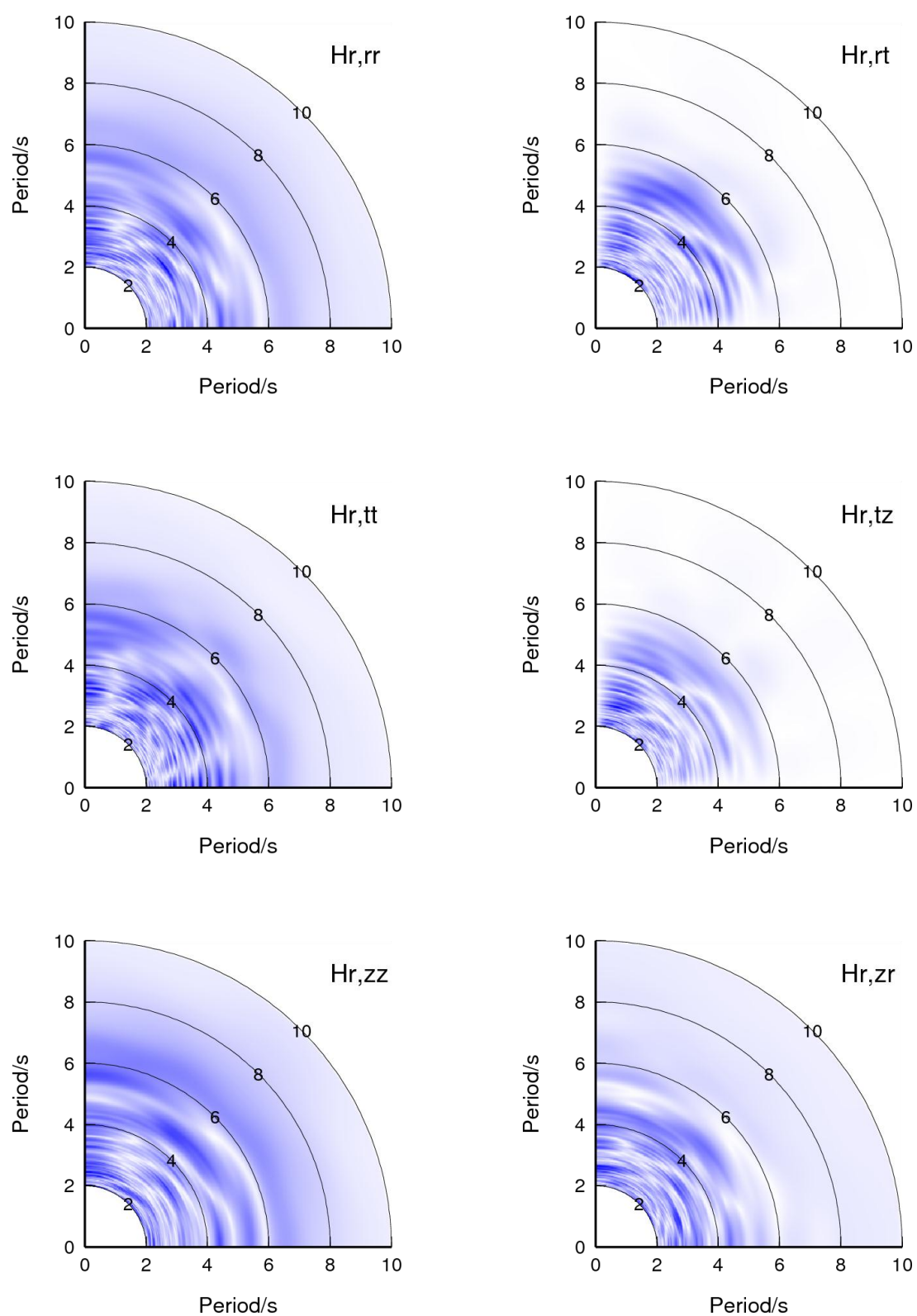


図5.10 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ20 kmの震源によるグリーン関数のスペクトル（最大値で規格化）

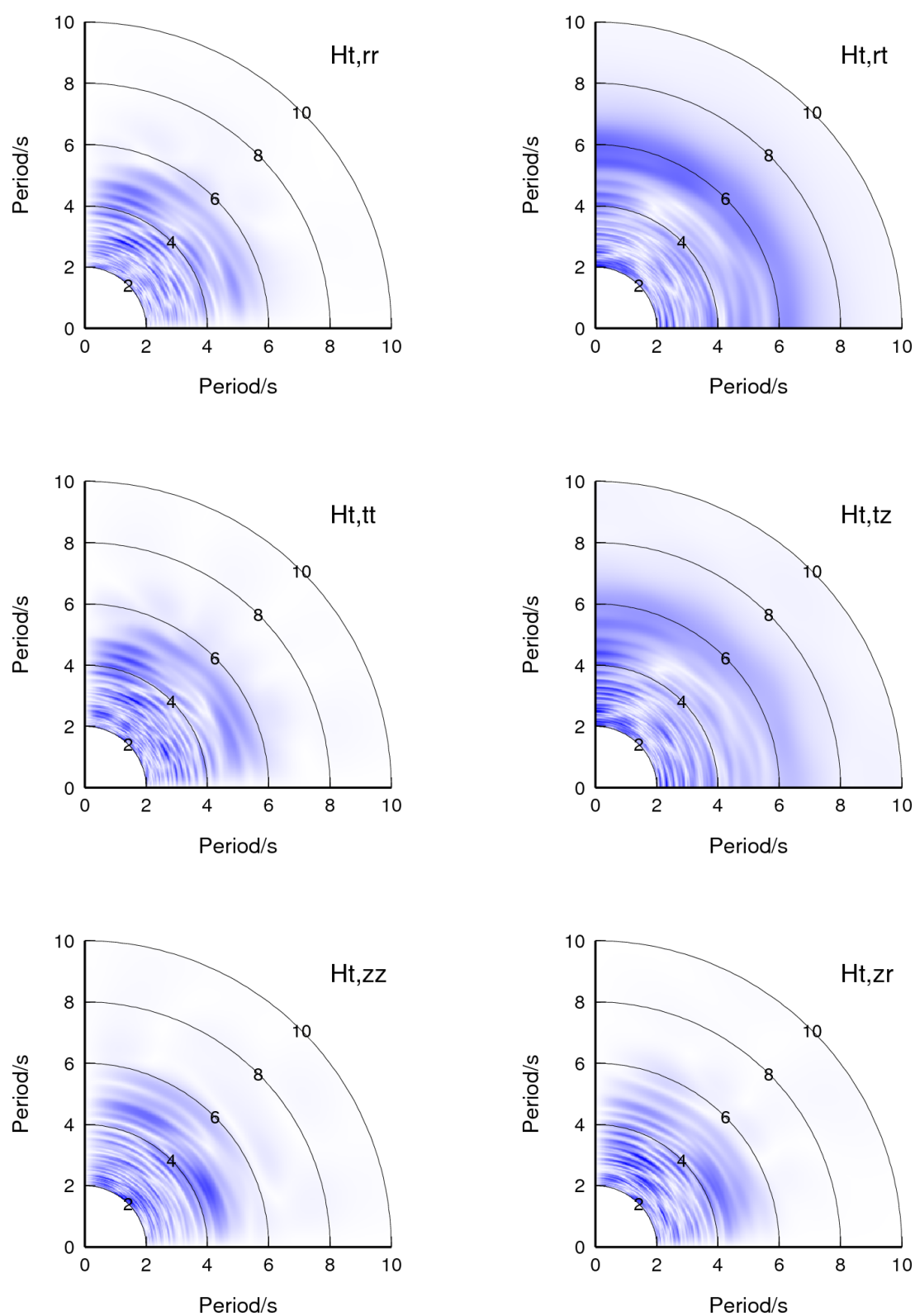


図 5.10 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

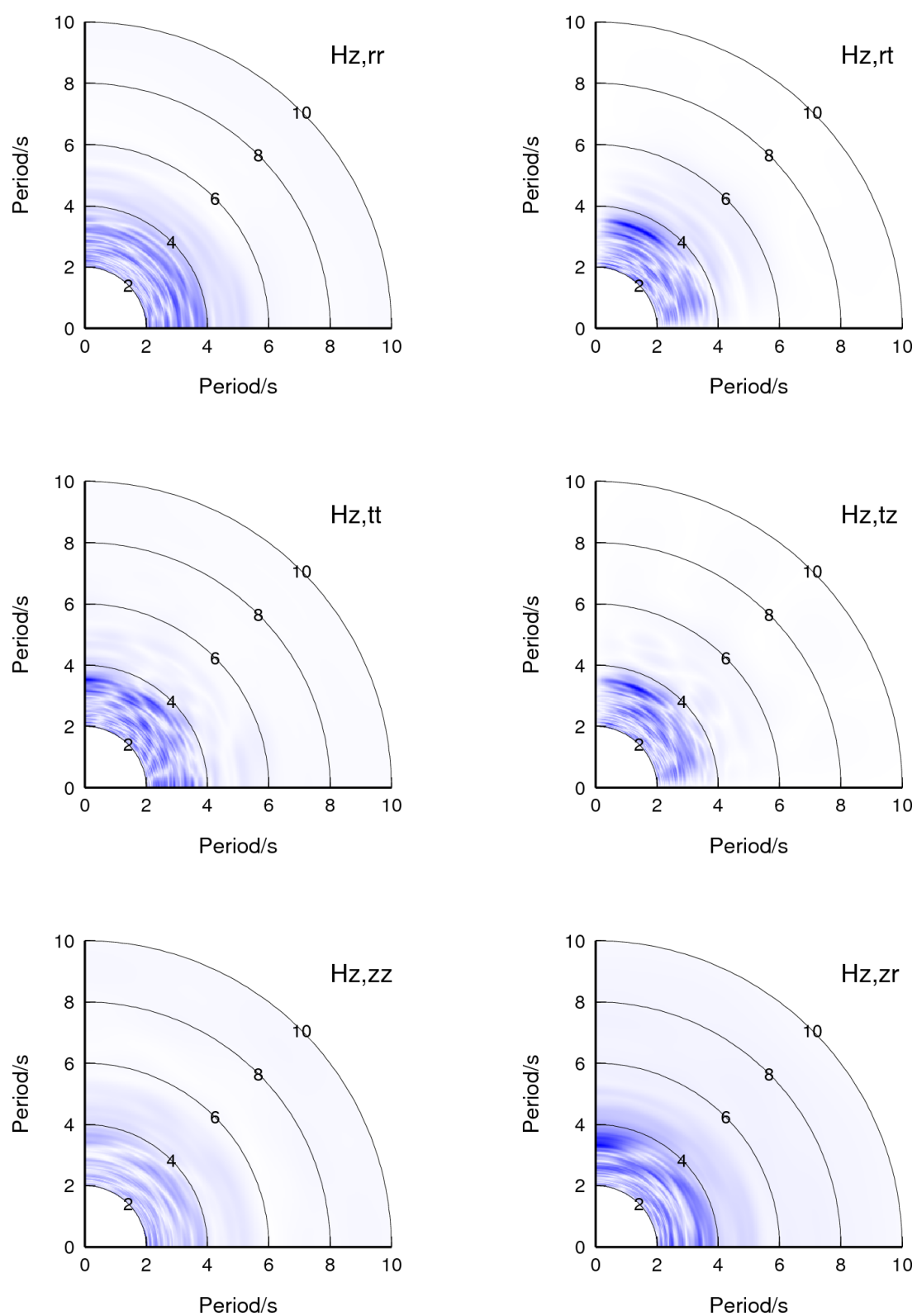


図 5.10 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

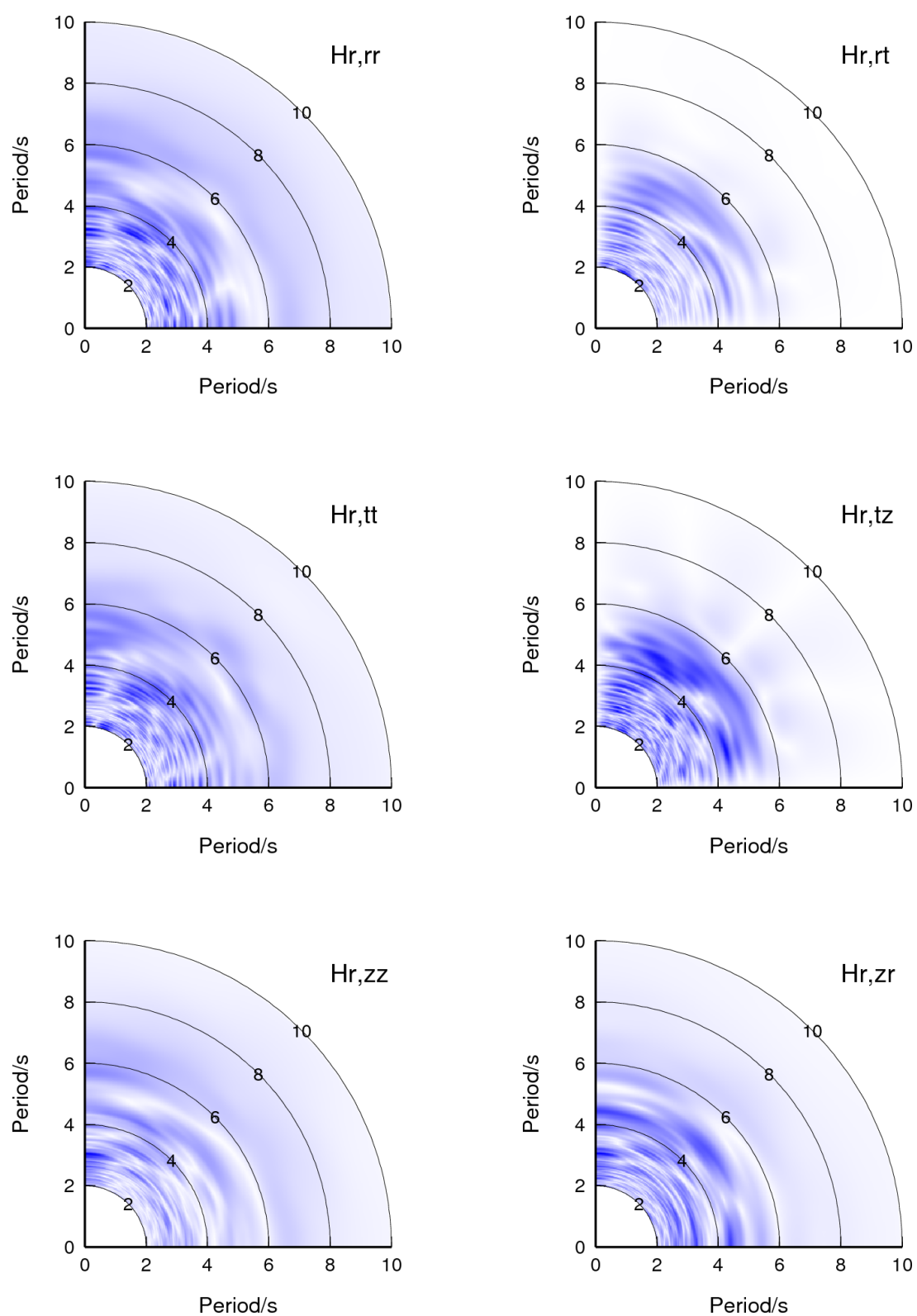


図5.11 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ10 kmの震源によるグリーン関数のスペクトル（最大値で規格化）

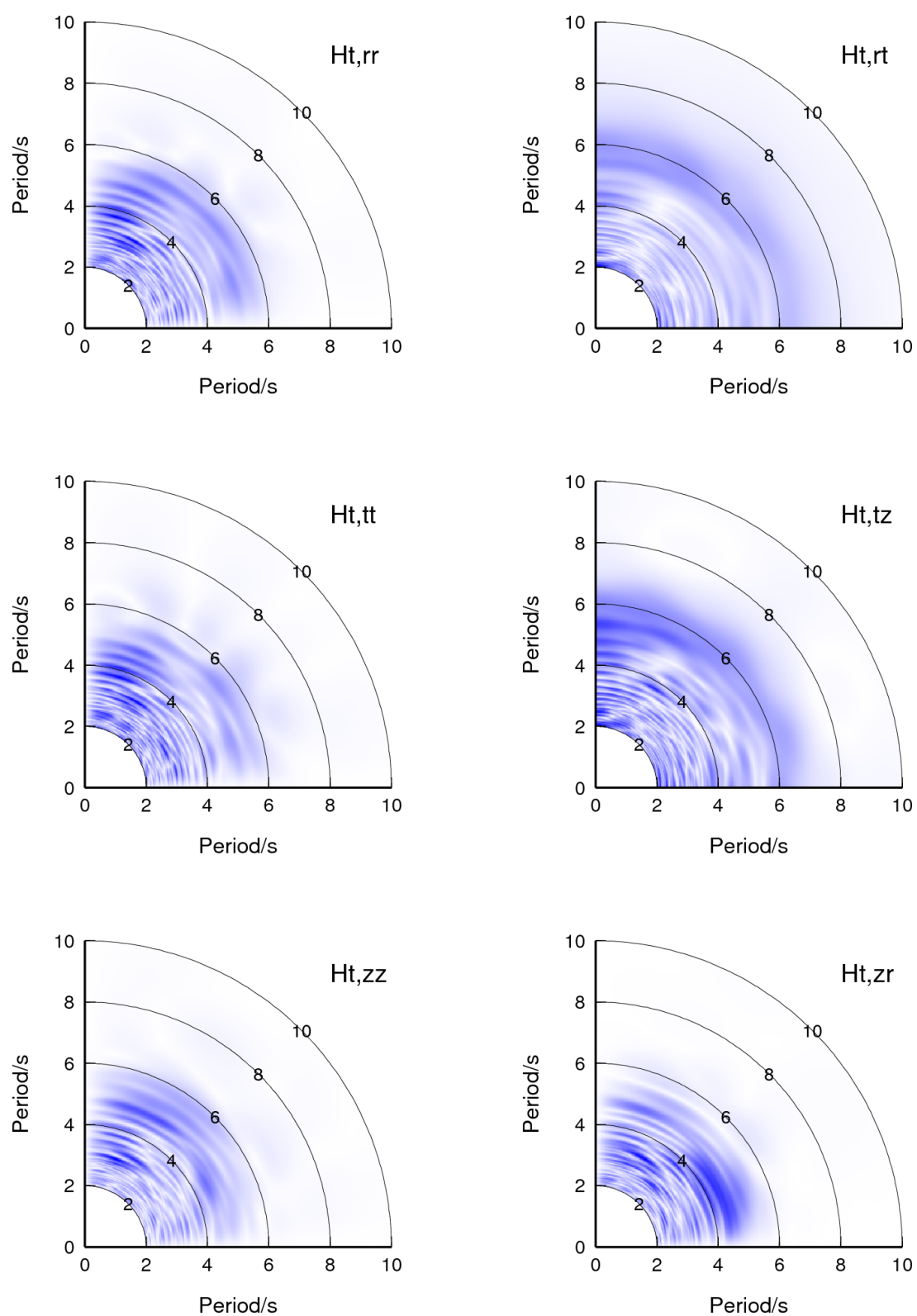


図 5.11 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ 10 km の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

