HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	単一観測点の地震記録の自己相関関数を用いた地下構造の不整形性推定に関する研究
Author(s)	中川, 尚郁
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第16350号
Issue Date	2025-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k16350
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/95050
Type	doctoral thesis
File Information	Naofumi_Nakagawa.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

単一観測点の地震記録の自己相関関数を用いた
地下構造の不整形性推定に関する研究

Estimation of Three-Dimensional Velocity Structure Based on
Autocorrelation Functions Using Seismic Ground Motion Records at a Single Station

2024 年度

北海道大学大学院工学院　建築都市空間デザイン専攻
都市防災学研究室

中川　尚郁

論文要旨

地震動に耐えうる構造物を設計するには，適切な入力地震動の設定が不可欠であり，そのためには震源特性，地震波の伝播過程，ならびに建設地点直下およびその近傍の地下構造が地震動に与える増幅効果を精密に評価する必要がある．特に地下構造は地震動の増幅特性に大きく影響するため，浅部から深部で正確な推定が重要である．今日までに，地震記録や物理探査データを用いた地下構造推定手法が多く開発され，地下構造も公開されてきている．しかし，深部地下構造の推定結果は手法によって顕著な差異が現れることがあり，不整形な地下構造が波動場の複雑性に関与し，平行成層構造仮定を用いた解析手法の限界が示唆されている．また，近年，地震波干渉法を用いた地下構造のチューニングが進展している．この手法は，単一観測点で得られた地震記録の自己相関関数から直達波と反射波の共通の走時差を抽出し，既存モデルを修正するものである．しかし，平行成層構造仮定に基づくため，複雑な地下構造への適用には課題が残る．本研究では，複雑な地下構造を有する地域の単一観測点で観測された地震記録を対象に，地震記録の自己相関関数を波線経路ごとに分類し，地下構造の不整形性を推定することを目的とする．本論文は全 6 章で構成され，以下に各章の概要を示す．

第 1 章「序論」では，本研究の背景と目的について述べる．地震被害の軽減に向けた設計用入力地震動の作成および地震観測網の発展に関する歴史的背景を整理し，3 次元地下構造モデルの必要性，実施例，およびこれらに付随する課題を指摘した．従来の地下構造推定手法を概観し，平行成層構造仮定の限界や高コスト等の課題を指摘した．さらに，地震波干渉法および自己相関関数解析の歴史や適用事例を整理し，本研究における解析手法との違いを明確にした．特に，本研究で使用する不整形構造に基づく自己相関関数解析と従来の自己相関関数解析における地下構造推定に関する解釈を示し，不整形を含めた構造推定手法となる潜在性を述べた．これにより，本研究が地下構造推定において持つ学術的意義を明確にし，複数の地震観測点に適用することで，3 次元地下構造モデルの高精度化に資する手法になることを示した．

第 2 章「地震記録の自己相関関数解析」では，第一に研究対象とする地域に関して，2018 年北海道胆振東部地震で建築物に危険な地震動が発生した勇払平野を対象とすること，浅部地下構造の推定がなされ，地震動特性を説明する一定の成果が得られているものの，深部に関しての議論が不十分であること，等の選定理由を述べた．対象地域の形成過程について，地質学的および地形学的観点から整理し，既存の地下構造モデルから地下構造の不整形性を確認した．次に，2018 年北海道胆振東部地震の余震の震源分布を整理し，臨時観測により得られている連続記録から地震記録を抽出した．ここで，本章から第 4 章における解析の基盤となる地震記録の自己相関関数の計算手法に関して整理した．その後，収集した地震記録を用いて自己相関関数を計算した．また，既存の地下構造モデルにより計算される理論自己相関関数を求め，地震記録の自己相関関数と比較し，既存構造の層境界深さを検討した．

第 3 章「地震記録の自己相関関数の変動」では，震源情報を基に地震記録の自己相関関数の形状を詳細に分析した．震源が近い地震記録の自己相関関数においては，浅部の層境界の反射に対応する位相のシグナルが明瞭に観測され，これがスタック処理によってさらに強調されることを確認した．一方で，深部層境界に対応する位相のシグナルは，地震ごとに異なる特徴を

示すことが分かった．この傾向をさらに解析するため，震源の空間分布に基づいて地震記録の自己相関関数を分類した結果，共通の層境界反射に関連すると考えられるシグナルが強調され，さらにそのシグナルが震源の空間分布に関連して推移することを見いだした．これらの結果から，自己相関関数の形状が波線経路に密接に関連している推察され，不整形構造の推定に用いられる情報となることが示唆された．

第 4 章「不整形構造を用いた自己相関関数の数値実験」では，第 3 章で観測された地震記録の自己相関関数の変動する要因を究明するために，離散化波数法，3 次元有限差分法，およびレイトレーシングを用いた数値実験を通じて検討し，さらに走時差の推移を目的関数とする逆解析による不整形構造の推定可能性を評価した．まず，離散化波数法を用いて，2 次元の平行成層構造と点震源仮定を仮定したシミュレーションから，震源放射特性係数が自己相関関数に及ぼす影響を解析した．その結果，直達波と反射波の放射特性係数が地震記録の自己相関関数に影響することが明らかとなった．次に，3 次元有限差分法を用いて平行成層構造と不整形構造を仮定したシミュレーションを実施した結果，両構造で走時差の変動に異なる傾向が見られた．特に，不整形層境界が他層境界の走時差にも影響を与えることが確認され，自己相関関数の形状が不整形構造の影響を受けることを示した．さらに，震源分布に基づく走時差の推移を分析するため，一様に傾斜した基盤構造に平面波が入射するモデルを仮定してシミュレーションを実施した．このデータを基に基盤面の深さと傾斜の逆推定から，設定した構造に近い正解値が得られ，自己相関関数を活用した不整形構造の推定可能性が示された．最後に，不整形構造が波線経路に及ぼす影響を分析するため，3 次元地下構造モデルを用いてレイトレーシングを実施しした．その結果，不整形形状により観測点に到達する波線経路が複数存在する場合があることが確認され，同一層境界から複数の反射波が生じること，およびそれが自己相関関数に対応する複数のシグナルをもたらすことが示された．

第 5 章「実用に向けた検討」では，不整形構造の推定に向けた一般的なアプローチについて議論した．まず，既往の文献で得られた自己相関関数解析の結果と，第 3 章で示された自己相関関数の形状変動との相違点を明確にし，従来の平行成層構造仮定に基づく解析手法が抱える限界を指摘した．既存の研究では，自己相関関数は主に平行成層構造に基づく解析が行われており，地下構造が不整形である場合の影響が十分に考慮されていなかった．本研究では，地下構造の不整形性が自己相関関数の形状に強く影響を与えることが明らかとなり，これをもとに自己相関関数解析を再解釈した．さらに，第 4 章での数値実験結果を基に，自己相関関数の形状が層境界の不整形性による波線経路の複雑化に起因することを確認した．この結果により，自己相関関数が不整形構造を推定する有効な指標となる可能性が示された．加えて，自己相関関数を用いた不整形構造の推定方法を提案し，従来手法の限界を克服する新たなアプローチの実現に向けた議論を行った．

第 6 章「結論」では，本論の成果をまとめ，今後の課題とその展望についてまとめた．

関連発表論文等

【査読付き論文】

1) Nakagawa, N., Takai, N., Shigefuji, M.: Examination of one-dimensional S-wave velocity structure using strong-motion data for high-seismic-intensity area during the 2018 Hokkaido Eastern Iburi earthquake, Earth Planets and Space, Vol. 75 No. 42, 2023. DOI: https://doi.org/10.1186/s40623-023-01802-x
2) 津野 靖士, 山中 浩明, 川尻 峻三, 小笠原 明信, 高井 伸雄, 中川 尚郁, 重藤 迪子, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 堀田 淳：寒冷地における重錘落下測定と地震観測による地盤震動特性の季節変動, 物理探査, 第 75 巻, p56-63, 2022. DOI: https://doi.org/10.3124/segj.75.56
3) 堀田 淳, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 山中 浩明, 川尻 峻三, 津野 靖士, 高井 伸雄, 中川 尚郁, 重藤 迪子：寒冷地での地盤震動評価を目的とした北海道北見市における電気探査結果の季節変動, 物理探査, 第 75 巻, p89-97, 2022. DOI: https://doi.org/10.3124/segj.75.89
4) 高井 伸雄, 中川 尚郁, 重藤 迪子, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 堀田 淳, 川尻 峻三, 津野 靖士, 山中 浩明：寒冷地での地盤震動評価を目的とした北海道北見市における表面波探査および微動アレイ探査結果の季節変動, 物理探査, 第 75 巻, p98-104, 2022. DOI: https://doi.org/10.3124/segj.75.98

【発表】

5) 中川 尚郁, 高井 伸雄, 重藤 迪子：2018 年北海道胆振東部地震の余震記録を用いた K-NET 鵡川観測点における地盤増幅特性, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.103-104, 2020.
6) 中川 尚郁, 高井 伸雄, 重藤 迪子：2018 年北海道胆振東部地震の臨時強震観測点の余震記録を用いた自己相関関数, 日本建築学会大会学術講演梗概集, p345-346, 2021.
7) Nakagawa, N., Takai, N., Shigefuji, M.: Examination of the S-wave velocity structures by the autocorrelation function using the strong motion records in the Ishikari Plain, Proceedings of the 14th SEGJ International Symposium, DM-P-07, 2021. DOI: https://doi.org/10.1190/segj2021-081.1
8) Nakagawa, N., Takai, N., Shigefuji, M.: Site amplification characteristics in the severely damaged area during the 2018 Hokkaido Eastern Iburi earthquake with aftershock records, Effects of Surface Geology on Seismic Motion, In: Proceedings of 6th IASPEI / IAEE International Symposium: The Effects of Surface Geology on Seismic Motion, GS5-P39, 2021.
9) 中川 尚郁, 高井 伸雄, 重藤 迪子：2018 年北海道胆振東部地震の臨時強震観測点における微動アレイ探査と自己相関関数解析による S 波速度構造の推定, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 2022.
10) 中川 尚郁, 高井 伸雄, 重藤 迪子：2018 年北海道胆振東部地震の余震記録を用いた自己

相関関数解析による S 波速度構造の推定，日本建築学会大会学術講演梗概集，p801-802，2023.
11) 中川 尚郁，髙井 伸雄，重藤 迪子：勇払平野東部における強震記録の自己相関関数を用いた傾斜基盤構造の推定の検討，第 16 回日本地震工学シンポジウム論文集，Day1-G417-16，2023.
12) 中川 尚郁，高井 伸雄，重藤 迪子：一様に傾斜した基盤構造への平面波入射時の走時の変化に関する数値実験，日本建築学会大会学術講演梗概集，p101-102，2024.
13) 高井 伸雄，木内 真莉菜，塚本 あかり，中川 尚郁，藤田天道，重藤迪子，神野達夫，堀田淳，野本真吾，岸川鉄啓，山中浩明，地元孝輔，津野靖士：K-NET，KiK-net 追分強震観測点間の高密度地下構造探査，物理探査学会学術講演会講演論文集，141，p.117-118，2019.
14) 高井 伸雄，中川 尚郁，重藤 迪子，田中 翔真，神野 達夫：余震・微動観測に基づく 2018 年北海道胆振東部地震の大速度観測地域の地盤増幅特性，地盤震動シンポジウム，第 48 巻，p.45-48，2020.
15) 津野 靖士，山中 浩明，高井 伸雄，川尻 峻三，中川 尚郁，野本 真吾，堀田 淳，重藤 迪子：寒冷地における地盤震動特性の評価を目的とした北見市での各種物理探査－概要と地震観測データの初期分析 結果－，物理探査学会春季学術講演会講演論文集，144，p102-105，2021.
16) 高井 伸雄，塚本 あかり，中川 尚郁，岩崎 桃子，堀 純平，Fong Imogen，野本 真吾，堀田 淳，岸川 鉄啓，重藤 迪子，川尻 峻三，津野 靖士，山中 浩明：寒冷地における地盤震動特性の評価を目的とした北見市での各種物理探査－表面波探査法を用いた探査結果の季節変動－，物理探査学会春季学術講演会論文集，144，p106-109，2021.
17) 津野 靖士，山中 浩明，高井 伸雄，川尻 峻三，中川 尚郁，野本 真吾，堀田 淳，重藤 迪子：寒冷地における地盤震動特性の評価を目的とした北見市での各種物理探査-重錘落下加振データと地震データの季節変動特性-物理探査学会秋季学術講演会講演論文集，145，p66-67，2021.
18) 岩崎 桃子，高井 伸雄，中川 尚郁：強震観測記録に基づく根室半島で発生する地震の高周波励起録性の比較，日本建築学会大会学術講演梗概集，p263-264，2021.
19) 塚本 あかり，高井 伸雄，中川 尚郁，重藤 迪子，津野 靖士，山中 浩明：寒冷地の表層地盤における表面波探査結果の季節変動-北見市における事例-，日本建築学会大会学術講演梗概集，p321-322，2021.
20) 津野 靖士，山中 浩明，高井 伸雄，川尻 峻三，中川 尚郁，野本 真吾，岸川 鉄啓，堀田淳，重藤 迪子：寒冷地における重錘落下加振データと地震データから分析した地盤震動特性の季節変動，日本地震工学会題 16 回年次大会梗概集，p1-5，2021.
21) 津野 靖士，山中 浩明，高井 伸雄，中川 尚郁，重藤 迪子，堀田 淳，野本 真吾，岸川 鉄啓：寒冷地の地盤震動評価を目的とした北見工業大学キャンパスでの各種物理探査　凍結地盤での表面波およびその位相速度の解釈，日本建築学会大会学術講演梗概集，p 769-770，2021.

22) Takai, N., Tsukamoto, A., Nakagawa, N., Shigefuji, M., Nomoto, S., Horita, J., Kishikawa, T., Kawajiri, S., Tsuno, S., Yamanaka, H.: Seasonal variation on the results of surface wave analysis by multi-channel active source at the cold region in Japan, The 14th SEGJ International Symposium, DM-10, 2021, DOI: https://doi.org/10.1190/segj2021-026.1
23) 高井 伸雄, 中川 尚郁, 岩崎 桃子, 堀田 淳, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 重藤 迪子, 川尻 峻三, 津野 靖士, 山中 浩明：寒冷地の精緻な表層地盤の季節変動把握のための北見市における高密度表面波探査, 物理探査学会春季学術講演会論文集, 146, p73-76, 2022.
24) 津野 靖士, 山中 浩明, 高井 伸雄, 中川 尚郁, 川尻 峻三, 重藤 迪子, 小笠原 明信, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 堀田 淳：寒冷地における不整形地盤の地盤震動特性評価を目的とした北見市での重錘落下測定とボアホール地震観測, 物理探査学会春季学術講演会論文集, 146, p77-78, 2022.
25) 高井 伸雄, 重藤 迪子, 中川 尚郁, 津野 靖士, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 堀田 淳, 川尻 峻三, 川口 貴之, 山中 浩明:水の供給実験を通じた表面波探査による位相速度の変動評価, 物理探査学会秋季学術講演会論文集, 151, p224-227, 2024.
26) 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 堀田 淳, 山中 浩明, 川尻 峻三, 津野 靖士, 高井 伸雄, 中川 尚郁, 重藤 迪子, 川口 貴之：水の供給実験を通じた電気探査及び地中レーダ探査結果の変動評価, 物理探査学会秋季学術講演会論文集, 151, p228-231, 2024.
27) 神野 達夫, 重藤 迪子, 髙井 伸雄, 津野 靖士, 山中 浩明, 是永 将宏, 三宅 弘恵, 安部 魁人, 中川 尚郁, 青井 優太朗, Fredrick Ouma, Bilal Ozaslan, 松田 大幹, 大野 登羽：輪島市街地における 2024 年能登半島地震余震の臨時高密度強震観測, 2024 年日本地震学会秋季大会, S22, 2024.
28) S. Tsuno, H. Yamanaka, N. Takai, N. Nakagawa, M. Shigefuji, J. Horita, S. Nomoto, T. Kishikawa, S. Kawajiri, A.Ogasawara: Seasonal variation of site amplification characteristics by geophysical surveys in a cold region, Proceedings of the 18th World Conference on Earthquake Engineering, 2024.

目次

第1章　序論　1

1.1　研究の背景と目的　1

1.2　既往の研究　3

1.2.1 物理探査　3

1.2.2 地震波干渉法　6

1.3　本論文の構成　7

第 1 章の参考文献　8

第2章　強震記録の自己相関関数解析　12

2.1　概要　12

2.2　対象地域の地質学的形成要因と地震記録　13

2.2.1　勇払平野の歴史的形成　13

2.2.2　解析に使用した強震観測点と地震記録　17

2.3　自己相関関数解析　22

2.3.1　地震記録の自己相関関数の解釈　22

2.3.2　自己相関関数解析の解析方法　26

2.3.3　Propagator Matrix 法に基づく地盤増幅特性と理論自己相関関数　27

2.4　解析パラメータの検討　38

2.4.1　理論波形を用いたパラメータの検討　38

2.4.2　地震記録を用いたパラメータの検証　44

2.5　理論自己相関関数と地震記録の自己相関関数の比較　50

2.6　まとめ　52

第 2 章の参考文献　53

第3章　地震記録の自己相関関数の変動　55

3.1　概要　55

3.2　指標の整理と分析フロー　56

3.3　地震記録を用いた自己相関関数の変化の把握　58

3.4　震源分布に対する地震記録を用いた自己相関関数の変化　61

3.5　まとめ　65

第 3 章の参考文献　66

第4章　不整形構造を用いた自己相関関数の数値実験 **67**
4.1　概要 67
4.2　離散化波数法を用いた地震記録自己相関関数の形状と放射特性係数に関する数値実験 68
4.3　3 次元有限差分法を用いた不整形構造と走時差に関する数値実験 72
4.4　走時差の推移を用いた一様に傾斜した基盤構造の逆推定 76
4.5　既往の構造を用いたレイトレーシング 81
4.6　まとめ 85
第 4 章の参考文献 86

第5章　実用に向けた検討 **87**
5.1　従来手法の自己相関関数解析との相違点 87
5.2　不整形構造の推定手法に関する提案 88
第 5 章の参考文献 90

第6章　結論 **91**
6.1　研究の総括 91
6.2　今後の課題と展望 92

謝辞 **93**

第 1 章　　序論

1.1　　研究の背景と目的

強震動を精度良く予測するためには，震源の破壊様式や断層面の大きさに関する震源特性，地殻およびマントルにおける減衰に関する伝播経路特性，さらに観測点近傍の堆積層による地震動の増幅に関する地盤増幅特性の 3 つの特性を定量的に評価する必要がある．我が国では，1995 年の兵庫県南部地震を契機として，強震動の分布や構造物の破壊メカニズムを解明することを目的に地震防災対策特別措置法[1-1]が制定され，全国的に強震観測網が整備された．1996 年以降，強震観測網が普及する中で，気象庁震度階級の最大震度である震度 7 を記録した地震は，2004 年の新潟中越地震，2011 年の東北地方太平洋沖地震，2016 年の熊本地震（前震および本震），2018 年の北海道胆振東部地震，2024 年の能登半島沖地震の計 6 回である．

2016 年の熊本地震では，益城町で観測された強震動の要因の一つとして，観測点と震源断層の破壊伝播に伴うディレクティビティ効果が影響したと考えられている（例えば，小林・他，2017[1-2]）．一方，2011 年の東北地方太平洋沖地震では，震源から遠く離れた大阪湾沿岸部や伊勢湾沿岸部において長周期地震動が観測された．この現象について，天藤・他（2015, 2016）[1-3], [1-4]は 3 次元有限差分法を用いて解析を行い，堆積層の 3 次元地形効果が地震動の長周期成分を増幅する干渉を引き起こしたことを示した．

2003 年十勝沖地震における北海道苫小牧市での石油タンク火災[1-5]を契機に，高さ 60 m を超える建築物や免震構造物に対して，長周期地震動を適切に評価する重要性が再認識された．これらの構造物の設計では，建築基準法第 20 条第 1 項第一号に基づく構造計算が必要であり，時刻歴応答解析建築構造安全性能評価業務方法書で規定される設計用入力地震動が用いられている．設計用入力地震動は，建築基準法に定められる稀に発生する中小地震と極めて稀に発生する大地震の地震動レベルと同等の告示波，告示波が登場する前に使用されていた設計用地震波である標準波，地震と地盤特性を反映したうえで長周期成分に関して補完された基整促波，建設地点周辺の活断層と地盤構造から作成されるサイト波の 4 種類に分類される．

今後，発生が予測される南海トラフ地震に対する時刻歴応答解析では，告示波またはサイト波 3 波以上と観測地震波 3 波以上を用いた検討がなされている．さらに，被害が集中すると予測される三大都市圏等では，1 波以上の長周期地震動を用いることが義務付けられている．

このように，適切な設計用入力地震動を作成するためには，震源から放出される地震波の周波数特性や地下構造の 1 次元的な特性にとどまらず，3 次元の不整形構造を精度良く推定する必要がある．特に，構造物の振動被害の要因となる S 波速度分布の評価が重要である．2000 年代には，ボーリング探査などの地質情報に加えて，地震動を用いた解析や各種物理探査の結果

を基に, 約 1 km メッシュの 3 次元地下構造モデルが構築されている（例：J-SHIS V4[1-6], JIVSM[1-7]）．これらの物理探査の解析には，1 次元地下構造を仮定する微動探査や重力探査，および 2 次元地下構造を同定可能な地震反射法探査などが含まれる．

地震記録を用いた解析手法としては，観測点直下の構造を 1 次元地下構造と仮定するスペクトル比解析や自己相関関数解析がある．さらに，2 次元・3 次元地下構造を対象とする手法には，波形逆解析（例えば，笠松，2020[1-8]）や地震波トモグラフィーが挙げられる．推定された 1 次元地下構造モデルを用い，既存の 2 次元地下構造モデルを補間することで，仮の 3 次元地下構造モデルが作成される．その後，得られた 3 次元地下構造モデルを用いてシミュレーションを実施し，波形の周波数特性や増幅特性が観測データを説明可能になるまで，地震記録や微動観測データを基にモデルの調整を繰り返す．しかし，これらの地下構造探査にはいくつかの課題がある．例えば，解析上の制約や金銭的コスト，物理的に探査が不可能な領域の存在，および 3 次元構造モデルの作成における高い計算コストなどである．

2018 年北海道胆振東部地震の発生後, 北海道勇払平野を中心に地下構造の探査や推定が進められている（例：Noguchi *et al.*, 2021[1-9]）．特に甚大な建物被害が生じたむかわ町では，地震動の周期 1〜2 秒が卓越して観測された．この要因の一つとして，微動アレイ探査と表面波探査によって推定された浅部地下構造に基づく地盤増幅特性と地盤の非線形挙動が影響したと考えられている[1-10]. 一方で, 微動アレイ探査による深部地下構造の推定結果は, 吉田・他（2022）[1-11]がレシーバー関数を用いて推定した結果と一致していない．勇払平野において地震基盤面が深く複雑であること[1-12]から，両解析が仮定する 1 次元地下構造モデルでは地下構造を正確に推定することが困難であったと考えられる．同様に，K-NET 鵡川観測点とそこから北北東約 4 km の観測点で推定された 1 次元地下構造モデルを用いたシミュレーション波形でも，直達 S 波の走時差を説明できなかった．このことから，地下構造の不整形が影響している可能性が示唆される（中川・他，2020[1-13]）．

以上，強震観測網の普及や近年の地震被害，および 3 次元地下構造モデルの作成手法について概観したが，依然として多くの課題が残されている．特に地下構造モデルの作成に焦点を当てた場合，以下の課題が挙げられる．

1. 構造が不整形である場合, 1 次元地下構造を仮定する解析では推定結果に誤差が生じる．
2. 反射法地震探査など 2 次元構造を推定する探査には, 金銭的および物理的な制約がある．
3. 3 次元地下構造モデルの作成では，参照される 1 次元および 2 次元地下構造データに偏りがある上，計算コストが高い．

これらの課題に対して，単一の強震観測点の強震記録を用いて構造の不整形を推定可能な汎用的手法を確立することができれば，3 次元地下構造モデル作成の重要な補間データとなる．さらに，全国規模で展開されている強震観測網の地震記録に適用することで，より高精度な 3 次元地下構造モデルの構築が可能となり，地震動予測の精度を大幅に向上させることが期待される．

地表における単一強震観測点の地震記録の自己相関関数は，地震波干渉法理論に基づき，平行成層構造および平面波入射を仮定して観測点直下の 1 次元地下構造をチューニングする手法

として利用されている[1-14]．しかし，1 次元地下構造モデルを仮定する場合，不整形構造の影響によって推定結果に誤差が生じる可能性がある．一方で，地震波線理論を応用することで波動場を 3 次元的に扱うことが可能となり，不整形構造を考慮した地下構造のチューニングが可能となると考えられる．

本研究では，複雑な地下構造を有し，2018 年北海道胆振東部地震後に数多くの余震記録が発生したことを理由に，北海道勇払平野の臨時強震観測点の強震記録を対象とし，地下構造の不整形が地震記録の自己相関関数に与える形状変化を明らかにすることを目的とする．さらに，その形状変化の推移を基に，不整形構造の推定可能性を数値実験によって検討し，地震波線理論に基づく自己相関関数解析手法を提案する．従来の自己相関関数解析では，不整形構造の影響により波動場の解釈が困難になることが想定されるため，地震波線理論を活用して波線経路を明確化することが，解析精度の向上と波動場の適切な解釈において重要である．

1.2　既往の研究

本節では，地下構造を推定するための他の物理探査手法，地震波干渉法とその理論に基づく自己相関関数解析について概説し，本研究の目的と意義を明確にする．

1.2.1　物理探査

物理探査手法は大きくアクティブ探査とパッシブ探査に分けられる．アクティブ探査は人工震源や電気，電磁波を利用し，パッシブ探査は微動や地震，重力などの自然現象を利用する点で異なる．以下に，アクティブ探査とパッシブ探査の主な手法について概説する．

（1）　アクティブ探査

アクティブ探査には，屈折法地震探査や，反射法地震探査，表面波探査（Multi-channel analysis of surface wave），電気探査（Electrical survey）等があり，共通して複数の受信機と人工震源を用いる．人工震源には，かけやややハンマーを用いた人力による起振や，ダイナマイトによる発破，起震車による起振等があり，これらを使用することで地下の構造や物理的特性を調査することができる．また，受信機間隔が大きくなるにつれて，対象とする深度が大きくなるという特徴がある．

（1-1）　地震探査

屈折法地震探査と反射法地震探査は，人工震源から放出される波動場が地下構造内を伝播する弾性波の速度が異なる層境界で屈折や反射を生じるという物理現象に基づく探査手法であり，これらの現象はホイヘンスの原理（Huygens’ principle）で説明できる．両手法において，地震波は震源から発生し，地下構造を伝播する過程で屈折や反射を繰り返しながら地表に到達する．この波動は地表または地中に設置された受信機で記録され，発震時刻から受信時刻までの

走時を解析することで地下構造を推定する．

屈折法地震探査は, 1929 年に日本で初めて秋田県黒川油田で実施され, その後, 萩原（1938）[1-14]により, 走時曲線を用いて伝播速度と基盤面深度を計算する「萩原の方法」が開発された．この方法は, 一様傾斜構造などの 2 次元地下構造の推定に応用され, 現在も発展を続けている．例えば，増田（1992）[1-15]では，屈折法地震探査の解析手法の歴史的展開が詳述されている．

一方，反射法地震探査は，地下構造の不連続面で反射した地震波を複数の受信点で測定し，走時データを基に，地震波線理論に基づき，地下構造を高解像度でイメージングする手法である．この手法は，断層調査や複雑な地下構造の把握に広く利用されている．また，エアガンを震源として使用することで，海底探査にも応用されており（例えば，山下・他，2013[1-16]），観測点の密度や配置を調整することで 3 次元的な構造解析が可能となる．

ただし，これらの手法には制約も存在する．例えば，ノイズが多い地域ではデータの解釈が困難になるほか，都市部ではダイナマイトを震源とする発破が実施しづらいという課題が挙げられる．

（1-2） 表面波探査

面波探査は，上下加振により発生するレイリー波型，または水平加振により発生するラブ波型の表面波を対象とした 1 次元地下構造の探査手法であり，これらの表面波は周波数ごとに異なる伝播速度を示す分散性を持つ．この特性を得ることは，地下構造に関する情報を間接的に得ることになる．分散性の計算について，2 つの受信器の間を伝播する表面波の速度は，相互相関関数を用いて算出される到達時刻差と受信器間距離から推定され，これにより周波数ごとの伝播速度が求められる．その結果，得られたデータは分散曲線として表され，遺伝的アルゴリズム（GA）等を用いて，逆解析により地下構造の推定に利用される．また，表面波探査における伝播速度の計算には，Capon（1969）[1-17]や Laccos *et al*.（1969）[1-18]の信号処理手法に基づいた F-K 法（Frequency-Wavenumber method）を適用することも可能である．この方法は，高解像度の波数解析を行うことで，表面波の位相速度を精密に推定できるため，分散曲線の推定精度を向上させる．さらに，解析に使用される記録は，SN 比（signal-to-noise ratio）を改善し，解析結果を向上させるため，同一位置からの複数の起振によって得られる記録を用いて，スタック処理を施すこともある．

（1-3） 電気探査

電気探査は，比抵抗法とも呼ばれ，地中に電流を流し，2 つの電極間で測定される電位差から見かけの比抵抗を算出する手法である．この比抵抗値は，地盤の構成物質，空隙率，飽和度，および含水率の分布を推定するための重要な情報を提供する．そのため，地下水位の探査や，水資源探査，鉱床探査をはじめとするさまざまな分野で利用されている（例えば，堀田・他[1-19]）．さらに，電気探査は比較的低コストで実施可能であり，迅速に広範囲を調査できるという利点を有している．

(2)　パッシブ探査

パッシブ探査は，人工的な震源やエネルギー源を用いずに，微動や地震波，重力場などの自然界で発生するエネルギー源を用いて，地下構造を探査する手法である．この手法には，微動を用いた微動アレイ探査や微動 H/V スペクトル，重力異常を用いた重力探査，地震を用いた伝達関数やレシーバー関数等がある．

(2-1) 微動探査

微動探査は，単一の観測点および複数の観測点で観測される微動を解析対象とする手法である．微動は，人間活動に伴う短周期の微動から波浪や潮汐等の自然由来の長周期微動成分が含まれている．表面波は実体波に比べて減衰が小さいという特性を活かし，主に表面波を対象とした探査法である．

単点微動に関して，1960 年代，Kanai and Tanaka（1961）[1-20]の研究によりその基礎が築かれ，1970 年代には野越・五十嵐（1970, 1971）[1-21, 22]が平行成層構造におけるレイリー波の基本モードの楕円率と卓越周波数の対応関係を明示した．水平成分のスペクトルを上下成分のスペクトルで除算する手法が用いられ，これにより観測地点の地盤の卓越振動数を抽出することが可能であると考えられている．この方法は，観測場所や観測時間に対する制限が小さいという利点を持つが，堆積層と基盤間にインピーダンスコントラストがない場合，地下構造を精度良く推定することが難しいと指摘されている．

一方，微動アレイ探査は，Aki（1957）[1-23]によって空間自己相関法（spatial autocorrelation: SPAC 法）が提唱され，岡田（2003）[1-24]などによって実用化が進められ，現在では S 波速度構造の推定に全国的に活用されている（例えば，XX）．この探査手法では，観測点より遠方の振動源があらゆる方向から平面波として入射すると仮定し，表面波の位相速度を利用して 1 次元地下構造を推定する．Cho *et al.*（2006）[1-25]によって詳細な理論が説明され，観測点配置や推定精度に関する議論も行われている．微動アレイ探査は，微動源のパワーが小さい場合，精度よく推定することが困難であり，高次モードの分散曲線が得られることもある．

(2-2) 重力探査

重力探査は，地球内部の構造が不均一であり，地球が完全な球体ではないことに起因して，測定位置ごとに重力が異なる現象を活用する探査手法である．測定された重力値を補正し，地球楕円体表面における理論的な重力である標準重力との差である重力異常（ブーゲー異常）を求めることにより，地下構造を推定する．重力異常は，地下の密度分布に関する情報を反映しており，これにより大規模な平野の盆地形状や，断層，空洞などの存在を推定することが可能となる．

(2-3) 地震記録を用いる手法

地震波を用いて地下構造を推定する手法としては，いくつかのアプローチが存在する．例えば，地表と地中の記録のスペクトル比を伝達関数として扱う手法や，岩盤サイトとのスペ

クトル比を増幅率比と見なして解析する手法，地震動の表面波部分を使用した H/V スペクトル，地震波干渉法に基づくレシーバー関数，自己相関関数解析などが挙げられる．地震波干渉法については，次の小節で概説する．