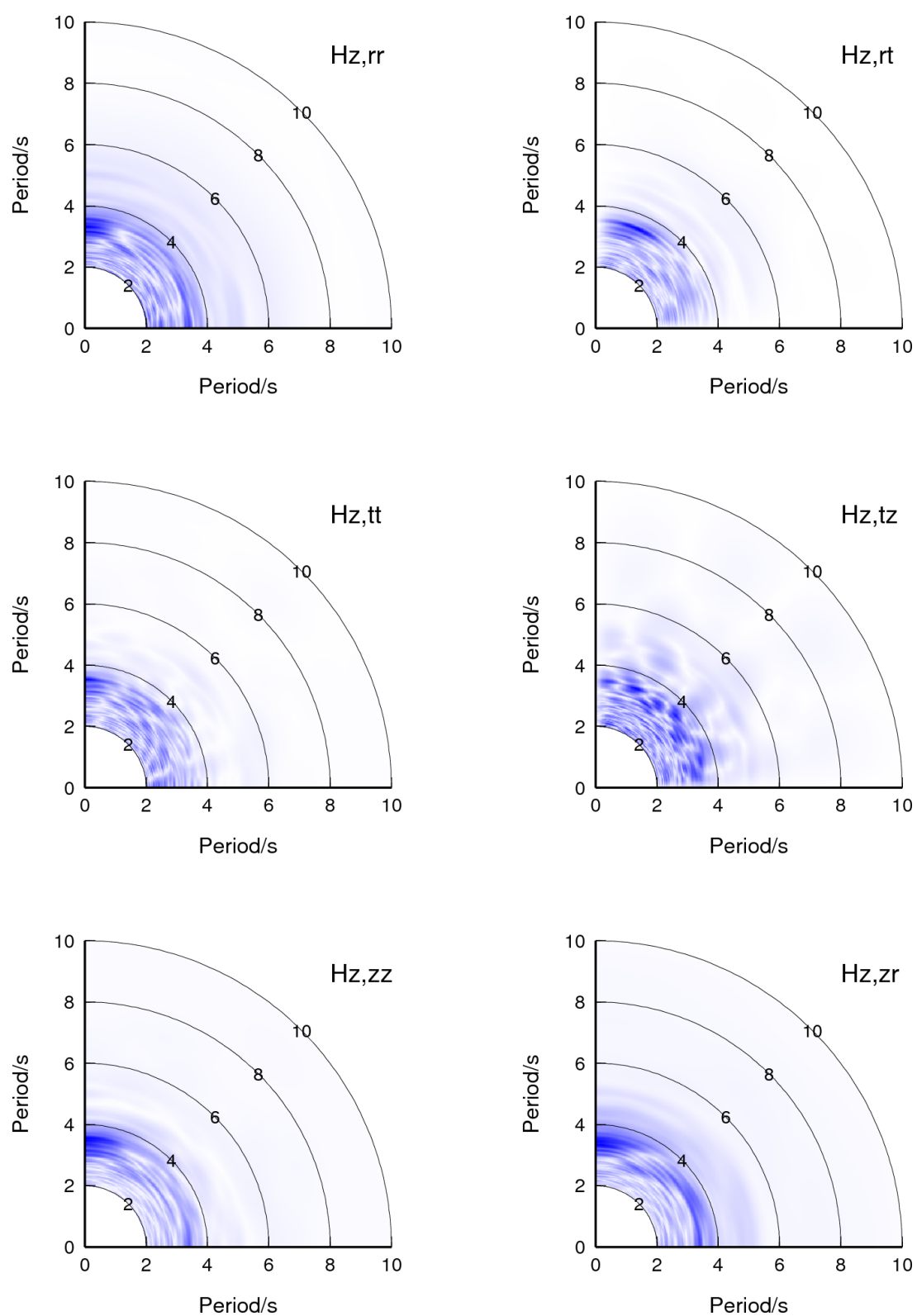


図 5.11 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における深さ 10 km の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

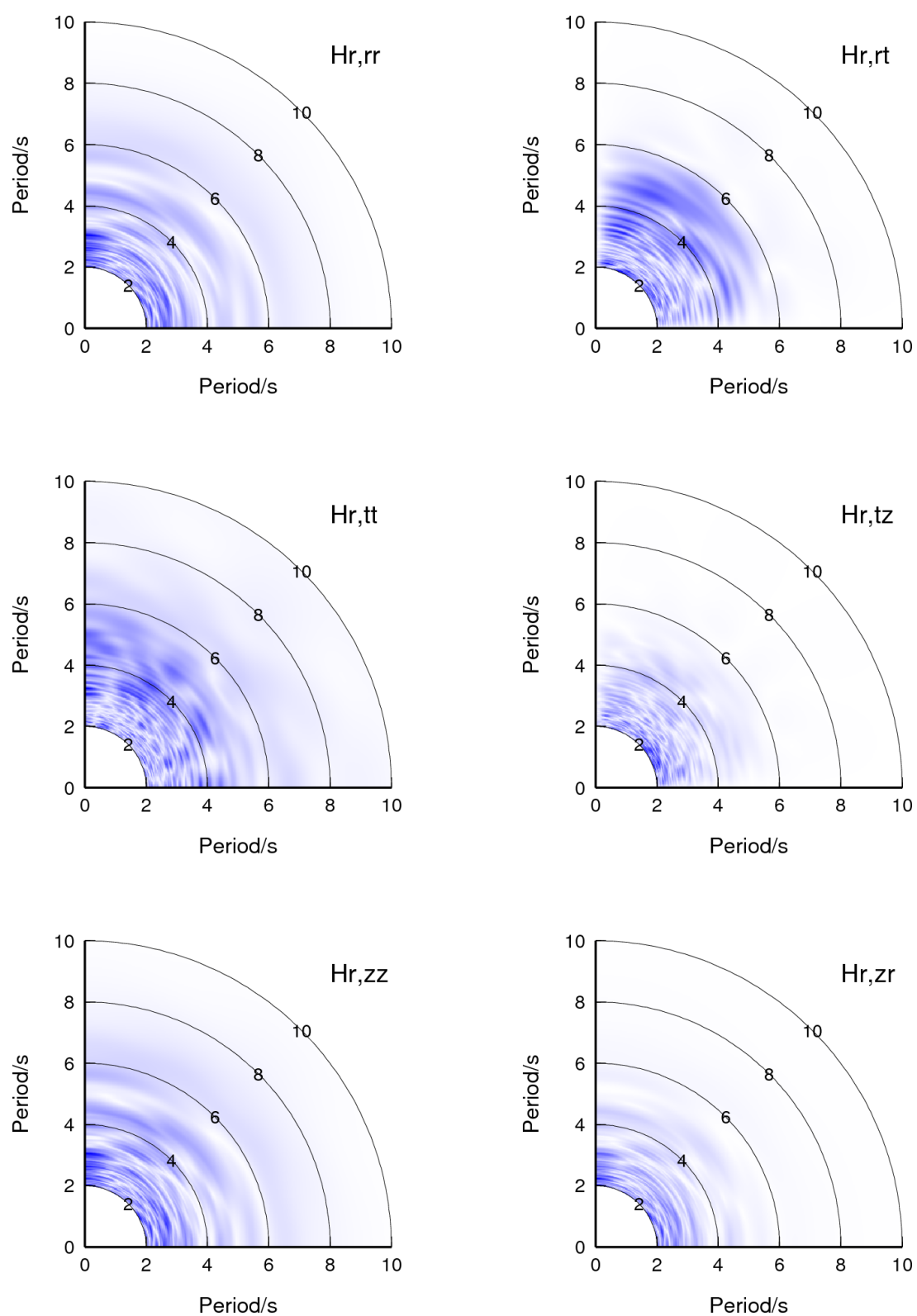


図 5.12 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における地表の震源によるグリーン関数のスペクトル（最大値で規格化）

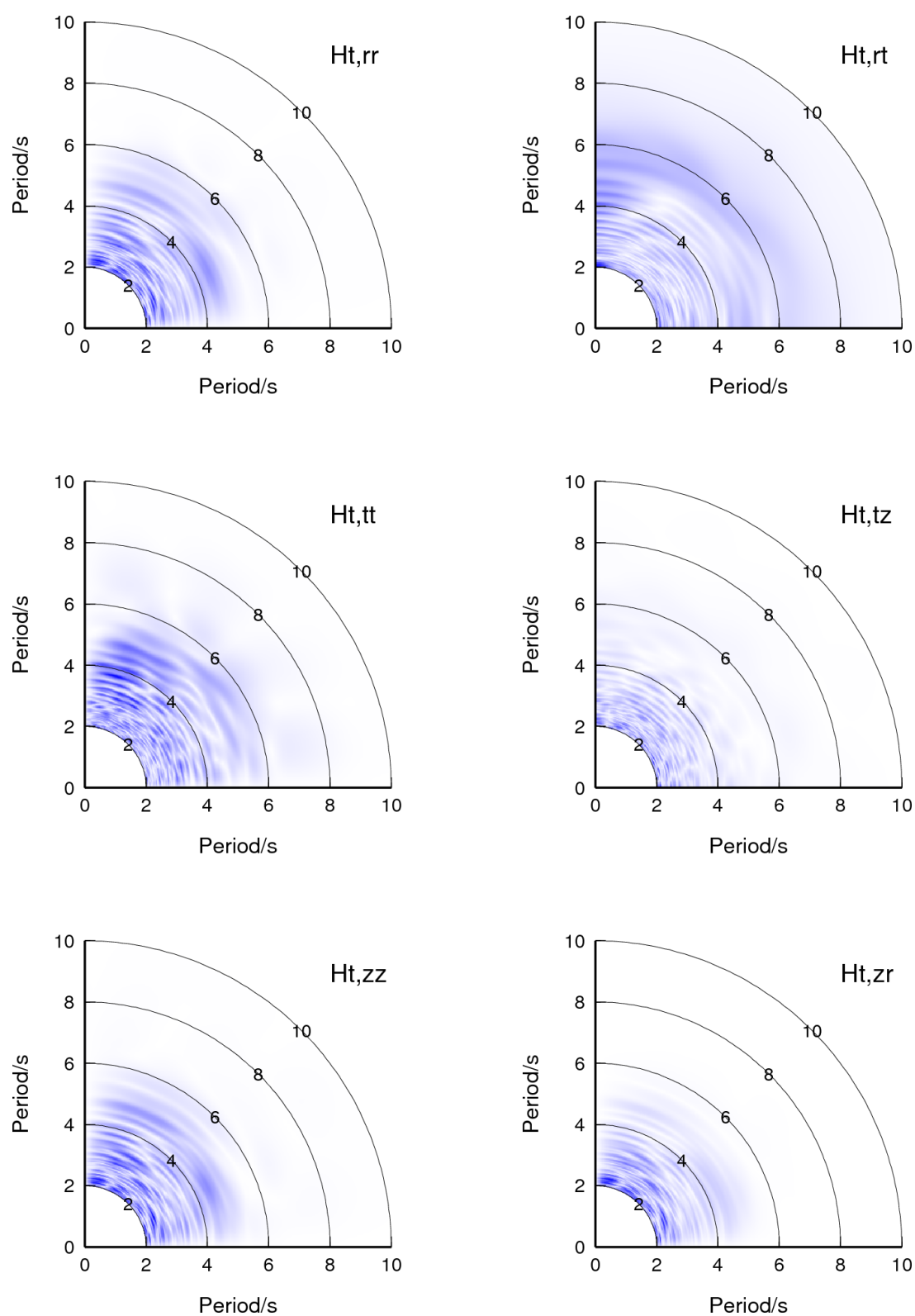


図 5.12 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における地表の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

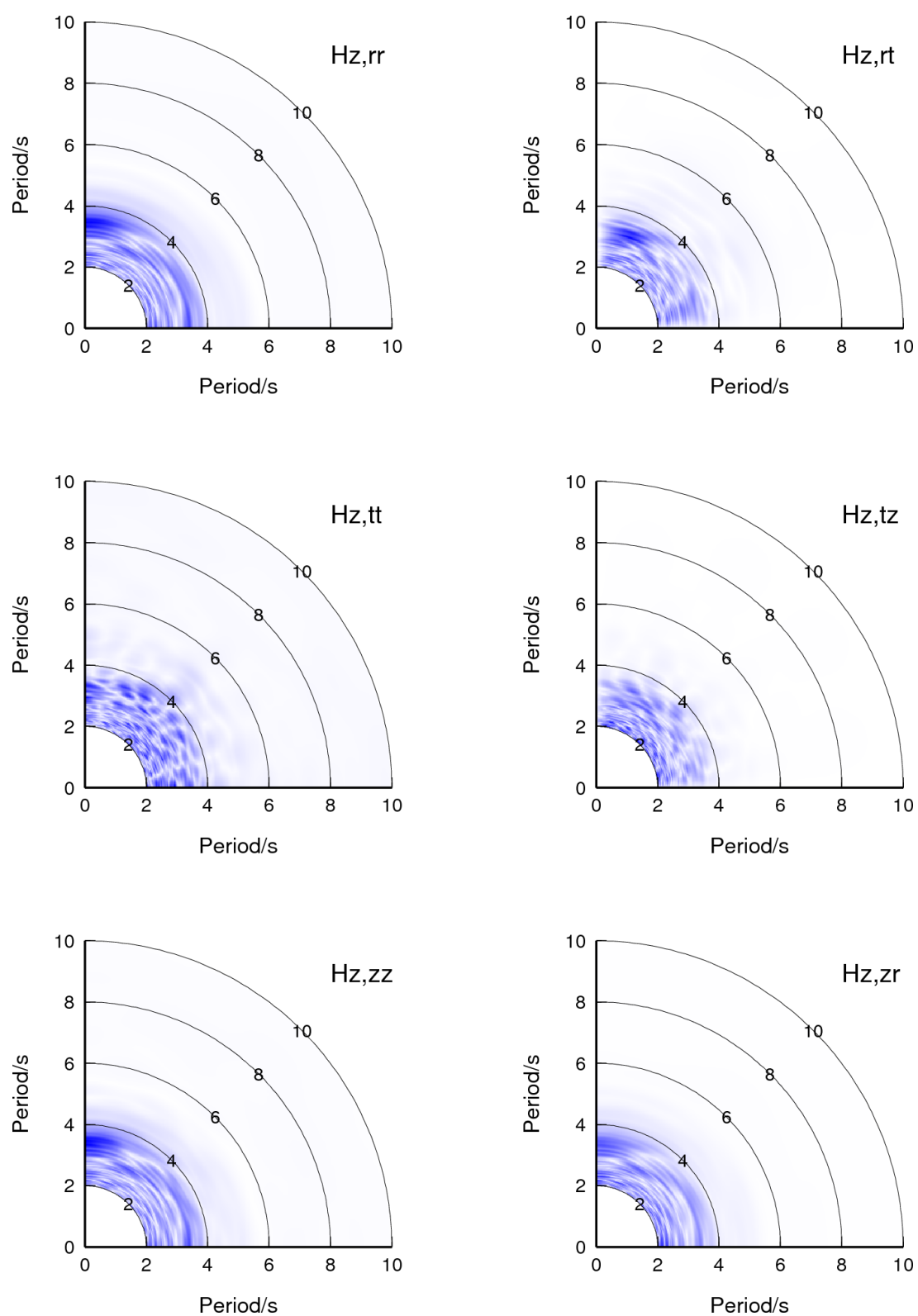


図 5.12 (続き) 楕円形堆積盆地上の中央の観測点における地表の震源によるグリーン関数のスペクトル (最大値で規格化)

次に、平行成層地盤・大円形堆積盆地・小円形堆積盆地・楕円形堆積盆地におけるグリーン関数のスペクトルを比較するために、これらを重ねて図 5.13 に示す。震源深さは 20 km のものを用いている。図では黒色の破線が平行成層地盤、赤色の破線が大円形堆積盆地、青色の破線が小円形堆積盆地のスペクトルを表し、実線はすべて楕円形堆積盆地のスペクトルを表す。楕円形堆積盆地のスペクトルは震源方位によって線の色を変えており、線色の赤から青への変化が震源方位の 0° （長径側）から 90° （短径側）への変化に対応する。振幅の大きさは最大値で規格化した相対値とした。

図 5.13 で、楕円形堆積盆地においては、グリーン関数のほとんどの成分で震源方位による依存性が認められる。例えば $H_{r,zz}$ 成分では、震源方位 0° （長径側）で 5.7 s、 90° （短径側）で 5.4 s に最も長周期のピークがあるが、さらに中間の 45° 付近では 4.8 s 前後に幅広いピークがある。さらに、楕円形堆積盆地の長径と短径はそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の直径に合わせてあるが、それぞれの方位（震源方位 0° と 90° ）において、楕円形堆積盆地のスペクトルが円形堆積盆地のそれに類似した形状にはなっていない。これらの方位では、震源と観測点とを結んだ鉛直断面における地盤構造が同一であるにも関わらず、スペクトル形状が異なっている。このことは、堆積盆地上の観測点の地震動に対しては、震源からの直達波以外の成分が大きく影響を与えていることを示している。

また、大円形堆積盆地および小円形堆積盆地それぞれにおいて、観測点直下の地下構造から $1/4$ 波長則によって得られる周期 6.7 s の卓越が明瞭に見られないことにはやはり注意を要する。

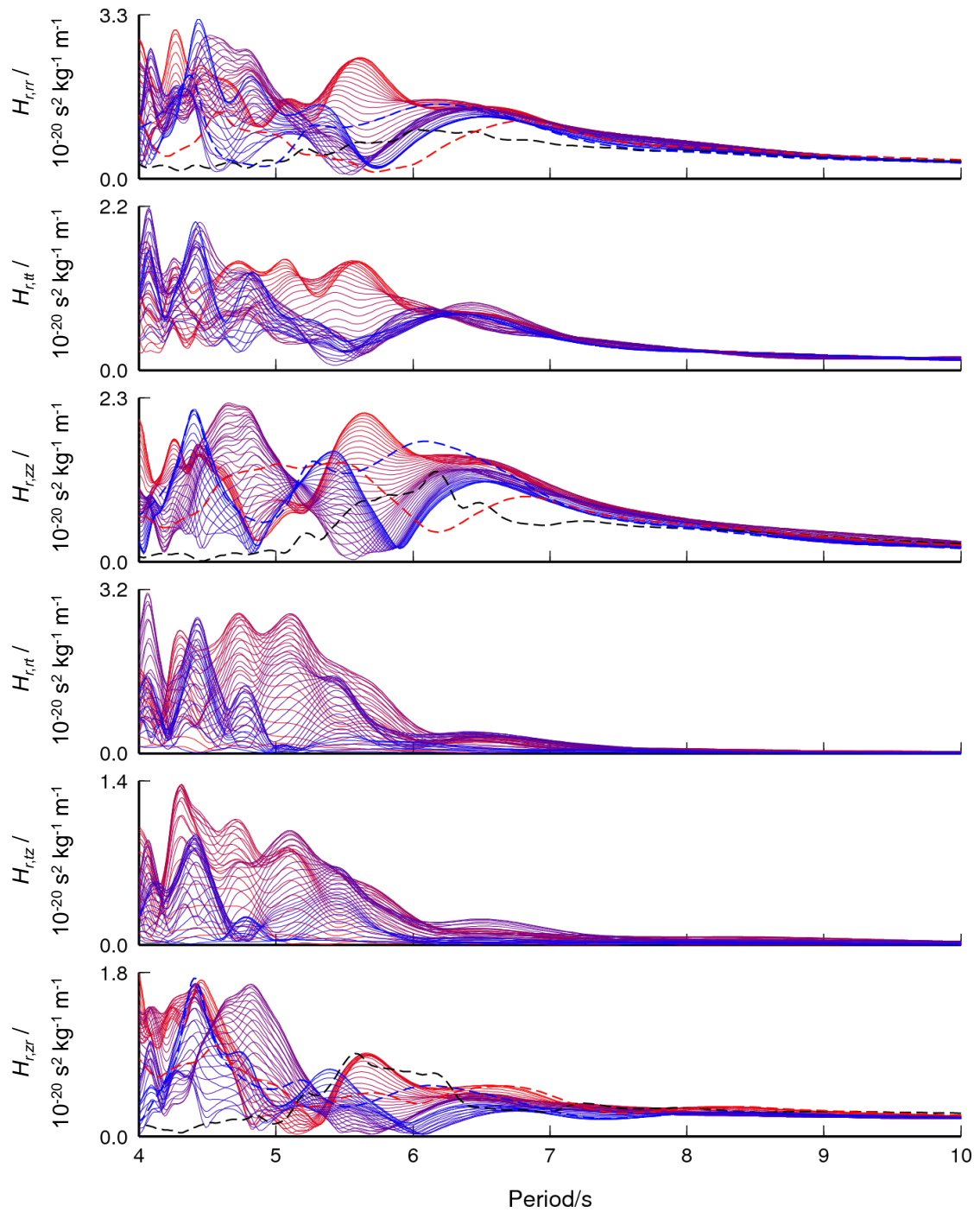


図 5.13 平行成層地盤（黒色の破線）・大円形堆積盆地（赤色の破線）・小円形堆積盆地（青色の破線）・楕円形堆積盆地（実線）それぞれの中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル. 楕円形堆積盆地のスペクトルを表す実線は、赤から青への変化が震源方位の 0° （長径側）から 90° （短径側）への変化に対応する

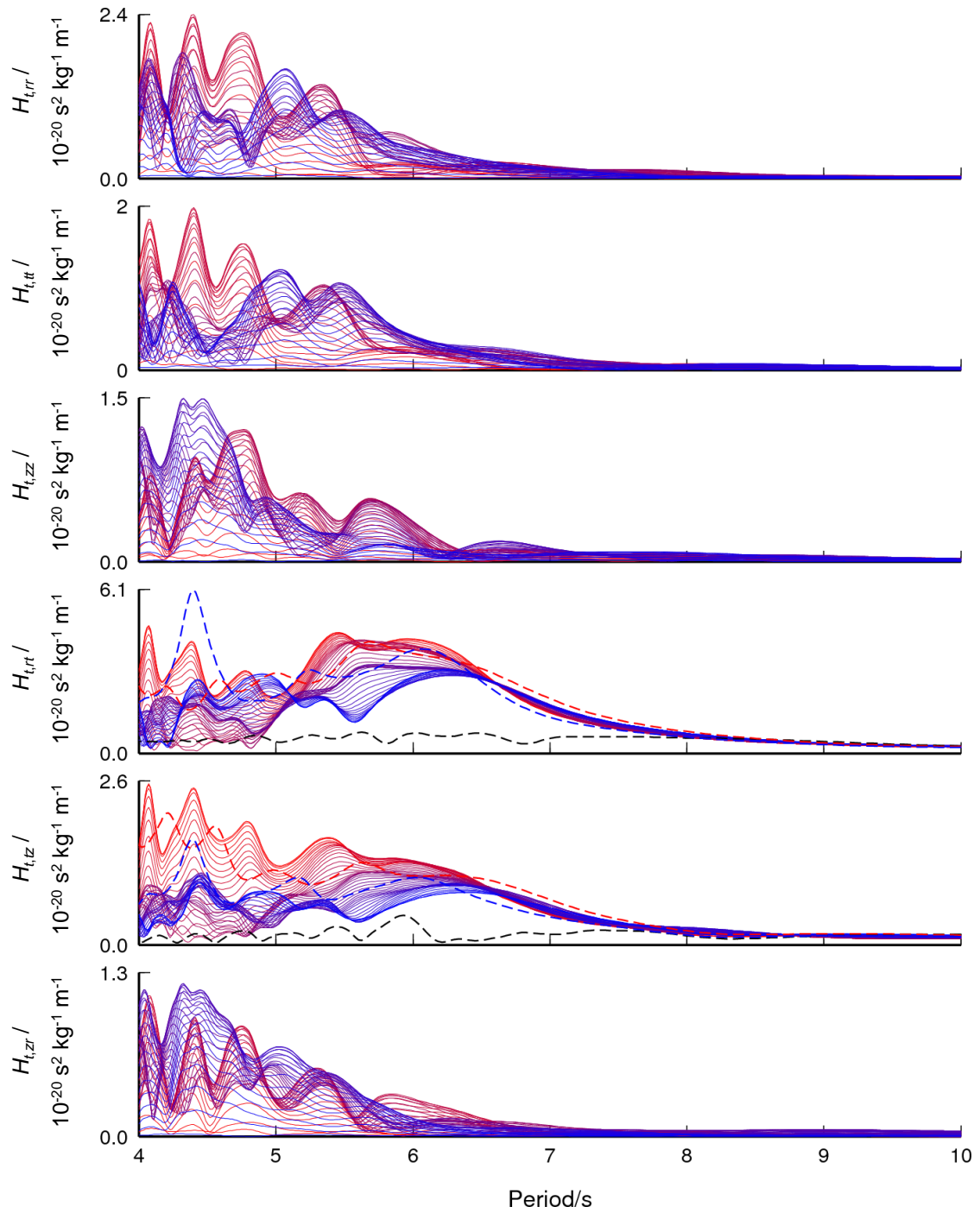


図 5.13 (続き) 平行成層地盤 (黒色の破線)・大円形堆積盆地 (赤色の破線)・小円形堆積盆地 (青色の破線)・楕円形堆積盆地 (実線) それぞれの中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル. 楕円形堆積盆地のスペクトルを表す実線は、赤から青への変化が震源方位の 0° (長径側) から 90° (短径側) への変化に対応する

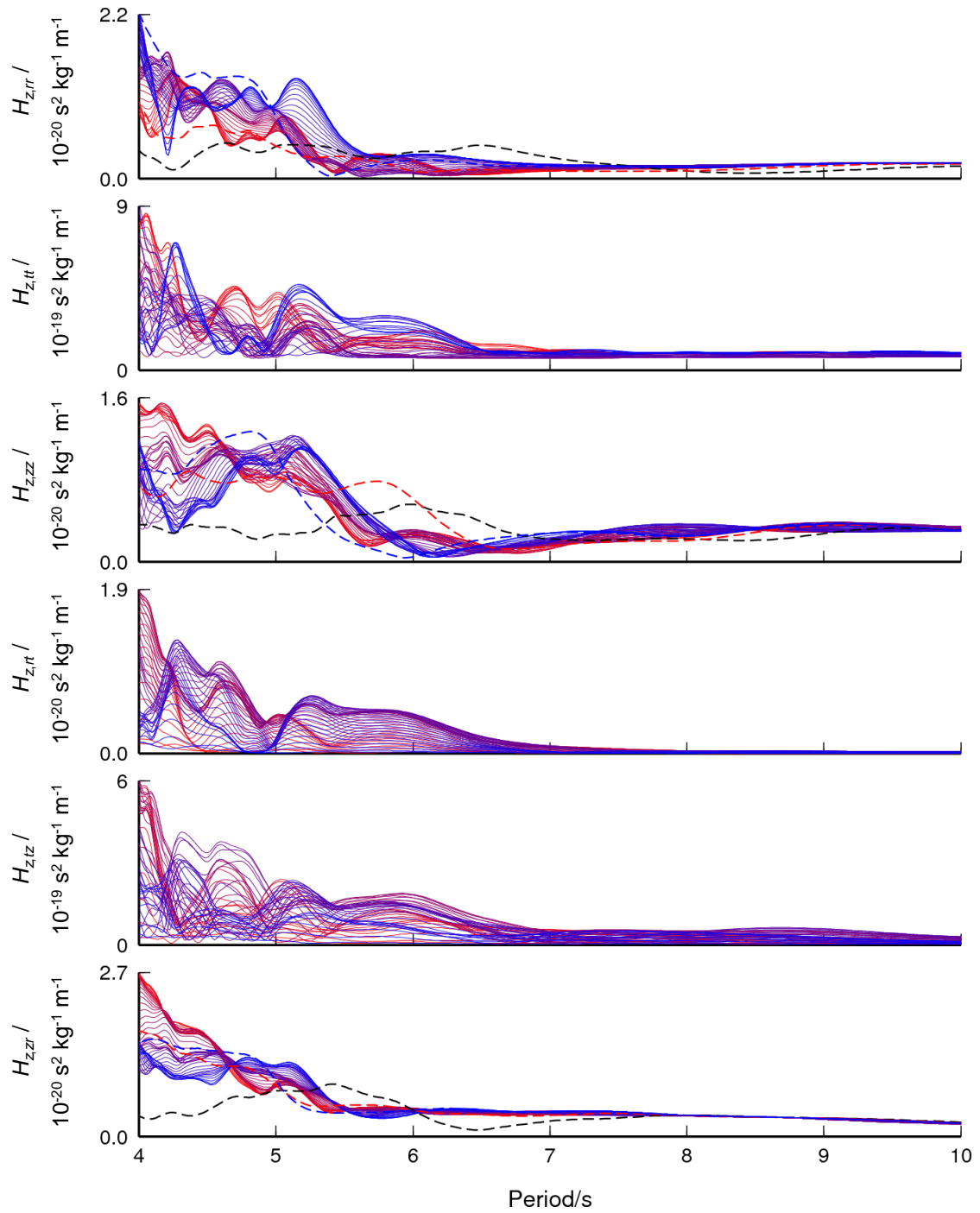


図 5.13 (続き) 平行成層地盤 (黒色の破線)・大円形堆積盆地 (赤色の破線)・小円形堆積盆地 (青色の破線)・楕円形堆積盆地 (実線) それぞれの中央の観測点における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル. 楕円形堆積盆地のスペクトルを表す実線は、赤から青への変化が震源方位の 0° (長径側) から 90° (短径側) への変化に対応する

5.4.3 堆積盆地端部の観測点におけるグリーン関数のスペクトル

5.4.1 項と 5.4.2 項では、楕円形堆積盆地の中央に位置する観測点 (A) でのグリーン関数について考察を行った。本項では、図 5.4 に示した堆積盆地端部に位置する観測点 B, C, D でのグリーン関数についての計算結果を示す。

図 5.14, 図 5.15, および図 5.16 に堆積盆地長径側端部の観測点 (B), ななめ方向端部の観測点 (C), 短径側端部の観測点 (D) でのグリーン関数のスペクトルをそれぞれ示す。これらの図では、図 5.10 と同様に原点から各方位に位置する震源によるグリーン関数のスペクトルを最大値で規格化し、色の濃淡で示している。また、図 5.10 では観測点が堆積盆地中央に位置するため、対称性により震源方位は 0° から 90° までとしたが、本項では 0° から 360° までとした。

例えばグリーン関数の $H_{r,rr}$ の場合、図 5.14, 図 5.15, 図 5.16 のいずれにおいても、フーリエ振幅のピークとなる周期（青色が円周方向に帯状に濃くなっている部分）が震源方位によって変化していく様子が見て取れる。ただし、その変化の程度は図ごとに異なっており、図 5.14 と図 5.15 において顕著である一方、図 5.16 においてはさほどではない。こうした傾向は、グリーン関数の他の成分でも見られる。

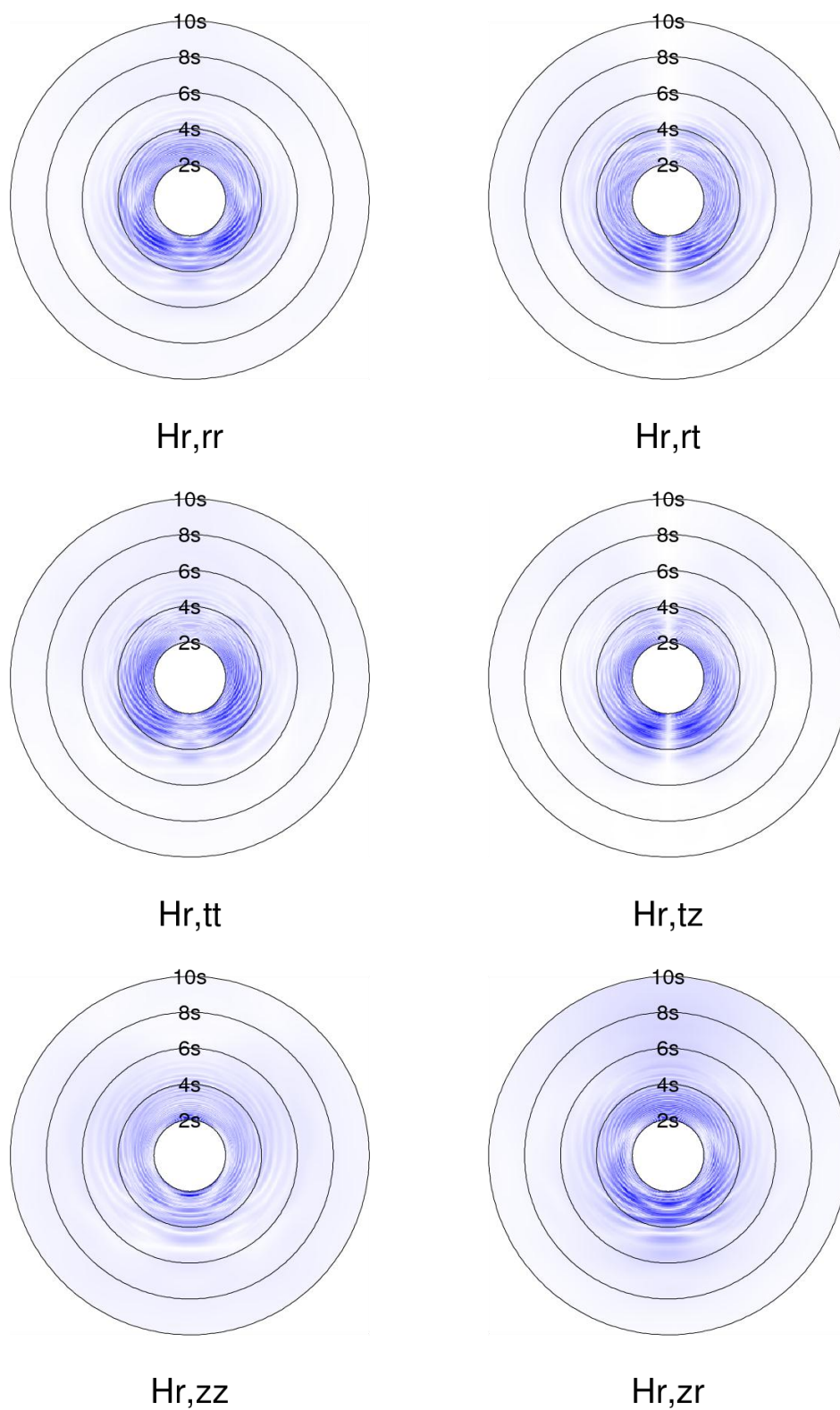


図 5.14 楕円形堆積盆地上の観測点 B における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

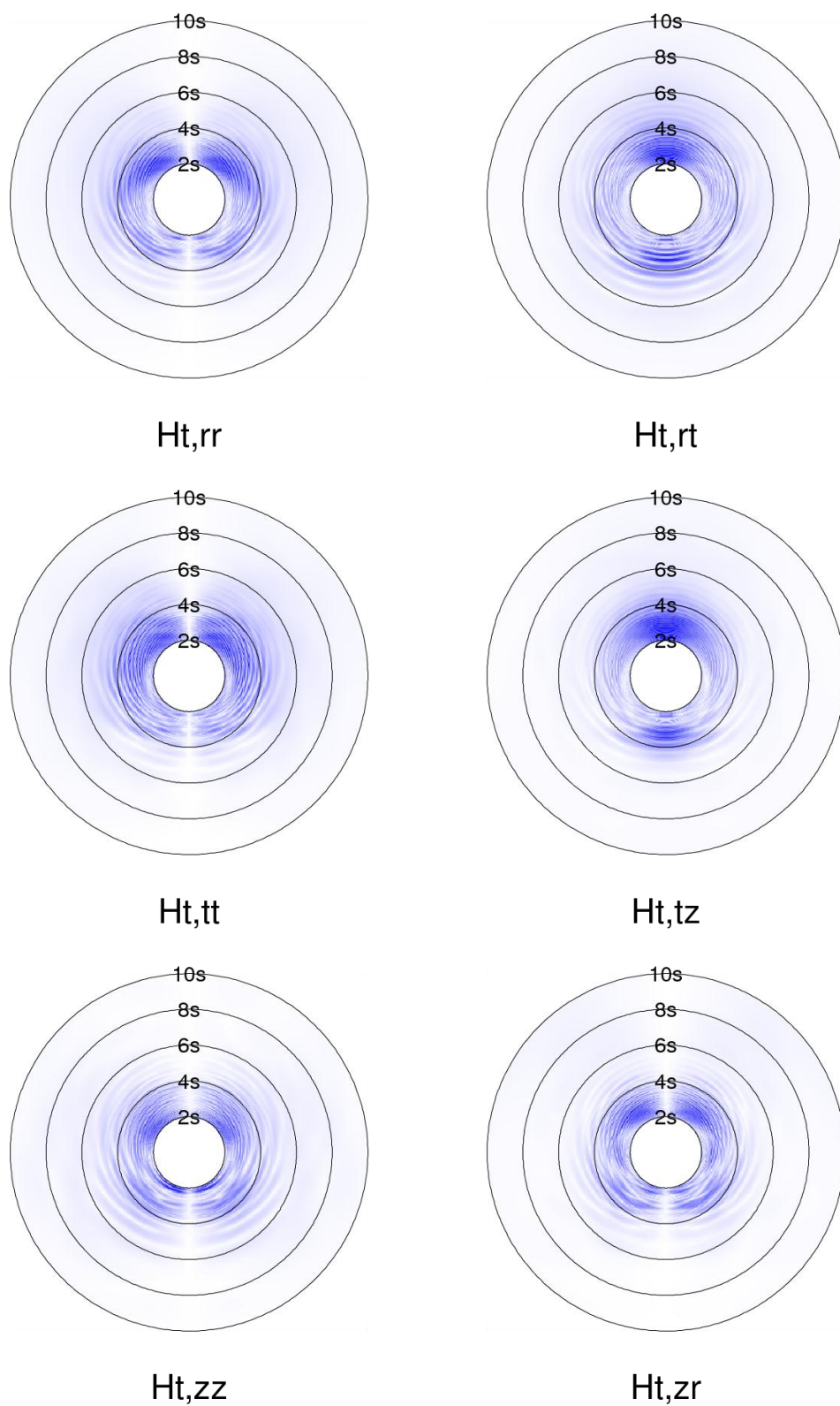


図 5.14 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 B における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

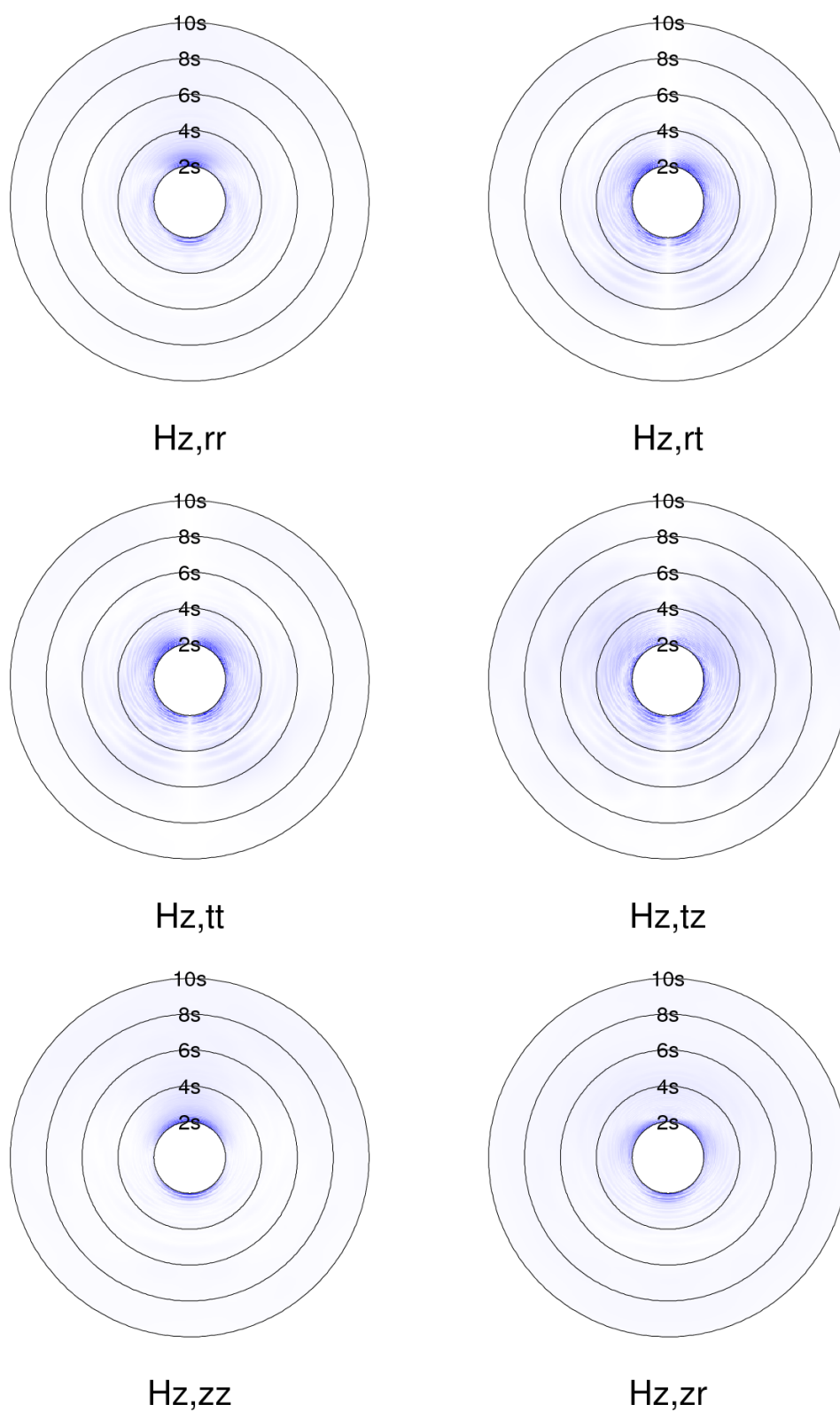


図 5.14 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 B における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