地表と地中の記録のスペクトル比は，地表とボアホール内の地震計のトランスバース方向の S 波部分のスペクトルを基に，地表／ボアホール間で計算され，地盤による S 波の伝達関数が得られる．理論計算は，平行成層，平面波入射を仮定して行われ，Thomson-Haskel matrix 法[1-26]を用いて求められる．これにより，逆解析により地下構造の推定が可能である．

岩盤サイトを参照サイトとして，堆積層上の観測点とのスペクトル比は，トランスバース方向の S 波部分のスペクトルを用い，SH 波の増幅率比として扱われる．地表と地中のスペクトル比と同様の理論に基づき，各観測点直下の 1 次元地下構造から S 波増幅率を計算でき，逆解析により地下構造を推定することが可能である．

1.2.2　地震波干渉法

地震波干渉法（Seismic interferometry）は，2 観測点における波動場の相互相関関数から，1 観測点の記録を震源とし，もう 1 観測点までのグリーン関数（インパルス応答）を求める手法である．なお，仮想震源となる観測点は，相反性からどちらを選んでも問題ない．この理論に基づけば，人工震源に留まらず，自然地震，微動の波動場に対しても適用が可能であり，Campillo and Paul（2003）[1-27]により地震学の分野に導入された．

地震波干渉法の端緒の一つとして，Claerbout（1968）[1-28]があり，平行成層，鉛直下方入射の P 波または SH 波のスカラー波の平面波を仮定した問題が扱われている．この問題では，2 観測点が限りなく近いと考えることができ，相互相関関数は自己相関関数として扱うことができる．これを数式で表現すると以下のようになる．

$$\int X(\tau)X(t+\tau)d\tau = [R(t)+R(-t)+\delta(t)] * \int S(\tau)S(t+\tau)d\tau \qquad (1-1)$$

ここで，$X(t)$は地震の観測記録，$R(t)$は反射記録，$R(-t)$は時間反転記録，$S(t)$は震源時間関数，$\delta(t)$はデルタ関数，τはラグタイム，$*$は畳み込み積分を表す．左辺は地震記録の自己共分散係数を表しており，これを正規化することで自己相関関数を得ることができる．なお，自己共分散係数と自己相関関数の間には解釈上の違いはほとんどない．この関係を利用することで，左辺のラグタイム情報をもとに右辺の反射記録を推定できる．ただし，右辺には震源時間関数の自己共分散係数が畳み込まれており，これがデルタ関数に近い形状であることが望ましい．

また，微動や日震学，海洋音響学の分野でも干渉法に関する理論的および実証的な研究が進展している．中原（2015，2016）[1-29, 30]は，干渉法の歴史的背景，理論的基盤，波形処理手順，および解析結果の解釈について詳細にまとめている．

近年の自己相関関数解析については，Oren *et al.*（2016）[1-31]のパワースペクトルの白色化を

用いて，微動の自己相関関数のシグナルの明瞭化を試みた．この手法により，微弱なシグナルの検出が可能となり，解析精度が向上している．この白色化手法を地震記録に用いた例もある．例えば，Phạm and Tkalčić（2017，2018）[1-32, 33]では，遠地地震の P 波コーダ波を用いて，南極大陸の氷床厚やアフリカ大陸の基盤面深度を推定している．また，Chimoto and Yamanaka（2019, 2020）[1-34, 35]や Chimoto（2022, 2023）[1-36, 37]では，関東平野の K-NET，KiK-net の地震記録を対象に解析を行った．この解析では，地震記録全体のトランスバース方向の地震記録の自己相関関数や，P 波部分の UD 方向の自己相関関数を計算し，さらにレシーバー関数の結果と合わせたジョイントインバージョンによる地下構造のチューニングが行われた．これらの研究対象地域は構造が比較的単純であることから平行成層の仮定が成立し，平面波入射を仮定する解析が適用されている．そのため，震源としては遠地地震や深い地震が主に使用されている．

1.3　本論文の構成

本論文は「単一観測点の地震記録の自己相関関数を用いた地下構造の不整形性推定に関する研究」と題し，以下の 6 章構成で展開する．

第 1 章「序論」では，近年の大地震の発生や地震観測網の高度化を背景に，3 次元地下構造モデルの構築の重要性とその手法について整理した．また，本研究のテーマである地震記録を用いた自己相関関数解析と従来手法における自己相関関数の解釈の違いについて言及し，研究の目的と学術的意義を明確にした．

第 2 章「強震記録の自己相関関数解析」では，対象地域における地下構造の複雑性の形成過程と，解析に用いる地震記録について整理した．次に，地震記録の自己相関関数解析の具体的な手法を示し，平行成層構造に平面波が入射する仮定に基づく理論自己相関関数を導出した．さらに，導出した理論自己相関関数を用いて解析パラメータを検討し，実際の地震記録に適用して妥当性を検証するとともに，理論と観測結果の比較を行った．

第 3 章「地震記録の自己相関関数の変動」では，同一観測点における自己相関関数の形状の差異要因を明らかにするため，震源や空間に対応する物理量との関係を分析した．特に，自己相関関数の振幅およびラグタイムに対する推移に着目し，その変動特性を検討した．

第 4 章「不整形構造を用いた自己相関関数の数値実験」では，第 3 章で得られた自己相関関数の変動要因をさらに詳細に検討するため，離散化波数法，3 次元有限差分法およびレイトレーシングを用いた数値実験を実施した．また，理論自己相関関数におけるラグタイムの推移を走時差として取り扱い，その走時差を用いた逆解析により地下構造の不整形性の推定を行い，その推定可能性について考察した．

第 5 章「実用に向けた検討」では，本研究で得られた自己相関関数解析の知見を基に，従来手法との相違点を整理・明確化した．さらに，本手法に基づく不整形構造推定の実用的な適用可能性について検討し，具体的な提案を行った．

第 6 章「結論」では，本研究の成果を総括し，得られた知見と今後の課題，および将来的な展望について述べた．

第 1 章の参考文献

[1-1] 萩原 幸男: 地震データを気象庁へ集中化 -地震防災対策特別措置法成る-, 地学雑誌, Vol. 104(5), p791-792, 1995. DOI: https://doi.org/10.5026/jgeography.104.5_791

[1-2] 小林 源裕, 儘田 豊, 呉 長江: 2016 年熊本地震最大前震 (Mj6.5) の KiK-net 益城観測点における大加速度振幅の要因分析及び基盤地震動の推定, 日本地震工学会論文集, Vol. 17(4), p101-139, 2017. DOI: https://doi.org/10.5610/jaee.17.4_101

[1-3] 天藤 潤一, 永野 正行, 上林 宏敏: 大阪湾沿岸部における長周期地震動の地盤増幅特性および地震波入射方向と上町断層帯の地盤構造の影響, 日本地震工学会論文集, Vol. 15(7), p131-140, 2015. DOI: https://doi.org/10.5610/jaee.15.7_131

[1-4] 天藤 潤一, 永野 正行, 鈴木 賢人: 東北地方太平洋沖地震時の伊勢湾沿岸部における長周期地震動の再現解析と S 波入射方向による地盤増幅特性, 日本建築学会技術報告集, Vol 22(52), p891-896, 2016. DOI: https://doi.org/10.3130/aijt.22.891

[1-5] 座間 信作, 畑山 健, 西 晴樹, 山田 實: 東北地方太平洋沖地震による石油タンクのスロッシング被害と長周期地震動, 圧力技術, Vol. 51(1), p4-10, 2015. DOI: https://doi.org/10.11181/hpi.51.4

[1-6] 防災科学技術研究所: 浅部・深部等号地盤モデル, 2019, DOI: https://doi.org/10.17598/nied.0012

[1-7] Koketsu K., Miyake H., Suzuki H.: Japan integrated velocity structure model version 1. In: Proceedings of the 15th world conference on earthquake engineering, Lisbon, 24-28 September 2012.

[1-8] 笠松 健太郎: 地震動評価に用いる深部地盤構造モデル構築のための波形逆解析に関する研究, 東京工業大学博士論文, 2020.

[1-9] Noguchi T., Nishimura I., Ono Y., Kohno M.: Estimation of subsurface structure based on microtremor and seismic observations in area damaged by 2018 Hokkaido Eastern Iburi earthquake, Hokkaido, Japan., International Journal of GEOMATE, Vol. 20(81), p8-15, 2021. DOI: https://doi.org/10.21660/2021.81.Gx194

[1-10] Takai N., Shigefuji M., Horita J., Nomoto S., Maeda T., Ichiyanagi M., Takahashi H., Yamanaka H., Chimoto K., Tsuno S., Korenaga M., Yamada N.: Cause of destructive strong ground motion within 1-2 s in Mukawa town during the 2018 Mw 6.6 Hokkaido eastern Iburi earthquake, Earth Planets Space, Vol. 71(1), 2019. DOI: https://doi.org/10.1186/s40623-019-1044-4

[1-11] 吉田 邦一, 染井 一寛, 宮腰 研: レシーバー関数による石狩低地帯南東部の堆積層構造の推定, 地震, Vol. 75(2), p145-161, 2022. DOI: https://doi.org/10.4294/zisin.2022-1

[1-12] Iwasaki T., Adachi K., Moriya T., Miyamachi H., Matsushima T., Miyashita K., Takeda T., Taira T., Yamada T., Ohtake K.: Upper and middle crustal deformation

of an arc-arc collision across Hokkaido, Japan, inferred from seismic refraction/wide-angle reflection experiments, Tectonophysics Vol. 388 (1), p59-73, 2004. DOI: https://doi.org/10.1016/j.tecto.2004.03.025

[1-13] 中川 尚郁, 高井 伸雄, 重藤 迪子: 2018 年北海道胆振東部地震の余震記録を用いた K-NET 鵡川観測点における地盤増幅特性, 日本建築学会学術講演会構造部門, p103-104, 2020.

[1-14] 萩原 尊禮: 基盤面の傾斜が一様でない場合の走時曲線解析法, 地震 第１輯, Vol.010(11), p463-468, 1938. DOI: https://doi.org/10.14834/zisin1929.10.463

[1-15] 増田秀夫: 地震探査屈折法における解析手法と その発展, 土木春秋社, 1992.

[1-16] 山下 幹也, 三浦 誠一, 羽角 華奈子, 深尾 良夫, 勝又 勝郎, 小平 秀一: 海洋微細構造イメージングにおける反射法地震探査データ取得仕様の比較,物理探査,Vol. 66(2), p111-118, 2013. DOI: https://doi.org/10.3124/segj.66.111

[1-17] Capon J.: High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proceedings of the IEEE, Vol. 57(8), p1408-1418, 1969. DOI: https://doi.org/10.1109/PROC.1969.7278

[1-18] Lacoss R., Kelly E., Toksöz M.: Estimation of Seismic Noise Structure using Arrays, Geophysics, Vol. 34(1), p21-38, 1969. DOI: https://doi.org/10.1190/1.1439995

[1-19] 堀田 淳, 野本 真吾, 岸川 鉄啓, 山中 浩明, 川尻 峻三, 津野 靖士, 高井 伸雄, 中川 尚郁, 重藤 迪子: 寒冷地での地盤震動評価を目的とした北海道北見市における電気探査結果の季節変動, 物理探査, Vol. 75, p89-97, 2022. DOI: https://doi.org/10.3124/segj.75.89

[1-20] Kanai K. and Tanaka T.: On microtremors VIII, Bulletin of the Earthquake Research Institute, Vol. 39, p97-114, 1961.

[1-21] 野越 三雄, 五十嵐 享: 微動の振幅特性 (その 1), 地震 第２輯, Vol. 23(4), p281-303, 1970. DOI: https://doi.org/10.4294/zisin1948.23.4_281

[1-22] 野越 三雄, 五十嵐 享: 微動の振幅特性 (その 2), 地震 第２輯, Vol. 24(1), p26-40, 1971. DOI: https://doi.org/10.4294/zisin1948.24.1_26

[1-23] Aki K.: Space and Time Spectra of Stationary Stochastic Waves with Special Reference to Microtremor, Bull. Earthq. Res. Inst, Vol. 35, p415-456, 1957.

[1-24] Okada H.: The microtremor survey method. Geophysical monograph series, no 12. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa., 2003 DOI: https://doi.org/10.1190/1.9781560801740

[1-25] Cho I., Tada T., Shinozaki Y.: Centerless circular array method: Inferring phase velocities of Rayleigh waves in broad wavelength ranges using microtremor records, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 111(B9), 2006. DOI: https://doi.org/10.1029/2005JB004235

[1-26] Nakahara H.: Theoretical background of retrieving Green's function by cross-correlation: one-dimensional case, Geophysical Journal International, Vol. 165(3), p719-728, 2006. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02916.x

[1-27] Campillo M., Paul A.: ong-Range Correlations in the Diffuse Seismic Coda, Science, Vol. 299, p 547-549, 2003. DOI: https://doi.org/10.1126/science.1078551

[1-28] Claerbout J F.: Synthesis of a Layered Medium from its Acoustic Transmission Response, GEOPHYSICS, Vol. 33(2), p264-269. DOI: https://doi.org/10.1111/10.1190/1.1439927

[1-29] 中原 恒: 地震波干渉法 その1 歴史的経緯と原理, 地震 第2輯, Vol. 68(4), p75-82, 2015. DOI: https://doi.org/10.4294/zisin.68.75

[1-30] 中原 恒: 地震波干渉法 その2 応用, 地震 第2輯, Vol. 68(5), p125-133, 2016. DOI: https://doi.org/10.4294/zisin.68.125

[1-31] Oren C. and Nowack R L.: Seismic body-wave interferometry using noise autocorrelations for crustal structure, Geophysical Journal International, Vol. 208(1), p321-332, 2016. DOI: https://doi.org/10.1093/gji/ggw394

[1-32] Phạm TS. and Tkalčić H.: On the feasibility and use of teleseismic P wave coda autocorrelation for mapping shallow seismic discontinuities, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 122(5), p3776-3791, 2017. DOI: https://doi.org/10.1002/2017JB013975

[1-33] Phạm TS. and Tkalčić H.: Antarctic Ice Properties Revealed From Teleseismic P Wave Coda Autocorrelation, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 123(9), p7896-7912, 2018. DOI: https://doi.org/10.1029/2018JB016115

[1-34] Chimoto K. and Yamanaka H.: S-Wave velocity structure exploration of sedimentary layers using seismic interferometry on strong motion records, Exploration Geophysics, Vol. 50(6), p625-633, 2019. DOI: https://doi.org/10.1080/08123985.2019.1654835

[1-35] Chimoto K. and Yamanaka H.: Tuning S-Wave Velocity Structure of Deep Sedimentary Layers in the Shimousa Region of the Kanto Basin, Japan, Using Autocorrelation of Strong-Motion Records, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 110(6), p2882-2891, 2020. DOI: https://doi.org/10.1785/0120200156

[1-36] Chimoto K.: Joint Autocorrelation and Receiver Function Analysis of Sedimentary Structures Using Strong Ground Motion Records, Pure and Applied Geophysics, Vol. 179(8), p2757-2768, 2022. DOI: https://doi.org/10.1007/s00024-022-03099-5

[1-37] Chimoto K.: Sedimentary P- and S-Wave Velocity Structures in Shimousa Region

of Kanto Basin Determined from Joint Autocorrelation and Receiver Function Analysis, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 113(5), p1867-1877, 2023. DOI: https://doi.org/10.1785/0120230058

第 2 章　　強震記録の自己相関関数解析

2.1　概要

本章では，本研究で使用する地震記録および解析手法に関する詳細を述べるとともに，自己相関関数解析に必要なパラメータの設定方法と従来手法の適用結果について検討した．本章の目標は，自己相関関数解析の一般的な解釈を理解し，従来手法の限界を確認することである．

まず，対象地域の地質的背景と歴史的形成要因について整理する．対象地域の地下構造は，長い地質学的過程を経て形成され，複雑な特徴を持つ．この形成は，ネパールのカトマンズ盆地と似ている．これらの要因を把握することは，自己相関関数解析による地下構造の推定結果を正確に解釈するための出発点となる．過去の研究や既存の地質データを参照し，対象地域の地下構造の概要をまとめた．特に，地層の傾斜角や不整形の程度に関する情報を整理した．

次に，本研究で使用する地震記録の特性について詳述する．本研究では，臨時強震観測点において記録された多数の地震波形データを利用する．震源位置は，複数の強震観測点で観測された地震動の P 波走時から決定されている．そこで，臨時強震観測点の地震記録を用いて，震源距離と P 波走時の関係を分析することで，震源決定の精度を確認した．また，観測データに含まれるノイズや異常値を排除し，信頼性の高いデータを解析対象とした．これにより，解析結果の精度と信頼性を向上させることを目指した．

続いて，自己相関関数解析に使用する理論式の展開と解析手順について説明する．自己相関関数解析は，波形データから地下構造をチューニングする手法であり，本章では観測波形データに適用するための具体的なプロセスを示した．波形データに周波数フィルター処理やスペクトルの白色化処理を施すことで，ノイズの影響を軽減するとともに，観測波形の反射信号を明確化することができる．これらのパラメータについて，数値計算によりシミュレーションを行い，観測データに適用する最適なパラメータを検討した．

最後に，従来手法に基づく理論的な自己相関関数の導出を行い，観測記録の自己相関関数との比較を実施した．この比較により，従来手法が持つ適用限界や課題を明確化した．特に，対象地域の地下構造が不整形である場合に，従来手法では解析精度が低下する可能性があることを指摘した．そのため，不整形構造が波形データや自己相関関数に与える影響を考慮した新たな解析手法の必要性が示唆される．

以上の検討を通じて，本研究における自己相関関数解析のパラメータ設定基準を確立するとともに，従来手法の課題点を整理した．これらの成果は，地下構造の推定結果の解釈や，新たな解析手法の提案に寄与するものであり，次章以降の議論において重要な基盤となる．

2.2　対象地域の地質学的形成要因と地震記録

2.2.1 勇払平野の歴史的形成

北海道勇払平野は苫小牧市を中心として，地形学的区分における石狩低地帯（Ishikari Lowland）の南端に位置した海岸平野であり，東西は山脈に囲まれ，南に太平洋が広がっている（図 2-1）．勇払平野の東部には日高山脈があり，東北日本弧と千島弧が衝突する日高衝突帯によって形成されており，この衝突により複雑な地下構造を形成していると考えられている．また，南北方向に対して，複数の断層からなる石狩低地東縁断層帯がある．この断層帯は，北海道美唄市から勇払郡安平町までの約 66 km の石狩低地東縁断層帯主部と，千歳市から太平洋までの 54 km 以上の石狩低地東縁断層帯南部に分けられ，主要な地質学的境界の一部を形成している（Iwasaki *et al*., 2004[2-1]）．

池田・他（1995）[2-2]の研究によれば，勇払平野の地形は，沼ノ端―勇払を境に東部と西部で顕著に異なる特徴を示す．東部は低湿原地帯であり，湿地の広がりが見られる一方，他方の西部は砂堤列群地帯として，砂の堆積物が集積した地域となっている．また，地層においても，更新世に堆積した地層（更新統）と完新世に堆積した地層（完新統）が，東西で異なって分布している．特に，東部地帯では，砂堤列の発達が約 3000 年前を境に外海との閉塞を引き起こし，その結果として低湿原が形成されたと考えられている．

日高山脈は北海道中南部に位置し，最高標高 2052 m を誇る南北方向に約 150 km 以上伸びる脊梁山脈である．この地域の地質構造は，古第三紀以降，北米プレートとユーラシアプレートの収束運動により生じた東北日本弧と千島弧の衝突によって形成されたと考えられている．Iwasaki *et al*.（2019）[2-3]は，2000 年頃に取得された制御震源による地震探査データを反射法地震探査，および屈折法地震探査により再解析し，日高山脈地域における地下構造と 2018 年北海道胆振東部地震の余震観測記録との関連性を調査した．その結果，胆振東部地震震源域のモホ面の深さが 26–28 km であることを明らかにし，さらに余震の震源深さが 7–45 km の範囲に分布していることを報告している（図 2-2）．特に，モホ面下に分布する多数の余震の発生メカニズムについて，島弧衝突に伴う千島弧側からの冷たい地殻剥離が熱循環を抑制し，前弧上部マントルの冷却を引き起こした結果，脆性破壊が促進されたことを指摘している．

図 2-3 に示した測線 A-A’，B-B’，C-C’では，交差点を基準点として，既往の地下構造モデル（J-SHIS V4[2-4]および JIVSM[2-5]）の結果を図 2-4 および図 2-5 に示す．J-SHIS V4 における地下構造解析では，地震基盤面に対応する VS 3.1 km/s の層の深さが基準点付近で約-5 km であり，山側に向かうにつれて浅くなる傾向が確認されている．一方で，さらに深い VS 3.2 km/s の層は山側で深くなることが示されている．また，基準点付近の層境界の形状は下に凸状の構造を呈している．一方，JIVSM に基づく地下構造解析では，VS 2.0 km/s 以下の層については，J-SHIS V4 と類似した形状を示すが，地震基盤面の深さは JIVSM の方がより深く推定されている．さらに，地震基盤面より深い領域に位置する VS 3.8 km/s 以上の層は，西から東に向かって浅くなる傾向が確認される．しかし，図 2-2 に示される VP 5.4 km/s 以上の層については，これとは対照的に深くなる傾向を示している．

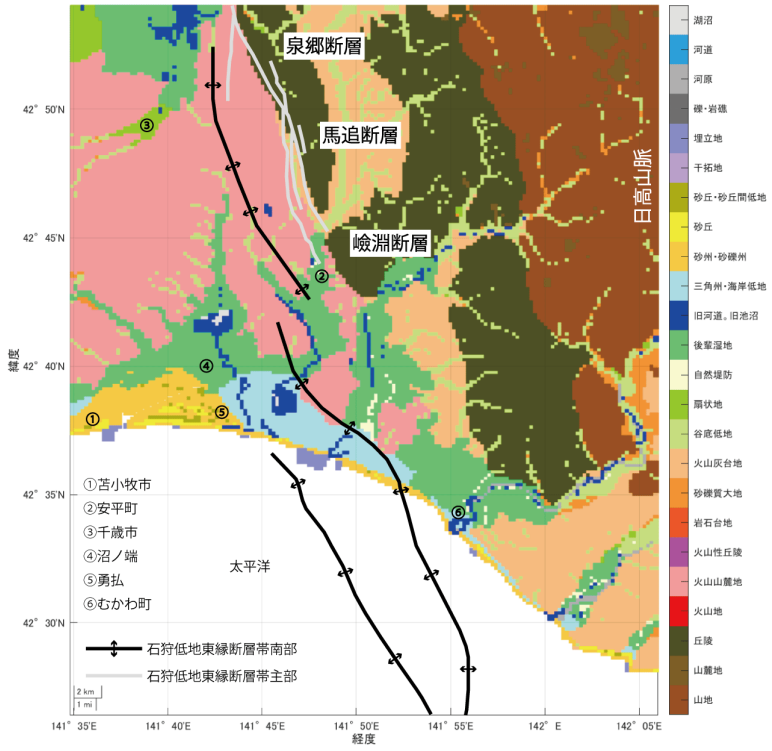


図 2-1　微地形区分と石狩低地東縁断層帯

若松・他（2020）[2-6]，地震本部（2010）[2-7]より引用，一部改変

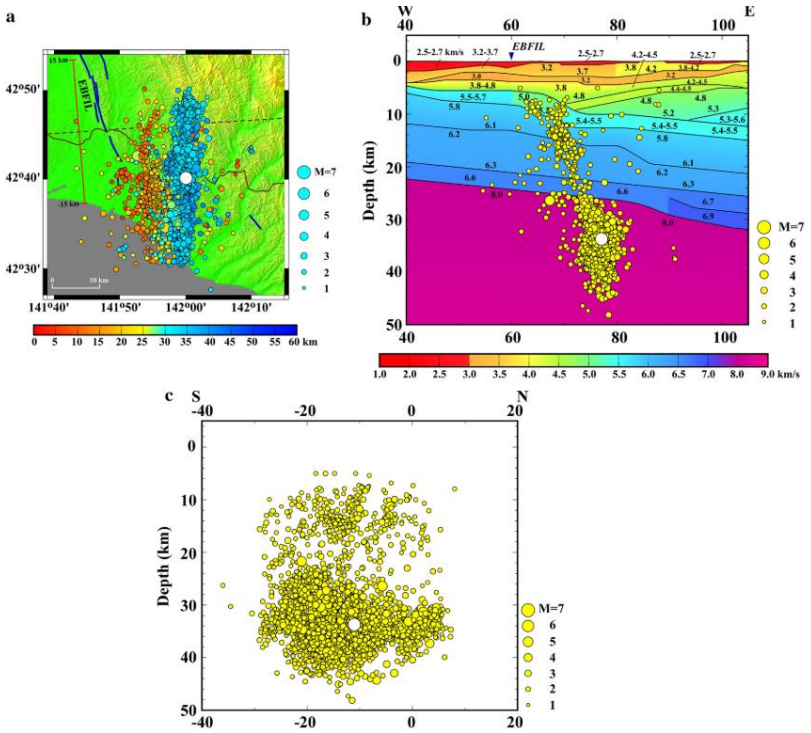


Fig. 10 Hypocenters of the main shock and aftershocks of the 2018 Hokkaido Eastern Iburi Earthquake. **a** Epicenter map. Brown solid line indicates the 1999–2000 refraction/wide-angle reflection profile of the Hokkaido Transect. All of the relocated aftershocks are shown by yellow circles. A large white circle is a hypocenter of the main shock determined by the present study. Projection line for the cross section in **b** is shown by a broken line. EBFIL: East Boundary Fault Zone of the Ishikari Lowland. **b** Cross section. Earthquakes within 15-km distance from the projection line (**a**) are plotted on our velocity model (Fig. 5a). A large white circle is a hypocenter of the main shock determined by the present study. **c** Cross section perpendicular to that in **b**. All of the relocated aftershocks are shown by yellow circles. Note clear seismicity gap at a depth of 18–25 km

図 2-2　2018 年北海道胆振東部地震の余震の震源分布と地下構造断面図

Iwasaki *et al.*（2019）より引用

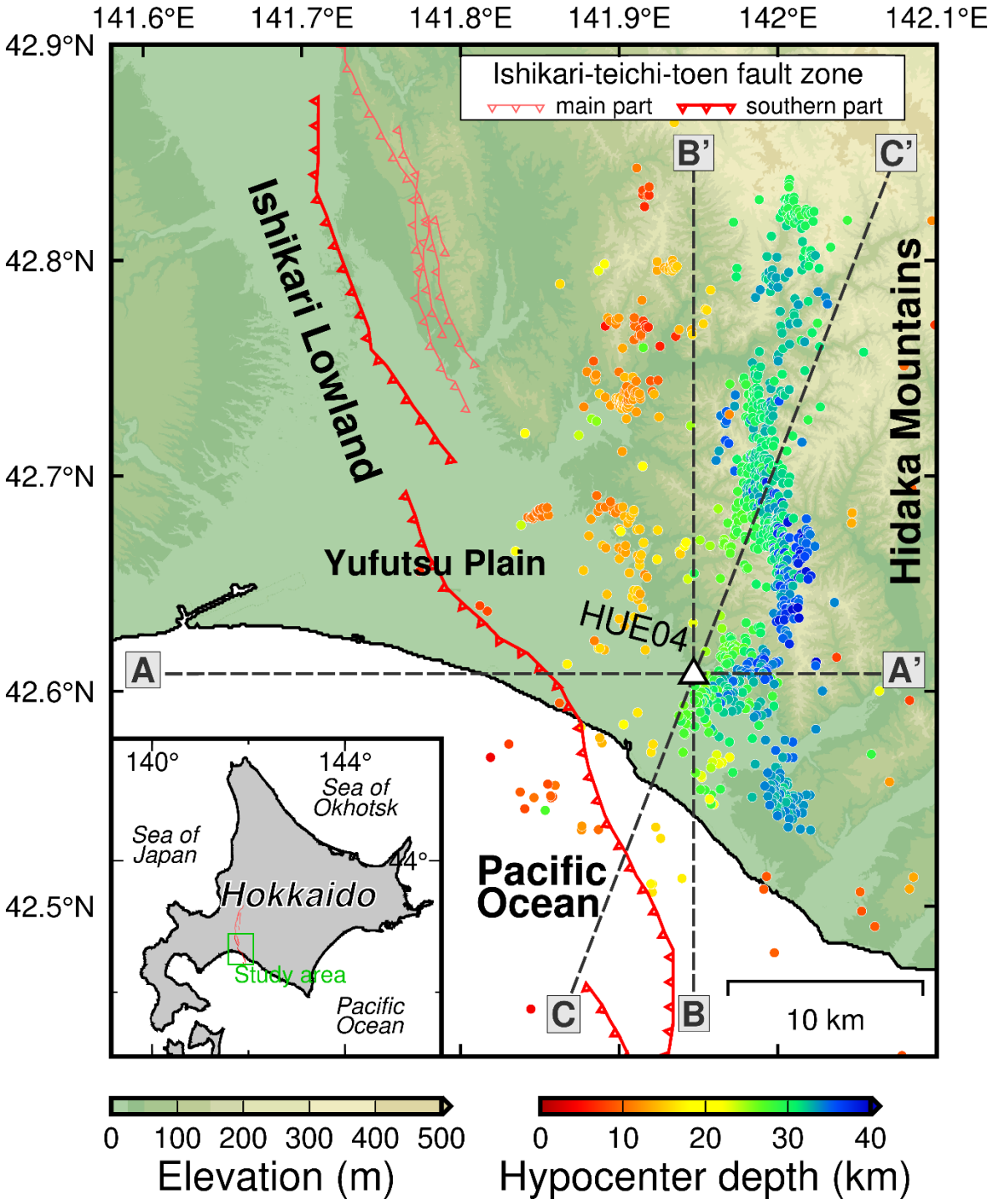


図 2-3　観測点位置（三角）と震源位置（丸印）

標高：J-SHIS V4，震源：Katsumata *et al.*(2019) [2-8]，断層：地震本部(2010) [2-7]を参照

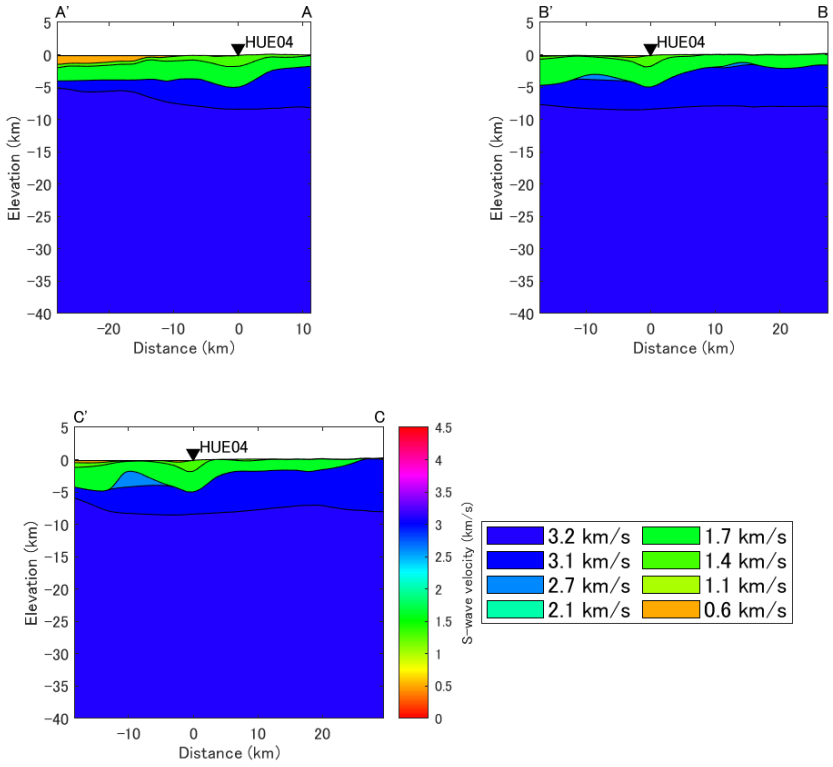


図 2-4　図 2-3 に示す A-A’，B-B’，C-C’ の鉛直断面図（J-SHIS V4）
距離 0 km は基準点

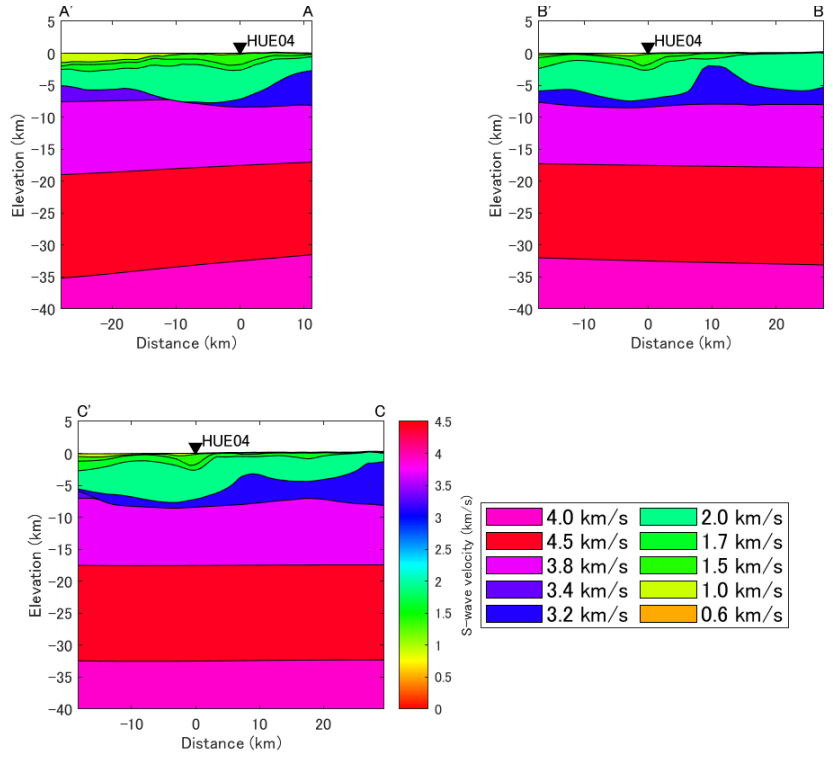


図 2-5　図 2-3 に示す A-A’，B-B’，C-C’ の鉛直断面図（JIVSM）
距離 0 km は基準点

2.2.2 解析に使用した強震観測点と地震記録

本研究では，勇払平野南東部に位置するむかわ町北東の丘陵地に設置された臨時強震観測点 HUE04 を使用した．この観測点は，Takai *et al.*（2019）[2-9]が報告した MKW01 観測点と同一地点である．HUE04 は微地形区分上の火山灰台地に位置し，標高は 19 m であった．観測点の詳細な情報を表 2-1 に示し，写真 2-1 には設置状況を示す．