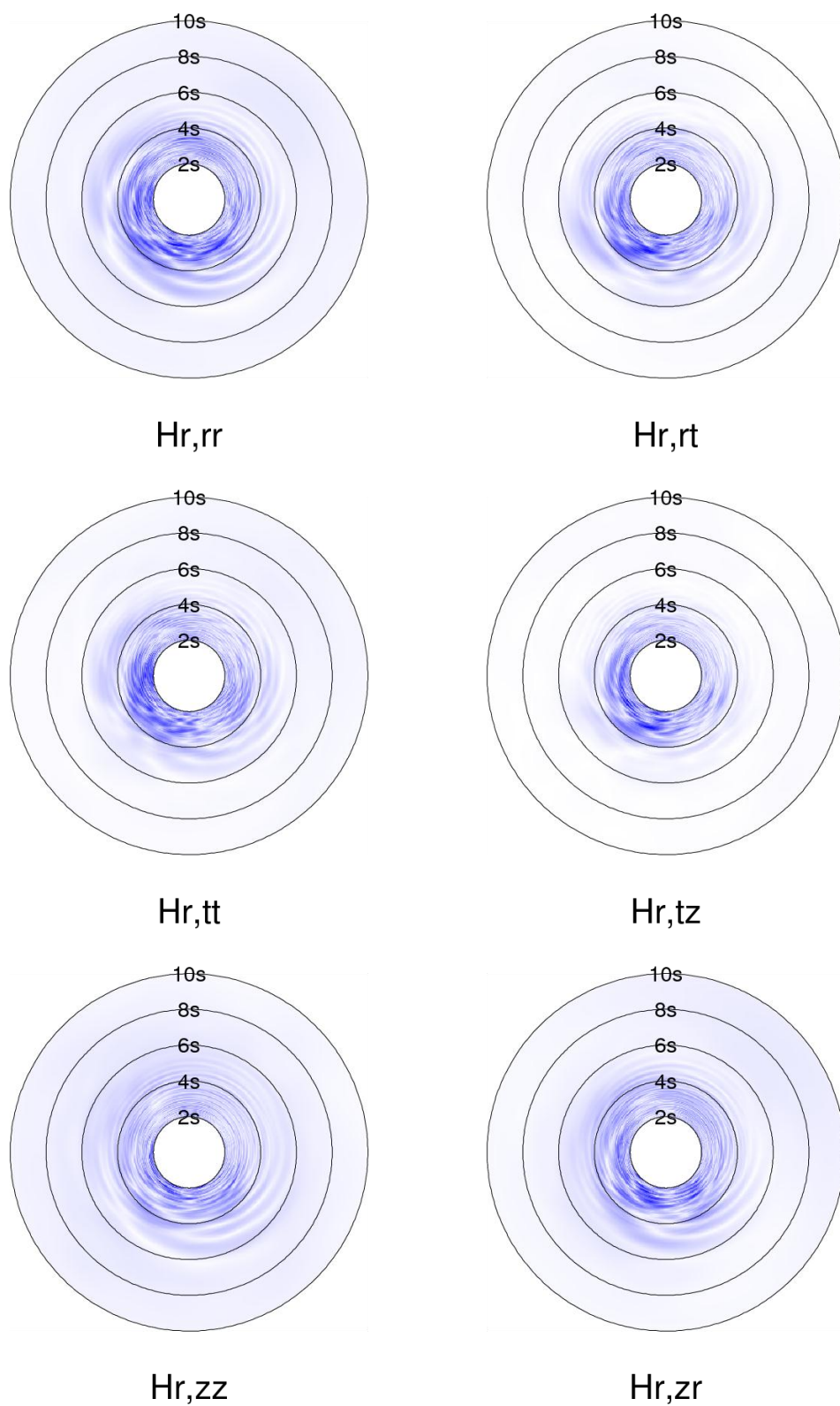


図 5.15 楕円形堆積盆地上の観測点 C における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

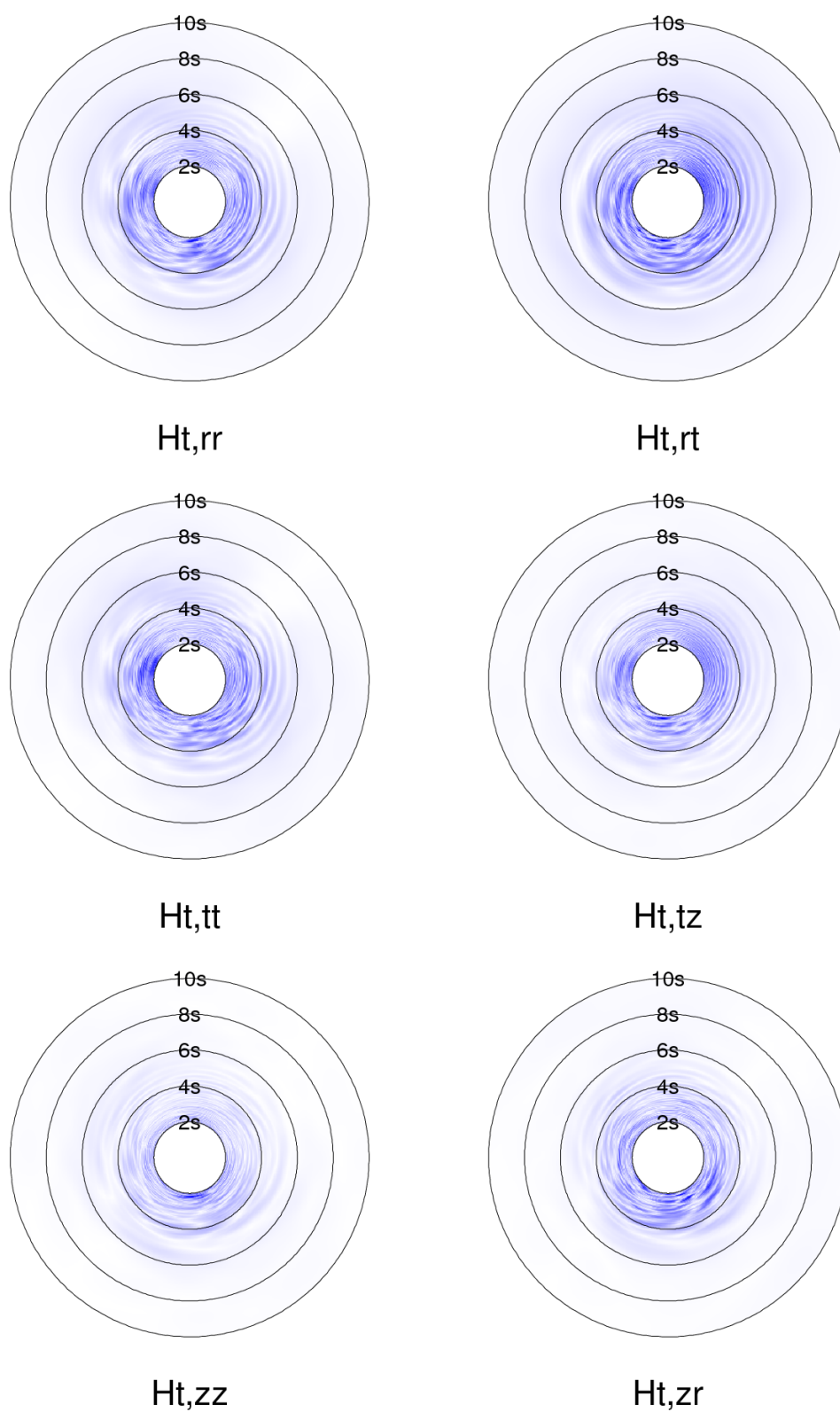


図 5.15 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 C における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

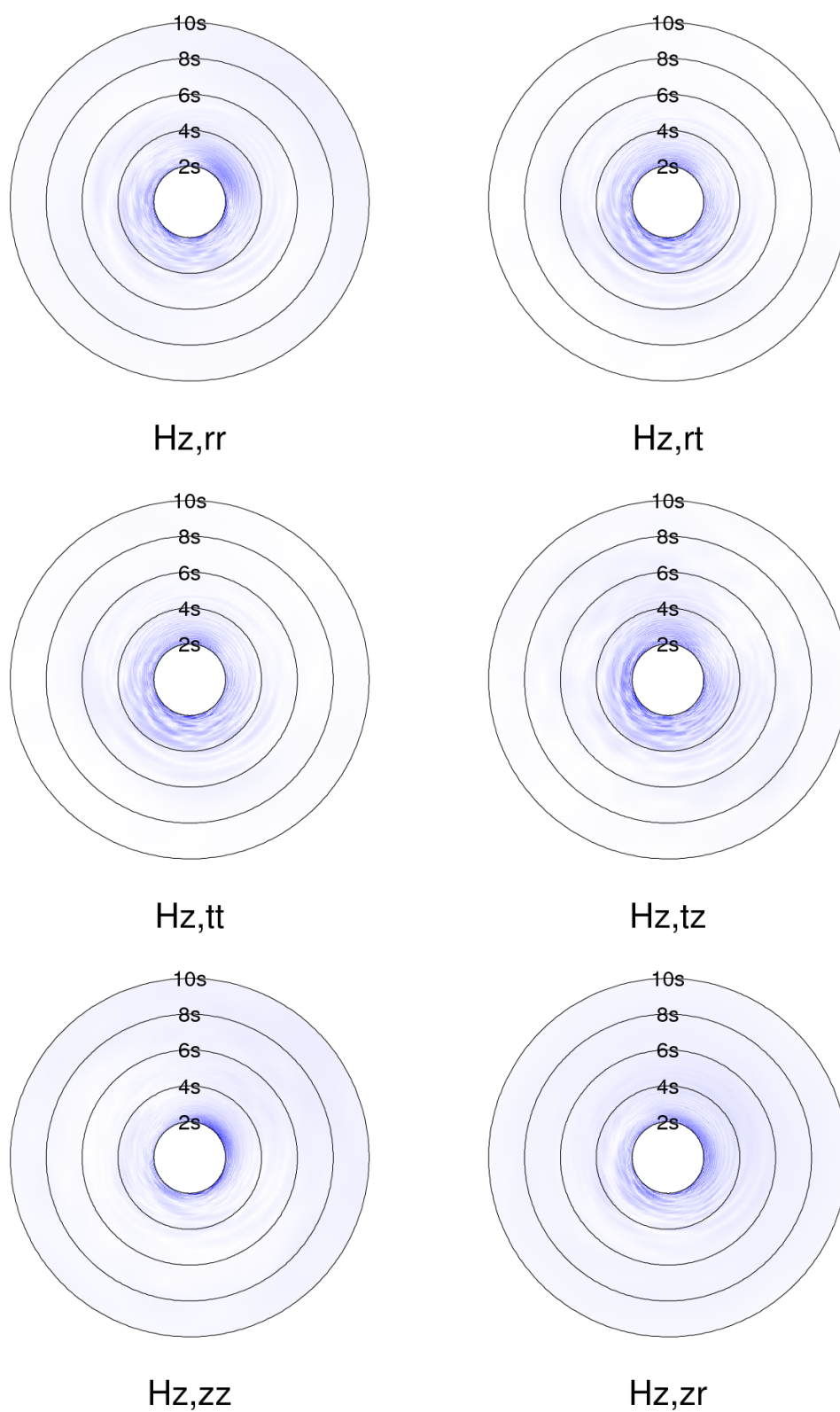


図 5.15 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 C における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

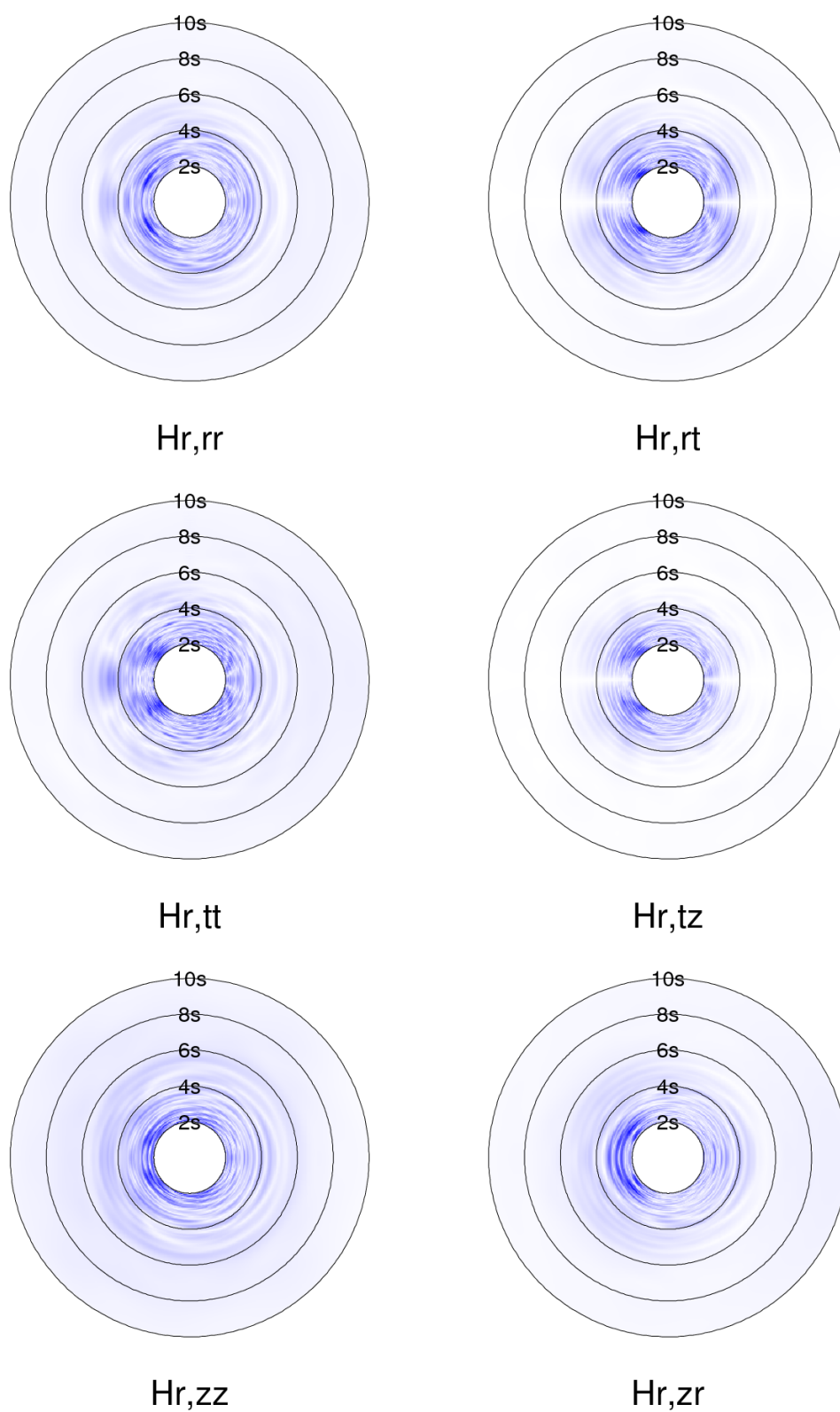


図 5.16 楕円形堆積盆地上の観測点 D における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

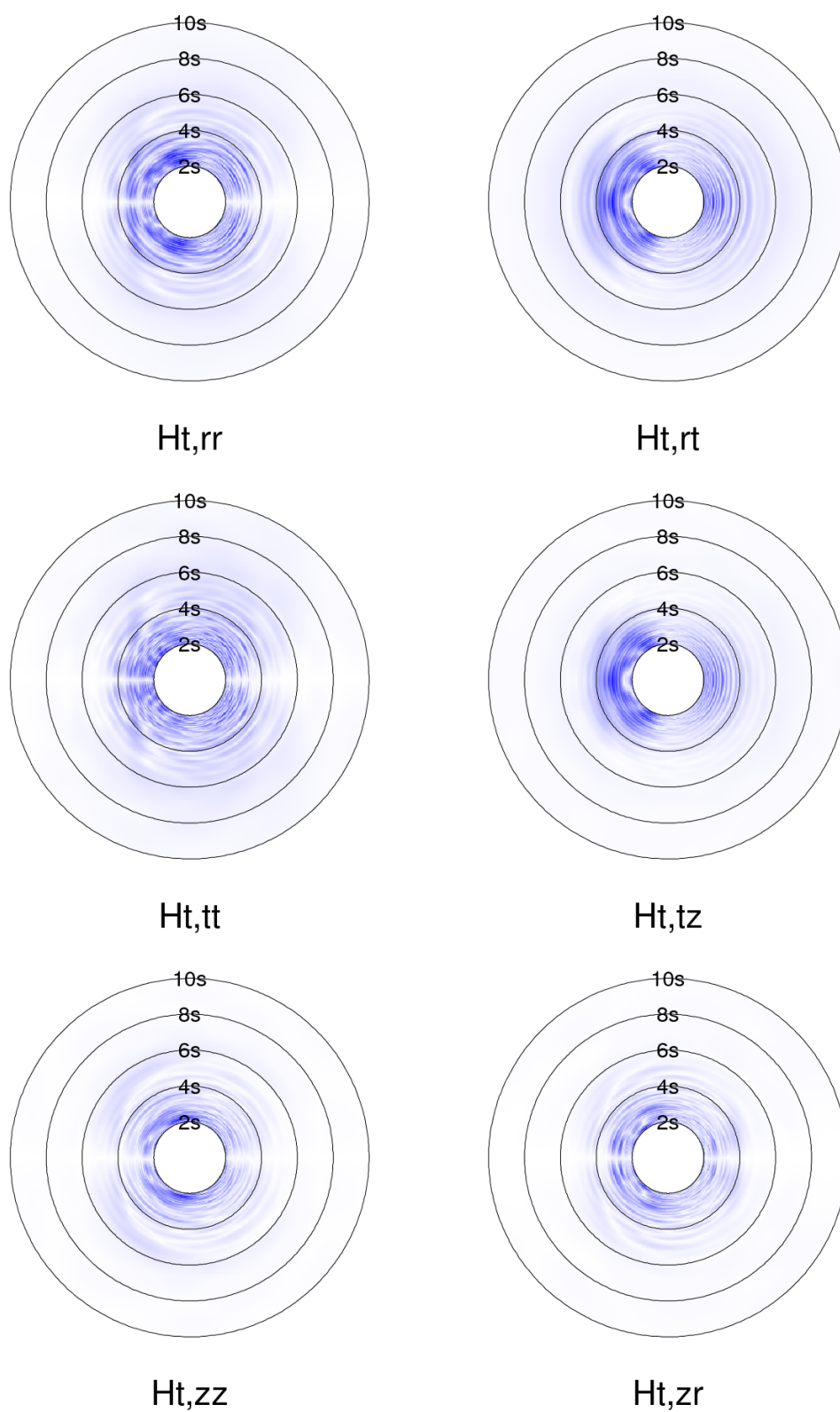


図 5.16 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 D における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