地震観測には，ミツトヨ社製の過減衰・動コイル型加速度計（JEP-6A3 2 V/g）を使用し，エポキシ系接着剤を用いて路面に固定した．データの収録には白山工業社製の LS-8800 を用い，24 ビットの精度で 100 Hz のサンプリング周波数，ゲイン 1 倍に設定した．電源供給は 12 V の自動車用バッテリーを使用し，GPS 信号による時刻補正を 1 時間ごとに行うことで精密なタイムスタンプを確保した．

地震記録の抽出手法は以下の通りである．まず，2018 年 9 月 9 日から同年 10 月 23 日までの連続地震記録から，Katsumata *et al.*（2019）[2-8]の地震カタログに基づき，各地震の発震時刻を基準に 163.84 秒の記録を切り出した．次に，記録に対して 0.2－40.0 Hz のバンドパスフィルターを適用し，線形加速度法を用いて積分を行い，速度波形を算出した．その後，速度波形を用いて P 波初動および S 波初動を読み取り，P 波初動から約 15 秒前から 60 秒間のデータを切り出した．機器補正（図 2-6）を実施した上で，地震計の北方向が真北を指すように水平成分を回転させ，偏角を修正した．ただし，ノイズレベルが高く P 波初動の読み取りが困難な記録については除外し，最終的に 1092 個の余震記録を抽出した．

次に，地震の抽出精度を確認するために，震源分布と P 波走時の関係を検証した．震源深さ 10–17.5 km の地震は観測点 HUE04 の西側に多く分布し，震源深さ 25–40 km の地震は東側に集中する傾向が観測された．これにより，震源距離が遠くなるにつれて P 波走時が大きくなることが定性的に確認された（図 2-7）．

後方方位角 30 度ごとに 1 次関数を用いた回帰分析を実施した結果，後方方位 30–120 度を除く領域では，震源距離と P 波走時との間に 0.7 以上の正の相関が得られ，一部の方位では 0.9 以上の強い相関が確認された（図 2-8）．

さらに，震源情報に基づく地震記録の適切性を評価するため，外れ値を定量的に除外した．P 波走時の抽出誤差や地下構造の不整形による P 波走時の変動を考慮し，標準化残差の絶対値が 5 以上となる地震を外れ値として除外対象とした（図 2-9）．この処理により，後方方位 30–120 度および 150–180 度の範囲から計 9 つの地震が除外された．特に後方方位 30–120 度では相関係数が顕著に向上した（図 2-10）．除外された地震記録の主な特徴として，ノイズレベルの高さや複数の地震波形の重複が挙げられる．除外後のデータセットについては，S 波走時に対する震源距離との回帰分析も実施した．S 波は P 波よりも遅いため，回帰直線の傾きは大きくなるが，読取り誤差が小さいことから，P 波と同等あるいはそれ以上の相関係数が得られた（図 2-11）．また，震源距離に対する P 波および S 波走時について，後方方位 30–120 度の範囲において震源距離が約 30 km 未満の記録では，ばらつきが大きいことが観測された．

また，目視でノイズの大きい，あるいは地震波形が重複する地震も省いた．

表 2-1　観測点情報

観測点名	緯度	経度	記録開始	記録終了	微地形区分	記録数	偏角
HUE04	42.6077	141.9470	2018/9/9	2018/10/23	火山灰台地	1119	9.67°

写真 2-1　臨時強震観測点 HUE04 の設置状況



表 2-2　地震計の設定値と特性値

観測点名	センサー	ゲイン	収録装置	NS	EW	UD	固有振動数	減衰定数
HUE04	JEP-6A3 2V/g	×1	LS-8800	0.208	0.217	0.211	3	26

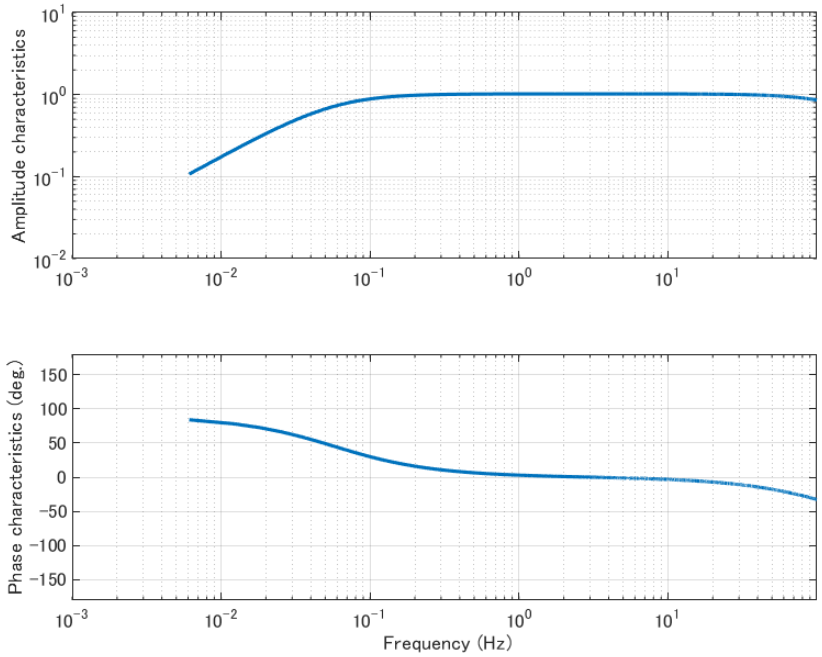


図 2-6　地震計（JEP-6A3）の周波数特性[2-10]

（上：振幅特性　下：位相特性）

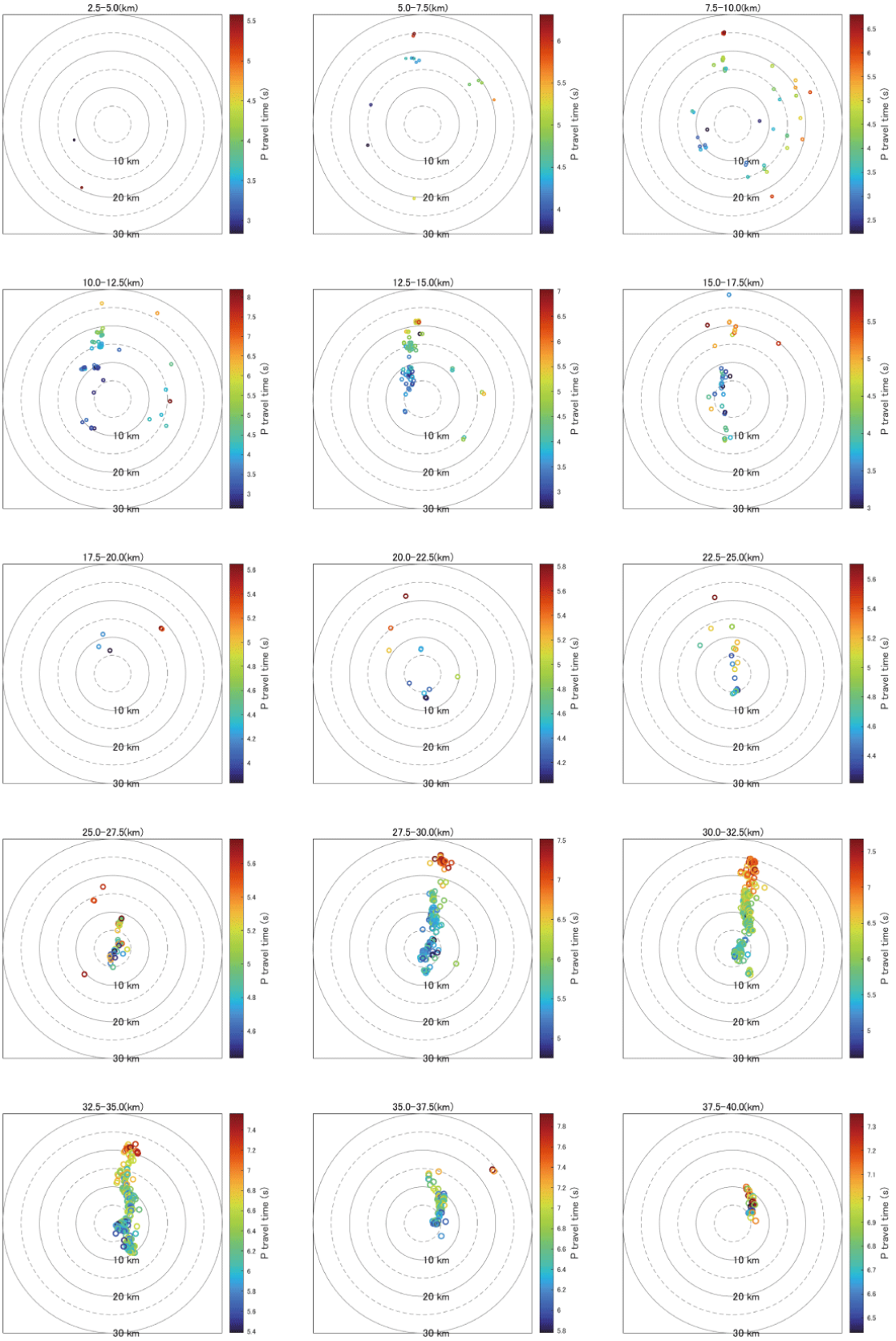


図 2-7　観測点を中心とした震源分布と P 波走時

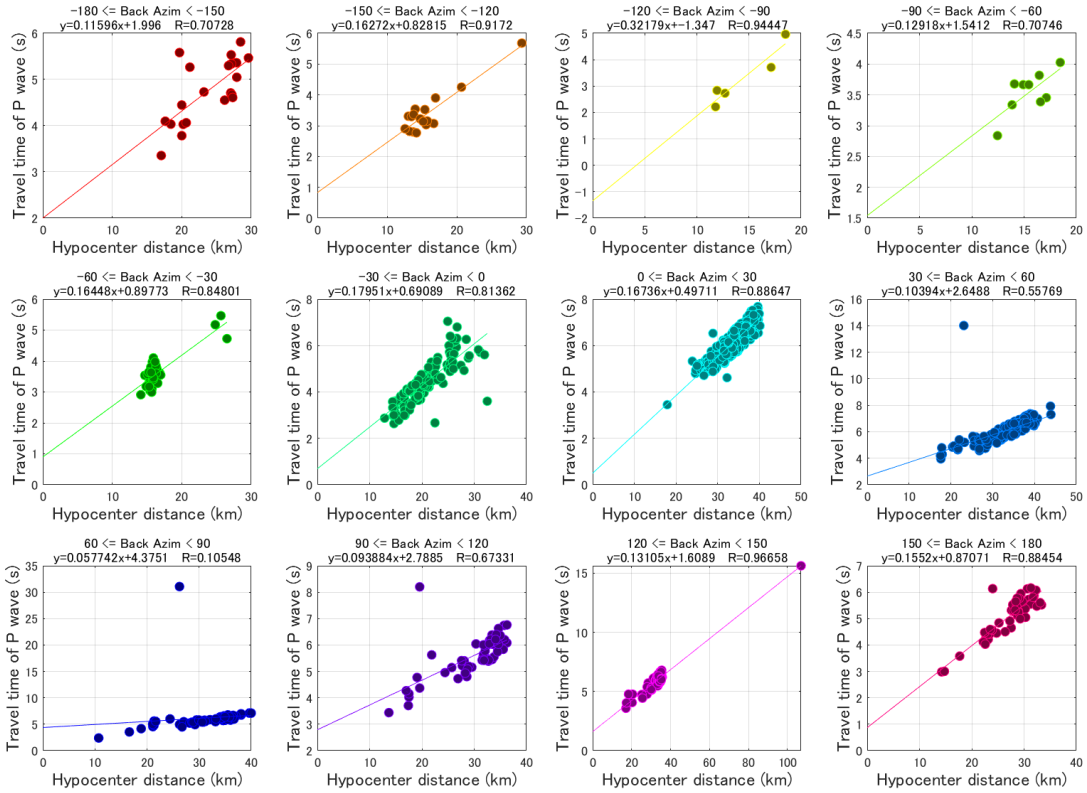


図 2-8　後方方位角 30 度毎の震央距離と P 波走時の関係

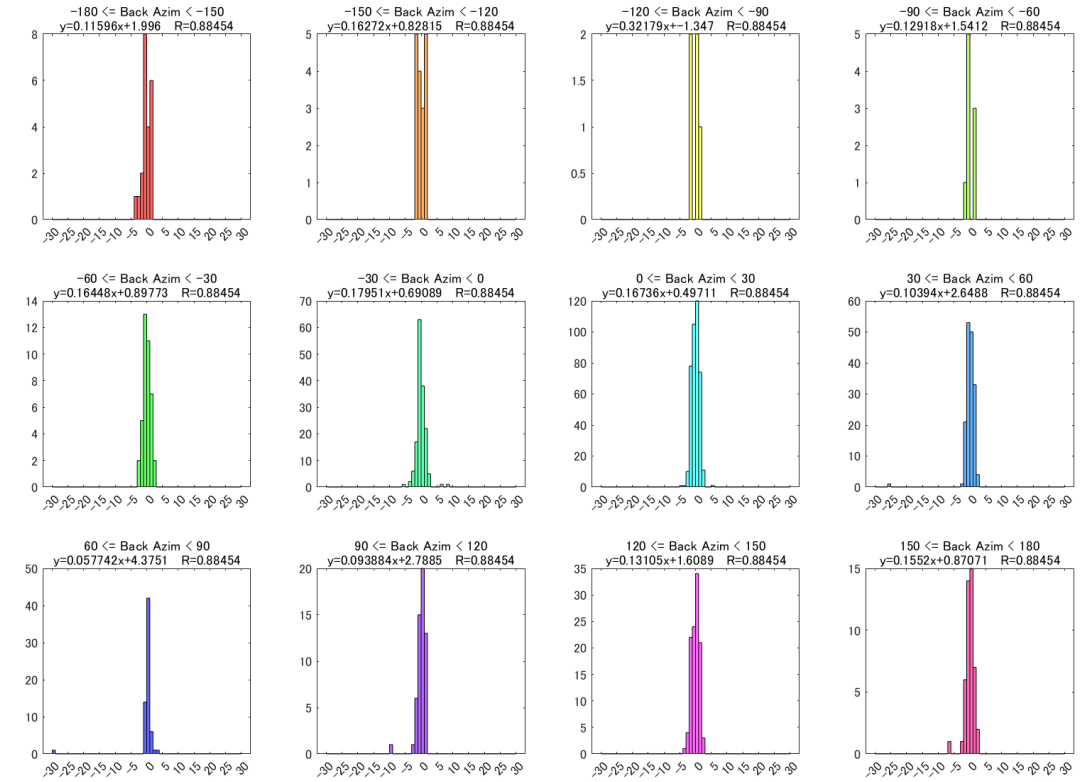


図 2-9　図 2-8 における標準化残差

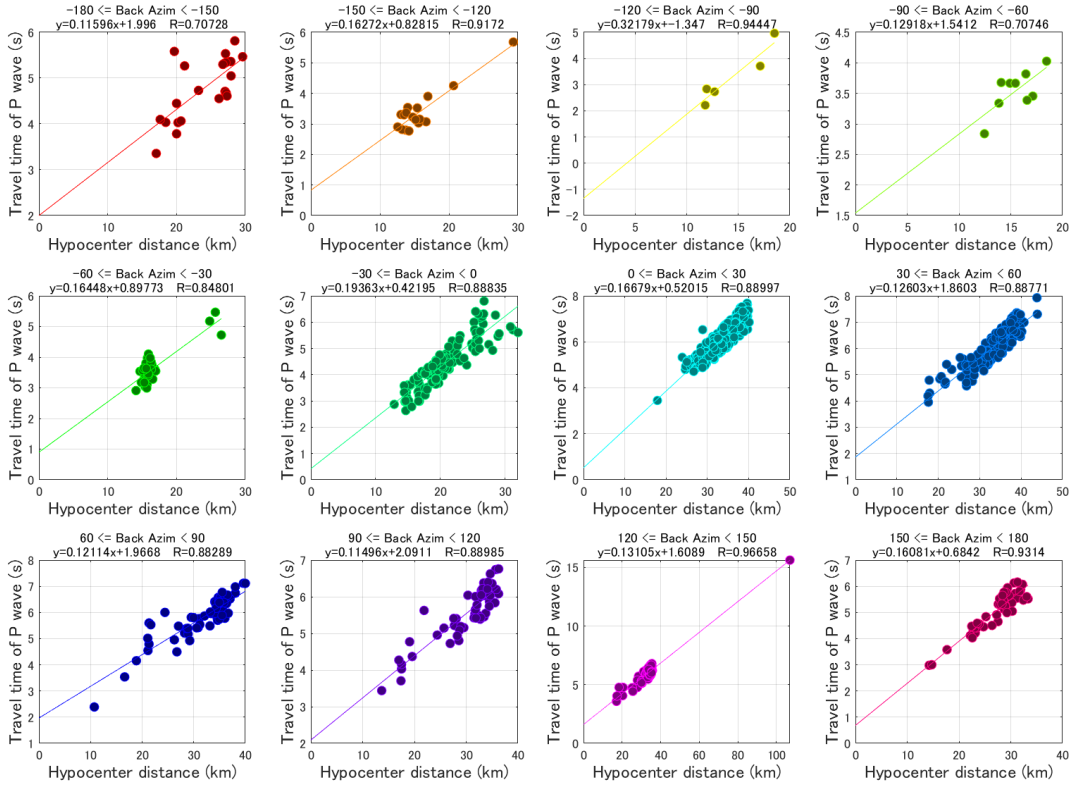


図 2-10　外れ値を除外した後方方位角 30 度毎の震央距離と P 波走時の関係

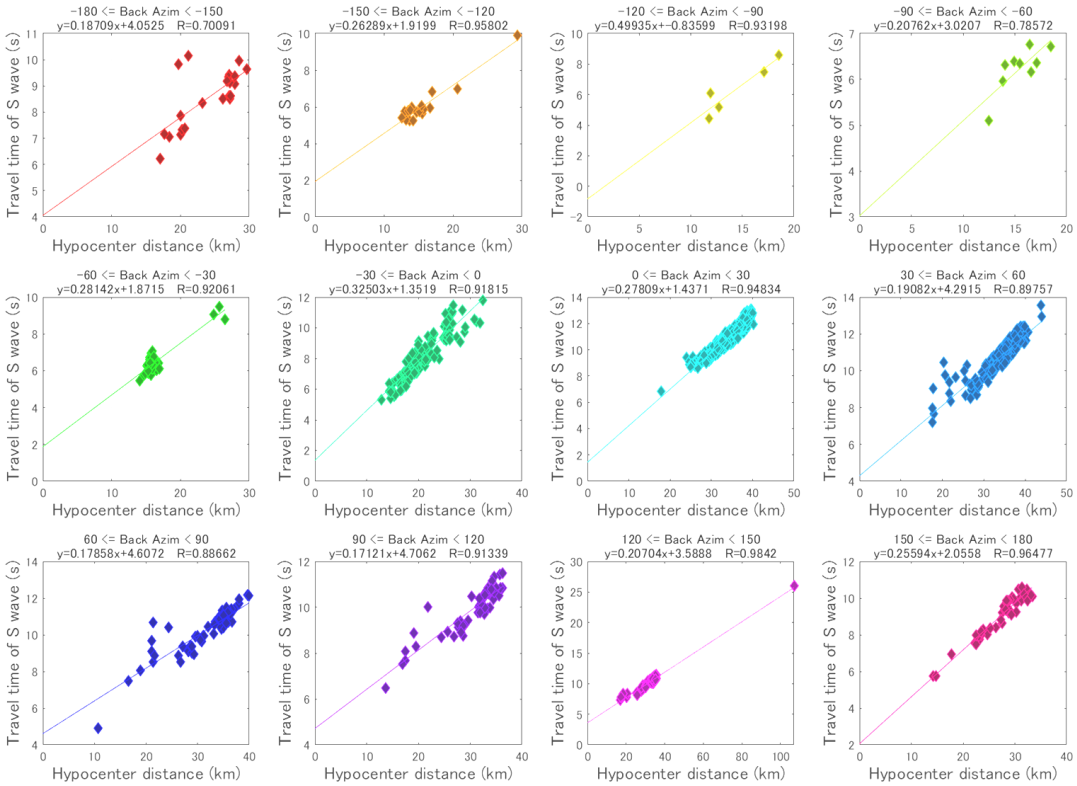


図 2-11　外れ値を除外した後方方位角 30 度毎の震央距離と S 波走時の関係

2.3　自己相関関数解析

2.3.1　地震記録の自己相関関数の解釈

地震記録の自己相関関数の概念図を図 2-12 に示す．層境界において，両振幅の SH 波の地震波が入射すると仮定する．この時，SH 波の振動方向と層境界面の同一方向は平行とする．この条件下では，層境界で反射波と透過波が生成されるが，変換波は生じない．層境界面で生じる反射波と透過波は，隣接する層の剪断波速度（V_S）と密度に依存し，地表で観測される地震動の増幅を特徴付けるものとなる．例として，図 2-12 のような 1 層半無限媒質を考える．この時，地表で観測される地震動は，入射波を増幅させた直達波と，一度地表で反射し，地中の層境界で反射した後に，地表の観測点に入射する反射波が観測される．この地表や地中で生じる反射は無限に生じるが，各回でエネルギーが散逸するため，振幅は回数を重ねるごとに減少する．地表で観測される波形には，直達波と反射波が含まれている．これらの直達波の走時と反射波の走時（以降，走時差）は，地震波の経路（以降，波線経路）によって変化することから，構造推定に用いられる情報となる．特に，平行成層構造に鉛直下方入射の地震波が入射する場合，V_S 値と走時差から

$$H = \frac{V_S \times \Delta T}{2}$$

となり，層厚を求めることができる．ここで，H 層厚，V_S S 波速度，ΔT 走時差である．V_S は既往の値や，他の解析で推定した値を用いることが多い．一方，走時差は地震記録の自己相関関数から効率良く抽出することができる．以下に，時刻歴波形の自己相関関数の計算方法と密接に関連するパワースペクトルの計算方法，および両者の関係を示す．

Ⅰ.　パワースペクトル

関数の N 個の標本値x_m に対する 2 乗平均は，次式で表される．

$$\frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2 \qquad (2-1)$$

この式は平均パワーを表しており，有限複素フーリエ係数を用いると以下のように書き換えられる．

$$\frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2 = \sum_{k=0}^{N-1} |C_k|^2 \qquad (2-2)$$

ここで，$C_{N-k} = C_k^*$ $(k = 1, 2, \ldots, N/2-1, *: \text{conjugate})$であるため，折り返し点までの表記にする

と次のようになる．

$$\frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2 = |C_0|^2 + 2\sum_{k=1}^{\frac{N}{2}-1} |C_k|^2 + \left|C_{\frac{N}{2}}\right|^2 \qquad (2-3)$$

式 (2-3) は波の平均パワーを各成分波に分解したものである．この式の右辺の各項について振動数を横軸にして描画することで，周波数ごとの振幅の強さが分かる．さらに波の継続時間 $T = N\Delta t$ を掛けることで，パワースペクトルを得ることができる．

$$\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2\,\Delta t = T|C_0|^2 + 2T\sum_{k=1}^{\frac{N}{2}-1} |C_k|^2 + T\left|C_{\frac{N}{2}}\right|^2 \qquad (2-4)$$

II. 自己相関関数

1 つのデータ系列内で相関を取ったものを自己相関関数という．一般的には，標本値x_m に対して次式により計算される．

$$R_j = \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m\, x_{m+j} \qquad d(2-5)$$

このようにして得られる$R_j\ (j = 0, 1, 2, \ldots, N-1)$ は，自己共分散係数（autocovariance）と呼ばれる．また，2 つの標本点間$m, m+j$ の時間間隔$j\Delta t$ をラグタイム（lagtime）と定義される．ただし，$m + j \geq N$ の場合，$m + j \to m + j - N$ とする．特に，$j = 0$ のときは次式で表せる．

$$R_0 = \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2 \qquad (2-6)$$

自己共分散係数を正規化した式は以下の通りである．

$$\rho_j = \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m x_{m+j} \Big/ \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m^2 = \frac{R_j}{R_0} \qquad (2-7)$$

この正規化された値を自己相関関数という．地震記録に適用することで，反射波の到達時刻を確認することや，自己相関関数のスタックに使用される．

III.　自己相関関数とフーリエ変換

式 (2-5) に対してフーリエ変換を行うと以下のようになる．

$$\frac{1}{N}\sum_{j=0}^{N-1} R_j \exp\left(-i\frac{2\pi kj}{N}\right) = \frac{1}{N}\sum_{j=0}^{N-1}\left[\exp\left(-i\frac{2\pi kj}{N}\right)\sum_{m=0}^{N-1} x_m\, x_{m+j}\right]$$

$$= \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m \cdot \sum_{j=0}^{N-1} x_{m+j}\exp\left(-i\frac{2\pi kj}{N}\right)$$

$$= \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m \cdot \sum_{j=0}^{N-1} x_{m+j}\exp\left(-i\frac{2\pi k(m+j)}{N}\right)\exp\left(-i\frac{2\pi k(-m)j}{N}\right)$$

$$= \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{N-1} x_m \exp\left(-i\frac{2\pi k(-m)j}{N}\right)\cdot\sum_{j=0}^{N-1} x_{m+j}\exp\left(-i\frac{2\pi k(m+j)}{N}\right)$$

また，この式の左辺は次のようにも表せる．

$$\frac{1}{N}\sum_{j=0}^{N-1} R_j \exp\left(-i\frac{2\pi kj}{N}\right) = C_{-k}\cdot C_k = C_k^*\cdot C_k = |C_k|^2$$

つまり，自己共分散係数のフーリエ変換は平均パワーの各周波数成分に対応する．また，フーリエ逆変換後に最大($j=0$) で正規化することで，自己相関関数を求めることが可能である．

次に，SH 波を対象として，地震記録の自己相関関数に現れる振幅特性について論じる．例として，各層における剪断波速度を 200 m/s および 400 m/s，密度を 1.9 g/cm³および 2.0 g/cm³とする 1 層半無限媒質構造を想定する．この構造において，第 1 層から第 2 層への地震波の入射を仮定し，入射角に応じた反射係数および透過係数，ならびにその位相変化を図 2-13 に示す．

入射角が増加するにつれて，反射係数は減少し，透過係数は増加する．一方，位相については，反射係数の位相が 180 度，透過係数の位相が 0 度を維持する．入射角が約 27 度に達した際，反射係数は 0 となり，透過係数は 1 に到達する．この角度は Brewster 角と呼ばれ，Brewster 角を超えると，反射係数の位相が 180 度から 0 度へと反転する．さらに，入射角が 30 度に近づくと反射係数は 1 に，透過係数は 2 に達し，その後，複素数となる．この特異的な角度は臨界角と呼ばれる．

このことから，直達波と反射波の位相変化については，入射角が 0 度から Brewster 角までの範囲では位相が 180 度反転する．一方，Brewster 角から臨界角までの範囲では位相は反転しない．したがって，自己相関関数の振幅は，位相が 180 度反転する場合には負の振幅を示し，反転しない場合には正の振幅を示す．

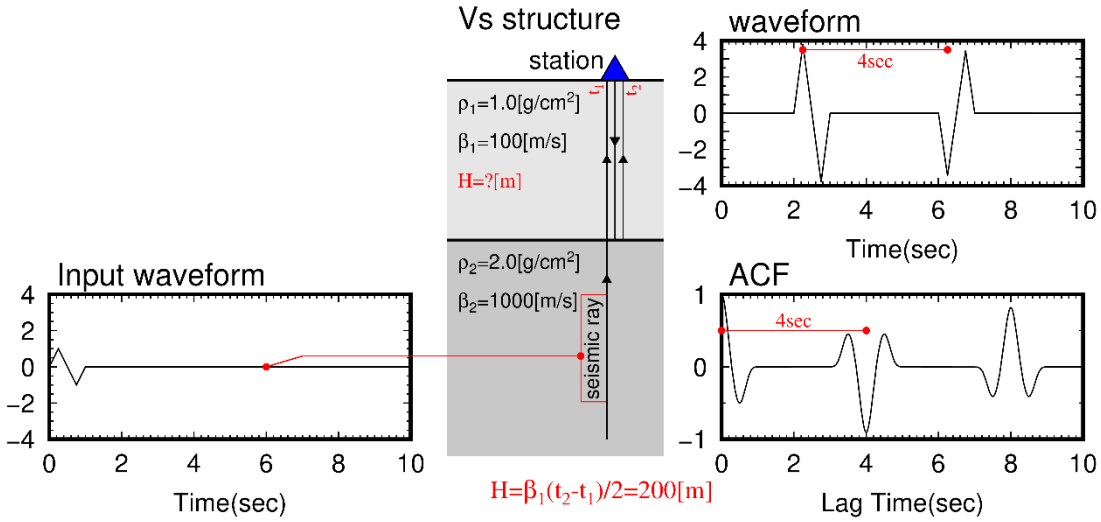


図 2-12　地震記録とその自己相関関数に関する概念図

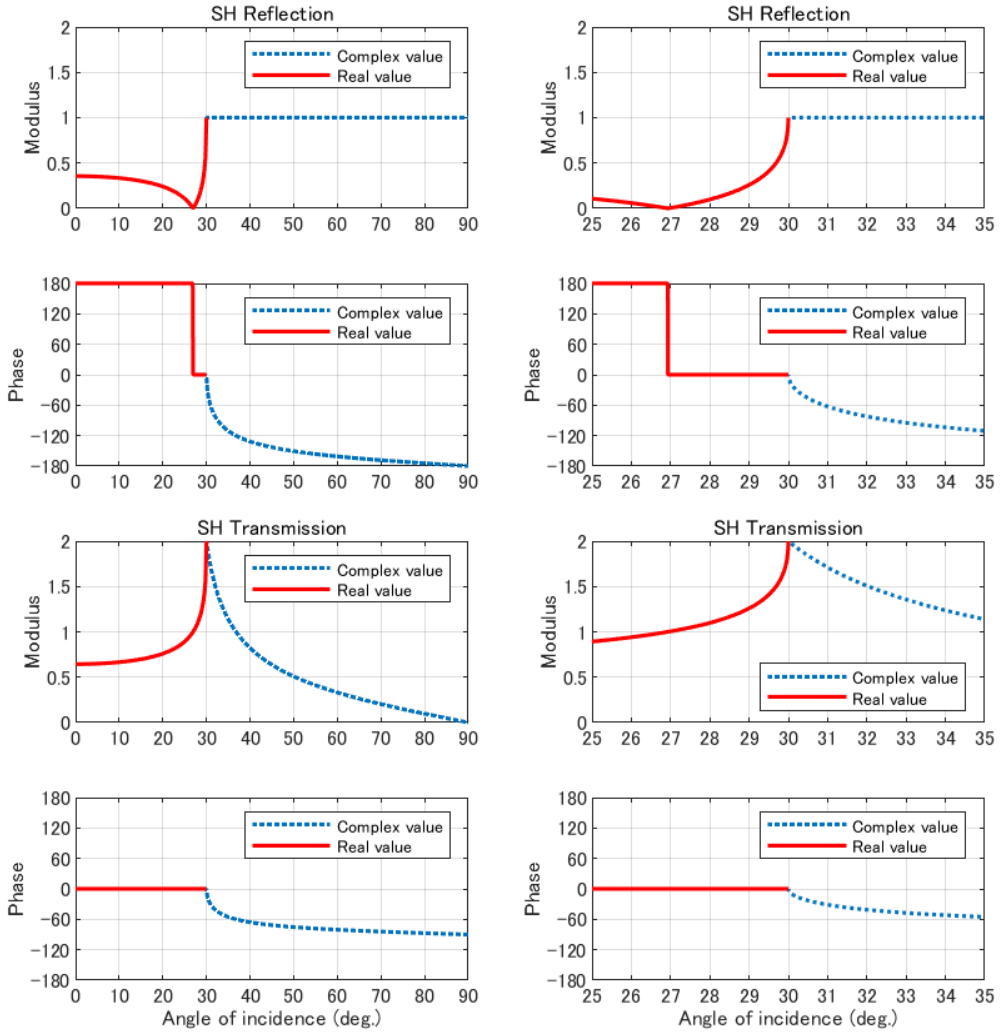


図 2-13　入射角に対する反射透過係数とその位相，右列は左列の拡大図

2.3.2 自己相関関数解析の解析方法

地震波形の抽出並びに機器補正および水平成分の方位補正後の自己相関関数解析における一連の手法を以下に示す.

1. **成分の指定と平均補正**

   対象とする波形成分を指定し，各成分の基準点として平均補正を行う．特にラディアル方向やトランスバース方向を対象とする場合は，水平成分を震央と観測点の方位角に基づいて回転させ，方向を整合させる.

2. **波形の前処理**

   対象とする波形には，前後 5%のコサイン型テーパーを適用し，リンク効果を得る．その後，波形の長さが 2 の累乗になるよう 0 を付加（ゼロパディング）する．これはフーリエ変換における計算効率向上およびスペクトル解析の解像度を確保するためである.

3. **フーリエ変換と白色化**

   時刻歴波形をフーリエ変換し，その振幅スペクトルを算出する．次に，ガウス窓関数を用いて振幅スペクトルを平滑化し，元のフーリエスペクトルを平滑化スペクトルで正規化する．これにより，周波数成分が均一化された白色化スペクトルを得ることができる.

4. **波形の再構成とフィルタリング**

   白色化スペクトルにフーリエ逆変換を適用し，時間領域における波形を再構成する．さらに，高周波成分を除去する目的で Low-pass フィルターを適用する．この過程で，エイリアシングを防ぐために波形長を 2 倍に拡張する.

5. **自己相関関数の計算**

   フィルタリングされた波形を再びフーリエ変換し，そのスペクトルとその複素共役を掛け合わせることで，パワースペクトルに時間長の半分を乗じたスペクトルを算出する．このスペクトルをフーリエ逆変換することで，自己相関関数を得る.

6. **自己相関関数の正規化と調整**

   得られた自己相関関数に Band-pass フィルターを適用し，最大値で正規化する．また，ラグタイム 0 秒付近の振幅を抑制するため，片側コサイン型テーパーを適用する．これにより，観測記録に基づく自己相関関数が最終的に得られることができ，7 のスタック時における観測される地震記録による重みを無くすことが可能となる.

7. **複数記録の統合（スタック）**

   個々の地震記録に基づいて得られた自己相関関数を統合することで，走時差を示す特徴的な振幅を明瞭化する. この際, ノイズの影響を低減するため, PWS（Phase-weighted stack）[2-11]手法を使用する．PWS は，各自己相関関数の瞬時位相を解析し，位相整合性に基づいて重み付けを行う手法である．これにより，信号対雑音比（SN 比）の向上させられる.

2.3.3 Propagator Matrix 法に基づく地盤増幅特性と理論自己相関関数

従来手法と自己相関関数解析の相違点を明確にするため，Nakahara (2006)[2-12]を参考に，Propagator Matrix 法を用いて理論地震動の導出を行う．この導出では，以下の条件を仮定する．

1 媒質の特性: 波動が伝播する媒質は，等方かつ均質な弾性体であること．

2 地下構造: 対象とする地下構造は平行成層構造であること．

3 波動の種類: SH 波が平面波として入射すること．

座標軸の設定は図 2-14 に示す通りで，SH 波の変位はy 軸方向に限定されると仮定する．S 波速度をβ として，上昇波と下降波の方程式は以下に示す通りである．

$$u^{up} = A\exp\left[i\omega\left(\frac{\sin j}{\beta}x - \frac{\cos j}{\beta}z - t\right)\right] \quad (2-8)$$

$$u^{down} = B\exp\left[i\omega\left(\frac{\sin j}{\beta}x + \frac{\cos j}{\beta}z - t\right)\right] \quad (2-9)$$

ここで，u^{up} 上昇波，u^{down} 下降波，j は入射角，x, z は座標，t は時間，A, B は振幅であり，式（2-8），（2-9）の指数部分が複素数であることから，振動現象を記述する周期関数であると理解できる．さらに，式（2-8），（2-9）の指数部分を以下の形に置き換える．

$$p = \frac{\sin j}{\beta} \quad (2-10)$$

$$\eta = \frac{\cos j}{\beta} \quad (2-11)$$

式（2-10）および（2-11）は，それぞれ水平スローネス（Horizontal Slowness）および鉛直スローネス（Vertical Slowness）を表し，波線の進行方向およびその遅さを特徴付けるパラメータである．したがって，式（2-10），（2-11）を用いて，式（2-8），（2-9）は次のように書き換えられる．

$$u^{up} = A\exp[i\omega(px - \eta z - t)] \quad (2-12)$$

$$u^{down} = B\exp[i\omega(px + \eta z - t)] \quad (2-13)$$

以降の導出では，SH 波に関して限定して考えるため，振幅の表記を$A \to \acute{S}, B \to \grave{S}$ に変更する．これらはそれぞれ，S 波の上昇波振幅，下降波振幅を表す．

まず，弾性体と真空の平面境界において生じる平面波の反射波について検討する．ここで，弾性体は深さ方向（zzz 軸の正方向）に無限に広がる「半無限媒質」と仮定する．この媒質の境界条件は，$z = 0$ の面が真空と接しており，深さ方向への波動の進行に対して反射波が生成

される構造となっている．図 2-15 に示される矢印は波線を表し，これは平面波の波面に垂直なベクトルとして定義される．この波線を基に，座標系(x,z) における変位および応力を考慮する．変位および応力は，媒質内のひずみと弾性定数であるラメ定数μ を用いて，以下のように表される．

$$\begin{aligned} u_y &= u^{up} + u^{down} \\ &= \acute{S}\exp[i\omega(px-\eta z-t)] + \grave{S}\exp[i\omega(px+\eta z-t)] \\ &= \acute{S}\exp[i\omega(-\eta z)]\exp[i\omega(px-t)] + \grave{S}\exp[i\omega(+\eta z)]\exp[i\omega(px-t)] \\ &= \left(\grave{S}\exp[i\omega\eta z] + \acute{S}\exp[-i\omega\eta z]\right)\exp[i\omega(px-t)] \\ &= \mu\frac{\partial u_y}{\partial z} \end{aligned} \tag{2-14}$$

$$\begin{aligned} \tau_{yz} &= \mu\frac{\partial}{\partial z}\left(\grave{S}\exp[i\omega\eta z] + \acute{S}\exp[-i\omega\eta z]\right)\exp[i\omega(px-t)] \\ &= \left(\mu\grave{S}(i\omega\eta)\exp[i\omega\eta z] + \mu\acute{S}(-i\omega\eta)\exp[-i\omega\eta z]\right)\exp[i\omega(px-t)] \end{aligned} \tag{2-15}$$

振幅u_yと応力τ_{yz}には共通項$\exp[i\omega(px-t)]$があり，これらをまとめると次のように表現できる．

$$\begin{pmatrix} u_y \\ \tau_{yz} \end{pmatrix} = \mathbf{f}(\mathrm{z})\exp[i\omega(px-t)] \tag{2-16}$$

ここで，$\mathbf{f}(z)$は motion-stress vector と呼ばれ，zの関数である．また，$\mathbf{f}(z)$は次のように整理できる．

$$\begin{aligned} \mathbf{f}(z) &= \begin{pmatrix} \grave{S}\exp[i\omega\eta z] + \acute{S}\exp[-i\omega\eta z] \\ \mu\grave{S}(i\omega\eta)\exp[i\omega\eta z] + \mu\acute{S}(-i\omega\eta)\exp[-i\omega\eta z] \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta z] & \exp[-i\omega\eta z] \\ \mu(i\omega\eta)\exp[i\omega\eta z] & \mu(-i\omega\eta)\exp[-i\omega\eta z] \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \grave{S} \\ \acute{S} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta z] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta z] \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \grave{S} \\ \acute{S} \end{pmatrix} \\ &= \mathbf{F}\mathbf{w} \end{aligned} \tag{2-17}$$

式（2-17）の最終式は以下の通りである．

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta z] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta z] \end{pmatrix} \tag{2-18}$$

$$\boldsymbol{w} = \begin{pmatrix} \grave{S} \\ \acute{S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \end{pmatrix} \tag{2-19}$$

ここで，w_1, w_2は順に上昇波，下降波の振幅を表す．式（2-19）について，z における振幅と応力の基準点をz_{ref}として，$z \to z - z_{ref}$と置換すると，次のように分けることができる．

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp\left[i\omega\eta\left(z - z_{ref}\right)\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-i\omega\eta\left(z - z_{ref}\right)\right] \end{pmatrix} = \mathbf{E}\boldsymbol{\Lambda} \tag{2-20}$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix} \tag{2-21}$$

$$\boldsymbol{\Lambda} = \begin{pmatrix} \exp\left[i\omega\eta\left(z - z_{ref}\right)\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-i\omega\eta\left(z - z_{ref}\right)\right] \end{pmatrix} \tag{2-22}$$

次に図 2-16 に示す隣接する媒質間において，両媒質から入射する場合を考える．隣接する 2 つの媒質における stress-motion vector は以下のように記述される．

$$\mathbf{f}_1(z) = \mathbf{F}_1(z)\mathbf{w}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_1 & -i\omega\mu\eta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta_1 z] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta_1 z] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_1 \\ \acute{S}_1 \end{pmatrix} \tag{2-23}$$

$$\mathbf{f}_2(z) = \mathbf{F}_2(z)\mathbf{w}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_2 & -i\omega\mu\eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta_2 z] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta_2 z] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_2 \\ \acute{S}_2 \end{pmatrix} \tag{2-24}$$

$z = 0$ において，2 つの媒質の境界面では変位と応力が等しいことを考慮すると，式（2-23），（2-24）から，以下の境界条件を数式で表すことができる．

$$\mathbf{f}_1(0) = \mathbf{f}_2(0) \to \mathbf{F}_1(0)\mathbf{w}_1 = \mathbf{F}_2(0)\mathbf{w}_2 \tag{2-25}$$

SH 波であることを踏まえ，式（2-25）を展開すると次の関係式が導かれる．

$$\begin{aligned} &\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_1 & -i\omega\mu\eta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta_1 0] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta_1 0] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_1 \\ \acute{S}_1 \end{pmatrix} \\ &\qquad = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_2 & -i\omega\mu\eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta_2 0] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta_2 0] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_2 \\ \acute{S}_2 \end{pmatrix} \\ &\leftrightarrow \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_1 & -i\omega\mu\eta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_1 \\ \acute{S}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta_2 & -i\omega\mu\eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{S}_2 \\ \acute{S}_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2-26}$$

式（2-26）において，下方から振幅 1 の波のみが入射することは，以下の式で表現される．

$$\boldsymbol{w}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \acute{S}\hat{S} \end{pmatrix}, \boldsymbol{w}_2 = \begin{pmatrix} \acute{S}\hat{S} \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2-27}$$

振幅 1 の波が入射する場合の透過波と反射波の振幅は，それぞれ透過係数と反射係数を表す．したがって，式（2-26），(2-27）から，$\acute{S}\hat{S}, \acute{S}\hat{S}$ は透過係数と反射係数を表すことになり，それらの係数は以下のようになる．

$$\acute{S}\hat{S} = \frac{2\mu_2\eta_2}{\mu_1\eta_1 + \mu_2\eta_2} \tag{2-28}$$

$$\acute{S}\hat{S} = \frac{-\mu_1\eta_1 + \mu_2\eta_2}{\mu_1\eta_1 + \mu_2\eta_2} \tag{2-29}$$

次に，図 2-15 に示すような自由表面において，下方から振幅 1 の波が入射する場合を考える．自由表面であることから，境界条件は応力が 0 である．よって，stress-motion vector は以下に示すとおりである．

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} u_y \\ 0 \end{pmatrix} &= \mathbf{f}(\mathrm{z}) \exp[i\omega(px - t)] \\ &= \mathbf{F}(z)\mathbf{w} \exp[i\omega(px - t)] \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta z] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta z] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \acute{S}\hat{S} \\ 1 \end{pmatrix} \exp[i\omega(px - t)] \\ &= \begin{pmatrix} \acute{S}\hat{S} + 1 \\ i\omega\mu\eta\left(\acute{S}\hat{S} - 1\right) \end{pmatrix} \exp[i\omega(px - t)] \end{aligned} \tag{2-30}$$

式 (2-30) において, $i\omega\mu\eta \exp[i\omega(px - t)] \neq 0$ より, 以下に示す応力と振幅の関係が導かれる．

$$i\omega\mu\eta\left(\acute{S}\hat{S} - 1\right) = 0 \rightarrow \acute{S}\hat{S} = 1 \tag{2-31}$$

式（2-30），(2-31）より，変位は次のようになる．

$$u_y = \left(\acute{S}\hat{S} + 1\right) \exp[i\omega(px - t)] = 2 \exp[i\omega(px - t)] \tag{2-32}$$

式（2-32）は，振幅 1 の SH 波の入射波に対して地表面の変位は 2 倍であることと，振幅が周波数に依存しないことを意味する．

次に図 2-17 に示す多層構造の同一層内の伝播，および層境界における伝播を考える．まず，同一層内の伝播について考える．z_0 とz における変位と応力の関係を次のように表す．

$$\mathbf{f}(z) = \mathbf{P}(z, z_0)\mathbf{f}(z_0) \tag{2-33}$$

ここで，$P(z, z_0)$ は Promagator matrix を表す伝達行列である．式（2-33）に式（2-23）を代入

すると，次のように表せられる．

$$\mathbf{Fw}|_{z=z} = \mathbf{P}(z, z_0) \cdot \mathbf{Fw}|_{z=z_0} \qquad (2-34)$$

等方均質媒体中を伝播する波の振幅が変化しないことから，以下の関係式が得られる．

$$\mathbf{w}|_{z=z} = \mathbf{w}|_{z=z_0} (= \mathbf{w}) \qquad (2-35)$$

式（2-35）を式（2-34）に代入し，両辺に$\mathbf{w^{-1}}$を乗じると，$P(z, z_0)$ を$\mathbf{F}$ で表すことができる．

$$\mathbf{F}|_{\mathbf{z=z}} = \mathbf{P}(z, z_0) \cdot \mathbf{F}|_{\mathbf{z=z_0}} \ (\because \mathbf{ww^{-1}} = 1) \ \rightarrow \ \mathbf{P}(z, z_0) = \mathbf{F}|_{\mathbf{z=z}} \cdot \mathbf{F}|_{\mathbf{z=z_0}}^{\mathbf{-1}} \qquad (2-36)$$

z_{ref}を基準として，$\mathbf{F}$ について整理すると，次のようになる．

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta(z - z_{ref})] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta(z - z_{ref})] \end{pmatrix} = \mathbf{E\Lambda}$$

$$\mathbf{F^{-1}} = \mathbf{\Lambda^{-1}E^{-1}}$$

$$= \begin{pmatrix} \exp[i\omega\eta(z - z_{ref})] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega\eta(z - z_{ref})] \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu\eta & -i\omega\mu\eta \end{pmatrix}^{-1}$$

$$= \begin{pmatrix} \exp[-i\omega\eta(z - z_{ref})] & 0 \\ 0 & \exp[i\omega\eta(z - z_{ref})] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{-i}{2i\omega\mu\eta} \\ \frac{1}{2} & \frac{i}{2i\omega\mu\eta} \end{pmatrix} \qquad (2-37)$$

式（2-20），（2-37）を式（2-36）に代入すると，$P(z, z_0)$ の値は次のように整理できる．

$$\mathbf{P}(z, z_0) = \begin{pmatrix} \cos[\omega\eta(z - z_0)] & \frac{1}{\omega\mu\eta}\sin[\omega\eta(z - z_0)] \\ -\omega\mu\eta \sin[\omega\eta(z - z_0)] & \cos[\omega\eta(z - z_0)] \end{pmatrix} \qquad (2-38)$$

次に，層境界における伝播（図 2-17 右）について考える．式（2-33）が各媒質間で成立することより，以下の式が成立する．

$$\mathbf{f}(z_1^-) = \mathbf{P}(z_1^-, z_0)\mathbf{f}(z_0), \qquad \mathbf{f}(z_2) = \mathbf{P}(z_2, z_1^+)\mathbf{f}(z_1^+) \qquad (2-39)$$

境界条件より，境界面の応力，および変位が等しいことから，以下の式が成立する．

$$\mathbf{f}(z_1^-) = \mathbf{f}(z_1^+) \qquad (2-40)$$

式（2-40）を式（2-39）に代入して以下の式が得られる．

$$\mathbf{f}(z_2) = \mathbf{P}(z_2, z_1^+)\mathbf{P}(z_1^-, z_0)\mathbf{f}(\mathrm{z}_0) \qquad (2-41)$$

ここで，より一般的な多層構造について考える．n 層目から入射する場合，式（2-41）を帰納的に用いることで，以下の式が導かれる．

$$\mathbf{f}(z_n) = \hat{P}_n(z_n, z_0)\mathbf{f}(\mathrm{z}_0) \qquad (2-42)$$

$$\hat{P}_n(z_n, z_0) = \mathbf{P}(z_n, z_{n-1})\mathbf{P}(z_{n-1}, z_{n-2}) \ldots \mathbf{P}(z_1, z_0) = \prod_{i=1}^{n} \mathbf{P}(z_{n+1-i}, z_{n-i}) \qquad (2-43)$$

式（2-42）は，n 層目に入射する波動場と地表に入射する波動場に関する変位と応力の関係を表した式である．

図 2-18 に示すようにn 層目に入射角j の平面波が入射するとする．地表における境界条件，および Horizontal Slowness が保存されることより，式（2-20），（2-43）を用いて，以下の式が導かれる．

$$\mathbf{F}(\boldsymbol{z_n^+})\mathbf{w}(\boldsymbol{z_n^+}) = \widehat{\mathbf{P}}(\boldsymbol{z_n}, \boldsymbol{z_0})\begin{pmatrix}\boldsymbol{l_1}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix}_{z=z_0} \qquad (2-44)$$

式（2-44）の両辺に$\mathbf{F^{-1}}(\boldsymbol{z_n^+})$ を乗じて，整理すると次のようになる．

$$\begin{aligned}\mathbf{w}(\boldsymbol{z_n^+}) &= \mathbf{F}(\boldsymbol{z_n^+})\widehat{\mathbf{P}}(\boldsymbol{z_n}, \boldsymbol{z_0})\begin{pmatrix}\boldsymbol{l_{10}}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix}\\ &= \boldsymbol{\Lambda}^{-1}\mathbf{E}^{-1}(\boldsymbol{z_n^+})\widehat{\mathbf{P}}(\boldsymbol{z_n}, \boldsymbol{z_0})\begin{pmatrix}\boldsymbol{l_{10}}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix}\\ &= \mathbf{E}^{-1}(\boldsymbol{z_n^+})\widehat{\mathbf{P}}(\boldsymbol{z_n}, \boldsymbol{z_0})\begin{pmatrix}\boldsymbol{l_{10}}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix} \qquad \because \boldsymbol{\Lambda}^{-1} = 1\\ &= \mathbf{B}\begin{pmatrix}\boldsymbol{l_{10}}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix} \qquad (2-45)\end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix}\grave{S}\\ \acute{S}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}B_{11} & B_{12}\\ B_{21} & B_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}l_{10}\\ 0\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}B_{11}l_{10}\\ B_{21}l_{10}\end{pmatrix} \qquad (2-46)$$

ここで，l_{10} は地表の変位である．よって，地下構造による増幅率は，基盤に入力する波のスペクトルに対する地表で観測される波としても定義できることから，以下のように表せられる．

$$\frac{l_{10}}{\acute{S}} = \frac{1}{B_{21}} \qquad (2-47)$$

特に，基盤面に入射する波動場がインパルスであれば，地表で観測される波動場のスペクトルが地下構造による増幅率を表すことになる．

また，式（2-47）において，地表の変位l_{10} は，基盤面に入射する波動場に地下構造による増幅率を乗じたものであり，震源特性と伝播経路特性と地盤増幅特性の 3 つの特性を乗じたものとも解釈できる．したがって，次のように表現することが可能である．

$$l_{10} = \acute{S} \times \frac{1}{B_{21}} = \{S(f) \times P(f)\} \times G(f), \qquad \acute{S} = S(f) \times P(f), \qquad G(f) = \frac{1}{B_{21}} \qquad (2-47)$$

ここで，$S(f)$は震源特性，$P(f)$は伝播経路特性，$G(f)$は地盤増幅特性である．基盤面に入射する地震波に特定の周波数成分が非常に小さい，あるいは全く含まれない場合，その成分は地表の観測点における地震記録にもほとんど反映されない．

最後に，各層における剪断波速度を 200 m/s および 400 m/s，密度を 1.9 g/cm³および 2.0 g/cm³と設定し，第 1 層目の層厚を 400 m とする 1 層半無限媒質構造（図 2-19）を仮定する．この構造を基に，Propagator Matrix 法に基づく理論波形および対応する理論自己相関関数を計算し，以下の項目について確認した．

(1) 基盤面に入射する波動場に対する地表の波形とその自己相関関数
(2) 入射角に対する地表の波形とその自己相関関数
(3) ノイズを与えた地表の波形の自己相関関数とスタック結果

(1) 基盤面に入射する波動場に対する地表の理論波形とその自己相関関数

基盤面に 0 度の入射角でインパルス波および Gabor 波形を入射させた場合の地表波形とその自己相関関数を図 2-20 に示す．地表波形では，時刻 3 秒に地盤増幅の影響を受けた直達波が現れ，その後 4 秒ごとに多重反射波が観測される．振幅は時間とともに減少し，正負が交互に現れる．スペクトル解析結果から，これらの波形が入射波のスペクトル形状（式 2-47）に依存していることが確認された. また, 自己相関関数の振幅がラグタイム 4 秒ごとに現れることから，直達波と多重反射波の走時差を適切に表現していることが示された．この 4 秒は，地表と基盤面間の距離（400 m）の往復時間に相当する．

(2) 入射角に対する地表の波形とその自己相関関数

入射角を 0 度から 85 度まで変化させた場合の理論波形と自己相関関数を図 2-21 に示す．入射角が大きくなるにつれて，直達波と反射波の到達時間が短縮され，波線経路の影響が明確に現れる．また，入射角 55 度までは直達波と反射波の振幅が正負反転するが，70 度以上では反転しない挙動が観測された．この理由を明らかにするため，Snell の法則を用いて屈折角を計算

した．

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}=\frac{V_{S1}}{V_{S2}} \qquad (2-48)$$

ここで，θ_1 は入射角，θ_2 は屈折角，V_{S1},V_{S2} はそれぞれ入射側および屈折側の S 波速度を表す．計算の結果，入射角 70 度および 85 度の屈折角はそれぞれ約 28 度および 29.8 度であり，これらの反射角では反射係数の位相が 0 度となるため（図 2-13），振幅の正負反転が生じないことが理論的に説明できる．

(3) ノイズを与えた地表の波形の自己相関関数とスタック結果

基盤面に 0 度の入射角で Gabor 波形を入射させて得られる地表の理論波形に，異なるホワイトノイズを重畳し，2－5 Hz の帯域通過フィルターを適用した波形とその自己相関関数を図 2-20 に示す．地表の理論波形では，時刻 3 秒に直達波，時刻 7 秒に反射波が観測される．しかし，それ以降の多重反射波はノイズの影響により振幅が小さく，明確に確認することが難しい．さらに，その他の時刻にはノイズによる擾乱が振幅に反映されている．

これらの波形の平均スペクトル（図 2-20(b)の赤線）では，2 Hz 付近においてノイズの平均スペクトル振幅の 3〜4 倍のピークを示し，フィルター範囲外では地震波とノイズの両方の振幅が効果的に低減されている．各波形の自己相関関数では，ラグタイム 4, 8, 12 秒において共通の振幅が顕著に現れ，線形スタック処理した結果にも反映されていることが確認できる．一方で，その他のラグタイムにおいても共通の振幅が観測され，ノイズの影響が確認できる．

さらに，PWS を適用した結果では，自己相関関数の振幅が線形スタックよりも小さくなる傾向が見られた．加えて，PWS は往復走時に対応しない振幅を大幅に低減する効果を示しており，往復走時の読取り精度を向上させる結果となった．

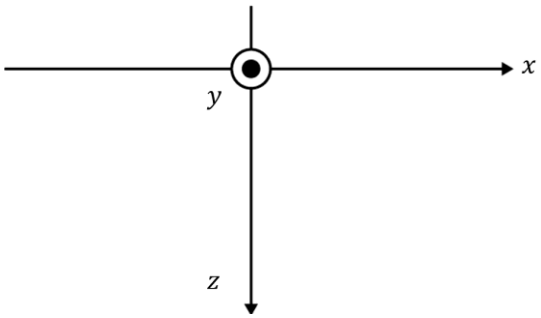


図 2-14　使用する座標系
深さ方向をz，SH 波の震動方向をyとする

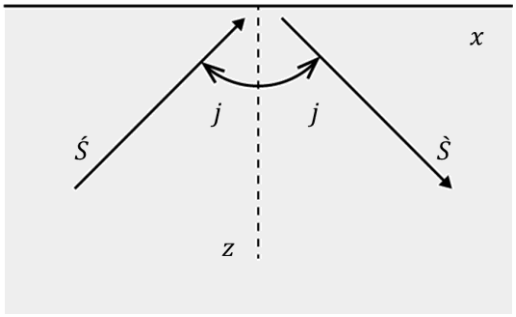


図 2-15　半無限媒質における
SH 波の入射波と反射波

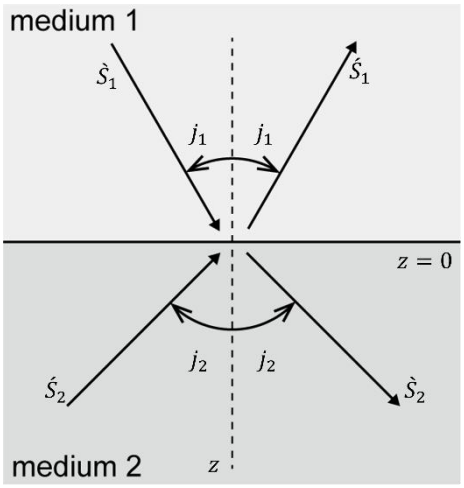


図 2-16　隣接する媒質における SH 波の入射波，反射波，屈折波

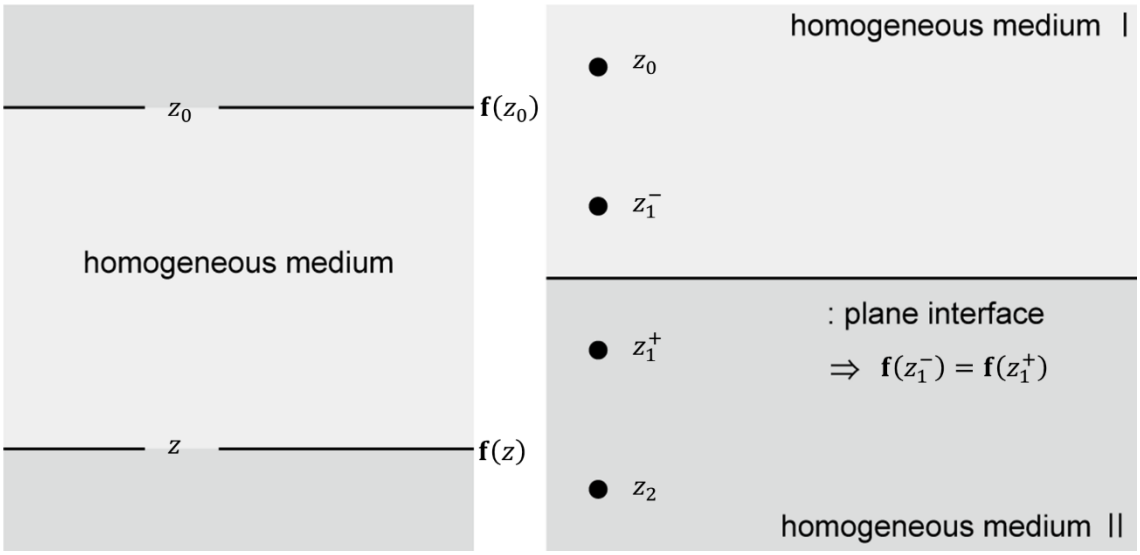


図 2-17　水平多層構造内の層（左）と 2 つの媒質間（右）

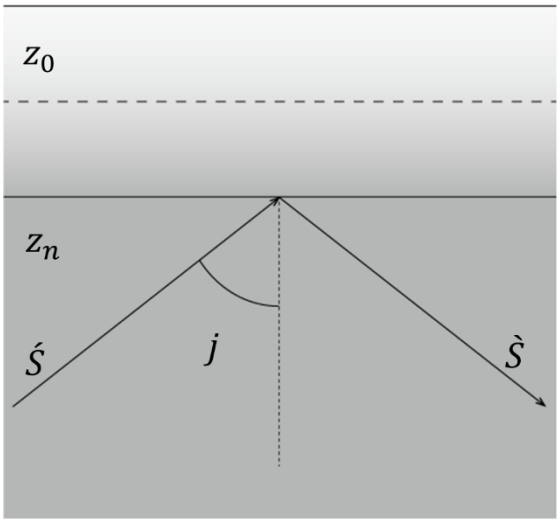


図 2-18　増幅率の計算モデル

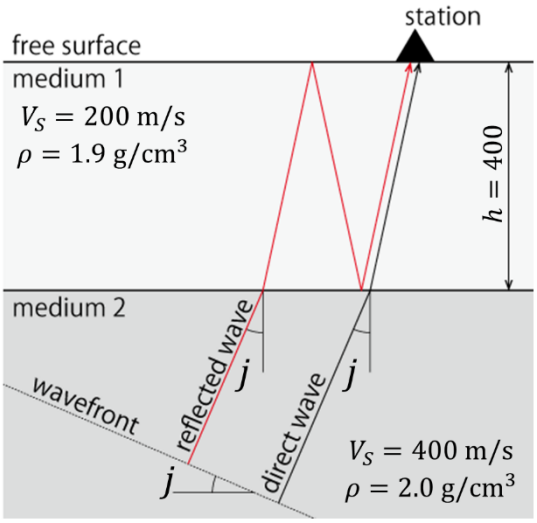


図 2-19　理論計算用のモデル

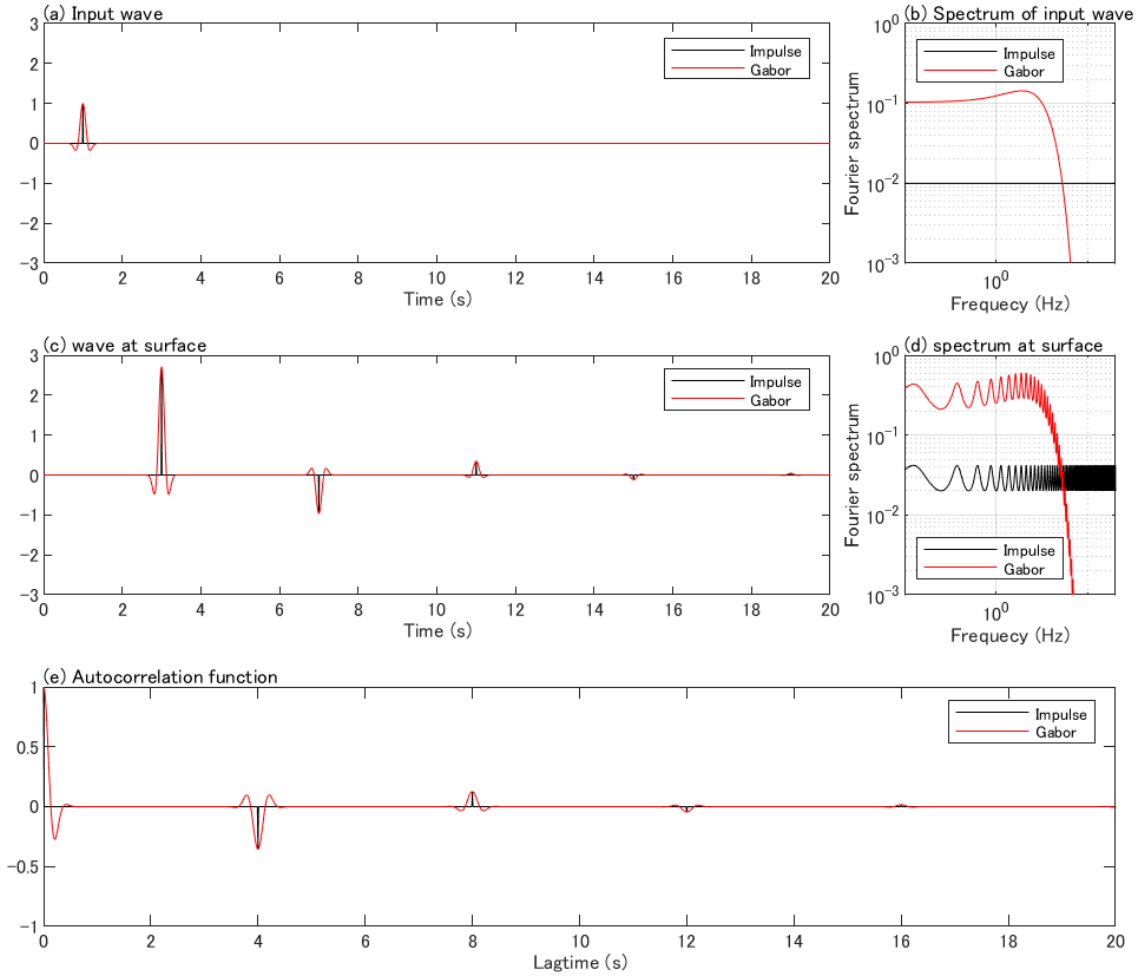


図 2-20　インパルスと Gabor 波形に対応する理論計算

(a) 基盤面に入射する波形　(b) (a) のスペクトル　(c) 地表観測点の理論波形

(d) (c) のスペクトル　(e) (c) の自己相関関数

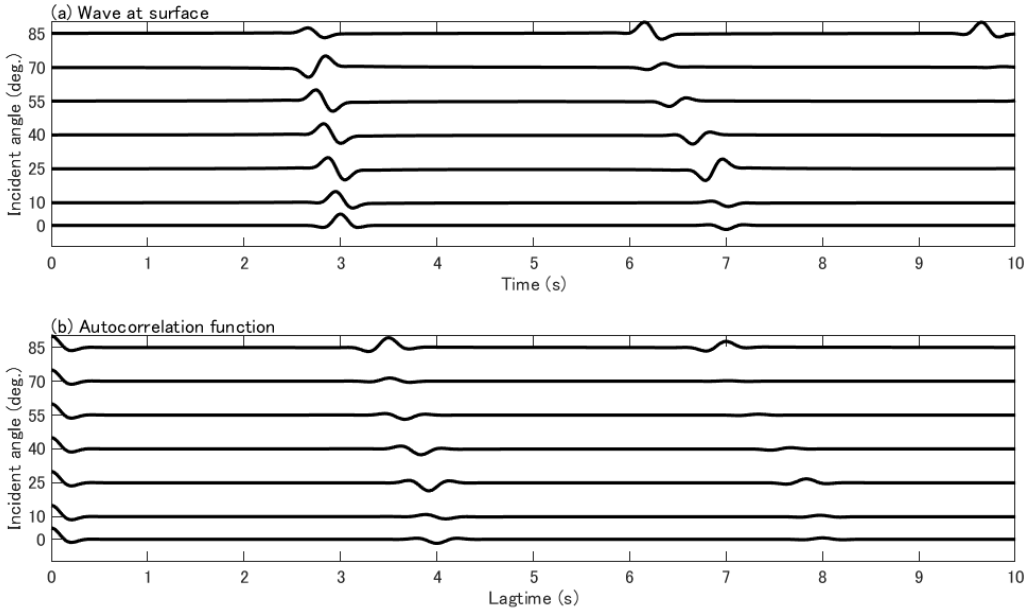


図 2-21　入射角別の地表の理論波形(a)とその自己相関関数(b)