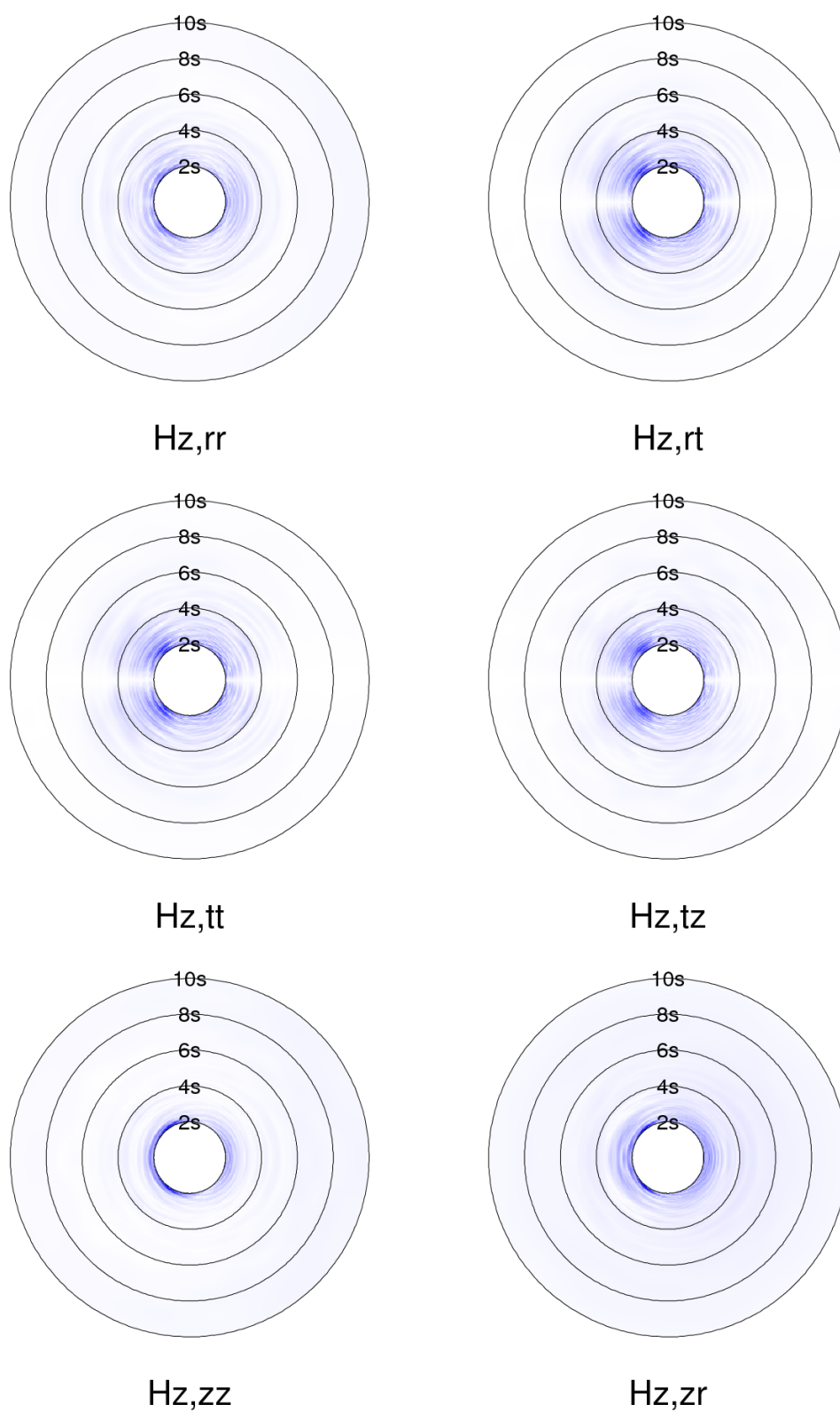


図 5.16 (続き) 楕円形堆積盆地上の観測点 D における深さ 20 km の震源によるグリーン関数のスペクトル

5.5 本章のまとめ

本章では、大規模堆積盆地の震動性状の震源の方位および深さ依存性について検討を行った。特に、地震動の卓越周期の変化について、楕円形・円形の堆積盆地のモデルを作成して比較を行った。有限差分法を用い、弾性体の相反定理を利用することで計算量の削減を図りながら、グリーン関数の主として長周期成分について計算を行った。

各事例についてのグリーン関数の各成分の計算結果から、楕円形の堆積盆地上の観測点において、震源の方位による卓越周期の違いが見られた。この傾向は、震源の深さにはあまり依存しないようである。また、後続の表面波が優勢であるためか、 $1/4$ 波長則から導かれる周期 6.7 s の卓越は明瞭に見られなかった。

楕円形の堆積盆地との比較のために、その短径・長径をそれぞれの直径とする円形の堆積盆地のモデルも作成して検討を行った。この結果のグリーン関数においては、震源方位による卓越周期の違いは見られなかった。さらに、楕円形堆積盆地の長径と短径はそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の直径に合わせてあるが、楕円形堆積盆地における対応する震源方位のスペクトルと円形の堆積盆地のそれとの類似性はあまりなかった。このことから、堆積盆地上の観測点における震動には、震源からの直達波以外の成分が大きく影響していることが分かる。

実際の地震動は、本章で示したグリーン関数と震源時間関数との合成積をとり、さらに震源の走向・傾斜・すべり角で定まるモーメントテンソルの各成分の大きさを重み付けしながら足し合わせたものとなる。そのため、合成された地震動の卓越周期については、本章の結果のみからは計算できない。しかし、グリーン関数の卓越周期のばらつきの範囲を知ることができれば、実際の地震動において卓越する周期を予想する際の助けとなり、工学的に有用な情報となる。

本章の検討は、少数の観測点について多くの震源による地震動を俯瞰的に分析するものである。そのため、震源方位による震動性状の変化は表現できるものの、その詳細な原因についての考察は困難である。相反定理を用いないで通常有限差分法の計算を行い、面的な波動場を計算することがその考察に資することになるだろうが、これについては今後の課題とする。

また、本章では簡単なモデルを用いて現象の傾向を把握した。今後は円形・楕円形以外の形状の堆積盆地や、現実の堆積盆地の地下構造モデルに対して同様の検討を行うとともに、地震波の入射方向による震動性状の違いを説明しうるような地盤モデルを構築することも課題である。

参考文献

- 1) 寺島芳洋, 高橋広人, 福和伸夫, 護雅史 : 堆積盆地における地盤と超高層建物との共振現象に関する研究 その1 大阪平野の地盤周期の分析と強震動予測, 日本建築学会 2012 年度大会, 21076 (2012).
- 2) 気象庁 : 長周期地震動に関する情報のあり方検討会 (第1回) 資料 (2011).
- 3) 建築研究所 : 強震観測 Web, <http://smo.kenken.go.jp/ja/smdb/drawwave/201103111446SKS> (2011). (2012 年 10 月 29 日閲覧)
- 4) Hartzell, S. H. : Earthquake aftershocks as Green's functions, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, (1976).
- 5) Irikura, K. : Semi-empirical estimations of strong ground motions during large earthquakes, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst.*, Kyoto Univ., **33**, 63-104 (1983).
- 6) Irikura, K. : Prediction of strong ground acceleration motions using empirical Green's function, Proc. 7th Japan Earthq. Eng. Symp., 151-156 (1986).
- 7) 武村雅之, 池浦友則 : 震源の不均質すべりを考慮した半経験的地震動評価, 地震 **2**, **40**, 77-88 (1987).
- 8) Dan, K., T. Watanabe, and T. Tanaka : A semi-empirical method to synthesize earthquake ground motions based on approximate far-field shear-wave displacement, *Tran. AIJ*, **396**, 27-36 (1989).
- 9) 釜江克宏, 入倉孝次郎, 福知保長 : 地震のスケーリング則に基づいた大地震時の強震動予測 統計的波形合成法による予測, 日本建築学会構造系論文報告集, **430**, 1-9 (1991).
- 10) Graves, R. W. : Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **86**, 1091-1106 (1996).
- 11) Levander, A. R. : Fourth-order finite difference P-SV seismograms, *Geophysics*, **53**, 1425-1436 (1988).
- 12) Pitarka, A. : 3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grid with nonuniform spacing, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **89**, 54-68 (1999).
- 13) 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.*, **106**, 8745-8766 (2001).
- 14) Wald, D. J. and R. W. Graves : Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions 2. Combining seismic and geodetic data, *J. Geophys. Res.*, **106**, 8767-8788 (2001).

第 6 章

地震動記録と同じ継続時間を有する 地震の音の作成法

6.1 はじめに

第 1 章において、地震動を音で表現する方法についてのレビューを行った。既存の手法は地震動波形を時間軸方向に圧縮して音圧波形とするものであり、これは継続時間が本来の地震動よりも短くなってしまうため、映像機器と協調して再生することができない。

本章では、従来とは全く異なる方法によって地震動を音声によって表現する方法を提案する。本手法では、作成される音声以下に示す 3 つの項目を満足することを条件とした。

- ① 地震動記録と同じ継続時間を有すること。
- ② 地震動の振動数が高いときは高い音で聞こえること。
- ③ 地震動の振幅が大きいときは強い音で聞こえること。

本章で作成する「地震の音」の利用目的としては大別して 2 種類を想定している。ひとつは地震動の瞬間振動数や振幅・エネルギーといった情報を時系列で表現する音を作成することで、地震動の理解の助けとすることである。もうひとつは地震防災教育・啓発活動の材料に供することであり、特に震動を映像化する機器と同時に地震の音を再生するといった活用方法である。地震の音の作成法について、本章ではいくつかの方法を示しているが、目的に応じてそれらを取捨選択することが望ましい。

以降、6.2 節では地震動記録から音声波形を作成する新規手法を示し、6.3 節でこれを 1995 年兵庫県南部地震の際に気象庁神戸海洋気象台で得られた地震動記録および愛知県設計用入力地震動研究協議会による想定新東海地震¹⁾（想定東海地震と東南海地震が

同時発生することをモデル化) の名古屋三の丸地区における地震動波形に適用した結果を示す.

本論文で作成した地震の音については, いずれもホームページ上において公開している (URL: <http://www.sharaku.nuac.nagoya-u.ac.jp/etaiken/staiken.html>). また, 任意の地震動波形から Web 上で地震の音を生成するシステムも開発しており, こちらも公開している (地震の音生成システム「なみおん」, URL: <http://www.sharaku.nuac.nagoya-u.ac.jp/naion/>).

6.2 音圧波形作成の理論

6.2.1 対称的フーリエ解析の概要

本節では、地震動波形から音声波形を作成する手法の理論的基礎となる、対称的フーリエ解析の概要を記述する。対称的フーリエ解析は、振動数領域のみならず時間領域においても振幅と位相を定義し、通常のフーリエ解析においては無視されがちである位相の持つ情報を最大限に活用する解析手法である。これは、古くは Papoulis (1962) にその考え方の源流が見られ²⁾、1980年代以降、和泉・勝倉 (1983)、和泉・他 (1988)、Katukura et al. (1989)、理論地震動研究会 (1994) 等により地震動記録への適用が図られるとともに理論的体系化が行われた^{3), 4), 5), 6)}。

対象とする地震動記録の時刻歴波形を $x(t)$ とする。地震動記録には通常3成分があるが、 $x(t)$ に選定するのはどの成分でも良い。また、原理的には加速度・速度および変位波形のいずれであっても対称的フーリエ解析は可能であるが、6.2.2項に詳述するように、本研究においては速度波形を用いる。地震動記録は時間が正である領域 ($t \geq 0$) のみで定義されることが多いが、ここでは $x(t)$ の定義域を $-T \leq t < T$ (T は地震動記録の継続時間) とし、 $t < 0$ の領域では $x(t) = 0$ であるとする。

$x(t)$ は言うまでもなく時間領域の実因果関数である。 $x(t)$ のフーリエ変換

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \quad (6.1)$$

は振動数領域の共役複素関数であり、その実部と虚部は互いにヒルベルト変換対の関係をなす。すなわち、

$$\begin{aligned} \text{Im}[G(\omega)] &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}[G(\zeta)]}{\omega - \zeta} d\zeta \\ \text{および} \quad \text{Re}[G(\omega)] &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im}[G(\zeta)]}{\omega - \zeta} d\zeta + C \end{aligned} \quad (6.2)$$

である。ここで積分はコーシーの主値とし、 C は $x(t)$ が原点に特異性を有している場合に必要となる定数であるが、本章では $x(t)$ に特異点は存在しないので $C = 0$ として良い。次に、 $G(\omega)$ をもとに新たな関数

$$X(\omega) = U(\omega) \text{Re}[G(\omega)] \quad (6.3)$$

を定義する. $U(\omega)$ は ω を独立変数とする単位ステップ関数である. $X(\omega)$ はその定義から明らかのように, 振動数領域の実因果関数である. $X(\omega)$ の 4 倍のフーリエ逆変換

$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} 4X(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (6.4)$$

は時間領域の共役複素関数であり, その実部と虚部は互いにヒルベルト変換対の関係をなす. この関数 $g(t)$ の実部について, 次式のように単位ステップ関数を乗ずることにより, 元の地震動波形 $x(t)$ が得られることが知られている.

$$x(t) = U(t) \text{Re}[g(t)] \quad (6.5)$$

以上より, 時間領域と振動数領域に整然とした対称性が存在することが分かる. 図 6.1 に式 (6.1) ~ (6.5) の関係を示す.

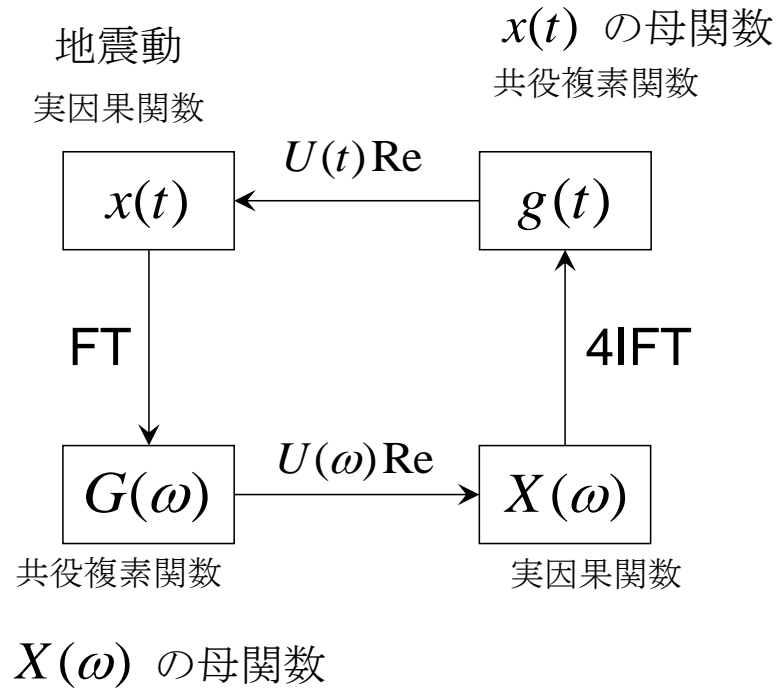


図 6.1 対照的フーリエ解析の流れ. FT および IFT はそれぞれフーリエ変換およびフーリエ逆変換を施すことを示す.

式 (6.1) で定義される振動数領域の共役複素関数 $G(\omega)$ は, $X(\omega)$ の母関数と呼ばれ, 極形式で次式のように表示することができる.

$$G(\omega) = A(\omega)e^{i\Phi(\omega)} \quad (6.6)$$

ここで

$$A(\omega) = \sqrt{[G_{\text{re}}(\omega)]^2 + [G_{\text{im}}(\omega)]^2} \quad (6.7)$$

$$\Phi(\omega) = \tan^{-1}[G_{\text{im}}(\omega)/G_{\text{re}}(\omega)] \quad (6.8)$$

である. $G_{\text{re}}(\omega)$ と $G_{\text{im}}(\omega)$ はそれぞれ $G(\omega)$ の実部と虚部である. このとき, $G(\omega)$ の絶対値 $A(\omega)$ は角振動数 ω の成分の $x(t)$ に対する寄与の大きさを表しており, 位相の傾き $t_{\text{gr}}(\omega) = d\Phi(\omega)/d\omega$ は角振動数 ω の成分が到達する時刻, すなわち群遅延時間を表している.

一方, 式 (6.4) で定義される時間領域の共役複素関数 $g(t)$ は, もとの地震動波形 $x(t)$ の母関数と呼ばれ, $x(t)$ の特徴を表す重要な関数である. $g(t)$ を極形式で

$$g(t) = \alpha(t)e^{i\varphi(t)} \quad (6.9)$$

と書く. ここで

$$\alpha(t) = \sqrt{[g_{\text{re}}(t)]^2 + [g_{\text{im}}(t)]^2} \quad (6.10)$$

$$\varphi(t) = \tan^{-1}[g_{\text{im}}(t)/g_{\text{re}}(t)] \quad (6.11)$$

である. $g_{\text{re}}(t)$ と $g_{\text{im}}(t)$ はそれぞれ $g(t)$ の実部と虚部である. 式 (6.9) および式 (6.5) は, $\alpha(t)$ なる包絡形状の中に $e^{i\varphi(t)}$ なる搬送波を流し込んだものの実部の $t \geq 0$ の範囲が $x(t)$ であることを示している. 従って, $t \geq 0$ の範囲において絶対値 $\alpha(t)$ は $x(t)$ の包絡形, 位相の傾き $\omega_{\text{gr}}(t) = d\varphi(t)/dt$ は時刻 t における角振動数の瞬時値を表すと解釈することができる.

以降 $\omega_{\text{gr}}(t)$ およびこれを振動数に換算したもの $f_{\text{gr}}(t) = \omega_{\text{gr}}(t)/2\pi$ をそれぞれ瞬間角振動数・瞬間振動数と呼ぶことにする.

本項において述べた時間領域の母関数 $g(t)$ と元の地震動波形 $x(t)$ との関係が, 6.2.2 項

で述べる音の作成において重要となる。

6.2.2 母関数を利用した音圧波形の作成法

本項以降混乱を避けるために、地震波に関わる諸量には上付添字 E を、音波に関わる諸量には上付添字 S を付する。

1 章で述べたように、地震動に含まれる振動数成分はおよそ 10 Hz 程度以下が大部分であるのに対し、人間の可聴音域は 20 Hz から 20 kHz の範囲である。従って、地震動波形をもとに何らかの方法で高振動数を有する波形を作成する必要がある。本章においては、これを時間領域の母関数を利用することで実現した。すなわち、地震動の速度波形を $x^E(t)$ とし、これについて図 6.1 に示した対称的フーリエ解析の経路を一周すると再びもとの波形 $x^E(t)$ が得られるが、その経路中に現れる母関数 $g^E(t)$ に適当な処理を施して新たな母関数 $g^S(t)$ を作成し、最後に可聴振動数帯の波形 $x^S(t)$ を得るというものである。

なお、「音の波形」という場合、通常用いられる物理量は音圧 $p^S(t)$ の時刻歴波形であり、これは空気を伝わる疎密波の変位 $u^S(x,t)$ と以下の関係にある。

$$p^S(x,t) = -K \frac{\partial u^S(x,t)}{\partial x} = -\frac{K}{c} \frac{\partial u^S(x,t)}{\partial t} \quad (6.12)$$

ここでは簡単のために x 方向に伝わる平面波を扱った。 K は空気の体積弾性率、 c は空気を伝わる疎密波の位相速度である。式 (6.12) から明らかなように、音圧波形は空気を伝わる疎密波の速度波形と相似である。また、振動のエネルギーと最も密接に結び付いているのは速度波形であり、その包絡形関数の 2 乗は各時刻におけるエネルギー密度を表していると考えられる。そこで、目的の音圧波形が満足すべき条件のひとつ、「③地震動の振幅が大きいときは大きな音で聞こえる」ことをエネルギーの大小に結び付け、元となる波形 $x^E(t)$ には地震動の速度波形を用いることとした。

6.2.1 項で述べた通り、時間領域の母関数 $g^E(t)$ の絶対値 $\alpha^E(t)$ と位相の傾き $\omega_{gr}^E(t) = d\varphi^E(t)/dt$ は、時刻 t における $x^E(t)$ の包絡形と瞬間角振動数をそれぞれ表している。そのため、包絡形状はそのままに、瞬間角振動数を上昇させることによって、可聴振動数帯域の波形を作成することが可能である。

$$\alpha^S(t) = \alpha^E(t) \quad (6.13)$$

$$\omega_{gr}^S(t) = k\omega_{gr}^E(t) \quad (6.14)$$

地震動の速度と音圧とは次元の異なる量であるが，作成した音を音響機器によって再生するとき，音の強さは自由に制御できるのが普通である．従って，音圧の絶対値にこだわることは意味がなく，時間変化のパターンのみが重要となる．そのため，式 (6.13) においては地震動の速度から音圧への換算係数を省略した．これらをもとに新たな時間領域の母関数を次式のように定義する．

$$g^S(t) = \alpha^S(t) e^{i\varphi^S(t)} \quad (6.15)$$

$$\text{ただし } \varphi^S(t) = \int_0^t \omega_{\text{gr}}^S(\xi) d\xi$$

これを図 6.1 に示した対称的フーリエ解析中の $g(t)$ に対応させ，残りの処理を施すことで音圧波形 $x^S(t)$ を得る．この一連の操作を図 6.2 にフローチャートとして示す．