入射波は Gabor 波形

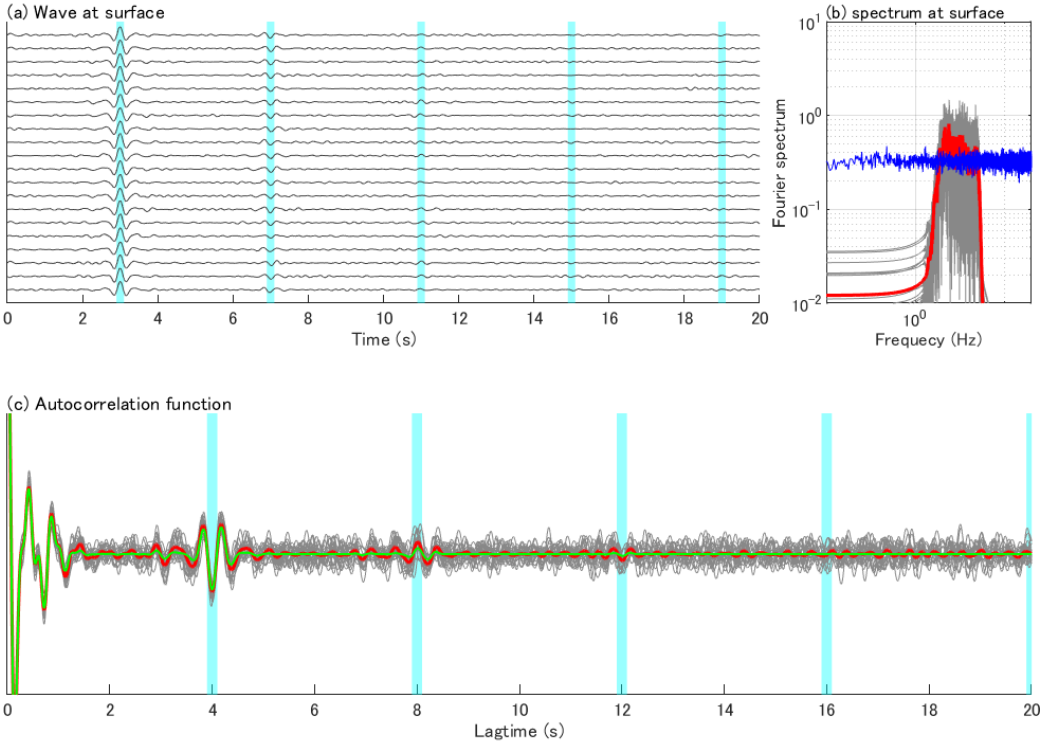


図 2-22　ノイズを含めた理論計算結果

(a)地表の理論波形に異なるホワイトノイズを重合させた波形のフィルター波形

(b)（a)のスペクトル（灰色）とその平均（赤），ホワイトノイズの平均スペクトル

(c)（a)の自己相関関数（灰色）とそのスタック（赤），PWS（緑）

水色は，理論走時および理論往復走時．入射波は入射角 0 度の Gabor 波形

2.4　解析パラメータの検討

本節では，地震記録の自己相関関数解析において使用する平滑化バンド幅およびフィルターの決定について理論波形を用いて検討し，観測波形による検証を行う．平滑化バンド幅は，スペクトルの周波数成分を平滑化するための周波数範囲を示すパラメータであり，元のスペクトルを平滑化したスペクトルで除算することでホワイトニングがなされる．このホワイトニング操作は，スペクトルの振幅値を均一化され，特定の周波数成分に依存しない解析結果を得るために重要である．これにより，地震波の到達時間や地下構造に基づく反射特性が強調され，信号から物理的に意味のある情報を抽出することが可能となる．さらに，フィルターは，解析の目的に応じて信号の特定の周波数成分を強調または除去するために使用される．適切なフィルターを選択することで，ノイズを効果的に抑制し，主成分となる地震波信号を明瞭化できる．これらの処理を通じて，自己相関関数解析の結果から明瞭な走時差を表す位相の抽出を目指す．

2.4.1　理論波形を用いたパラメータの検討

本小節では，離散化波数法[2-13]による理論波形から，スペクトルのホワイトニングに用いられる平滑化バンド幅の検討を行う．また，Propagator Matrix 法による理論波形にホワイトノイズを重合させ，SN 比が既知のうえで，フィルターの検討を行う．

(1)　ホワイトニング用の平滑化バンド幅の検討

平滑化バンド幅による自己相関関数の振幅が強調される位相を検討するために，表 2-3 に示す構造モデルで離散化波数法による数値実験を実施する．各物性値と層境界深さは，HUE04 における J-SHIS V4（第 1-6 層目）と JIVSM（第 7-8 層目）の値を使用した．震源深さ 30 km，震央距離 0.5 km の位置に，立ち上がり時間 0.5 秒のベル型の震源時間関数を設定し，SH 波が明瞭に現れる一元化震源を設定した．地震モーメントは 1.0×10^{15} に設定したが，計算される自己相関関数には影響しない．また，鉛直下方入射の計算が不可能であるため，震央距離は，可能な限り鉛直下方入射になるように設定した．自己相関関数の計算方法に関しては，トランスバース方向の波形を対象に 2.3.2 節の 3-6 の手順に従い，カットオフ周波数 10 Hz の 3 次のバターワース型の Low-pass フィルター，2－5 Hz の Band-pass フィルターを使用し，自己相関関数に 0.5 秒の片側コサイン型テーパーを適用した．

図 2-23 に，計算された理論波形，各平滑化バンド幅に対応する自己相関関数，平滑化バンド幅に対する各往復走時の振幅を示す．得られた理論波形に，直達波と複数の反射波が含まれていることが確認できる．各平滑化バンド幅に対応する理論波形の自己相関関数では，理論往復走時（図 2-23(b)の赤）に振幅が現れている．バンド幅に対するそれらの振幅に関して，バンド幅の増加に伴い，往復走時に対応する位相の自己相関関数の振幅値が負の方向に大きくなるが，特定のバンド幅から緩やかに 0 方向に近づく．その振幅値は，反射面前後の層のインピーダンスコントラストに比例して負の方向に大きくなる傾向が見られ，振幅が最小となるときのバン

ド幅の値は，対応する層境界面が深い程，小さくなる傾向が見られた．

これらの傾向を検証するために，1 層半無限媒質のモデルを用いて，層境界深さを 0.3 km 間隔で 0.3－3.0 km（往復走時 1－10 秒）の範囲と，第 2 層目速度を 0.3 km/s 間隔で 0.9-2.4 km/s の範囲で設定した数値実験をそれぞれ実施した．その他の物性値および層境界深さについては，表 2-3 に示された第 1 層および第 2 層の値を用い，震源は上述した条件を適用した．得られた理論波形の自己相関関数における往復走時に対応するラグタイムの振幅を図 2-24 に示す．層境界深さが浅くなるほど，振幅が最小となるバンド幅が大きくなる傾向が確認された．層境界深さが深くなるにつれて往復走時が増大することから，ホワイトニング処理により強調される振幅の位相は，バンド幅に反比例することを意味する．さらに，振幅の変動はインピーダンスコントラストに比例し，負の方向に大きくなる傾向が見られた．ただし，振幅が最小となる際のバンド幅には顕著な違いが見られなかった．振幅の大きさは，第 1 層から第 2 層への波の入射時に生じるインピーダンスコントラストおよび反射係数によって説明可能である．

以上の 2 つの数値実験の結果から，ホワイトニング処理で強調される振幅について，その位相はバンド幅に依存するものの，インピーダンスコントラストとバンド幅が与える影響は相互に独立していることが示唆された．

(2)　理論波形を用いたフィルターの検討

ノイズの影響を低減し，自己相関関数の振幅をより明瞭にすることを目的として，フィルター適用に関する数値実験を実施した．この実験では，表 2-4 に示された構造モデルを使用し，中心周波数を 2－11 Hz の範囲で 1 Hz 間隔で設定した Gabor 波形を鉛直下方に入射させた．Propagator Matrix 法を用いて計算された理論波形に，一様乱数による 20 個のホワイトノイズを重畳し，地表波形として解析対象とした．解析に関して，(1)の知見を基に 0.35 Hz の平滑化バンド幅を適用してスペクトルのホワイトニングを実行した．さらに，自己相関関数には 2－5 Hz の線形位相等リップル型バンドパスフィルターを順方向および逆方向から適用し，中心周波数毎に PWS を実行した．

図 2-25 に，基盤面に入射する波形およびそのスペクトル，地表波形の自己相関関数とスペクトルを示す．中心周波数の増加に伴い，入射波形のスペクトルでは卓越周波数も増加しており，9 Hz 以降ではフィルター通過領域内に振幅がほとんど含まれなくなることが確認できる．中心周波数 2 Hz の自己相関関数において，PWS を施すことにより，ノイズの影響が低減され，ラグタイム 4, 8 秒の振幅が明瞭になった．これらのラグタイムは，理論往復走時 4 秒，さらにその倍となる多重反射の理論往復走時 8 秒と合致する．

次に，中心周波数毎にラグタイム 4 秒における PWS を施した自己相関関数の振幅を比較すると，4 Hz までは振幅が増加し，それ以降は減少することが確認できる．特に中心周波数 9 Hz を超える範囲では，PWS を施した自己相関関数の振幅がほとんど見られず，フィルター通過領域内における地表記録のスペクトルとノイズの平均スペクトルが同レベルとなることが確認できる．これは，フィルター通過領域において，入射波形の振幅が小さいことにより，地表波形に現れる増幅された振幅がノイズよりも小さくなってしまったことが原因であると解釈で

きる．

ノイズが自己相関関数に与える影響を評価するため，ノイズ生成に用いる初期乱数を 10 回変更し，ノイズ振幅と自己相関関数振幅の関係を検討した（図 2-26）．解析の結果，PWS に用いる記録数が増加するにつれて，往復走時に対応する振幅が収束し，記録数が約 10 個以上になるとほぼ一定値を示すことが確認できる．さらに，ノイズレベルが増加するに伴い，PWS を施した自己相関関数の振幅は減少する傾向が見られた．これらの傾向はばらつきがあるものの，各初期乱数においても一貫して示された．

また，適切な往復走時の抽出には，自己相関関数の振幅の明瞭性が重要であることから，自己相関関数の標準偏差をノイズ指標として扱い，往復走時に対応する自己相関関数の振幅を標準化した（図 2-26 右）．標準化された値はノイズレベルの増加に伴って減少し，収束するために必要な記録数が増加することが示された．この結果から，自己相関関数の振幅の明瞭性は記録数の増加により向上すると解釈できるが，ノイズレベルが異なる記録間で同等の明瞭性を確保するためには，さらに多くの記録数が必要となることを意味する．ただし，ノイズレベルが大きい場合には，自己相関関数の振幅が 0 に近づくことに注意する必要がある．

以上の結果から，フィルターを設定する際には，通過領域内に地震波の振幅が十分に含まれる範囲を選択することが重要である．また，ノイズレベルが大きいほど，自己相関関数の振幅は小さくなるため，明瞭性を担保するための PWS に用いる記録数を増加させる必要があることが明らかとなった．

表 2-3　離散化波数法による理論計算で使用した物性値

*1 は J-SHIS V4, *2 は JIVSM のデータを参照

Layer No.	V_P (km/s)	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer depth (km)	QP	QS
1*1	2.000	0.600	1.900	0.000	100	100
2*1	2.500	1.100	2.150	0.157	150	150
3*1	3.000	1.400	2.250	1.836	150	150
4*1	3.500	1.700	2.300	2.632	150	150
5*1	5.000	2.700	2.500	5.031	200	200
6*1	5.500	3.200	2.650	10.061	300	300
7*2	5.800	3.800	2.800	17.562	680	400
8*2	6.400	4.500	3.200	32.507	850	400

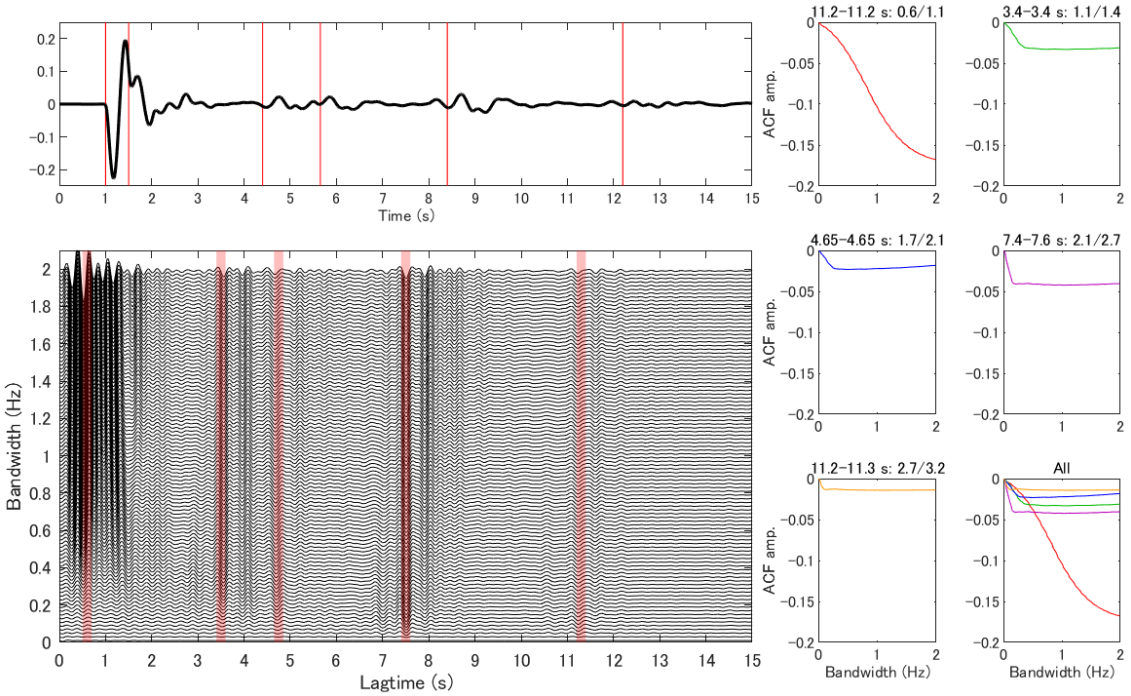


図 2-23　理論波形(左上)と自己相関関数(左下)と各往復走時の振幅値(右)

赤線：鉛直下方入射時の理論走時　赤領域：鉛直下方入射時の理論往復走時

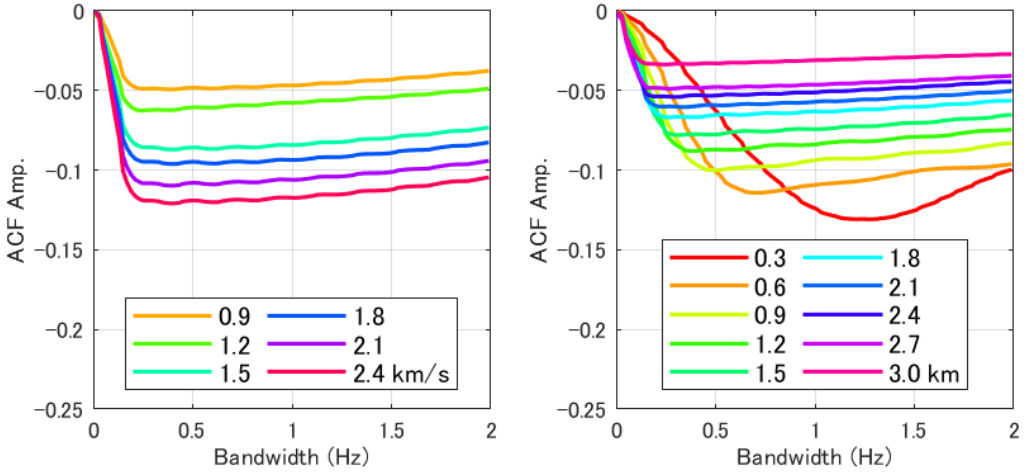


図 2-24　バンド幅に対する理論波形の自己相関関数の往復走時に対応する振幅

（左）第 2 層の S 波速度を変更　（右）層境界深さを変更

表 2-4　Propagator Matrix 法による理論計算で使用した物性値

Layer No.	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer thickness (km)
1	0.600	1.900	1.2
2	1.100	2.150	∞

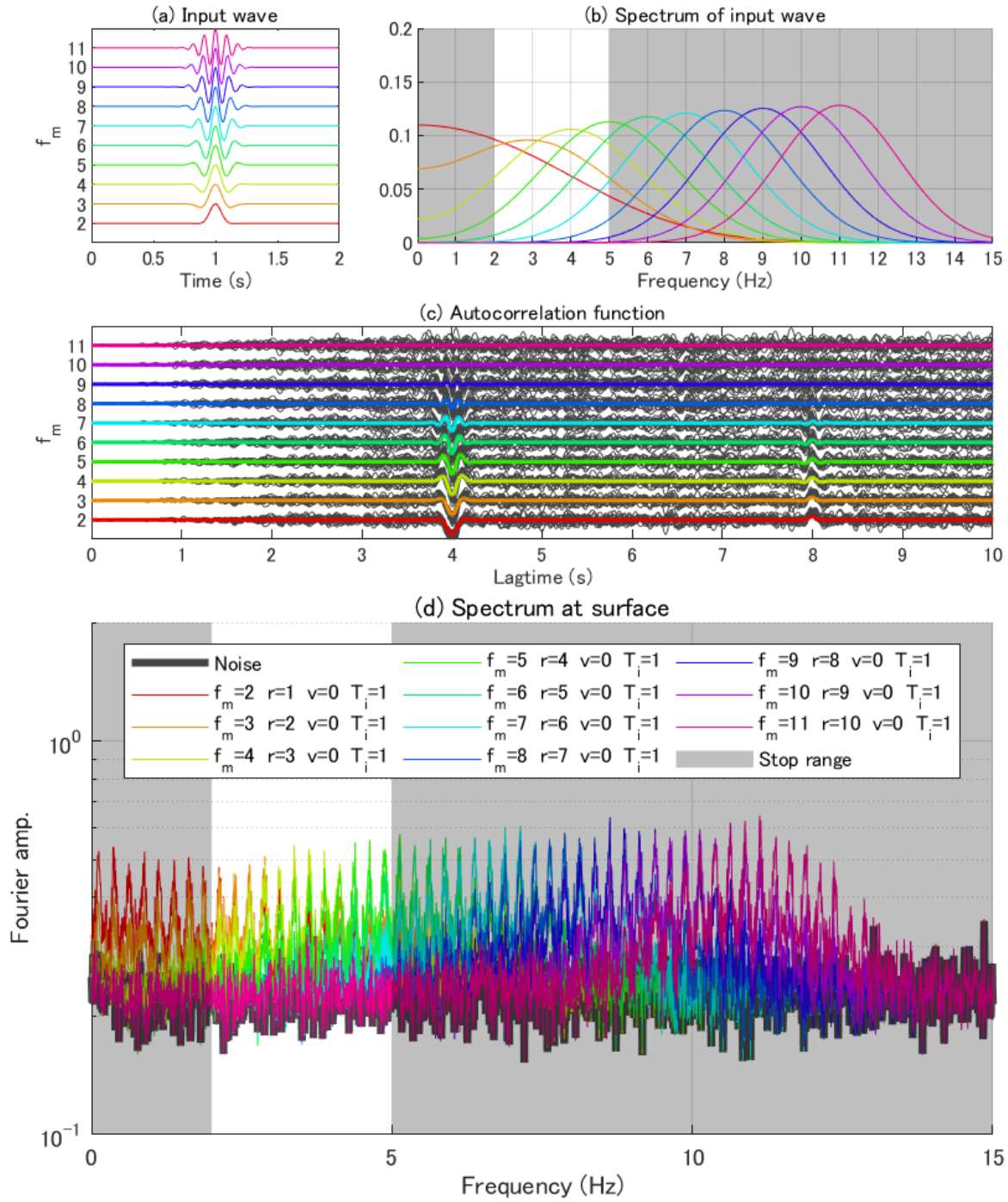


図 2-25　自己相関関数に適用するフィルターの検討図面

(a) 基盤面に入射する波形　(b) (a)のスペクトル　(c) (a)の自己相関関数

(d) 地表面における各入射波に対するスペクトル

灰色の領域は，フィルター遮断領域を表す

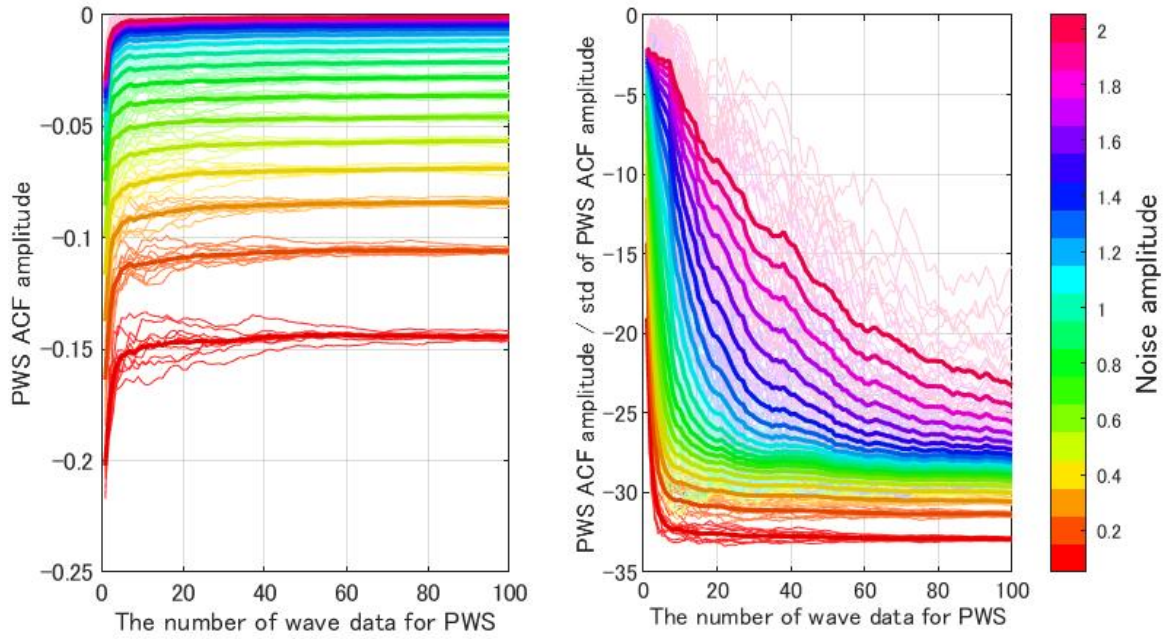


図 2-26　往復走時における記録数に対する PWS 施した自己相関関数の振幅とその平均（左）
振幅を標準化した値とその平均（右）

2.4.2 地震記録を用いたパラメータの検証

2.4.1 節における数値実験で得られた解析パラメータの知見を基に, 対象観測点における解析パラメータの検証を行った.

まず，フィルターの設計にあたり，地震波のスペクトルがノイズレベルを上回る範囲では，地震記録の自己相関関数において往復走時に対応する振幅が明瞭になることを踏まえて，フィルターの概算を行う．まず，HUE04 における 9 月 16 日から 1 か月間にわたる上下（UD），南北（NS），および東西（EW）の連続記録を代表として，ノイズレベルを確認した（図 2-27）．一般に，波浪や風雨などの自然要因によるノイズは約 1 Hz 未満で顕著になり，人間活動によるノイズは約 1 Hz 以上で日中によく含まれる傾向がある．さらに，短時間に縦線状として現れる大振幅レベルは，地震動などの短期的な衝撃による振動を示す．観測点 HUE04 においては，1 Hz 未満で振幅レベルが約-2 程度を示し，特に経過日数の 7 日，12 日，15－16 日，21 日，および 25 日には，低気圧や熱帯低気圧が接近したことにより風雨がノイズレベルを顕著に増加させた．一方，10 Hz 以上の周波数帯では，日中に比較的高いノイズレベルが見られ，これは人間活動による影響と考えられる．1－10 Hz の周波数帯では，全体的に振幅レベルが約-3 程度で低く，地震動に伴う非定常な振幅を確認しやすいことが分かった．したがって，HUE04 でフィルターを設計する際には，1－10 Hz の周波数範囲内で指定する必要があると判断できる．

さらに，地震波の S 波振幅を詳細に確認するために，P 波の影響が少ないトランスバース方向の波形に対して，抽出した波形全体と S 波部分（12 秒間）を解析区間としたフーリエスペクトルを確認する（図 2-28）．両解析区間のフーリエスペクトルに関して，マグニチュードが大きいほど各周波数に対する振幅値が増加することが確認できる．マグニチュード約 3.5 以下では，1 Hz 未満の振幅は，波形全体では 10^{-3}－10^{-2} 程度，S 波部分では 10^{-4}－10^{-3} 程度でノイズレベルと同等の値であった．一方，1 Hz 以上で振幅値が増加し始める傾向が確認でき，この傾向は中央値にも表れている．両解析区間の中央値を比較すると，2－10 Hz の周波数帯域においては同程度の振幅レベルを示し，一方でその他の周波数帯域では波形全体の解析区間の方が大きいことが確認できる．この結果は，解析区間が重なる S 波部分に 2－10 Hz の波が同程度に含まれていることを意味している．また，その他の周波数帯域において波形全体の解析区間の振幅が大きいことは，S 波部分以外の区間にその周波数成分が含まれている，もしくは S 波部分を含むノイズのような定常的な波が含まれていることを意味している．さらに標準偏差の変化から，約 1 Hz 未満では標準偏差が小さく，定常的でばらつきが小さいノイズの影響が大きいことが示唆される．一方，約 1 Hz 以上では標準偏差が大きくなり，非定常でばらつきが大きい地震の影響が顕著になると考えられる．さらに，2－3 Hz 付近で振幅値が局所的に大きくなったことから，地盤による地震動の増幅が影響している可能性が考えられる．以上のことから，2－10 Hz の周波数帯域は地震波の振幅を良好に含むことが確認されており，この帯域を基にフィルターを設計する必要があると考えられる．

次に，上記のフィルターの概算に基づき，地盤増幅の影響を含む 2－5 Hz の Band-pass フィルターを用いて，以下の検証を実施した．理論波形の解析から，スペクトルのホワイトニング

に使用する平滑化バンド幅が増加するにつれて，自己相関関数において強調される振幅のラグタイムが小さくなる傾向が示された. この傾向を確認するため, 抽出した全地震の S 波(12 秒)を対象に，平滑化バンド幅に応じた最大振幅時のラグタイムの分布を分析した（図 2-29）．分析の結果，最大振幅を示すラグタイムはバンド幅の増加に伴い減少し，四分位範囲も小さくなる傾向が確認できる．さらに，箱ひげ図において外れ値として扱われるラグタイム（第 1・第 3 四分位から四分位範囲の 1.5 倍以上離れた値）の数が増加している．これは，多層構造によって異なる層境界からの反射波が自己相関関数に複数のシグナルをもたらすこと，各層境界のインピーダンスコントラストに顕著な差異がない場合に同程度の振幅が現れること，およびノイズレベルによる自己相関関数の振幅の低減が含まれていることが要因と考えられる．ただし，全体的な傾向としては，数値実験の結果と概ね一致する傾向が確認できる．

次に，上述のパラメータ検証結果を基に，平滑化バンド幅を 0.35 Hz，Band-pass フィルターを 2－5 Hz に設定し，全地震記録の自己相関関数および PWS の結果を図 2-30 に示す．発震時刻順に並べた自己相関関数では，ラグタイム 2－6 秒において比較的大きな振幅が確認され，図 2-29 で示した傾向が再確認できる．また，ラグタイム約 1 秒および 2 秒付近に共通の振幅が現れる一方で，ラグタイム 4 秒付近や 5－6 秒に対しては，一部の地震で共通となる振幅が確認できる．全記録を用いて PWS を施した結果，ラグタイム約 0 秒付近では振幅が大きく，特に 1 秒弱および約 1.7 秒付近で標準偏差の 3 倍を大きく上回る振幅が見られたが，ラグタイム 2 秒以降の振幅は小さくなった．これは，PWS の計算において瞬時位相の重みが考慮され，ラグタイム 0 秒付近で瞬時位相が揃いやすい特性が反映されたためと解釈できる．

ラグタイム 2 秒以降の深部層境界面の反射による振幅出現の可能性を検証するため，震央距離 3 km 以内，震源深さ 30－35 km，マグニチュード 2.5 以下の地震記録を対象として同様の解析を行った（図 2-31）．得られた自己相関関数では，ラグタイム約 3.8 秒付近に共通の振幅が確認され，PWS の結果では標準偏差の 3 倍を大きく上回る振幅が顕著であった．さらに，このラグタイム約 3.8 秒を対象に，平滑化バンド幅を 0.35 Hz と設定したうえで，異なる周波数帯域の Band-pass フィルター（0.5－1.5, 1.0－2.0, 3.0－7.0, 4.0－9.0, 6.0－10.0 Hz）を適用し，明瞭性の向上に寄与する値を検討した（図 2-32）．その結果，0.5－1.5 Hz および 1.0－2.0 Hz の Band-pass フィルターではラグタイム約 3.8 秒に共通する振幅は確認できなかった．一方，3.0－7.0 Hz ではラグタイム約 3.8 秒に共通する振幅が見られたが，明瞭性に欠けている．さらに高周波数側の 4.0－9.0 Hz および 6.0－10.0 Hz では，ラグタイム約 3.8 秒付近の共通振幅の視認が困難であった．また，これらのフィルターを適用した自己相関関数に対して PWS を施した結果，0.5－1.5 Hz では明瞭な振幅は確認されず，1.0－2.0 Hz ではラグタイム約 3.8 秒に振幅が現れるものの，他のラグタイムの振幅と比較してわずかに大きい程度であった．一方，3.0－7.0 Hz ではラグタイム約 3.8 秒において明瞭な振幅が観測され，他のラグタイムの振幅と比べても顕著であった. 4.0－9.0 Hz および 6.0－10.0 Hz では, ラグタイム約 3.8 秒に振幅が見られるものの，周囲のラグタイムの振幅との差異は小さい傾向が見られた.

以上の結果から，フィルター設定においては，地震波の影響を含み共通する振幅を確認できる 2 Hz 以上を下限周波数とし，7 Hz を上限周波数とする設定が適切であると判断できる．

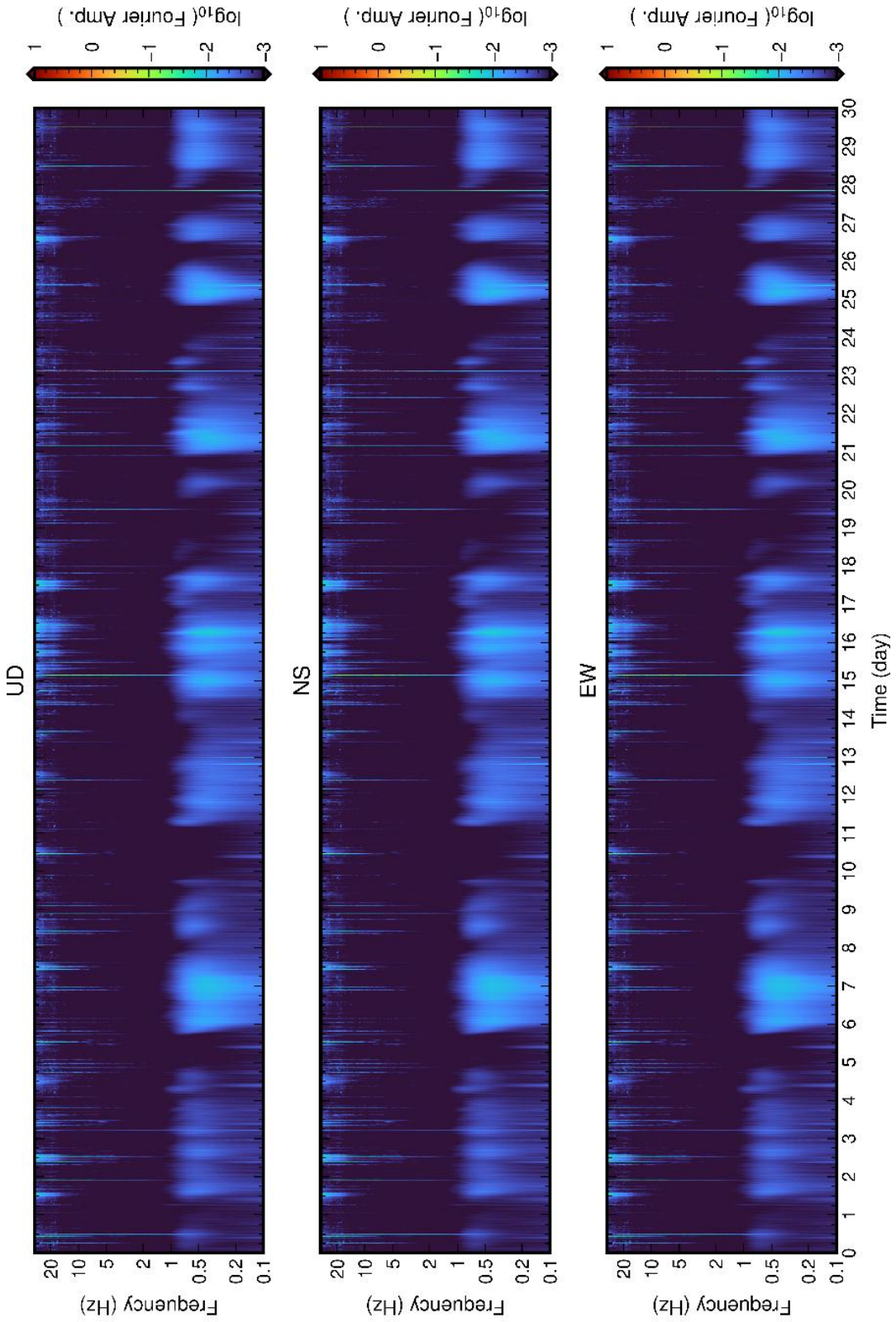


図 2-27　HUE04 におけるランニングスペクトル[2-14]

左から順に，上下，南北，東西方向の記録を使用.

配色は常用対数で表示した振幅レベルを表し，横軸は 9 月 16 日からの経過日数を表す.

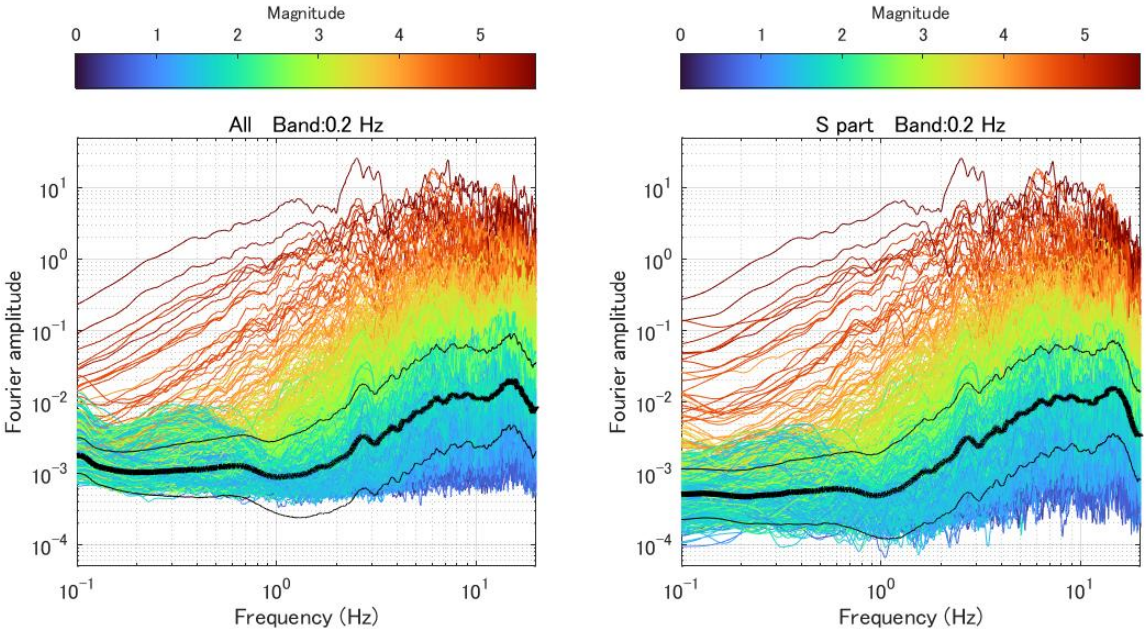


図 2-28　HUE04 におけるトランスバース方向の地震波形の 0.2 Hz のバンド幅で
平滑化したフーリエスペクトル
黒太線：中央値　黒細線：中央値からの標準偏差
配色は地震のマグニチュードを表す
（左）抽出区間全体　（右）S 波部分 12 秒間

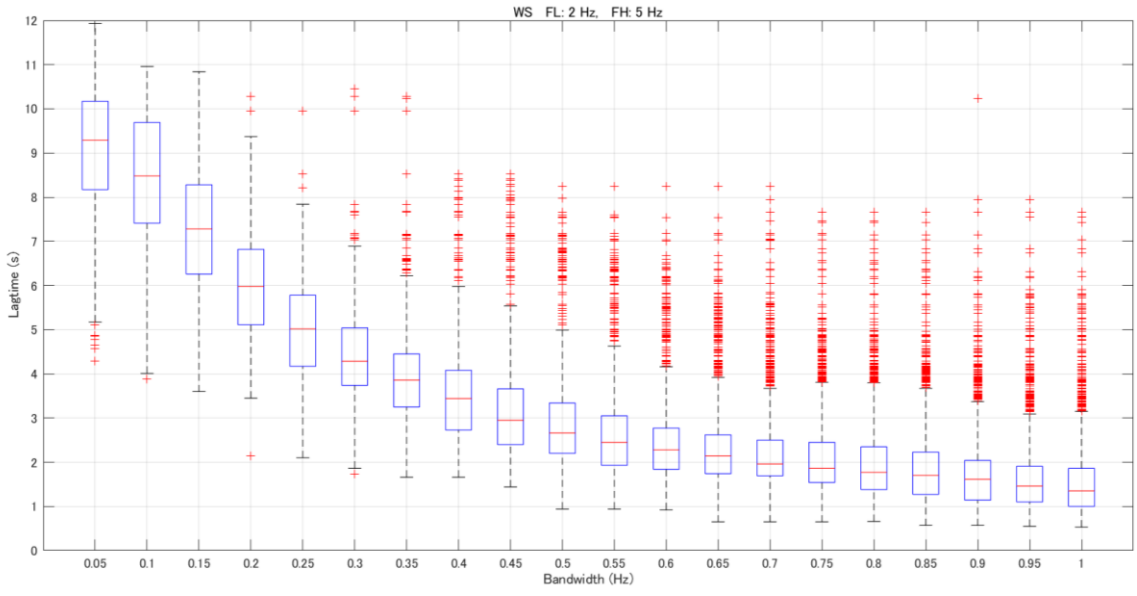


図 2-29　HUE04 における各平滑化バンド幅によるホワイトニングに対するトランスバース方向の地震 S 波部分の波形を使用した自己相関関数の最大振幅の往復走時の分布
赤十字：第 1，3 四分位から四分位範囲の 1.5 倍以上の離れた値
2−5 Hz の Band-pass フィルターを使用

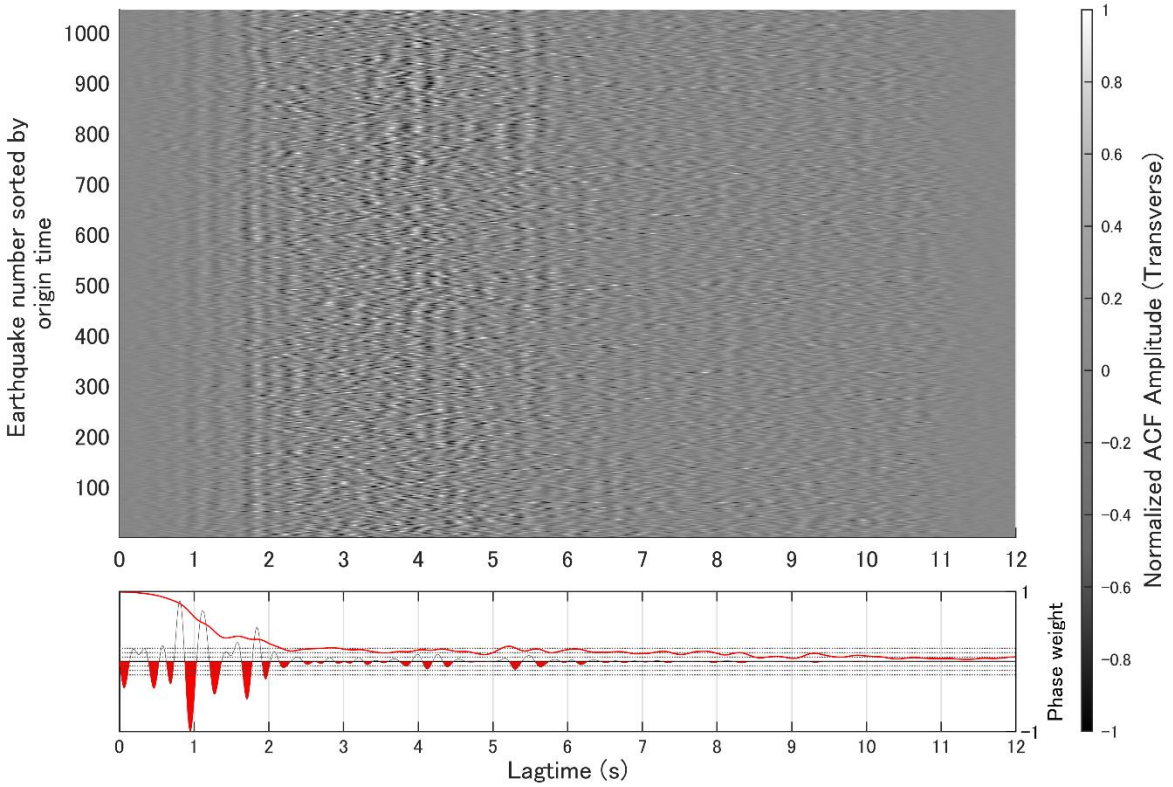


図 2-30　HUE04 における全ての地震記録の自己相関関数（上）とその PWS 結果（下）

赤塗りつぶし：負の振幅　　赤線：瞬時位相の平均値　　破線：標準偏差の 1−3 倍

平滑化バンド幅：0.35 Hz　　Band-pass フィルター：2−5 Hz

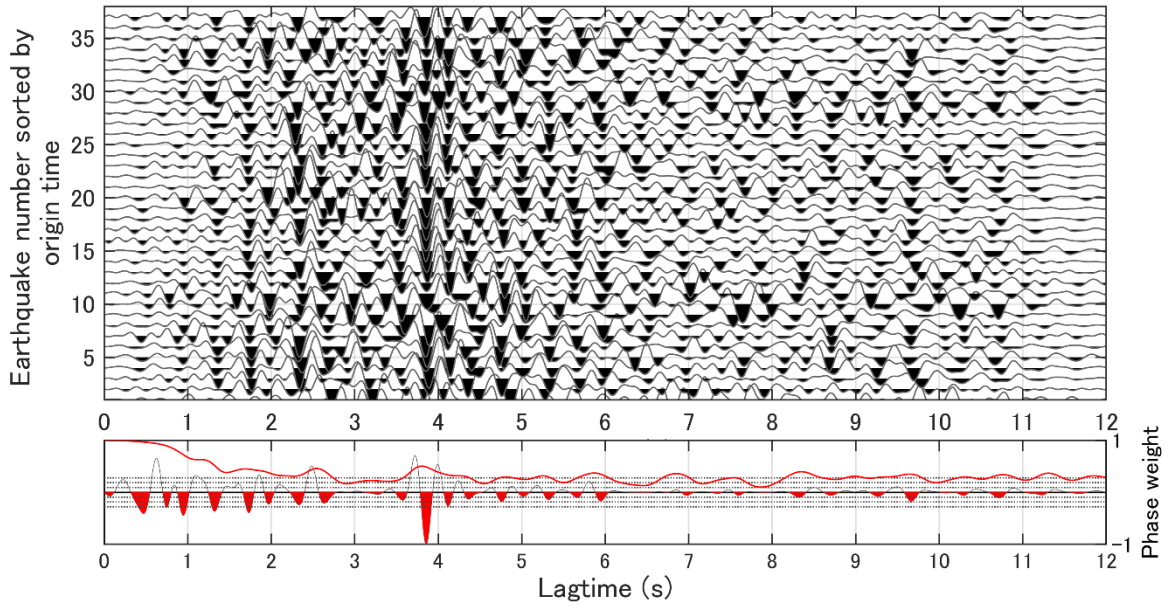


図 2-31　HUE04 における地震記録の自己相関関数（上）とその PWS 結果（下）

塗りつぶし：負の振幅　　赤線：瞬時位相の平均値　　破線：標準偏差の 1−3 倍

使用地震は，震央距離 3 km 以下，かつ震源深さ 30−35 km，かつマグニチュード 2.5 以下

平滑化バンド幅：0.35 Hz　　Band-pass フィルター：2−5 Hz

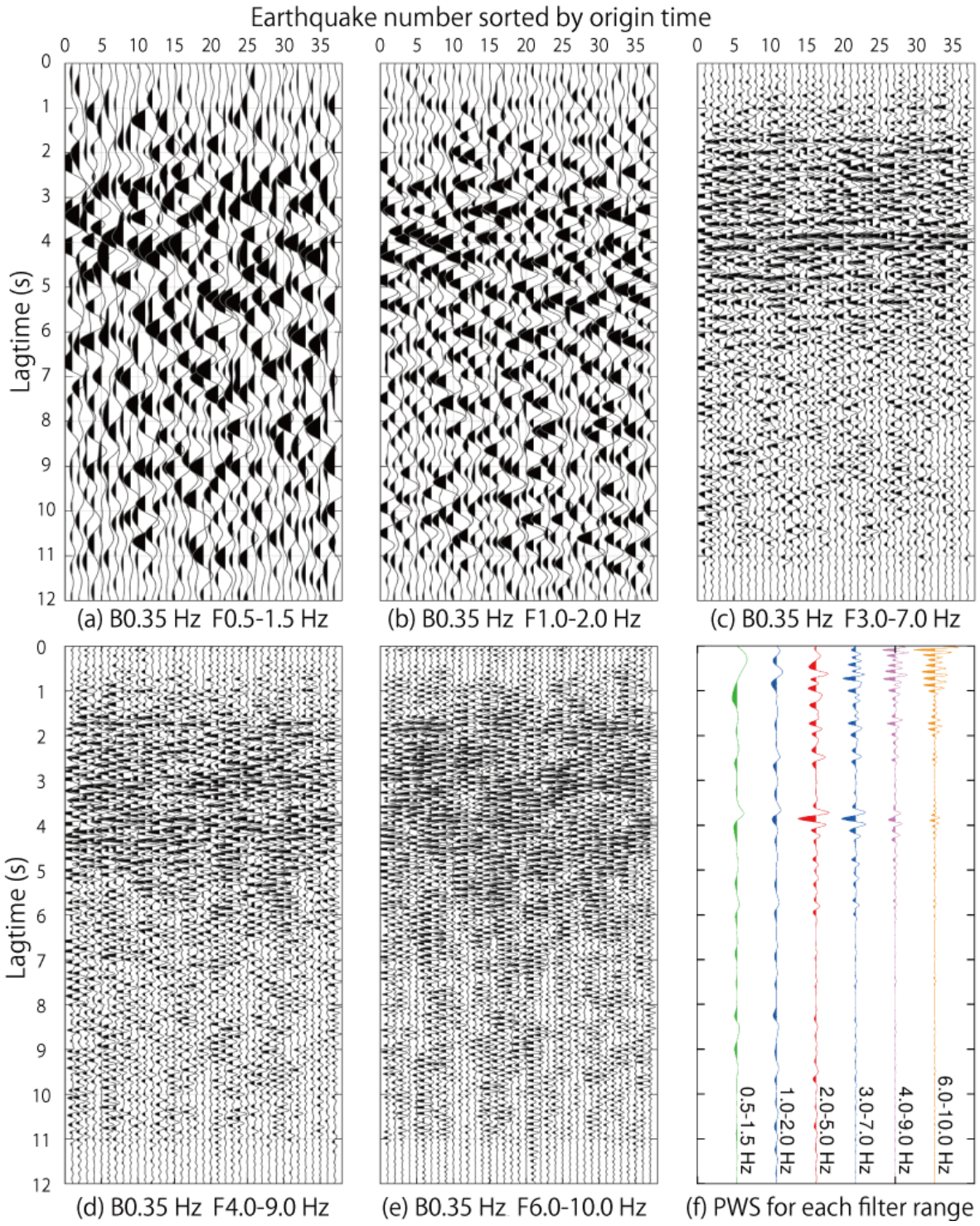


図 2-32　HUE04 における各フィルター範囲に対する自己相関関数とそれらの PWS の結果

(a) 0.5－1.5 Hz　(b) 1.0－2.0 Hz　(c) 3.0－7.0 Hz　(d) 4.0－9.0 Hz

(e) 6.0－10.0 Hz　(f) (a)-(e)と図 2-31 の PWS

使用地震は，震央距離 3 km 以下，かつ震源深さ 30－35 km，かつマグニチュード 2.5 以下

自己相関関数は，図 2-31 に対して 90 度時計回りに回転している．

2.5　理論自己相関関数と地震記録の自己相関関数の比較

本節では，前節で得られた震央距離 3 km 以下，震源深さ 30－35 km，およびマグニチュード 2.5 以下の地震記録に基づく自己相関関数を用いた PWS の結果と，既往の 1 次元地下構造モデルを用いた理論自己相関関数との比較を行う．さらに，この比較を通じて，既存の層境界深さに関する検討を行う．

理論自己相関関数の計算に使用した 1 次元地下構造モデルは，J-SHIS V4 モデル，JIVSM モデル，および Takai *et al.*（2019）（以下，Takai モデルとする）であり，それぞれの構造情報を表 2-5，表 2-6，表 2-7 および図 2-33 に示す．J-SHIS V4 モデルと JIVSM モデルでは，深さ 5－6 km までの V_S 2.0 km/s 相当の地層深度がほぼ一致して推定されている一方，それより深部の構造については JIVSM モデルがより詳細に推定されている．一方，Takai モデルは，浅部構造（V_S 1.3 km/s 未満）については他の 2 つのモデルよりも詳細に推定されているが，深部構造については他のモデルよりも浅い深度で推定されており，特に地震基盤面の深度は J-SHIS V4 モデルおよび JIVSM モデルのほぼ半分程度となっている．また，V_S 1.0－1.5 km/s の層の下面の深さは，3 つのモデルでいずれも深さ 0.1 km 前後と推定されている．

3 つの構造モデルを用いて，2 層目から順に，入射角 0 度でインパルス波形を入射させた際の理論自己相関関数をそれぞれ計算した（図 2-34）．J-SHIS V4 モデルと JIVSM モデルでは，2 層目からの入射（図中の 1-2 LB に相当）において，理論往復走時と一致するラグタイム 0.5 秒に振幅が現れ，さらにラグタイム 1 秒には多重反射波による正の振幅が確認される．さらに，2-3 LB からの入射ではラグタイム 3.5－3.8 秒に振幅が現れ，3-4 LB からの入射ではラグタイム 4.6－5.0 秒，4-5 LB からの入射ではラグタイム 7.5－7.8 秒と，層境界の深度に応じて振幅が順次現れる．理論往復走時 11 秒前後では，地震基盤面の反射波に対応する振幅が確認されるが，インピーダンスコントラストが相対的に小さいため，その明瞭性は低い．一方，Takai モデルでは，ラグタイム約 1 秒付近までの 4 つの理論往復走時により，他の 2 モデルと比較して複雑な形状を示している．また，V_S 1.3 km/s の下層面からの反射波に対応する振幅はラグタイム 4 秒付近に現れ，他のモデルと類似した値を示す．しかし，地震基盤面からの反射波に対応する振幅はラグタイム 5 秒付近に現れ，他のモデルの半分程度のラグタイムであることが確認できる．

これらの理論自己相関関数と，図 2-31 に示される PWS 処理後の自己相関関数を比較すると，ラグタイム 3.8 秒の地震記録の自己相関関数の振幅と，JIVSM モデルの理論往復走時約 3.7 秒に対応する振幅が良好な傾向を示している．JIVSM モデルの 2-3 LB 層境界は，J-SHIS V4 モデルの 2-3 LB 層境界および Takai モデルの 5-6 LB 層境界に相当すると考えられる．これらの結果から，V_S 1.0－1.3 km/s で深さ 2 km 前後の層境界面が，地震記録の自己相関関数におけるラグタイム 3.8 秒付近の振幅を説明するものであると推定される．さらに，図 2-30 の PWS を施した自己相関関数では，ラグタイム 1 秒弱に顕著な振幅が確認され，この振幅は Takai モデルの 3-4 LB 層に対応する理論往復走時で説明できる値である．

表 2-5　J-SHIS V4 の 1 次元地下構造

Layer	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer thickness (km)
1	0.600	1.900	0.157
2	1.100	2.150	1.679
3	1.400	2.250	0.797
4	1.700	2.300	2.398
5	2.700	2.500	5.031
6	3.200	2.650	—

表 2-6　JIVSM の 1 次元地下構造

Layer	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer thickness (km)
1	0.600	2.000	0.156
2	1.000	2.150	1.629
3	1.500	2.250	0.853
4	1.700	2.300	2.379
5	2.000	2.350	2.180
6	2.900	2.600	1.247
7	3.400	2.700	9.119
8	3.800	2.800	14.945
9	4.500	3.200	—

表 2-7　Takai *et al.* (2019) の 1 次元地下構造

Layer	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer thickness (km)
1	0.2344	1.750	0.00953
2	0.400	1.830	0.09906
3	0.500	1.880	0.09953
4	0.780	2.000	0.05234
5	1.300	2.170	1.97156
6	2.700	2.500	1.35812
7	3.600	2.780	—

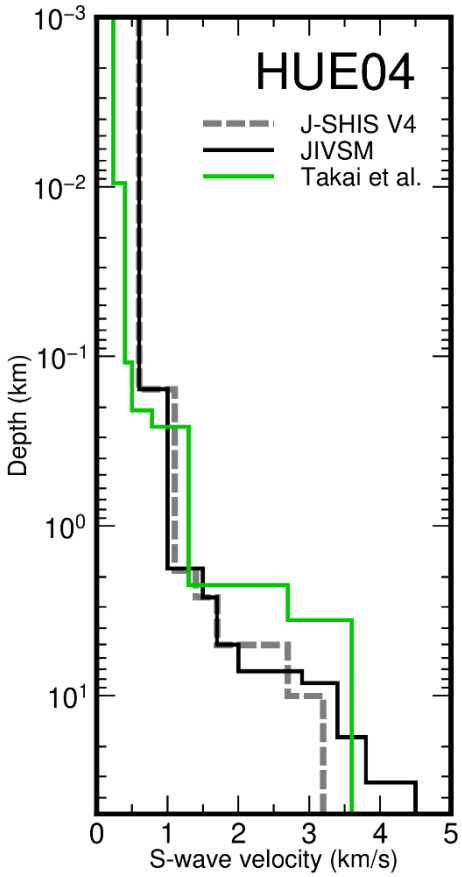


図 2-33　1 次元地下構造の比較
灰色破線：J-SHIS V4　黒線：JIVSM
緑線：Takai *et al.* (2019)

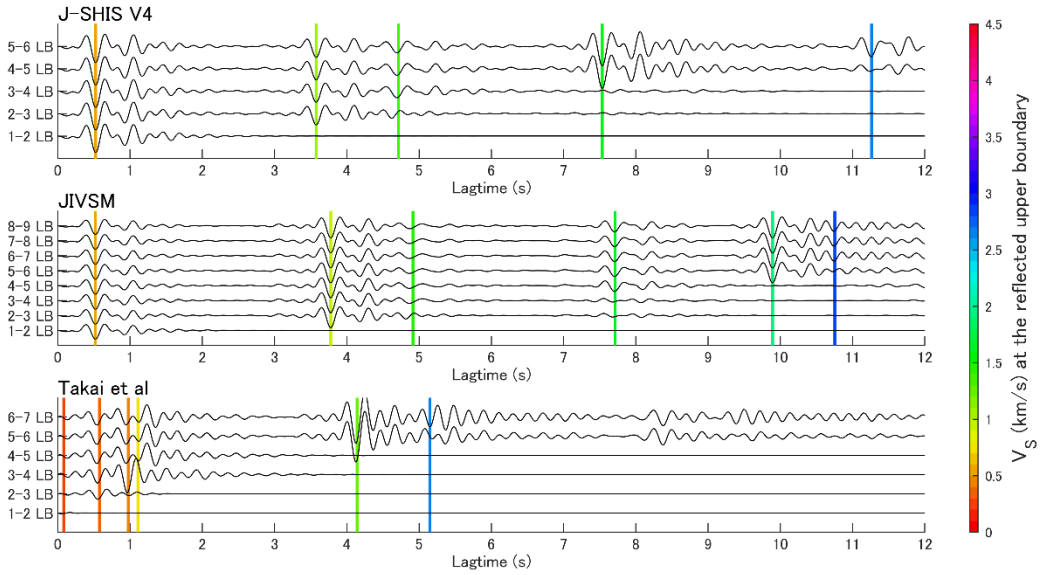


図 2-34　各構造における 2 層目から順に入射を仮定させた場合の理論自己相関関数
上から順に，J-SHIS V4，JIVSM，Takai モデルで，色線は理論往復走時を表す
インパルス波形を入射させ，2–5 Hz の Band-pass フィルターを適用

2.6　まとめ

本章では，勇払平野の形成史と既往の地下構造研究，ならびに対象観測点 HUE04 における地震記録の特徴を整理し，地震記録および理論自己相関関数の計算手法について概説した．また，HUE04 の地震記録に適用する平滑化バンド幅とフィルターパラメータを検討し，理論自己相関関数との比較を通じて解析を進めた．以下に本章の要点をまとめる．

1. 既往研究によれば，勇払平野は東北日本弧と千島弧の衝突による影響を受けており，その地下構造は国内でも比較的複雑であり，地震基盤面は深部に位置することが推定されている．
2. 震源距離に基づく P 波走時の回帰分析を後方方位角ごとに行った結果，異なる傾きを示しつつ，いずれも 0.7 以上の正の相関を確認した．
3. スペクトルのホワイトニングに用いる平滑化バンド幅と，そのバンド幅が強調する自己相関関数の振幅のラグタイムには反比例の関係があることを，数値実験の理論波形と地震記録の両方から確認した．さらに，インピーダンスコントラストとバンド幅の影響は相互に独立していることが示唆された．
4. SN 比が高い周波数帯域では，自己相関関数に明瞭な振幅が現れ，そのラグタイムから直達波と反射波の走時差が容易に抽出できる．HUE04 では，2－10 Hz の周波数帯域で SN 比が高いことから，2 Hz 以上 7 Hz 未満の周波数帯域内でフィルター範囲を設計することが最適であると結論付けた．

第 2 章の参考文献

[2-1] Iwasaki T., Adachi K., Moriya T., Miyamachi H., Matsushima T., Miyashita K., Takeda T., Taira T., Yamada T., Ohtake K.: Upper and middle crustal deformation of an arc-arc collision across Hokkaido, Japan, inferred from seismic refraction/wide-angle reflection experiments, Tectonophysics Vol. 388 (1), p59-73, 2004. DOI: https://doi.org/10.1016/j.tecto.2004.03.025

[2-2] 池田 国昭, 羽坂 俊一, 村瀬 正:北海道勇払平野の完新統分布と地形発達, 地質調査所月報, 第 46 巻, 第 6 号, p283-300, 1995.

[2-3] Iwasaki T., Tsumura N., Ito Tanio., Arita Kazunori., Makoto Matsubara., Sato Hiroshi., Kurashimo Eiji., Hirata Naoshi., Abe Susumu., Noda Katsuya., Fujiwara Akira., Kikuchi Shinsuke., Suzuki Kazuko: Structural heterogeneity in and around the fold-and-thrust belt of the Hidaka Collision zone, Hokkaido, Japan and its relationship to the aftershock activity of the 2018 Hokkaido Eastern Iburi Earthquake, Earth, Planets and Space, Vol. 71(1), 2019. DOI: https://doi.org/ 10.1186/s40623-019-1081-z

[2-4] 防災科学技術研究所： 浅部・深部等号地盤モデル, 2019, DOI: https://doi.org/10.17598/nied.0012

[2-5] Koketsu K., Miyake H., Suzuki H.: Japan integrated velocity structure model version 1. In: Proceedings of the 15th world conference on earthquake engineering, Lisbon, 24-28 September 2012.

[2-6] 若松 加寿江, 松岡 昌志：地形・地盤分類 250m メッシュマップの更新, 日本地震工学会, 第 40 号, p24-27, 2020.