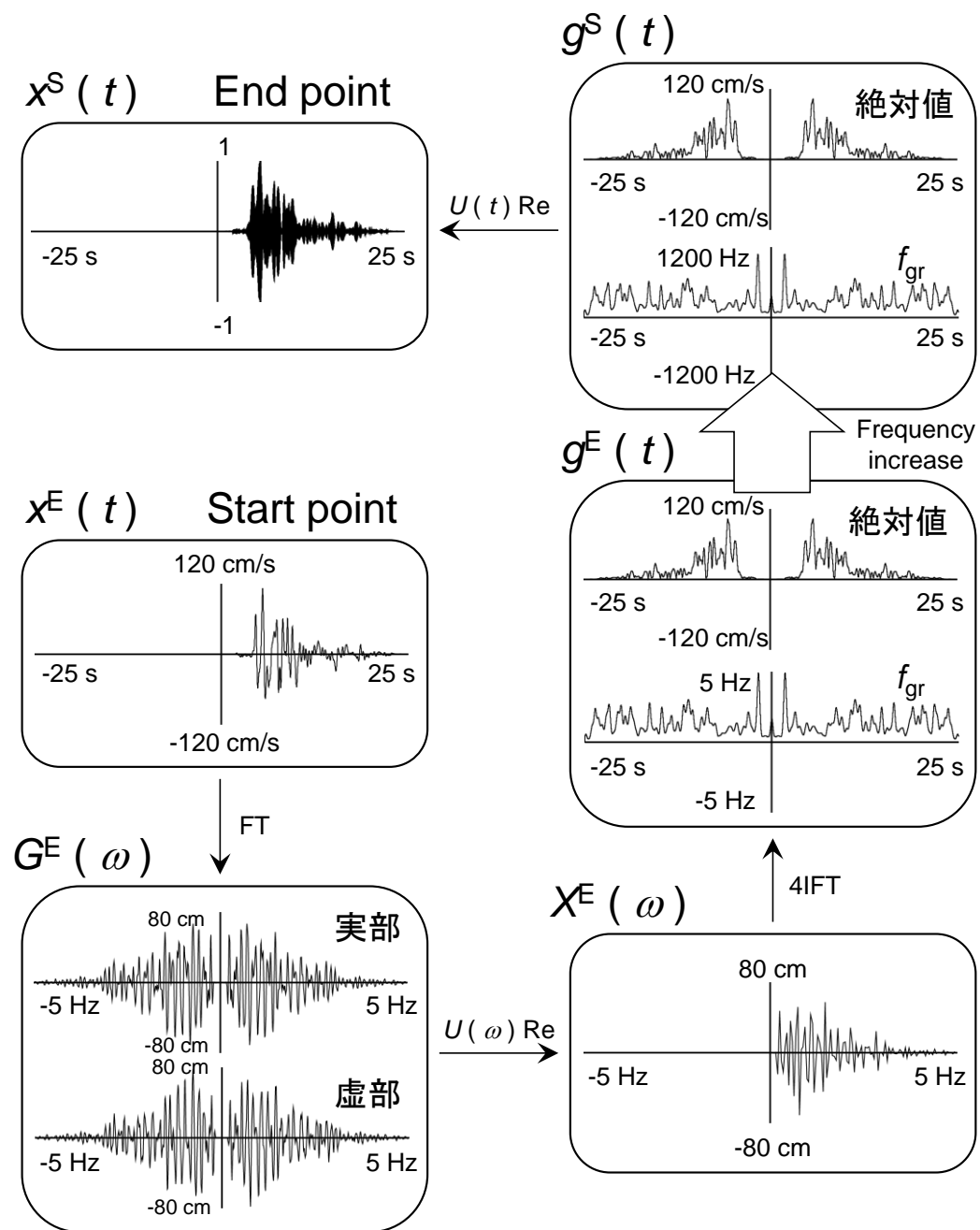


図 6.2 音圧波形作成のフローチャート. 記号は 6.2.2 項の説明に準拠する.

6.2.3 防災教育への応用を指向した音質の調整

2.2 節において、地震動の速度波形をもとに音圧波形を合成する手法の基礎を述べた。本節では、防災教育・啓発活動への応用を視野に入れ、一般の人が聞いた場合に地震を表現する音としてより臨場感を感じさせるための工夫を記す。

音には強さ・高さ・音色の三要素があり、それぞれ音圧波形の振幅・基本振動数・高調波成分の割合によって定まる。このうち音の強さの時間変化は音圧波形の包絡形、高さと音色の時間変化は搬送波によっておおむね決定される。以降、(1) にて音の高さ、(2) にて音色、(3) にて音の強さの時間変化（包絡形）をそれぞれ調整する方法を示す。

(1) 音の高さに関する調整

人間が感じる音の高さは、振動数の対数に依存する。振動数が 2 倍になると音の高さは 1 オクターブ変化する。6.2.2 項にて述べた方法により、可聴音域の波形を作成することは可能であるが、その振動数の範囲はどの程度であろうか。たとえば地震動の瞬間振動数が 0.1 Hz から 10 Hz までの範囲で時間変化する場合、作成された音は 6.64 オクターブもの高低差を有することになる。音響機器の特性や人間の音に対する敏感性の周波数特性を考慮すると、これは音の高さの範囲としては広すぎる可能性がある。そこで、例えば地震動の振動数 10 倍を 1 オクターブ、つまり音の振動数 2 倍に対応させるなどといった方法が考えられる。一般に地震の振動数 β 倍を 1 オクターブに対応させる場合、瞬間振動数の上昇は式 (6.14) の代わりに次式を用いる。

$$\log_2 f_{gr}^S(t) = \log_2 f_{gr}^E(t) + \log_2 f_0^S \quad (6.16)$$

上式において、振動数の単位を Hz とすると、 f_0^S は地震動の瞬間振動数 1 Hz に対応させる音の瞬間振動数である。

(2) 音色に関する調整

音色は音圧波形に含まれる高調波の割合によって決まる。式 (6.15) によって作成される音圧波形は、搬送波に正弦波が用いられた形になっている。そこで、 $\omega_{gr}^S(t)$ の整数倍の瞬間角振動数を有する搬送波を重ね合わせたものを新たな搬送波とすることで、異なる音色の音を作成することが可能である。

ある音色のサンプル音圧波形 $h(t)$ が、次式のようにフーリエ級数で表されたとする。

$$h(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\omega_1 t} \quad (6.17)$$

ここで C_n は n 次高調波の複素フーリエ係数、 ω_1 は基本角振動数である。このサンプルと同じ音色を有する地震の音の母関数を、次式のように合成する。

$$g^S(t) = \alpha^S(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\varphi_n^S(t)} \quad (6.18)$$

$$\text{ただし } \varphi_n^S(t) = \int_0^t n\omega_n^S(\xi) d\xi = n\varphi^S(t)$$

式 (6.17) を考慮して式 (6.18) を整理すると、次式を得る。

$$g^S(t) = \alpha^S(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\varphi_n^S(t)} = \alpha^S(t) h\left[\frac{\varphi^S(t)}{\omega_1}\right] \quad (6.19)$$

この式は、 $\alpha^S(t)$ なる包絡形にサンプル波形 $h[\varphi^S(t)/\omega_1]$ を搬送波として流し込んだものと理解できる。 $h(t)$ は音色のサンプルとして採用するものなので、短い継続時間のものを繰り返し流し込んで良い。ただし搬送波の独立変数が t ではなく $\varphi^S(t)/\omega_1$ となっているので、地震動の振動数変化に合わせてサンプル音の再生速度が上下することが分かる。

しかしながら、式 (6.19) による音は、ある形に歪んだ波の繰り返しであるため、式 (6.15) を用いた場合と比較すると音色は異なるものの、単調であることには変わりない。実際の地震時に聞かれる騒音は、ある波形の波が繰り返されるという構造を取っていない。こうした音をサンプルとして用いることで、さらに現実味のある音を合成することが可能になる。この場合、サンプル音圧波形 $h(t)$ は次式のようにフーリエ積分の形で表すことができる。

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (6.20)$$

ここで $H(\omega)$ は $h(t)$ のフーリエ変換である。サンプル音 $h(t)$ を利用して、地震の音の母関数を、次式のように合成する。

$$g^s(t) = \alpha^s(t) \int_{-\infty}^{\infty} H(n\omega_1) e^{in\varphi^s(t)} dn = \frac{2\pi}{\omega_1} \alpha^s(t) h \left[\frac{\varphi^s(t)}{\omega_1} \right] \quad (6.21)$$

この式において ω_1 は、ある基準となる振動数である。

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\varphi^s(t)}{\omega_1} \right] = \frac{\omega_{gr}^s(t)}{\omega_1} \quad (6.22)$$

であることを踏まえると、式 (6.21) は、瞬間振動数 $\omega_{gr}^s(t)$ の ω_1 に対する大小に対応してサンプル音の再生速度を変化させながら包絡形 $\alpha^s(t)$ の中に流し込むことで母関数とすることを意味する。 $\omega_{gr}^s(t) = \omega_1$ であるときは、サンプル音がその本来の速度で再生されることになる。式 (6.21) には、式 (6.19) には存在しなかった係数が現れているが、前述の通り音圧の絶対値は意味を持たないので、式 (6.21) は実質的に式 (6.19) と同じ形であると考えて良い。

(3) 音圧波形の包絡形に関する調整

(2) においては、式 (6.13) に示すように、音圧波形の包絡形には地震動速度波形の包絡形をそのまま利用した。これは、地震動の振幅が大きい区間において強い音となり、逆に地震動の振幅が小さければ弱い音となることを示している。しかしながらこの方法には、周期が 1 s を超えるようなゆっくりとした地震動を音声化する場合には、不自然な音として聞こえる可能性がある。すなわち、地震動が周期の長い正弦波のような波形が連続するものである場合、地震動の包絡形関数はほぼ一定値となり、その区間では常に同じ強さの音が鳴り続けることになる。そこで音圧波形の包絡形として、地震動速度波形の絶対値を用いることが考えられる。

$$\alpha^s(t) = |x^E(t)| \quad (6.23)$$

これにより、長周期地震動の場合に、速度に比例する振幅の音圧波形を作成することができる。

6.3 実地震動記録への適用例

本章では、2 章において述べた音の作成法を、実際の地震波形について適用した結果について記す。地震動波形としては、1995 年兵庫県南部地震の際に気象庁神戸海洋気象台で得られた地震動記録（以降 JMA 神戸波と呼ぶ）、および愛知県設計用入力地震動研究協議会による想定新東海地震の名古屋三の丸地区における地震動波形⁷⁾（以降三の丸波と呼ぶ）の 2 種類を用いた。前者は比較的周期の短い地震動、後者は周期の長い地震動の代表として採用した。地震動波形はすべて速度波形としてから音の作成に供している。

6.3.1 JMA 神戸波の音への変換

JMA 神戸速度波形に対し、A) 6.2.2 項の手法による音 (6.2.3 項の調整を施していない)、B) 6.2.3 項 (1) (2) の調整を加えた音、C) 6.2.3 項 (1) (2) (3) の調整を加えた音、の 3 種類の音を作成した。それぞれの場合のパラメータについては表 6.1 の通りである。6.2.3 項 (2) に記した音色に関する調整には、図 6.3 のような非定常的な波形をサンプル音として用いた。これは、地鳴りの効果音として市販されているものの音圧波形を抽出したものである。図 6.4 に元の JMA 神戸速度波形および A, B, C の音圧波形をそれぞれ示す。また、元の JMA 神戸速度波および A と B の瞬間振動数を図 6.5 に示す。C の瞬間振動数は B のものと共通であるため、図 6.5 では省略した。

表 6.1 音圧波形の作成に用いたパラメータ

	振動数 上昇	音色	包絡形
A	線形 式 (6.14) $k = 220$	純音 式 (6.15)	包絡形 式 (6.13)
B	対数 式 (6.16) $f_0 = 310\text{Hz}, \beta = 10$	実音 式 (6.21) $\omega_1 = 1382\text{s}^{-1}$	包絡形 式 (6.13)
C	対数 式 (6.16) $f_0 = 310\text{Hz}, \beta = 10$	実音 式 (6.21) $\omega_1 = 1382\text{s}^{-1}$	速度波形 式 (6.23)

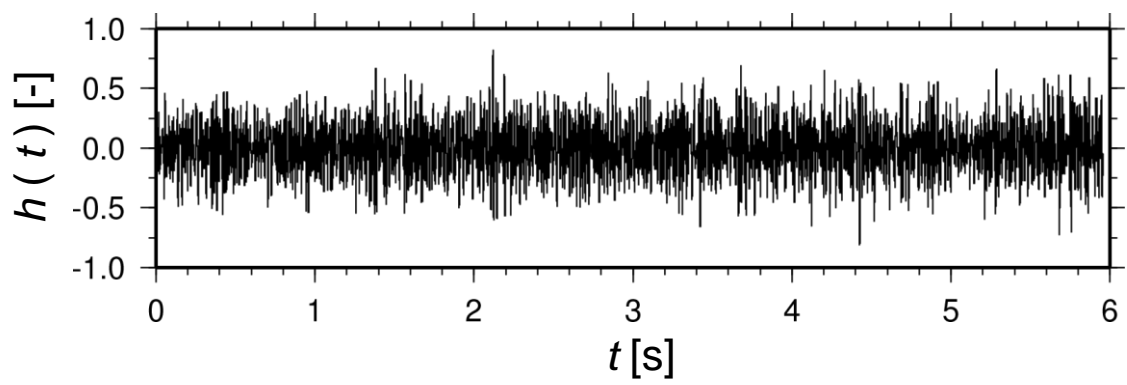


図 6.3 地鳴りのような音のサンプル波形

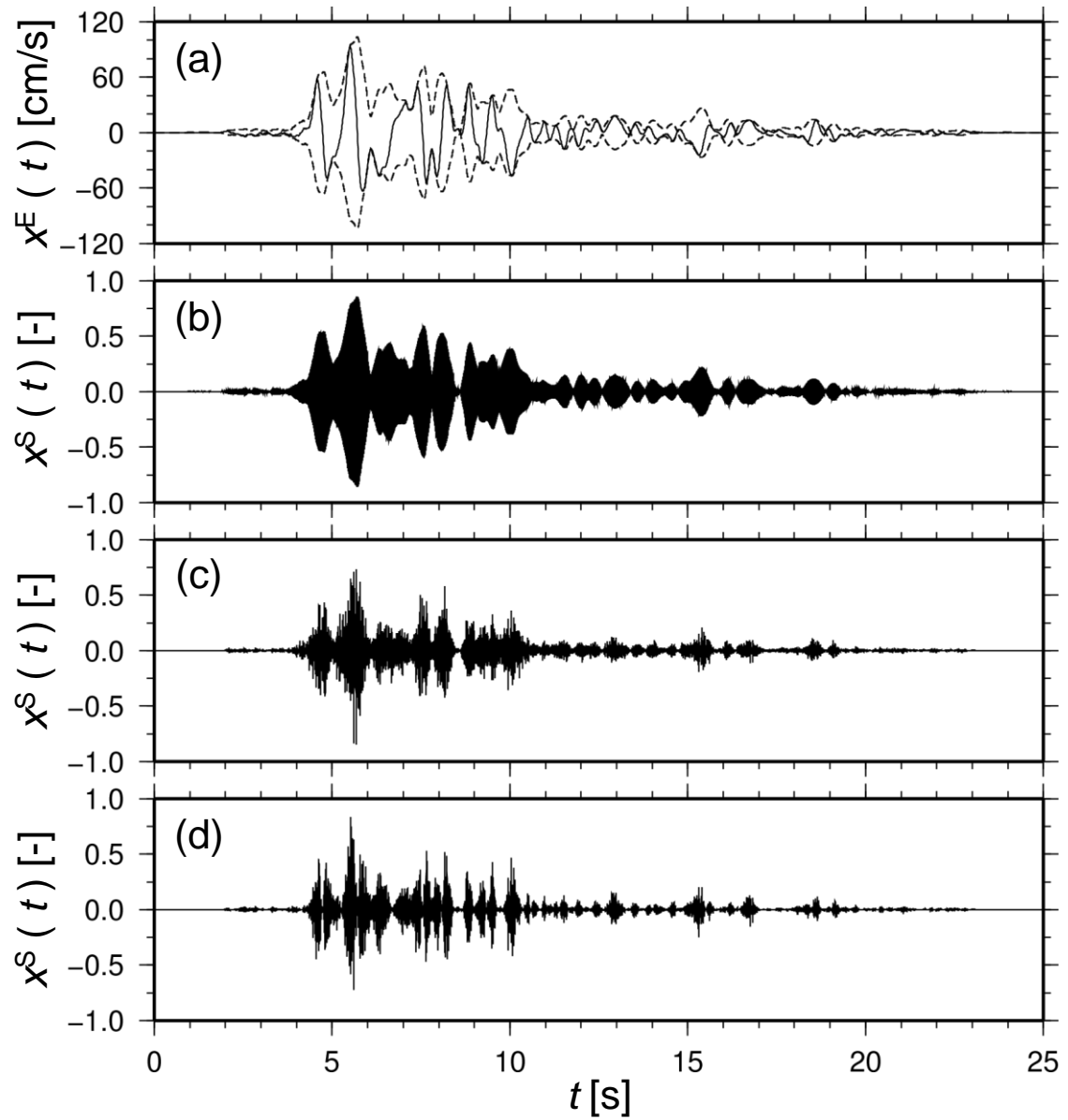


図 6.4 (a) JMA 神戸速度波形（実線）とその包絡形（破線）． (b) 時間領域の母関数を用いて作成した音圧波形（タイプ A）． (c) 実音のサンプルを用いて作成した音圧波形（タイプ B）． (d) 実音のサンプルを用い，速度波形の絶対値を包絡形として採用した音圧波形（タイプ C）．

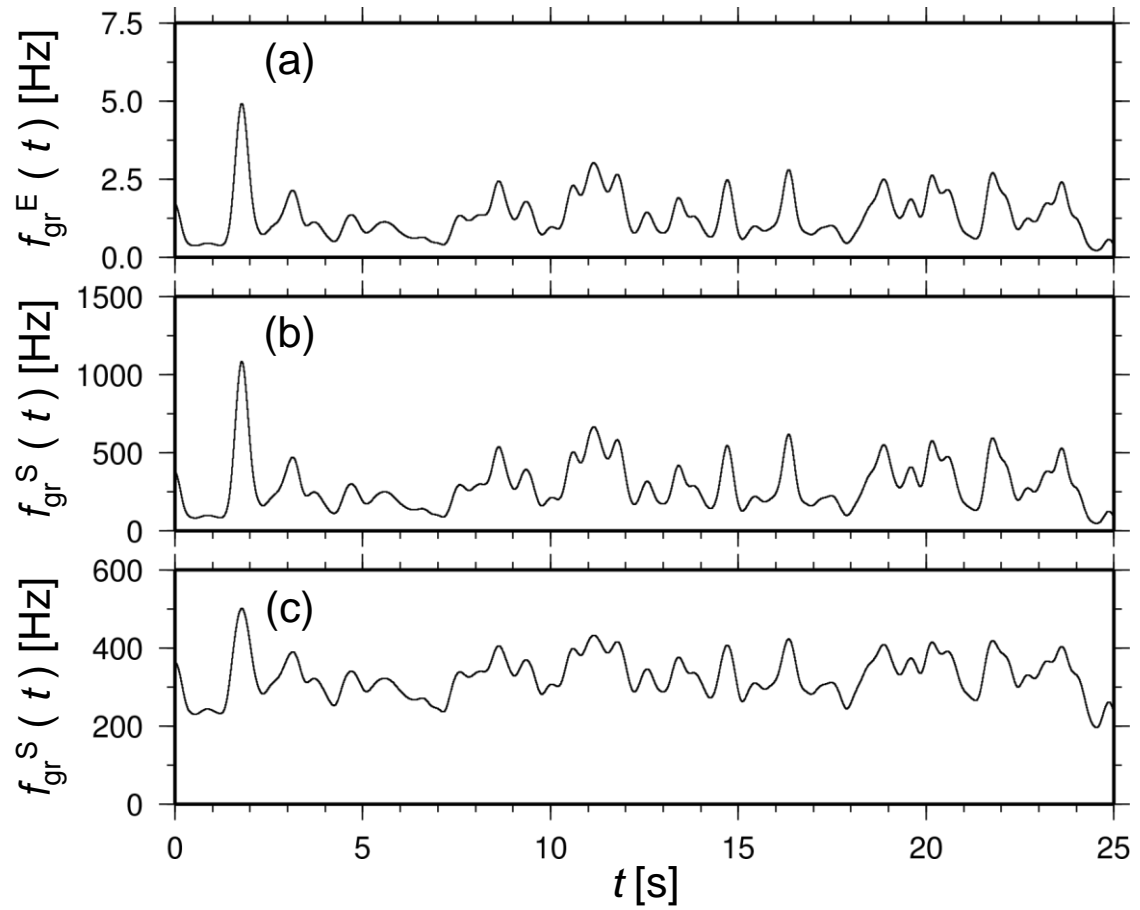


図 6.5 (a) JMA 神戸速度波形の瞬間振動数. (b) 時間領域の母関数を用いて作成した音圧波形 (タイプ A) の瞬間振動数. (c) 実音のサンプルを用いて作成した音圧波形 (タイプ B) の瞬間振動数.

まず、A の音について考察する。図 6.4 (b) において、音圧波形は高振動数のために細部を視認することはできないが、音圧の包絡形は地震動の包絡形と一致しているため、音の強さは地震動のエネルギーの大小に対応して時間変化していることが分かる。図 6.5 (b) からは、式 (6.14) による当然の帰結ではあるが、音の瞬間振動数が地震動の瞬間振動数と同期して上下していることが分かる。その範囲は 100 Hz から 1100 Hz 程度であり、これは音程にして 3.46 オクターブの幅に相当する。以上より、6.2.2 項の方法により作成した音が 1 章において示した 3 つの条件、① 地震動記録と同じ継続時間を有すること、② 地震動の振動数が高いときは高い音で聞こえること、③ 地震動の振幅が大きいときは強い音で聞こえること、を満足していることが確認できる。

次に、B の音について考察する。B の音は、図 6.4 (c) に見えるように音圧波形の包絡形については地震動波形のそれを維持しているが、図 6.5 (c) のように振動数の分布範囲は 200 Hz から 500 Hz 程度（音程にして 1.32 オクターブ）に狭まっている。これが 2.3.1 項で述べた音の高さに関する調整を施した結果である。図 6.4 (b) (c) の時刻 5.6 s から 5.8 s の区間を拡大して図 6.6 に示す。図 6.6 (a) (b) を比較すると、6.2.3 項 (2) の調整を施すことで音圧波形に非定常性が導入され、音色が変化していることが確認できる。B の音の場合、その振動数は地震動の瞬間振動数に対応する値を基本としつつも、音色を変えるために別の振動数成分を混入させている。そのため、6.1 節で記した 3 つの条件のうち②に関しては、人間の感覚の上ではおおむね守られているように感じられるものの、物理的に厳密なものではなくなっている。

C の音については、B の音とは包絡形が異なっている。図 6.4 (d) より、C の音量変化が A ならびに B の音よりも激しいことが分かる。物理的意味としては、B の音量変化は比較的長い時間スケールで見た地震動の最大振幅の変化を表しており、C の音量変化は地震動の瞬間的な速度を表現していると言える。B と C との差は 6.1 節で記した 3 つの条件のうち③の解釈の違いであり、どちらがより地震の音として優れているかは、一概に決することはできないものと思われる。

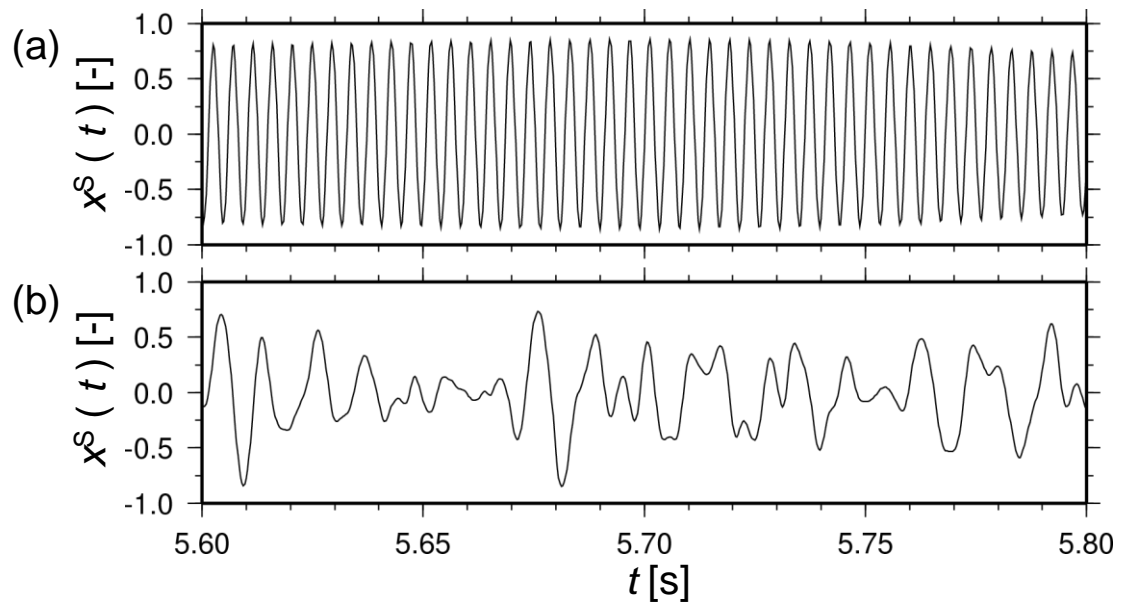


図 6.6 (a) JMA 神戸速度波形から調整を施さないで作成した音圧波形, (b) 実音のサンプルを用いて作成した音圧波形 の $t = 5.6 \text{ s} \sim 5.8 \text{ s}$ の拡大図.

6.3.2 三の丸波の音への変換

三の丸波をもととして、表 6.1 に示した 3 種類の音を作成した。図 6.7 に元の三の丸速度波形および A, B, C の音圧波形をそれぞれ示す。また、元の三の丸速度波および A と B の瞬間振動数を図 6.8 に示す。C の瞬間振動数は B のものと共通であるため、図 6.8 では省略した。

まず、A および B の音については、JMA 神戸波の音と同様の考察が可能である。しかしながら、JMA 神戸波と比較した場合、A, B とともに長時間（数秒～十数秒）にわたって間断なく音が鳴り続けているという印象である。これは、元となる地震動波形の包絡形および瞬間振動数の変化が極めて緩慢であることによる。このことから、再生される音の音量と高さの変化が緩やかであることは、元の地震動が長時間にわたって変化の少ない包絡形と瞬間振動数を有していることを示していると言える。

また、C の音についてもその表現するところは JMA 神戸波の場合と異なるものではない。しかしながら、三の丸波のような長周期の地震動を映像に写しながら本手法で作成した音を同時に再生するといったことを行う場合、一般向けには C の音がより理解されやすいものと考えられる。

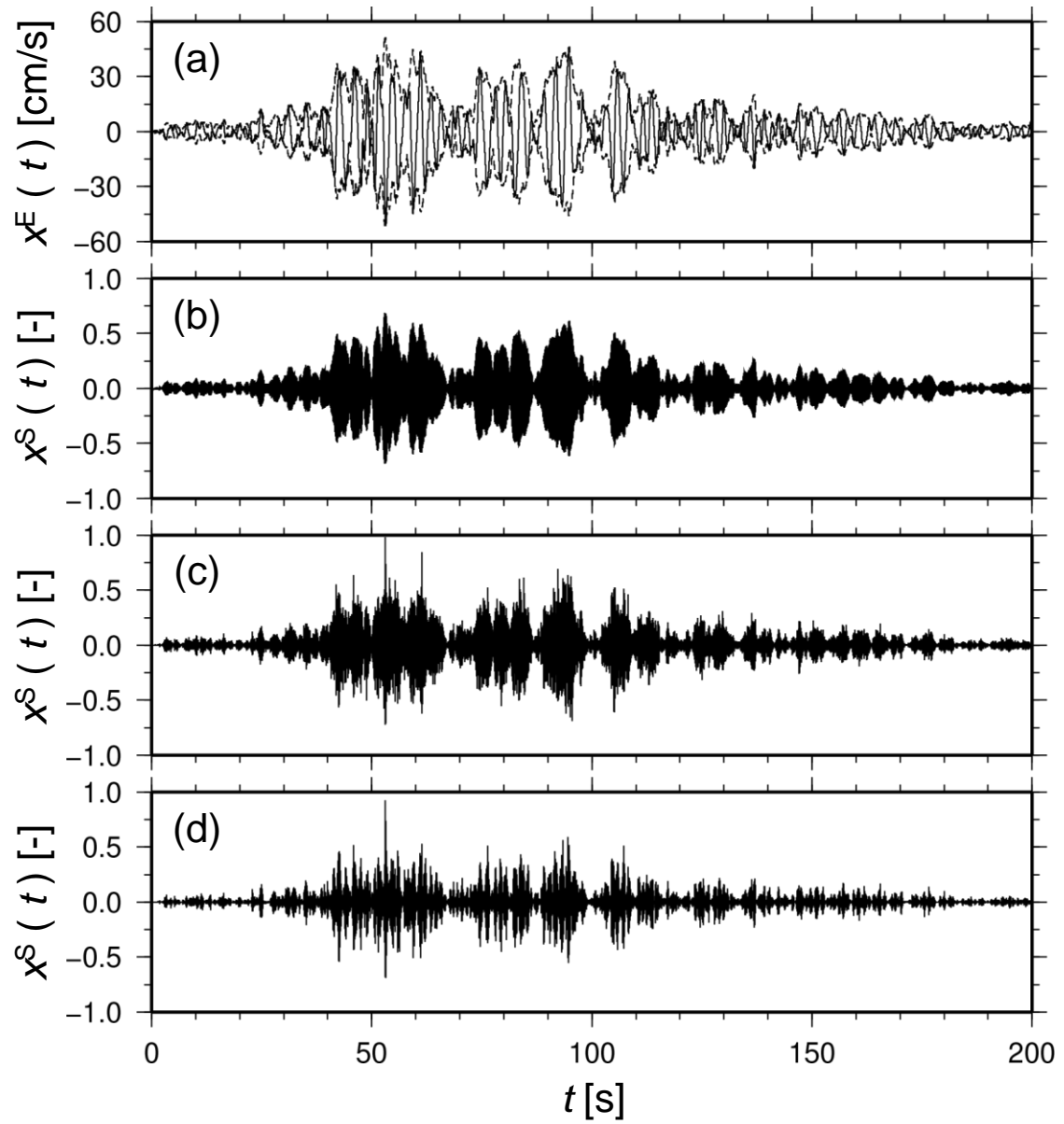


図 6.7 (a) 三の丸波速度波形（実線）とその包絡形（破線）． (b) 時間領域の母関数を用いて作成した音圧波形（タイプ A）． (c) 実音のサンプルを用いて作成した音圧波形（タイプ B）． (d) 実音のサンプルを用い，速度波形の絶対値を包絡形として採用した音圧波形（タイプ C）．

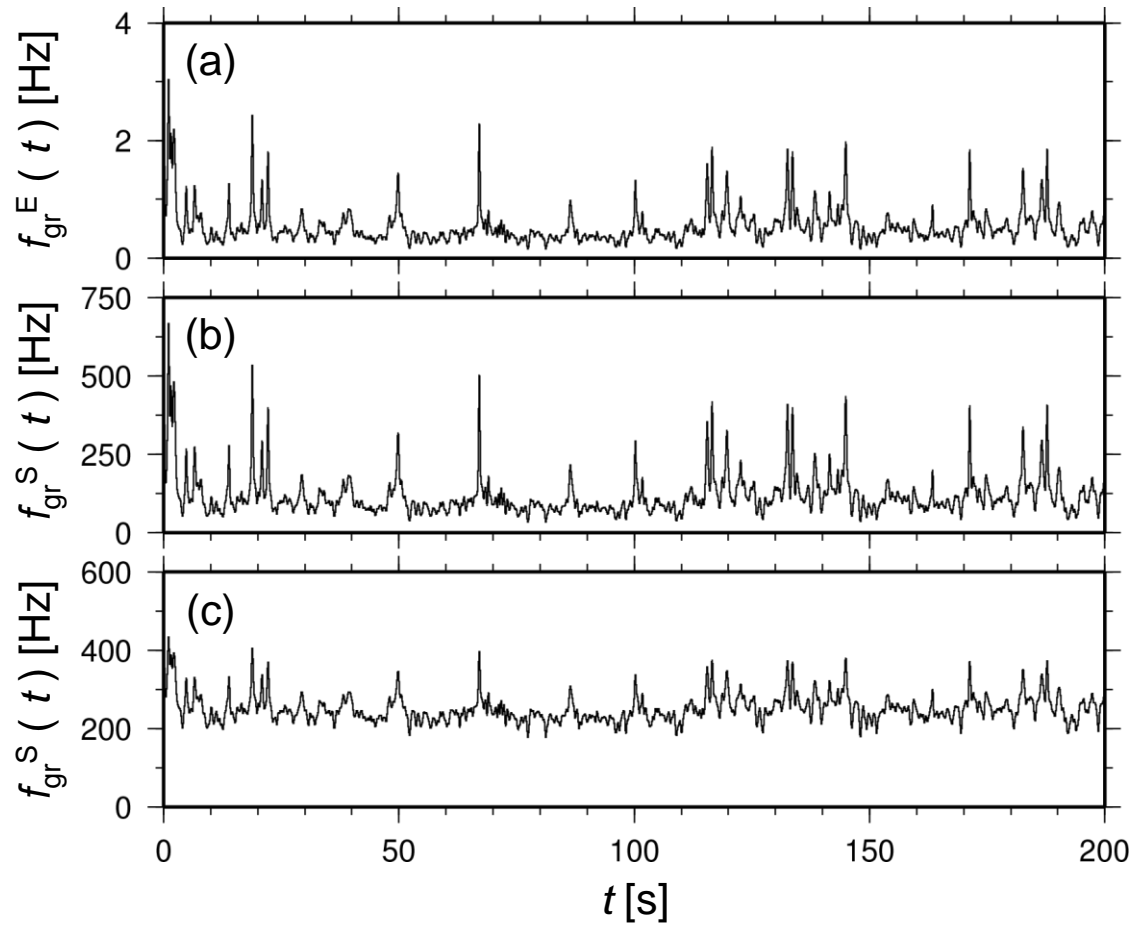


図 6.8 (a) 三の丸波速度波形の瞬間振動数. (b) 時間領域の母関数を用いて作成した音圧波形 (タイプ A) の瞬間振動数. (c) 実音のサンプルを用いて作成した音圧波形 (タイプ B) の瞬間振動数.

6.3.3 音圧波形作成法の選択

本章では地震動波形をもととして音を作成する方法について、いくつかの選択肢を示した。すなわち、6.2.2 項で記した時間領域の母関数を用いる方法のみによる場合に加え、振動数の上昇方法に関する調整、音色に関する調整、および音圧の包絡形に関する調整をそれぞれ行うか否かによって、ひとつの地震動から様々な音を作り出すことが可能である。ここで地震の音を作成する目的に立ち返ってみると、ひとつは地震動をある規則のもとに音として表現することで理解の助けとすることであり、もうひとつは地震の音を防災教育に用いる材料として供することである。

前者の目的のためには、なるべくシンプルな処理で地震動波形の持つ情報を保持することが重要である。そのため、6.2.2 項の手法のみを用い、6.2.3 項の調整は施さずに作成した音が適している。ただし、あまりに瞬間振動数の変動幅が大きい場合には、聞きやすさを考慮して振動数の上昇方法に関する調整を施すことも考えられる。

一方後者の目的のためには、一般の人々が想像するであろう「地震の音」にある程度近づけることが必要であると考えられる。実際に、6.2.2 項の手法のみによって作成した音は波形が正弦波に近いために澄んだ音色となっており、特に地震の映像と組み合わせる場合において臨場感に欠けるきらいがある。そのため、6.1 節で挙げた条件②に関してやや厳密性を欠いてでも、音色に関する調整を施すことは許されるのではなかろうか。さらに長周期の地震動の場合には、音圧の包絡形に関する調整を施すことで臨場感を持たせる効果が期待できる。また、本章においては振動のエネルギーが速度と関係が深いことを鑑みて地震動記録の速度波形をもとに音を作成した。しかし、地震の際に人体が感じるものは速度ではなく加速度である。その意味では、防災教育に応用する際には地震動の加速度波形をもとに音を作成することも考えられる。その場合も、6.2.2 項および 6.2.3 項で述べた方法とまったく同じ操作で音を作成することが可能である。

本稿においては地震の音の作成法として種々の手法を提案したが、それらは用途によって一長一短がある。実際に地震の音を作成して利用する場面においては、6.2.2 項～ 6.2.3 項に述べた手法を目的に応じて適宜取捨選択することが望ましい。

6.4 本章のまとめ

本章では、地震動を感覚によって体験するためのひとつの手段として、地震動波形を音によって表現する方法について検討した。従来行われてきた音の作成は、地震動記録を時間軸方向に圧縮したものをそのまま音圧波形とするものであったが、本章ではそれとは全く異なる新しい手法を提案した。それは、従来の方法では不可能であった次の3つの条件、① 地震動記録と同じ継続時間を有すること、② 地震動の振動数が高いときは高い音で聞こえること、③ 地震動の振幅が大きいときは大きな音で聞こえること、を満足するものである。音声波形を作成する手法としては、地震動波形について対称的フーリエ解析を行う際、処理途中に現れる時間領域の母関数に注目し、これに振動数を上昇させる操作を行うことで音圧の時刻歴波形を得るというものである。本手法をJMA 神戸地震動記録および想定新東海地震三の丸波に適用した結果、当初の条件を満足する音を作成できることが確認された。

本章で提案した手法を用いると、音は地震動記録と同じ継続時間を有しており、かつ地震波の振動数や振幅・エネルギーといった特性を時系列で表現することが可能である。また、震動を映像で見せる機器と本手法による音を組み合わせることで、視聴覚をもって地震動を擬似的に体験することが可能となる。地震動波形を音によって表現することは、振動台等を用いた防災教育・啓発活動の場にあっても有効に活用できると考えられる。

ただし、課題も残っている。本手法では、地震動記録からまったく機械的に地震の音を作成するので、自然界の音に存在するようなゆらぎがない。また、現実の地震の際に聞かれる音は、地上であれば地鳴り、建物内であれば什器の移動や転倒に伴うものが主体である。場合によっては建物の損傷・破壊に伴う音や、人の叫び声なども聞かれるであろう。こうした音を加えることによって、より印象に残る地震の音となり、啓発効果が高まるものと考えられる。

付録

対称的フーリエ解析では、時間領域・振動数領域それぞれに母関数が定義される。本章では時間領域の母関数を用いて地震の音を作成したが、振動数領域の母関数を用いることによっても音を作成することは可能である。しかしながら、振動数領域の母関数を用いて作成した音は 6.1 節で述べた 3 つの条件を満たしているとはいいがたく、かつこれを聞いたときの解釈が非常に困難である。そのため本編からは外したが、検討を行ったので掲載する。

6.2.1 項において触れた通り、振動数領域の母関数 $G^E(\omega)$ の絶対値 $A^E(\omega)$ と位相の傾き $t_{gr}^E(\omega) = d\Phi^E(\omega)/d\omega$ は、角振動数 ω の成分の $x^E(t)$ に対する寄与の大きさと遅延時間をそれぞれ表している。そのため、これらのグラフの形を保ったまま振動数を上昇させることにより、可聴音域の波形を作成することが可能である。

$$A^S(\omega) = A^E(\omega/k) \quad (6A.1)$$

$$t_{gr}^S(\omega) = t_{gr}^E(\omega/k) \quad (6A.2)$$

ここで k は振動数の上昇倍率である。式 (6A.1) および式 (6A.2) をもとに新たな振動数領域の母関数を次式のように定義する。

$$G^S(\omega) = A^S(\omega)e^{i\Phi^S(\omega)} \quad (6A.3)$$

$$\text{ただし } \Phi^S(\omega) = \int_0^\omega t_{gr}^S(\xi)d\xi$$

これを図 6.1 に示した対称的フーリエ解析中の $G(\omega)$ に対応させ、残りの処理を施すことで音圧波形 $x^S(t)$ を得る。

JMA 神戸速度波形に対し、本手法を用いて音圧波形を作成した。式 (6A.1) および式 (6A.2) に現れる振動数の上昇倍率は $k=220$ とした。図 6A.1 に元の地震動波形と作成した音圧波形を示す。また、図 6A.2 にそれぞれの瞬間振動数の時間変化を示す。図 6A.1 および図 6A.2 より、音圧波形の振幅と瞬間振動数は、初めの 10 s 程度までであれば地震動のそれらと類似した傾向を示していることが分かる。しかしながら振動数領域の母関数を用いる方法では、10 s 以降の後続波の部分进行处理することが困難であることも見て取れる。