[2-7] 地震調査研究推進本部：石狩低地東縁断層帯の長期評価の一部改訂について, 2010-08-26 . https://www.jishin.go.jp/main/chousa/katsudansou_pdf/06_ishikari-teichi_2.pdf, （参照 2024-12-02）

[2-8] Katsumata K., Ichiyanagi M., Ohzono M., Aoyama H., Tanaka R., Takada M., Yamaguchi T., Okada K., Takahashi H., Sakai S., Matsumoto S., Okada T., Matsuzawa T., Hirano S., Terakawa T., Horikawa S., Kosuga M., Katao H., Iio Y., Nagaoka A., Tsumura N., Ueno T., The Group for the Aftershock Observations of the 2018 Hokkaido Eastern Iburi Earthquake: The 2018 Hokkaido Eastern Iburi earthquake (M_{JMA} = 6.7) was triggered by a strike-slip faulting in a stepover segment: insights from the aftershock distribution and the focal mechanism solution of the main shock. Earth Planets Space, Vol. 71(53), 2019. https://doi.org/10.1186/s40623-019-1032-8

[2-9] Takai N., Shigefuji M., Horita J., Nomoto S., Maeda T., Ichiyanagi M., Takahashi H., Yamanaka H., Chimoto K., Tsuno S., Korenaga M., Yamada N.: Cause

of destructive strong ground motion within 1-2 s in Mukawa town during the 2018 Mw 6.6 Hokkaido eastern Iburi earthquake, Earth Planets Space, Vol. 71(1), 2019. DOI: https://doi.org/10.1186/s40623-019-1044-4

[2-10] 工藤 一嘉, 高橋 正義, 坂上 実, 神野 達夫, 鹿熊 英昭, 坪井 大輔：機動強震観測のための過減衰・動コイル型加速度計の開発と性能試験, 平成 7-9 年度科学研究費補助金（基盤研究 A）研究成果報告書, 1998.

[2-11] Schimmel M., Paulssen H.: Noise reduction and detection of weak, coherent signals through phase-weighted stacks. Geophys J Int Vol. 130(2), p497-505, 1997. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb05664.x

[2-12] Nakahara H.: Theoretical background of retrieving Green's function by cross-correlation: one-dimensional case. Geophys J Int, Vol. 165(3), p719-728, 2006. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02916.x

[2-13] 武尾 実：非弾性減衰を考慮した震源近傍での地震波合成　堆積層での非弾性減衰の効果について, 気象研究所研究報告, 第 36 巻, 第 4 号, p245-257, 1985. DOI: https://doi.org/10.2467/mripapers.36.245

[2-14] Dziewonski A., Bloch S., Landisman M.: A technique for the analysis of transient seismic signals. Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 59(1), p427-444, 1969. DOI: https://doi.org/10.1785/bssa0590010427

第 3 章　　地震記録の自己相関関数の変動

3.1　概要

第 2 章では，全地震記録を対象とした自己相関関数から共通の振幅が確認できなかったが，震央距離，震源深さおよびマグニチュードの情報を基に地震記録を選別した結果，特定の条件下で共通の振幅が現れることを明らかにした．この結果を踏まえ，本章では，地震記録の自己相関関数および PWS を施した自己相関関数の形状を，震源情報や観測点に関する指標と関連付けて詳細に分析する．特に，震源と観測点の空間関係が自己相関関数の形状や振幅にどのように寄与しているかを検討することを目的とする．

まず，自己相関関数の形状と関連があると考えられる指標について整理を行った．具体的には，震源と観測点の空間関係を表す震央距離，震源深さ，震源距離，後方方位角，震動の方向成分の波線経路に関連する指標と，マグニチュード，および最大加速度（PGA）の観測される地震動の強さに関係する指標に大別できる．これらの指標を基に，分析対象となる地震記録の整理を行い，選定した指標に従って解析を進めた．

次に，第 2 章で検討した解析パラメータ（例えば平滑化バンド幅および Band-pass フィルターの対象周波数範囲）の適用範囲を考慮して，選定した指標に基づく地震記録の自己相関関数の形状分析を実施した．この過程では，指標ごとの影響が自己相関関数にどのように反映されるかを評価し，データ全体の傾向を抽出した．その結果，観測される振幅の大きさに寄与するマグニチュードや PGA が大きい程，自己相関関数の振幅が比較的明瞭となった．また，震源の空間分布を表す変数から，自己相関関数の振幅がラグタイムに対して推移する傾向が確認できた．

さらに，地震記録の自己相関関数の振幅のラグタイムに関する変動及び推移を整理して考察を実施した．ここでは，特定の震源域の地震記録を使用し，震央距離と後方方位角に対して，それぞれを空間変数と設定し，自己相関関数の振幅の変動や，空間変数に基づく変動を確認した．

以上の結果を基に，本章では，地震記録の自己相関関数の形状や振幅の変動が震源と観測点の空間関係に依存することを示し，この関係が自己相関関数解析における考慮すべき事象であることを明らかにした．この結果は，自己相関関数の振幅に基づく地震波の伝播経路の特性評価や，不整形構造の推定における重要な情報となることが示唆される．

3.2　指標の整理と分析フロー

本節では，次節で使用する分析指標を整理し，その具体的な分析手順を定める（図 3-1）．自己相関関数の形状に寄与する指標としては，大きく以下の 4 つのカテゴリに分類できる．①解析のパラメータ，②使用する記録の方向，③震源の規模，および④観測点と震源の位置関係である．

① 解析のパラメータ

第 2 章での検討結果を踏まえ，以下の指針に基づいて設定する．

・SN 比の向上を目的に，解析対象区間は S 波初動から 12 秒間とする．

・フィルターの設計は，地震波の影響が大きい周波数帯域である 2.0－5.0 Hz を採用する．

・対象とするラグタイムに応じて，適切な平滑化バンド幅を選定する．

② 使用する記録の方向

観測点で記録される地震動の成分として，上下方向および水平方向（南北，東西，ラディアル，トランスバース方向）があるが，本研究の対象は主に S 波成分であるため，S 波寄与が小さい上下方向の成分は解析対象外とした．また，水平方向の成分については，P 波の影響が小さく，S 波成分を良く反映すると考えられるトランスバース方向を採用する．ただし，特定の検討・検証項目によっては，水平面内での回転成分を考慮する必要がある．

③ 観測される地震動の強さ

観測される地震動の強さを示す指標として，マグニチュードおよび最大加速度（PGA: Peak Ground Acceleration）が考えられる．

④ 観測点と震源の位置関係

観測点と震源との位置関係を示す指標として，震源距離，震源深さ，震央距離，および後方方位角を採用する．

指標①－④を基に，自己相関関数の形状について定性的な検討を実施する．さらに，複数の指標を組み合わせて自己相関関数の形状との関係性を検討し，自己相関関数の形状に影響を与える主要な指標を特定する．また，指標間の相関関係を確認し，指標の再解釈（一般化）を行い，原因についての考察を深める．また，得られた指標と自己相関関数の形状に基づき，観測点周辺の地下構造との関係性を分析する．

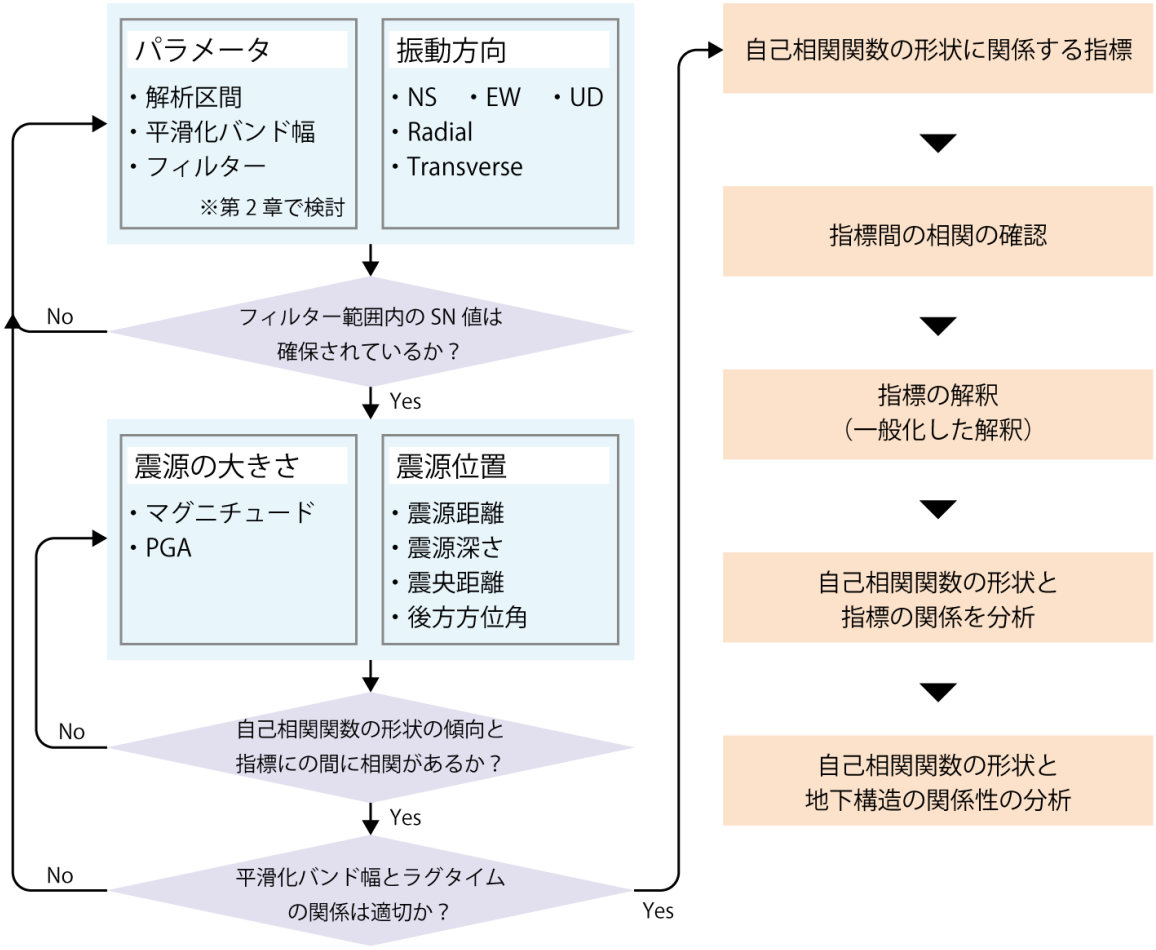


図 3-1　分析のワークフロー

3.3　地震記録を用いた自己相関関数の変化の把握

3.2 節に則り，平滑化バンド幅 0.35 Hz，Band-pass フィルター2.0－5.0 Hz，トランスバース方向の S 波 12 秒間の記録を用いて，自己相関関数解析を実施し，地震記録の自己相関関数を日付順，マグニチュード順，PGA 順，震央距離順，震源距離順，震源深さ順および後方方位角順に並べた結果を図 3-2 に示す．なお，ここでは，各指標が自己相関関数の形状に影響を与えるかを判断することを目的としているため，指標の順番で並べてある（横軸の数字は物理量ではなく，指標でソートされた番号）ことに留意されたい．以下，各指標に見られる特徴を挙げる．

発生時刻順では，ラグタイム 4－5 秒にわたる振幅の大きさに関しては顕著な変化が見られ，特に地震番号 800－1000 の範囲で局所的なピークが見られる．一方で，振幅のラグタイムに関する推移は確認できない．マグニチュード順では，ラグタイム約 4, 5.6 秒において，マグニチュードの増加に伴って振幅が大きくなる傾向を示す（特に，地震番号 600－1000）．これに対して，規模が小さい地震（1－300）では振幅が全体的に低い．特に，規模が大きい地震のラグタイム 5.6 秒付近では，振幅が比較的明瞭である．また，ラグタイム 6 秒以降では，振幅が急激に低下するものの，規模の大きい地震では，振幅の減少が緩やかであることが特徴的である．PGA 順では，マグニチュードと同様な傾向が見られた．震央距離順では，ラグタイム 4 秒付近の近距離（地震番号 1－200）に明瞭な振幅が見られ，その後急激に減少する．また，地震番号 600-800 のラグタイム 4.2 秒付近の振幅が大きい．ただ，明確な変動は見られない．震源距離順では，地震番号 1－300 でラグタイム 3－5 秒にわたる大きな振幅が見られる．また，ラグタイム 4 秒付近の地震番号 400－800，ラグタイム 5.6 秒の地震番号 500－900 に共通の振幅が見られる．深さ順では，地震番号が約 50 以降で震源距離と同様の傾向が見られる．後方方位角順では，同一の層境界面で生じる反射波由来の自己相関関数の振幅が，方位角の変化に伴って，ラグタイムが変化する傾向が見られる．また，他の指標の順序よりも振幅が明瞭であり，ラグタイム 2－6 秒で複数の振幅のまとまりが見える．

各指標の相関係数（図 3-3）より，PGA とマグニチュードに 0.5 程度の正の相関となり，震源距離と震源深さに 0.9 を超える正の相関となった．この結果は，これらの指標に基づく自己相関関数の傾向が類似したことを示す要因の一つである．

これらの結果から，自己相関関数の形状について，マグニチュードや PGA は自己相関関数の振幅の大きさに影響することが判断できる．特に，第 2 章で検討した解析パラメータを踏まえると，マグニチュードや PGA の増加に伴う SN 比の向上が，自己相関関数の振幅を明瞭化する主要な要因であると考えられる．また，震源位置に関する指標（震源距離，震央距離，深さ，後方方位角）に基づく分析では，共通のラグタイムにおける自己相関関数の振幅がまとまることにより，明瞭な振幅が見られた．特筆すべきは，後方方位角に基づく自己相関関数の分析結果である．後方方位角順に整列した場合，ラグタイムにおける振幅の明確な推移が観測され，これは，この地域において，地震波の到来方向が自己相関関数の形状に顕著な影響を及ぼすことを示唆している．

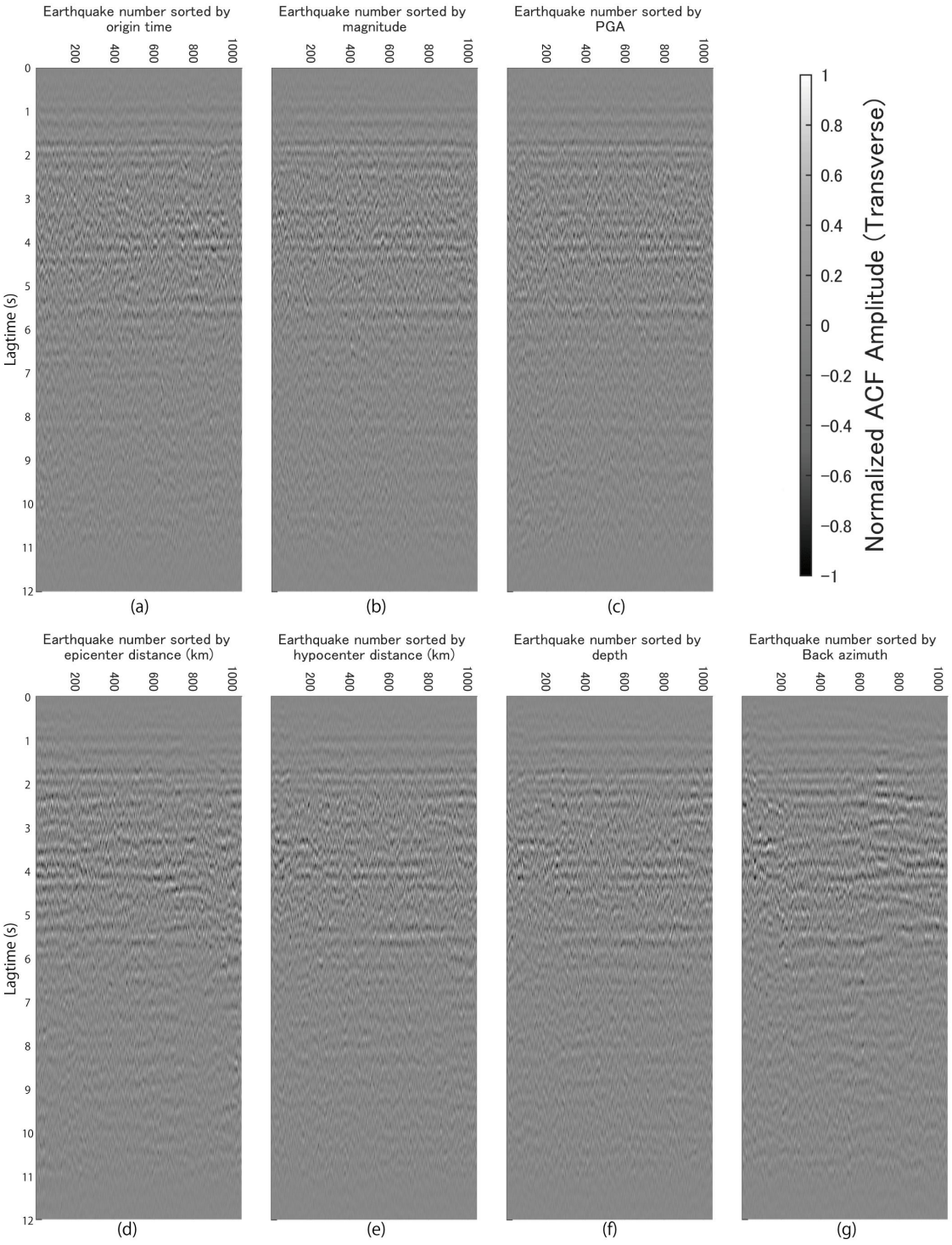


図 3-2　描画順序を変更した全地震記録の自己相関関数

(a)発震時刻順　　(b)マグニチュード順　　(c)PGA 順

(d)震央距離順　　(e)震源距離順　　(f)深さ順　　(g)後方方位角順

自己相関関数が縦に並べてあることに留意

平滑化バンド幅：0.35 Hz　　Band-pass フィルター：2.0−5.0 Hz を使用

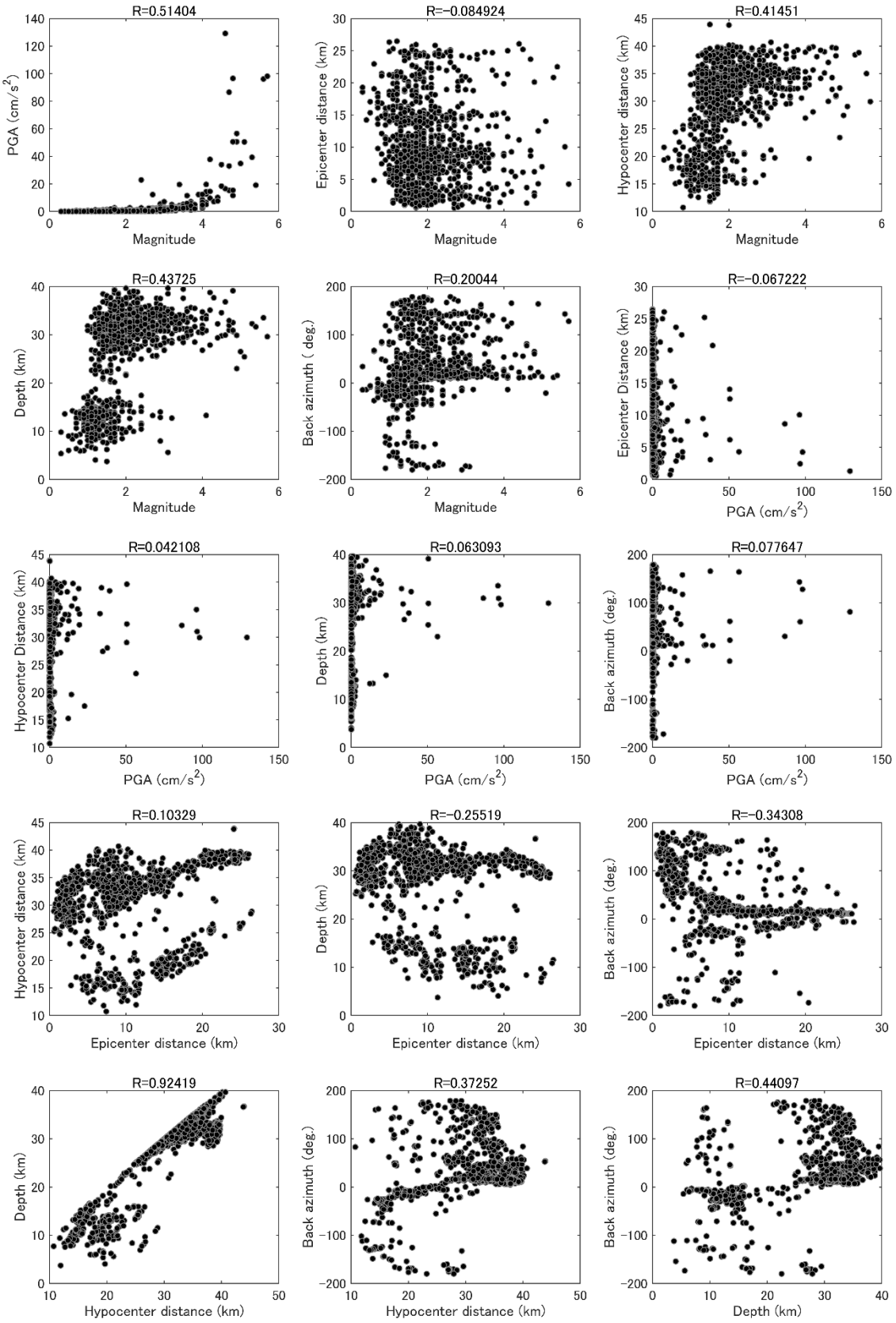


図 3-3　各指標間の散布図と相関係数

3.4　震源分布に対する地震記録を用いた自己相関関数の変化

本節では，震源の空間分布が地震記録の自己相関関数に与える影響について詳細に検討する．まず，震源の空間的配置と地震記録数の分布を整理し，次の 2 つの領域に対して，瞬時位相を重み関数とした空間移動平均を計算した．

(I) 後方方位角が 0〜45 度（観測点 HUE04 の北から北東方向）かつ震源深さが 25〜35 km の範囲に属する地震記録について，震央距離を空間変数とした．
(II) 震央距離が 10 km 以内の範囲に属する地震記録について，後方方位角を空間変数とした．

これらの解析では，地震記録数の偏りが空間変数に影響を及ぼすため，重み付け関数として瞬時位相の重み関数$w(t)$ を以下のように定義した．

$$w(t) = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \exp\left(\mathrm{i}\Phi_n(t)\right) \right|^{\eta}, \qquad \eta = 2 \times \frac{N_{ref}}{N} \tag{3.1}$$

ここで，N は地震数，$\Phi_n(t)$ は瞬時位相，i は虚数単位，N_{ref} は PWS を実行するために設定した最小地震数を表す．また，η は 0 以上の実数で表され，$\eta = 2$ が一般的に用いられている（例えば，Phạm and Tkalčić, 2017, 2018[3-1], [3-2]; Schimmel and Paulssen, 1997[3-3]）．本解析では空間変数に対する地震記録数の偏りが顕著であったため，地震記録数Nに反比例して変化するように設定することで偏りの影響を低減させた．さらに，解析では自己相関関数のラグタイムの変動を主眼に置いており，PWS による自己相関関数の最大値を基準に正規化を行うことで，結果の明瞭性を高めた．ただし，この正規化処理により，異なる空間変数間の振幅値を直接的に比較することはできない点に留意する必要がある．

条件(I)に対して，震央距離 0.5 km 毎を移動量として，±0.5 km の幅で地震記録数を集計し，10 地震以上ある場合にそれらの地震記録の自己相関関数を用いて PWS を計算した結果を図 3-4 に示す．まず，平滑化バンド幅によって，震央距離に対する各 PWS の強調される振幅の位相が異なり，第 2 章の数値実験と同様の傾向を示すことが確認できる．平滑化バンド幅 0.10 Hz では，ラグタイム 5-11 秒程度が強調されており，ラグタイム 5.6 秒付近，7.3 秒付近，8 秒付近，9 秒付近で，震央距離に対する明瞭な変動が見られる．これに対し，平滑化バンド幅 0.20 Hz では，ラグタイム 4-8 秒程度が強調されており，ラグタイム 4.5 秒付近，5.6 秒付近，7.3 秒付近で，震央距離に依存する明瞭な変動が見られる．平滑化バンド幅 0.35 Hz では，ラグタイム 2-5 秒程度が強調されており，震央距離に伴う緩やかなラグタイムの変動が確認できる．特に，ラグタイム 2 秒付近と，3−4 秒において顕著な変動が確認できる．平滑化バンド幅 1.0 Hz では，浅部の層境界の反射に対応するラグタイム 1 秒付近の振幅が強調されており，震央距離に対して若干のラグタイムの変動が見られる．

一方，条件(II)に対して，後方方位角 5 度毎を移動量として，±5 度の幅で地震記録数を集計し，10 地震以上ある場合にそれらの地震記録の自己相関関数を用いて PWS を計算した結果を図 3-5 に示す．条件(I)と同様に，数値実験結果と同様の傾向が見られる．平滑化バンド幅 0.10 Hz では，ラグタイム 4-11 秒程度が強調されており，ラグタイム 5.6 秒付近，8 秒付近，9 秒付近，11 秒付近で，後方方位角に関連する変動が見られる．さらに，8－8.5 秒付近の負の振幅に関して，後方方位角 80 度を境に強調される振幅がラグタイム 8 秒から，8.3 秒にシフトする現象が確認できる．平滑化バンド幅 0.20 Hz では，ラグタイム 4-7 秒程度が強調されており，ラグタイム 4 秒付近，5.6 秒付近で，後方方位角に対する明瞭な変動が見られる．平滑化バンド幅 0.35 Hz では，ラグタイム 2-6 秒程度が強調されていることが確認できる．後方方位角に対して，ラグタイム 2.5－3 秒付近と，3.5－4.0 秒付近，5.5 秒付近において変動が確認でき，特に，北東側で変化が顕著である．平滑化バンド幅 1.0 Hz では，浅部の層境界の反射に対応するラグタイム 1 秒付近の振幅が強調されており，後方方位角に対するラグタイムの依存性は低かったものの，他の後方方位角と比較して東に相当する 80 度付近でラグタイム 1 秒の振幅の形状が異なる．この方角は，他の方角に比べて震源距離が小さいことから，入射角の差異は小さい．

以上の 2 つの解析結果から，空間変数である震央距離および後方方位角を基に選別した地震記録の自己相関関数解析を通じて，明瞭な振幅の特徴を抽出することが可能であることが示された．特に，自己相関関数の形状変動およびラグタイムにおける振幅の推移は，空間変数に強く依存することが明らかとなった．また，深部の層境界面に対応する比較的大きなラグタイムにおいて顕著な振幅の推移が確認できた．

さらに，これらの 2 つの解析結果において異なる振幅の推移が確認されたことは，観測点周辺の地下構造が一様ではなく，局所的な不整形性を含むことを示唆する重要な結果と解釈できる．震央距離に対する解析での特徴的な振幅変動は，層構造の深さや反射強度の影響を受けている可能性が高い．また，後方方位角に対する解析に基づく結果は，異なる地震波の到来方向が層境界や不整形構造の特徴を捉えており，地下構造の 3 次元的な不均質性を反映していることが考えられる．特に，方位角に依存性する振幅変動の顕著な傾向は，地震波の伝播経路上に存在する反射面の傾斜方向の影響を受けている可能性が示唆される．

これらの解析結果は，鉛直下方入射を仮定する従来の単純モデルが必ずしも適用できない状況において，地震記録の空間変数に基づく自己相関関数解析が有効であることを示している．観測点近傍における地下構造の不整形性を捉えるには，震源分布や地震波の到来方向を考慮したデータ選別が重要である．特に，地震波の空間変数に基づく解析が，地下構造のイメージングにおける解像度の向上に寄与する可能性が示された．

最後に，この結果は自己相関関数解析が持つ空間変数依存性の定量的評価の有用性を示しており，地震波データを用いた地下構造解析の新たな可能性を提供するものである．特に，観測点周辺の複雑な地下構造の理解には，複数の空間変数を基にした統合的な解析手法が重要であり，本節の結果は，その基礎となるデータ処理手法の確立に向けた貢献を成すものであると考えられる．

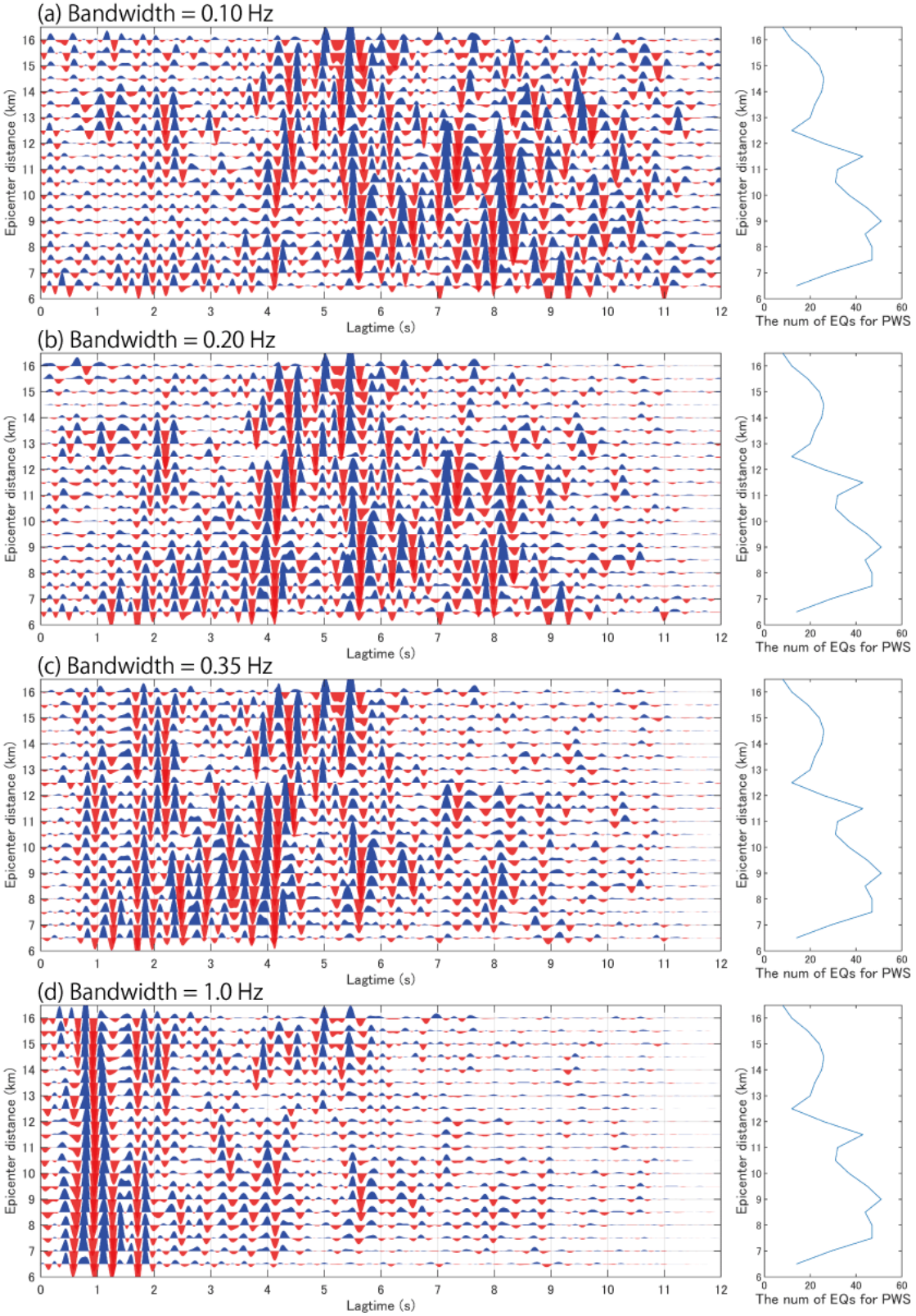


図 3-4　震央距離±0.5 km 間隔±0.5 km 以内にある地震記録の自己相関関数の PWS（左）と PWS に用いた地震数（右）　　PWS は，10 地震の場合に実施