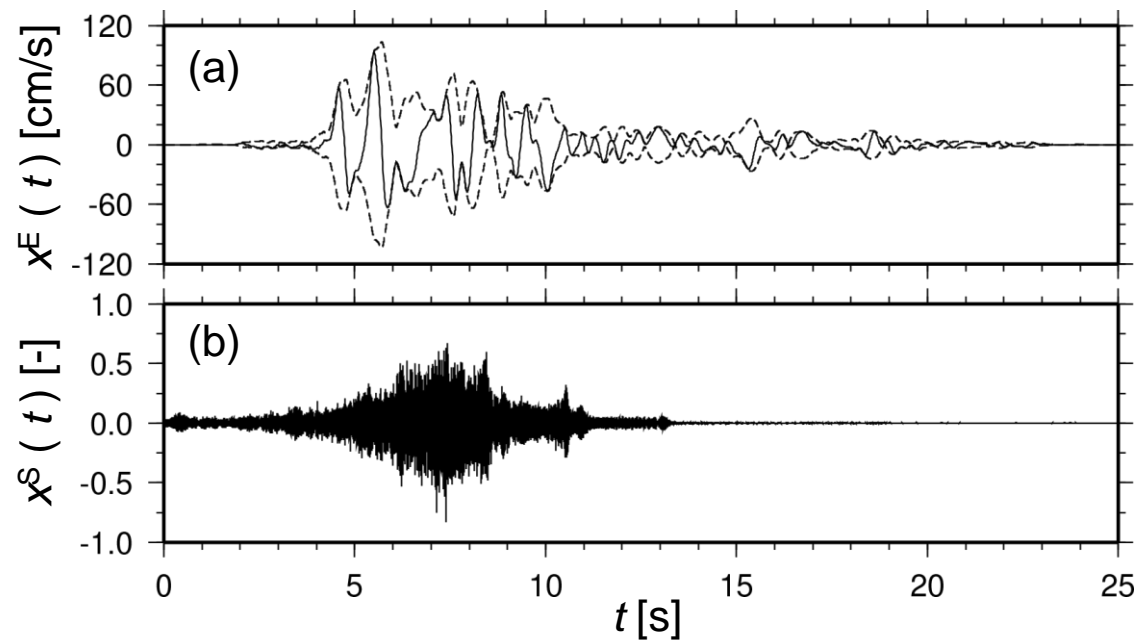


図 6A.1 (a) JMA 神戸速度波形（実線）とその包絡形（破線）． (b) 振動数領域の母関数を用いて作成した音圧波形．

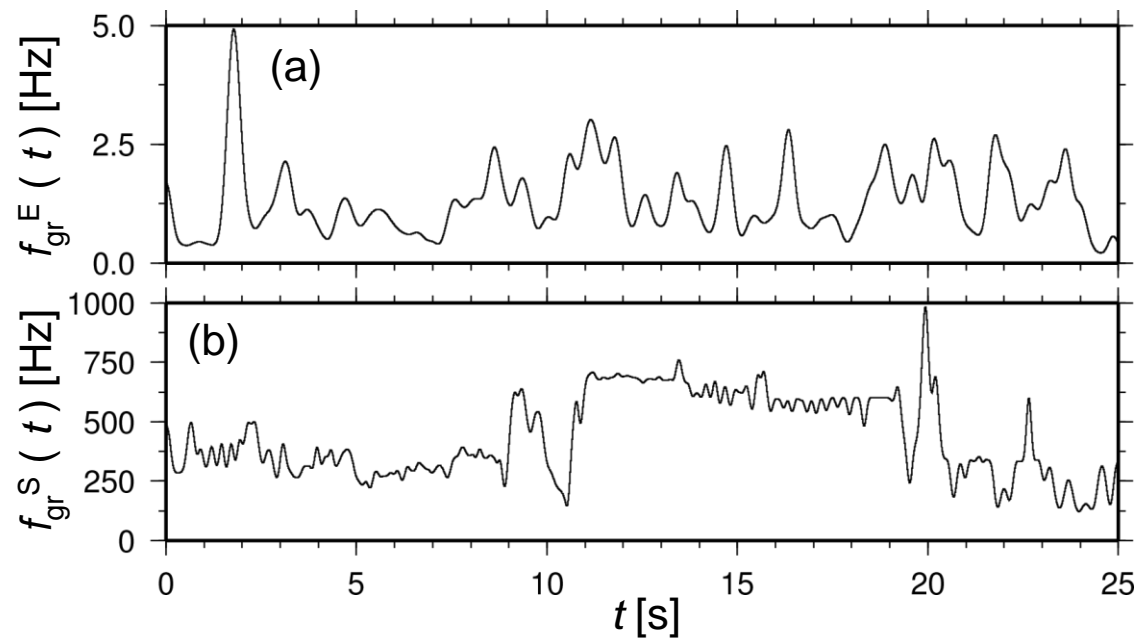


図 6A.2 (a) JMA 神戸速度波形の瞬間振動数． (b) 振動数領域の母関数を用いて作成した音圧波形の瞬間振動数．

参考文献

- 1) 福和伸夫・山岡耕春・鈴木康弘・釜江克宏・香川敬生・佐藤俊明：名古屋地域の強震動予測の試み 協議会方式による設計用地震動策定の現状，地球惑星科学合同大会(2001).
- 2) Papoulis, A. : The Fourier integral and its applications, McGraw-Hill Book Company, 134-136 (1962).
- 3) 和泉正哲・勝倉裕：地震動の位相情報に関する基礎的研究，日本建築学会論文報告集, **327**, 20-28 (1983).
- 4) 和泉正哲・勝倉裕・大野晋：地震動の因数分解に関する基礎的研究，日本建築学会構造系論文報告集, **390**, 27-33 (1988).
- 5) Katukura, H. S., S. Ohno, and M. Izumi : Symmetrical FFT technique and its Applications to Earthquake Engineering, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, **18**, 717-725 (1989).
- 6) 理論地震動研究会：地震動 その合成と波形処理，鹿島出版会, 171-175 (1994).
- 7) 宮腰淳一・中田猛・福和伸夫・柴田昭彦・白瀬陽一・斉藤賢二：名古屋市三の丸地区における耐震改修用の基盤地震動の作成，日本地震工学会年次大会 (2005).

第 7 章

結論

7.1 本研究のまとめ

本研究では、地震前・地震発生直後の震源規模の推定および地震動予測の高度化と、地震災害の説明力の向上を指向して、地殻変動データおよび強震観測データの新たな活用法の構築を行った。併せて、東日本大震災を通じて指摘されたいくつかの地震工学上の問題について、その解決法を提示した。

第 1 章では、全体の導入として本研究の主旨と目的を述べ、既往の研究や成果について俯瞰した。

第 2 章では、常時観測される地殻変動速度のデータを用いて海溝型地震を引き起こすプレート境界面の固着状態を推定する際の問題について取り扱った。繰り返し発生する海溝型地震の挙動は、アスペリティモデルによってよく説明される。プレート境界面にアスペリティが存在すると、その場所ですべり欠損が発生し、地表面に特有の変位をもたらす。地表の変位について逆解析を行うことでプレート境界面上のすべり欠損速度の分布を知ることができるが、これとアスペリティの分布とは一致しない。この両者の関係について定量的に検討を行った。

検討にあたっては、プレート運動によるすべり欠損と地殻変動のシミュレーションを行い、得られた地殻変動速度の計算値を観測データと同様に扱って逆解析を行うことでプレート境界面上のすべり欠損速度分布を推定し、両者の比較を行うという方法をとった。

簡単なモデルを用いて順計算と逆解析を繰り返したところ、一般に逆解析によってすべり欠損の総量は比較的正確に推定することができるが、アスペリティの大きさと

して見る場合には常に過大評価になることが明らかになった。その傾向はアスペリティの面積が小さいほど強く現れる。逆に、測地データ逆解析によってすべり欠損が検出されない場合には、その領域にはアスペリティが存在しないものと考えられる。同様の検討を東北地方太平洋沖の震源域および南海地震の震源域に対して適用し、実際の観測データから推定された結果と比較したところ、前者では中程度のプレート間カップリングであることが分かったが、後者ではプレート間カップリングの程度が中程度から完全固着の範囲にあることは分かるものの、正確な固着率を決定することはできないことが分かった。本章で提示した解析法は、実際のデータから推定された結果からプレート間固着の状態を解釈する際の助けとして用いることができる。

第3章では、サーボ型強震計によって記録された加速度波形を積分することで変位波形と永久変位を算定する手法を構築した。強震計による加速度波形は、記録途中に種々の理由で基線の変化を含んでいることが多い。そのため、加速度波形を単純に積分するだけでは、正しい変位波形を得ることはできない。

本章では、強震計による加速度記録に対して2段階の補正を施すことにより、精度よく変位波形を得ることができた。この計算法を2011年東北地方太平洋沖地震の際に得られたK-NETおよびKiK-netの観測データに対して適用したところ、地震に伴う地殻変動の分布を算定することができた。これは、GPSによる観測結果とほぼ整合している。また、1 Hz GPSによる変位波形ともよく一致した。

第4章では、地震時の地殻変動量と震源距離との関係を利用することにより、簡便かつ迅速に地震のモーメントマグニチュードを推定する手法を構築した。この方法は、地震時の永久変位が震源距離の2乗に反比例し、その切片が地震モーメントによって定まるという性質を利用したものである。

この手法は地震時の地殻変動量を利用するが、それ自体はリアルタイムGPSによって得られたものであっても、強震記録の積分によって得られたものであっても良い。2011年東北地方太平洋沖地震に対しては、その両方について適用した。強震記録の積分にあたっては、第3章で述べた手法を使用した。どちらの場合も、正しくモーメントマグニチュードを推定することができた。2003年十勝沖地震に対しても同様の結果であった。マグニチュード7程度の地震になると、強震記録を用いる場合は、長周期のノイズの方が卓越してしまい、適用が不可能になる。

本手法の特徴は、巨大地震に対しても飽和しないモーメントマグニチュードを迅速に推定することができる点にある。特に強震記録を用いれば、リアルタイムで変位を算出することができるので、極めて有効である。東北地方太平洋沖地震に対しては発震後およそ3分でモーメントマグニチュードの最終値に達した。これは、現行の広帯域地震計の記録によってモーメントマグニチュードを計算する方法が発震後15分程度を要し

ていることと比較して、本手法の優れた点である。

また、東北地方太平洋沖地震の際は、広帯域地震計が振り切れを起こしたために、モーメントマグニチュードを計算することができなかった。強震計の加速度記録はほとんど振り切れを起こすことがない。第4章で述べた手法は、データと計算結果の両面において飽和を起こしにくい方法である。

第5章では、大規模堆積盆地の震動性状が、震源の方位や深さによって変化する可能性について検討を行った。この現象は、実際に堆積盆地への地震波の入射方向によって卓越周期に違いが見られるなどといった形で報告がある。

本章では、現象の本質を掴みやすくするために、2層の簡単な形の堆積盆地構造モデルを用いて理論計算を行うこととした。計算手法には有限差分法を用い、さらにグリーン関数についての相反定理を利用することで計算量の削減を図った。

楕円形の堆積盆地モデルに対しては、震源の方位による堆積盆地上の観測点において卓越周期が異なることが確認された。一方で、震源の深さによっては卓越周期の変化はなかった。円形の堆積盆地においては、こうした震源方位による震動特性の違いは存在しない。楕円形堆積盆地と円形堆積盆地で、震源と観測点とを結ぶ鉛直断面の構造が同じになるような観測点で震動特性を比較した場合でも、類似性はほとんど見られなかった。このことから、堆積盆地の震動特性は、震源からの直達波以外の成分が大きく影響して定まることが確認された。本論文で提示したような手法によってグリーン関数の卓越周期のばらつきの範囲を知ることができれば、実際の地震動において卓越する周期を予想する際の助けとなり、工学的に有用な情報となる。

第6章では、地震災害の説明力向上のために、地震動波形記録から地震の音を作成する手法を構築した。これは、地震動記録と同じ継続時間を有し、音の強さと高さがそれぞれ地震動の振幅と振動数の変化に対応するものである。

地震動と可聴音では含まれる振動数が大いに異なる。そのため、従来の方法では、地震動波形を時間軸方向に圧縮することで人間に聞こえる音としていた。この方法は、継続時間が短くなるという欠点を有していた。本章で提示した方法は、対称的フーリエ解析の手法を応用することでこの欠点を克服するものである。対称的フーリエ解析によって地震動の包絡形と瞬間振動数の時間変化が得られるが、包絡形を保持したまま瞬間振動数を上昇させることによって音圧波形を作成する。

本手法によって作成された音は元の地震動記録と同じ継続時間を有するため、震動を映像化する機器と協調して使用することが可能である。これにより、視聴覚をもって地震動を擬似体験するシステムを構築することが可能となる。

7.2 今後の展望

本研究では、震源推定および地震動予測の高度化と説明力の向上を目指した観測データの新たな活用法を種々提案した。本論文において、これらの手法について一定の成果が得られたものとする。しかし、今後解決すべき問題や、より一層の手法の高度化に向けた課題は多数存在する。

第2章で述べた地殻変動によるプレート境界面アスペリティ分布の推定精度を評価する方法については、本論文の方法は観測データから推定される結果を解釈する際の助けとして利用できる。しかしながら、検討にあたっては多くの仮定を導入した。例えば、プレート境界面の摩擦構成関係を非常に単純な形で表していることや、プレート境界面を平面としてモデル化したことなどである。第2章で述べたように、これらの仮定によって、本研究で得られた結論の本質的な部分が変えることはない。しかし、地震モーメントの推定値に関わる定量的な議論を行う場合には、モデルの設定をより高度化する必要が出てくる。

第3章・第4章では、加速度波形を積分する際のノイズを除去するための積分方法をさらに改善する必要がある。本論文で採用した方法はおおむね正しい変位を与えるようになってはいるが、少数ながら地震時変位の計算値として周囲の変位分布からかけ離れたものとなる場合があり、実際に運用する場合に注意が必要となる。

また、モーメントマグニチュードを推定するにあたり、本論文では理論背景が明快な永久変位を利用する方法をとった。しかし、モーメントマグニチュードの決定には必ずしも永久変位を用いなければならないわけではなく、周期数十秒程度の長周期の変位波形の最大値などからも決定することが可能である。本論文で述べた手法と、地震波の長周期成分を利用する方法を結合させることができればなお良い。加えて、変位とそれを生む力源との距離に着目する以上、震源断層の広がり迅速に推定する方法と組み合わせることは必須である。

第5章の検討では、本論文においては楕円形および円形の堆積盆地のみを対象とし、さらに堆積盆地中央地表の観測点のみについて考察した。今後、堆積盆地の端部の観測点での地震動について検討する必要がある。また盆地形状自体も平坦な基盤面を持つものや濃尾平野のように傾斜した基盤面を持つものを検討する必要がある。これらのモデルに対する知見を蓄積した後に、大阪平野や濃尾平野などの実際の地盤構造モデルを用いて検討を行い、さらに震源方位による地盤震動性状の違いを説明しうる新たな地盤構造モデルを構築することが目標となる。

第 6 章では、地震動波形記録から地震の音を作成する手法を構築した。本論文の範囲では地震の音を作成するにとどめたので、今後は地震動を映像化する機器と協調して使用することを考える。特に、本手法は任意の地震動記録から自動的に地震の音を生成することができる。そのため、地震動として面的な波形データベースを用いたり、実行時に建物応答を算出して映像化するような擬似地震動体験システムを構築する際に有力である。

我が国は世界でもまれな地震多発国であり、この国土において社会を安定的に持続していくためには、地震災害への備えをおろそかにすることができない。建築物の耐震化や家具の固定など、将来にどのような地震が発生するのかを知らなくともできる対策はある。しかし、より効果的に地震災害への対策を行うためには、将来発生する地震を正しく把握することが重要である。また、その情報を専門家だけのものとせず、一般に分かりやすい形で提供することも、社会全体の地震対策を進める上で不可欠である。さらに、事前に地震の危険性を予想するのみではなく、地震が発生したときに地震の規模を迅速に推定することも、その後の避難や応急対応に必要である。

本論文で扱った内容は、一応は東日本大震災において特に顕著に現れた問題について個々に解決を図ったものである。しかし、大きくは前述のような地震ハザードの把握と一般への説明力の向上に向けた流れの中にある。もちろん本論文で取り扱った内容が問題点のすべてではなく、他にも課題は山積している。中でも、被害想定や建築物の設計に直接関わってくる地震動の予測は重要であり、今後もより一層の研究の進展が必要である。今後も引き続き震源推定および地震動予測の高度化と説明力向上に向けた研究を進め、減災社会の構築に寄与したいと考えている。

謝辞

本論文は、筆者が名古屋大学大学院環境学研究科都市環境学専攻博士課程前期課程および後期課程在学中に実施した研究をまとめたものです。

名古屋大学減災連携研究センター 福和伸夫教授には、筆者の博士課程後期課程における指導教員として、大変お世話になりました。思えば、筆者が博士課程前期課程在学中に将来の研究の方向性について悩んでいたときに、福和教授には御多忙の中時間を割いて相談に応じていただき、特異な経歴の筆者を博士課程後期課程に快く迎えていただきました。また、研究を進めるにあたって終始温かいご指導をいただき、感謝の念に堪えません。本論文は、福和教授の御指導なくしては完成しませんでした。心より感謝申し上げます。

名古屋大学減災連携研究センター 鷺谷威教授、名古屋大学大学院環境学研究科勅使川原正臣教授、名古屋大学減災連携研究センター 護雅史准教授には本論文の審査の労を取っていただき、多くの御助言をいただきました。

鷺谷教授には、筆者の博士課程前期課程における指導教員としても、大変お世話になりました。筆者の博士課程前期課程在学中には、地震学とは異なる学問分野から進学したために戸惑うことの多かった筆者を常に気に掛けていただき、また博士課程後期課程に進学した後も、折に触れてきめ細かな御指導をいただきました。心より感謝申し上げます。

勅使川原教授には、御多忙の中にも関わらず、研究の本質に関わる内容から文章の細部に至るまで、非常に丁寧に論文を御覧いただき、貴重な御意見を賜りました。心より感謝申し上げます。

護准教授には、日頃から気さくにお声をかけていただき、また研究を進める中で行き詰まった際には、最もよく相談に応じていただきました。ときに議論が長時間に渡ることもあり、本論文の内容には、護准教授との議論の中において着想を得たものが多数含まれております。心より感謝申し上げます。

筆者が研究を進め、本論文をまとめるにあたっては、広く学内外の方々の御指導・御協力をいただきました。

名古屋大学災害対策室 飛田潤教授には、日頃のゼミなどの場で研究の内容から論文の構成にいたるまで、的確な御指導をいただきました。また、特に対称的フーリエ解析の理論について詳しく御教示いただきました。名古屋大学大学院環境学研究科 小

島宏章助教には、筆者の最も身近なところにあって、研究に関することから日常の研究室生活に至るまで、よく相談に応じていただきました。また、観測データの取り扱いについて御指導をいただいたり、波形処理のためのコンピュータプログラムを提供していただいたりと、研究を進める上において常に多大な御協力を賜りました。心より感謝申し上げます。

名古屋大学減災連携研究センター 宮腰淳一准教授と応用地質株式会社 高橋広人博士には、特に地震動予測の分野に関して、折に触れて種々の御助言をいただきました。応用地質株式会社 林宏一博士・鈴木晴彦博士・田原道崇博士には、有限差分法による地震動計算プログラムを提供していただき、またその使用にあたっての手ほどきをしていただきました。心より感謝申し上げます。

事務補佐員 清水美帆様・技術補佐員 脇田久美子様には、出張申請等の事務的な事柄や、研究室での生活における種々の相談に応じていただきました。また、研究室所属の学生諸氏にも、研究に没頭しがちな筆者の日常に潤いを与えていただきました。渡辺莉奈様・寺島芳洋様とは、研究分野が筆者と近いこともあり、ときに協力して研究を進めさせていただきました。心より感謝申し上げます。

上にお名前を挙げさせていただいた方の他にも、多くの方々に御指導・御協力を賜りました。最後に、幼少時より病弱であった筆者を根気強く守り育て、学問を志すようになってからも全面的に後押しをして下さった両親と家族に感謝します。

平成 25 年 1 月

平井 敬