赤：負の振幅　青：正の振幅　　Band-pass フィルター：2.0−5.0 Hz

平滑化バンド幅：(a) 0.10 Hz　(b) 0.20 Hz　(c) 0.35 Hz　(d) 1.00 Hz

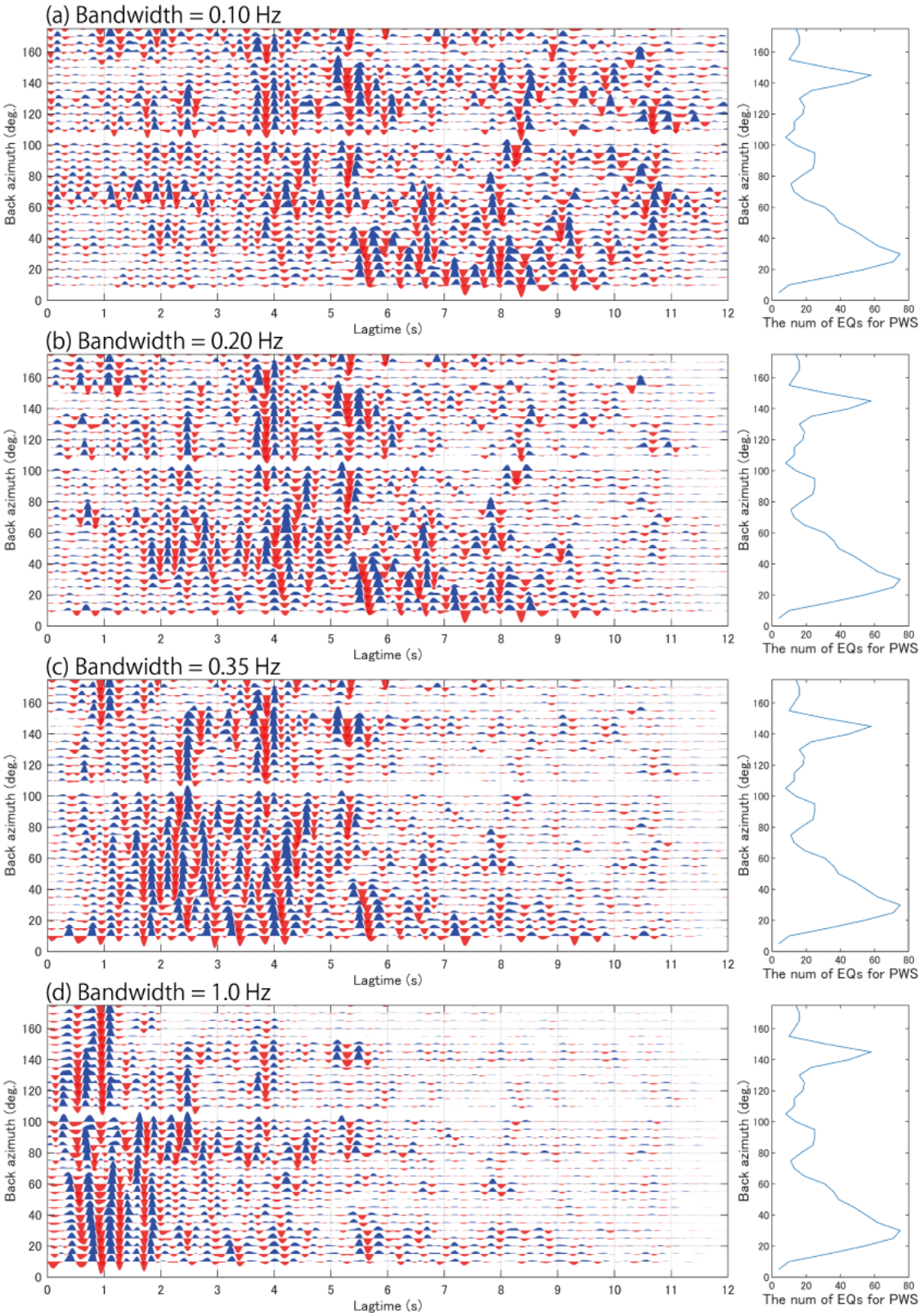


図 3-5　後方方位角±5 度間隔±5 度以内にある地震記録の自己相関関数の PWS（左）と PWS に用いた地震数（右）　　PWS は，10 地震の場合に実施

赤：負の振幅　青：正の振幅　　Band-pass フィルター：2.0－5.0 Hz

平滑化バンド幅：(a) 0.10 Hz　(b) 0.20 Hz　(c) 0.35 Hz　(d) 1.00 Hz

3.5　まとめ

本章では，前章で確認できなかった全地震記録の自己相関関数から明瞭な振幅を抽出することを目的に，地震の大きさおよび震源の空間分布に基づいた自己相関関数の形状の変動と推移の検討を実施した．はじめに，検討対象とするパラメータと検討方法を整理した．次に，震源の空間分布に対して，空間変数を設定し，ラグタイムに関して地震記録の自己相関関数の形状変動との振幅の推移を分析した．以下に本章の要点をまとめる．

1. 自己相関関数の振幅は，マグニチュードや最大加速度が大きくなることで，SN 比が向上し，明瞭となる．
2. 震源の空間分布に対して選別した地震記録の自己相関関数に対し，それぞれで PWS を行った結果，明瞭な振幅を確認することができる．さらに，それらの空間分布に対する PWS を施した自己相関関数では，振幅の変動およびラグタイムの推移が見られる．
3. HUE04 における空間分布に対する PWS を施した自己相関関数の振幅は，空間に依存した変動およびラグタイムの推移が見られ，平行成層構造ではない層形状の不整形が示唆された．
4. 自己相関関数解析は，震源分布や地震波の到来方向を考慮したデータ選別を考慮することで，観測点近傍における地下構造の不整形性を捉えられる可能性が示された．

以上の結果から，地震記録における自己相関関数解析を空間変数に基づいて適用することにより，震源および観測点周辺の地下構造の特性に関する有用な情報が得られることが示された．特に，観測点周辺の複雑な地下構造の理解には，複数の空間変数を基にした統合的な解析手法が重要であり，本節の結果は，その基礎となるデータ処理手法の確立に向けた貢献を成すものであると考えられる．

第 3 章の参考文献

[3-1] Phạm TS. and Tkalčić H.: On the feasibility and use of teleseismic P wave coda autocorrelation for mapping shallow seismic discontinuities, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 122(5), p3776-3791, 2017. DOI: https://doi.org/10.1002/2017JB013975

[3-2] Phạm TS. and Tkalčić H.: Antarctic Ice Properties Revealed From Teleseismic P Wave Coda Autocorrelation, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 123(9), p7896-7912, 2018. DOI: https://doi.org/10.1029/2018JB016115

[3-3] Schimmel M., Paulssen H.: Noise reduction and detection of weak, coherent signals through phase-weighted stacks. Geophys J Int Vol. 130(2), p497-505, 1997. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb05664.x

第 4 章　　不整形構造を用いた自己相関関数の数値実験

4.1　概要

第 4 章では，観測された地震記録の自己相関関数の変動要因を究明することを目的として，離散化波数法，3 次元有限差分法，およびレイトレーシングの 3 種類の数値手法を用いた検討を行った．さらに，震源の空間分布に基づく理論的な自己相関関数のラグタイム推移を活用した逆解析を実施し，自己相関関数を用いた不整形構造の推定可能性について議論した．

まず，離散化波数法を用いた数値実験では，平行成層構造を仮定し，点震源モデルに基づいて震源の放射特性が自己相関関数の振幅に及ぼす影響を検討した．その結果，自己相関関数の振幅は直達波および反射波の射出角に依存する放射特性係数が影響することが示された．この分析から，自己相関関数の振幅特性を議論する際には，直達波と反射波それぞれの射出角を考慮することが重要であることが明らかになった．

次に，3 次元有限差分法を用いて，平行成層モデルと不整形基盤構造の両方を対象とした数値実験を実施し，計算波形とその自己相関関数のラグタイム推移を比較した．結果として，両構造間に一部類似した傾向が見られたものの，全体としては明確な差異が確認された．特に，不整形構造が波動場に干渉を引き起こし，自己相関関数に形状変動やラグタイムの推移をもたらしていることが示唆された．これにより，自己相関関数の特徴が地下構造の不整形性に関する情報を反映していることが示された．

さらに，単純な傾斜構造モデルを用いて，層境界の傾斜と自己相関関数のラグタイム推移の関係を詳細に検討した．震源と観測点の位置関係に基づき，基盤面の傾斜が自己相関関数に反映されるラグタイム推移を生じさせることが確認された．この推移を利用して逆解析を実施した結果，傾斜構造の定量的な推定が可能であることが示され，不整形構造の逆解析手法としての有用性が示された．

最後に，不整形構造が波線経路に与える影響を評価するため，レイトレーシングを用いた解析を行った．その結果，不整形構造によって複数の波線経路が観測点に到達する可能性があることが明らかとなり，同一層境界に由来する複数の反射波が発生することが確認された．これにより，自己相関関数において複数の振幅成分が出現し，地下構造の複雑性を反映することが示された．

4.2　離散化波数法を用いた地震記録自己相関関数の形状と放射特性係数に関する数値実験

本節では，震源の放射特性係数が地震記録の自己相関関数の振幅形状に作用するかを確認するために，離散化波数法[4-1]による数値実験を実施した．これにより，異なる断層パラメータ（走向，傾斜，滑り角）が自己相関関数の形状にどのように関係するかを検討した．

表 4-1 に理論計算に，数値実験に用いた地下構造モデルを示す．地下構造モデルは，6 層半無限の平行成層構造仮定し，観測点 HUE04 近傍の既往の構造モデルに基づいた類似した構造を採用した．ただし，多重反射波による不鮮明さを取り除く目的で，最表層の V_S0.6 km/s の層は取り除いた．震源は，深さ 31.94 km，地震モーメント 2.18×10^{15} Nm，ライズタイム 0.5 秒のベル型の震源時間関数とし，基盤面への入射角が大きくなるように，南側に震央距離を 30 km と設定した．断層面を表すパラメータは，走向 270 度，滑り角 0 度で固定し，傾斜角を 0－90 度の範囲を 5 度刻みで変化させるパターンと，走向 270 度，傾斜角 49.99 度で固定し，滑り角を 0－355 度の範囲を 5 度刻みで変化させるパターンの 2 種類とした．解析対象は，P 波の影響が小さく S 波成分を良く含むトランスバース方向の波形とした．

1 種類目の「走向 270 度，滑り角 0 度で固定，傾斜角を 0－90 度の範囲を 5 度刻み変化させるパターン」としたときの結果を図 4-1 に示す．各傾斜角の異なる理論波形およびその自己相関関数には明確な差異が見られず，ラグタイムの推移は確認されなかった（図 4-1(a), (b)）．しかし，これらの波形を重ね合わせた解析からは，傾斜角に依存した振幅の変動が認められ，特に傾斜角 50 度付近で振幅が最大となることが確認された（図 4-1(c)）．また，自己相関関数の振幅も傾斜角に依存する変動を示し，この依存性の原因を放射特性係数[4-2]に基づき検討した．

$$\mathcal{F}^{SH} = \cos\lambda\cos\delta\cos i_\xi \sin(\theta-\phi_s) - \cos\lambda\sin\delta\sin i_\xi\cos 2(\theta-\phi_s)$$
$$+\sin\lambda\cos 2\delta\cos i_\xi\cos(\theta-\phi_s) - \frac{1}{2}\sin\lambda\sin 2\delta\sin i_\xi\sin 2(\theta-\phi_s) \qquad (4-1)$$

ここで，ϕ_s は走向，δ は傾斜角，λ は滑り角，i_ξ は射出角，θ は方位角を表す．射出角（図 4-2 左）を求めるため，直達波と反射波の波線経路を考慮し，各層境界における屈折を Snell の法則に基づいて計算した．射出角 125 度から 155 度の範囲では，射出角の増加に伴い震央距離が小さくなることが確認された．震央距離 30 km に最も近い射出角を式（4-1）の適用に使用した．

解析結果（図 4-3）から，正規化した理論波形の振幅が式（4-1）で説明可能であり，傾斜角 50 度付近で振幅が最小になることが分かった．また，これにより直達波と反射波の振幅が射出角に依存することが示唆された．

2 種類目の実験では，「走向 270 度，傾斜角 49.99 度で固定し，滑り角を 0－355 度の範囲を 5 度刻みで変化させるパターン」としたときの結果を図 4-4 に示す．ここで，滑り角 90, 270 度は，理論上の振幅が 0 になるが，計算結果に数値分散が見られたため除外した．理論波形の直達波（時刻 14－15 秒）において，滑り角に依存した振幅の変化が確認でき，各層境界に対応す

る反射波（時刻 18, 19, 20, 22 秒付近）においても同様の傾向が見られた（図 4-4(a), (c)）．一方，理論波形の自己相関関数では，滑り角に依存した変化は見られなかった（図 4-4(b), (d), (e)）．

2 つの数値実験において，地下構造モデルおよび震源と観測点の位置関係が同じであることから，射出角も同じである．このことを踏まえて，式（4-1）と正規化した理論波形の振幅の関係を確認した（図 4-5）．その結果，1 つ目の数値実験と同様に，放射特性係数で説明できることが示された．

本節の数値実験の結果から，直達波と反射波の振幅は個別に放射特性係数を考慮する必要があることが明らかになった．特に複雑な地下構造を有する地域では，射出角だけでなく方位角の影響も考慮すべきであり，直達波と反射波間の振幅比が変動する可能性が示唆される．この影響により地震波形の自己相関関数も変動し得ることを考慮する必要がある．

表 4-1　離散化波数法による理論計算で使用した 1 次元地下構造モデル

Layer No.	V_P (km/s)	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	Layer depth (km)	QP	QS
1	2.700	1.300	2.200	0.000	150	150
2	3.500	1.700	2.300	2.400	150	150
3	4.000	2.100	2.400	3.400	200	200
4	5.000	2.700	2.500	4.650	200	200
5	5.800	3.400	2.700	7.500	680	400
6	6.400	3.800	2.800	17.750	680	400
7	7.500	4.500	3.200	32.500	680	500

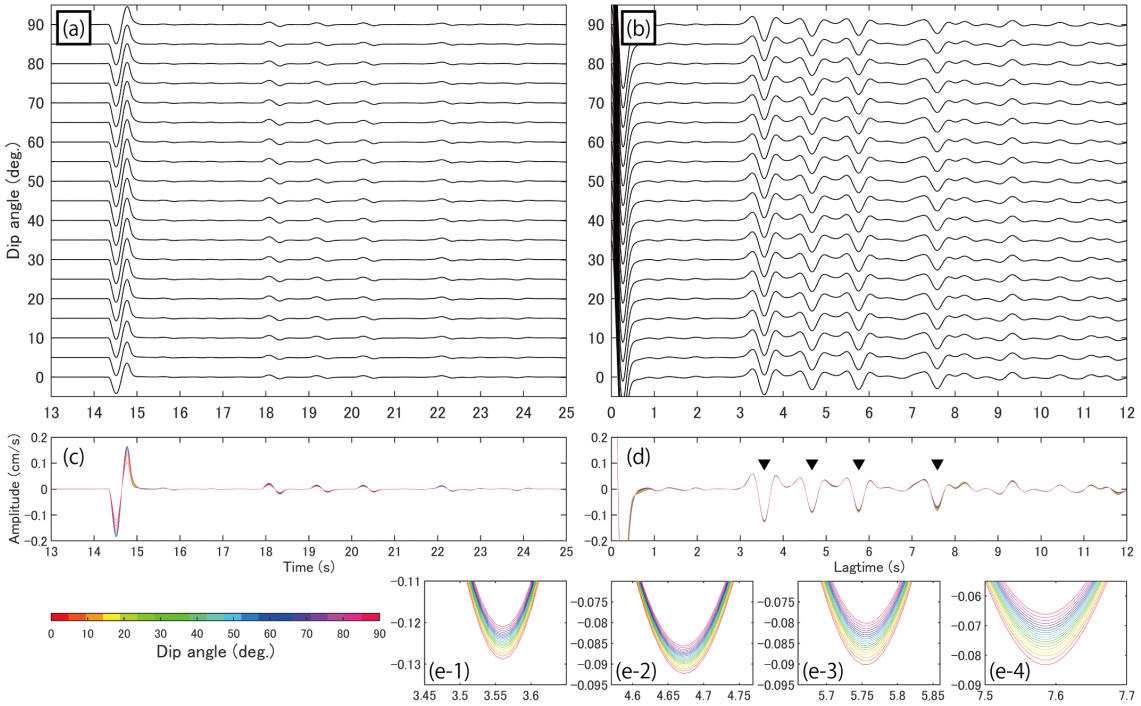


図 4-1　断層面を表す傾斜角に対する理論波形とその理論自己相関関数

(a) 理論波形　(b) 理論自己相関関数　(c) (a) の重ね描き　(d) (b) の重ね描き

(e) (d) の拡大図，順に 1-2，2-3，3-4，4-5 層境界面の反射に対応　三角形：理論往復走時

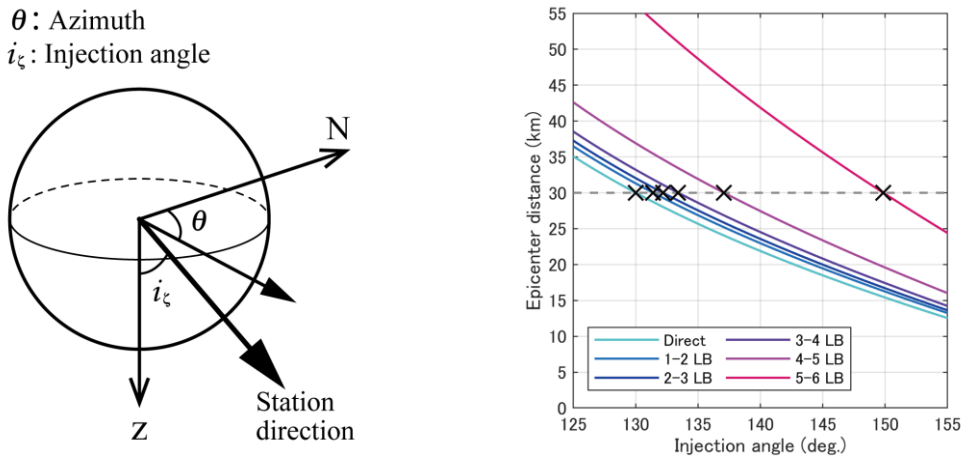


図 4-2　射出角の模式図（左）と表 4-1 の構造における射出角と震央距離の関係（右）

×印：震央距離 30 km と各曲線の交点の位置

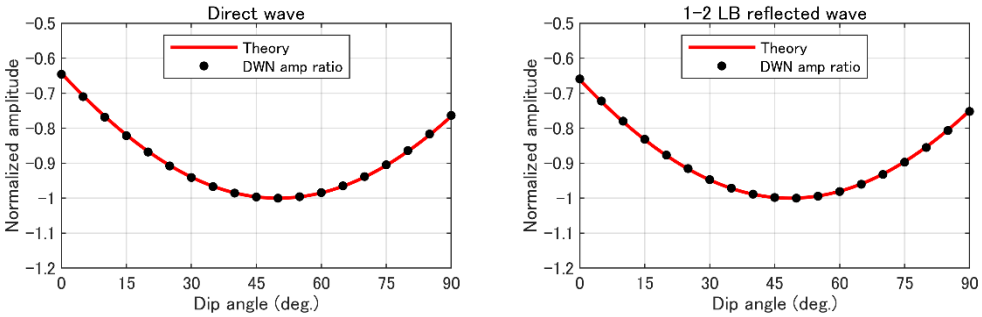


図 4-3　傾斜角に対する SH 波の放射特性係数と理論波形の振幅比（左）直達波（右）反射波
断層パラメータ（走向，滑り角）=（270 度，0 度）

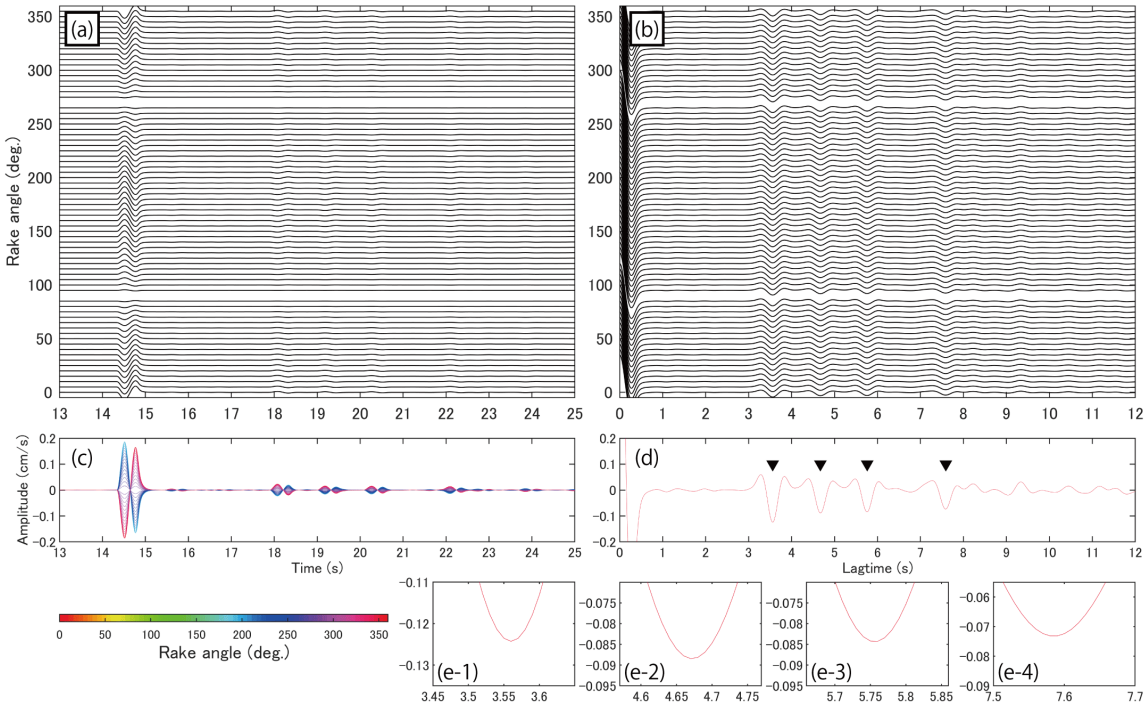


図 4-4　断層面を表す傾斜角に対する理論波形とその理論自己相関関数
(a) 理論波形　(b) 理論自己相関関数　(c) (a) の重ね描き　(d) (b) の重ね描き
(e) (d) の拡大図，順に 1-2，2-3，3-4，4-5 層境界面の反射に対応　三角形：理論往復走時

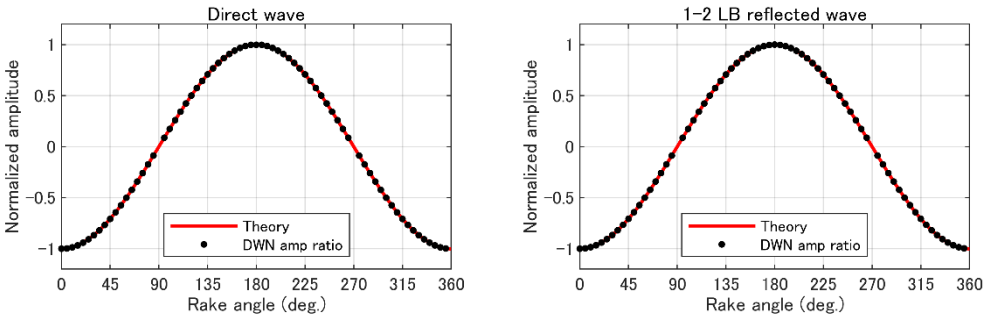


図 4-5　滑り角に対する SH 波の放射特性係数と理論波形の振幅比（左）直達波（右）反射波
断層パラメータ（走向，傾斜角）=（270 度，49.99 度）

4.3　3 次元有限差分法を用いた不整形構造と走時差に関する数値実験

本節では，不整形な地下構造が地震記録の自己相関関数における形状変動やラグタイムの推移に与える影響を検討するため，3 次元有限差分法（OpenSWPC: Maeda et al., 2017[4-3]）を用いた数値実験を実施した．

数値実験に用いた地下構造モデルの物性値を表 4-2 に示し，地下構造モデルの鉛直断面図および震源の位置を図 4-6 に示す．物性値は，既往の地下構造モデルである J-SHIS V2 モデルおよび JIVSM のデータを参照し，これに基づいて設定した．また，既往の構造モデルにおいて短サイクルの重複反射が見込まれる最表層の VS 0.6 km/s の層は除外した．このデータを基に，以下の 2 種類の地下構造モデルを作成した：

1. 平行成層モデル
   このモデルでは，観測点直下の層境界深さを参考に，各層を水平に設定した平行成層構造を構築した．
2. 傾斜構造モデル
   不整形構造モデルは，地震記録の自己相関関数における明瞭な振幅が見られたラグタイム 3.8 秒（約 V_S 1.5 km/s に相当）を基に設計した．V_S 1.5 km/s から，1 層目と 2 層目を選定し，図 2-3 に示した C-C’断面の層境界を参考にコサイン型の層境界面を設定した．3 層目下面以深は平行成層とした．なお，紙面に垂直な方向の層境界面の深さは一様とする構造（2.5 次元構造）とした．

構造モデルは, 一辺 50 m の格子を水平方向に 150×700 個，深さ方向に 800 個（7.5 km×35.0 km×40.0 km）とし，モデル底面と側面から格子数 20 個を吸収領域として設定した．安定条件を満たすために時間間隔を 0.0025 秒とし，計算波形に反射波を含めるために計算波形長が 50 秒になるように設定した．観測点直下から 1 km 間隔で 25 km まで直線上に震源を配置して（図 4-6(c)），各震源に対して観測点の速度波形を計算し，加速度波形に変換した．なお，震源深さは C-C’方向の震源の深さの平均値である 31.94 km とした．また，震源の断層パラメータは C-C’方向の内，F-net[4-4]で公開されている中で地震数が多い右横ずれ断層とし，その中で平均震源深さに近いイベントの断層パラメータ（走向 174 度，傾斜 54 度，すべり角 179 度）を使用した．また，地震モーメントは 2.18×10^{15} Nm，ライズタイムは 0.5 秒とし，震源時間関数は Küpper 型を選択した．なお，計算波形の最大周波数が 4 Hz であったため，2−4 Hz の Band-pass フィルターを適用した．

平行成層モデルに基づくトランスバース方向の計算波形を図 4-7(a)に示す．震源の放射特性の影響により，震央距離が 1–4 km の範囲では振幅が小さくなっている．計算結果から，直達 S 波が約 11–15 秒の間に確認され，震央距離が増加するにつれて S 波走時が遅れる傾向が見られる．また，直達 S 波の約 4.0, 5.0, 6.0, 8.0 秒後には反射波が確認され，これらの反射波は計算波形の自己相関関数にも同様に，負の振幅として表れている（図 4-7(b)）．

層厚および Vs 値を基に求めた理論的な往復走時と照合すると，4.0, 5.0, 6.0, 8.0 秒付近の振幅は，それぞれ Vs 1.7, 2.1, 2.7, 3.4 km/s の層境界上面からの反射波に対応することが確認

された．さらに，これらの走時差は震央距離に依存したラグタイムの推移を示し，層境界面が深くなるほどその変化量が増大する傾向が確認された．

次に，傾斜構造モデルを用いたトランスバース方向の計算波形を図 4-7(c)に示す．平行成層モデルの場合と同様に，震源の放射特性の影響により，震央距離が 1–4 km の範囲で振幅が小さくなっている．しかし，11–15 秒の直達 S 波は明瞭に確認される．また，震央距離が 25 km の場合には，直達 S 波の後続に明瞭な反射波が確認されるが，傾斜部分に近づくにつれて反射波の振幅が不鮮明となる．

反射波の振幅変化をさらに解析するため，計算波形の自己相関関数を図 4-7(d)に示した．これにより，震央距離が約 5.0 km 以上では平行成層モデルと類似するラグタイムの推移が見られることが確認された．ただし，震央距離の増加に伴い，ラグタイムが増加する逆方向の推移も観察され，この傾向は特に 1–10 km の範囲で顕著であった．さらに，ラグタイムの大きい範囲では，震央距離 10 km 以上でも類似する推移が確認された．

平行成層モデルの計算波形に基づく自己相関関数では，各層境界面からの反射波同士による干渉の影響は見られず，震央距離に応じた明瞭なラグタイムの推移が認められる．一方で，傾斜構造モデルにおいても同様の傾向は見られるものの，逆方向のラグタイムの推移が確認され，2 つの構造モデルで異なるラグタイムの推移が見られた．また，傾斜構造モデルにおいて，2 つの推移が互いに逆方向を示すことから，波動場が集中および干渉していることが示唆される．その結果として，自己相関関数の形状やラグタイムの推移が不明瞭になる原因となったと考えられる．

表 4-2　3 次元有限差分法による理論計算で使用した地下構造モデルの物性値

Layer No.	V_P (km/s)	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	QP	QS
1	2.700	1.300	2.200	150	150
2	3.500	1.700	2.300	150	150
3	4.000	2.100	2.400	200	200
4	5.000	2.700	2.500	200	200
5	5.800	3.400	2.700	680	400
6	6.400	3.800	2.800	680	400
7	7.500	4.500	3.200	850	500

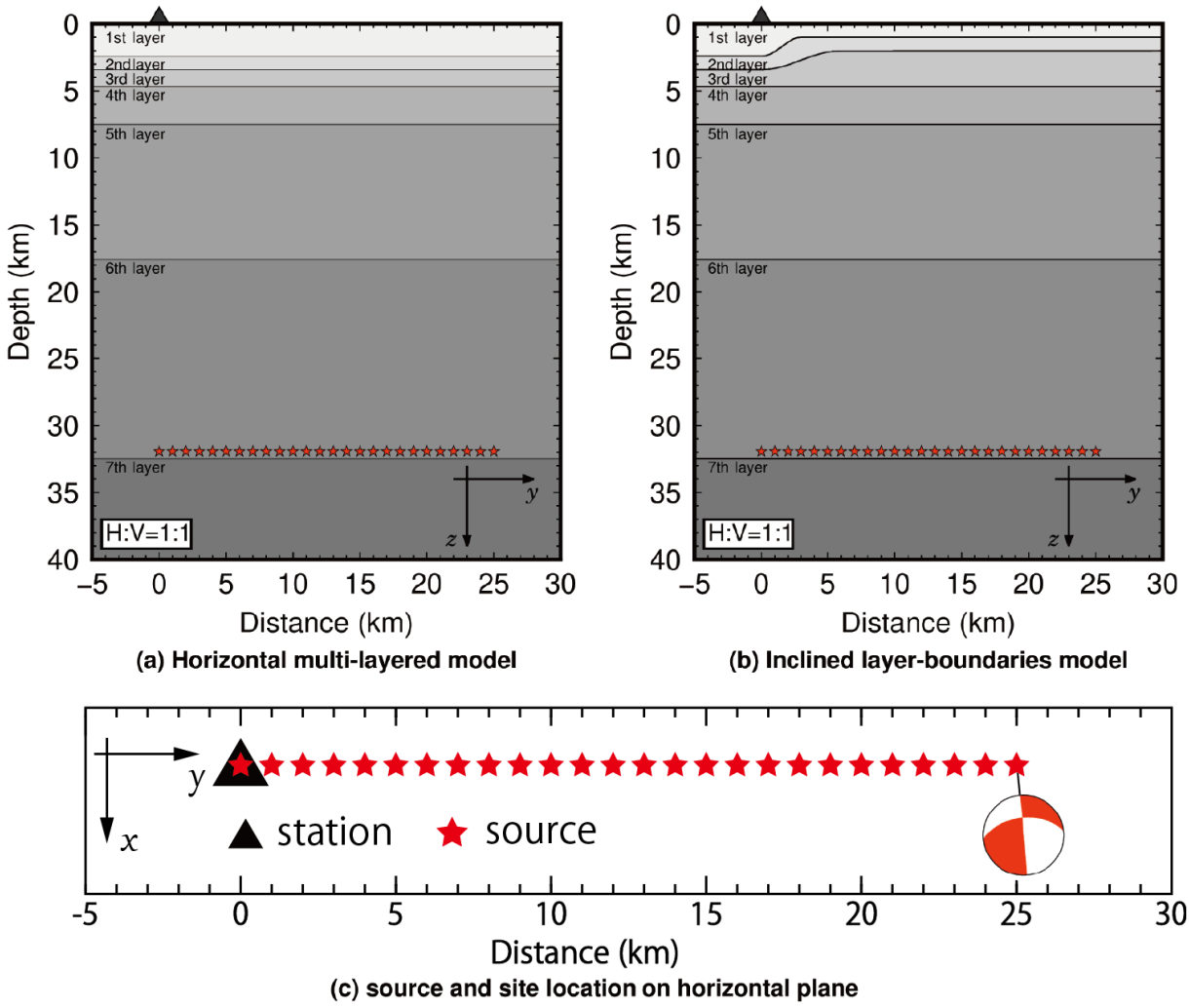


図 4-6　次元差分法の計算に用いた地下構造モデルの鉛直断面図と点震源モデル

(a) 平行成層モデル　(b) 傾斜構造モデル　(c) x-y 平面に投影した震源位置と震源球

三角：観測点　　星形：震源位置

震源パラメータ：(走向，傾斜，滑り角) ＝ (174 度，54 度，179 度)

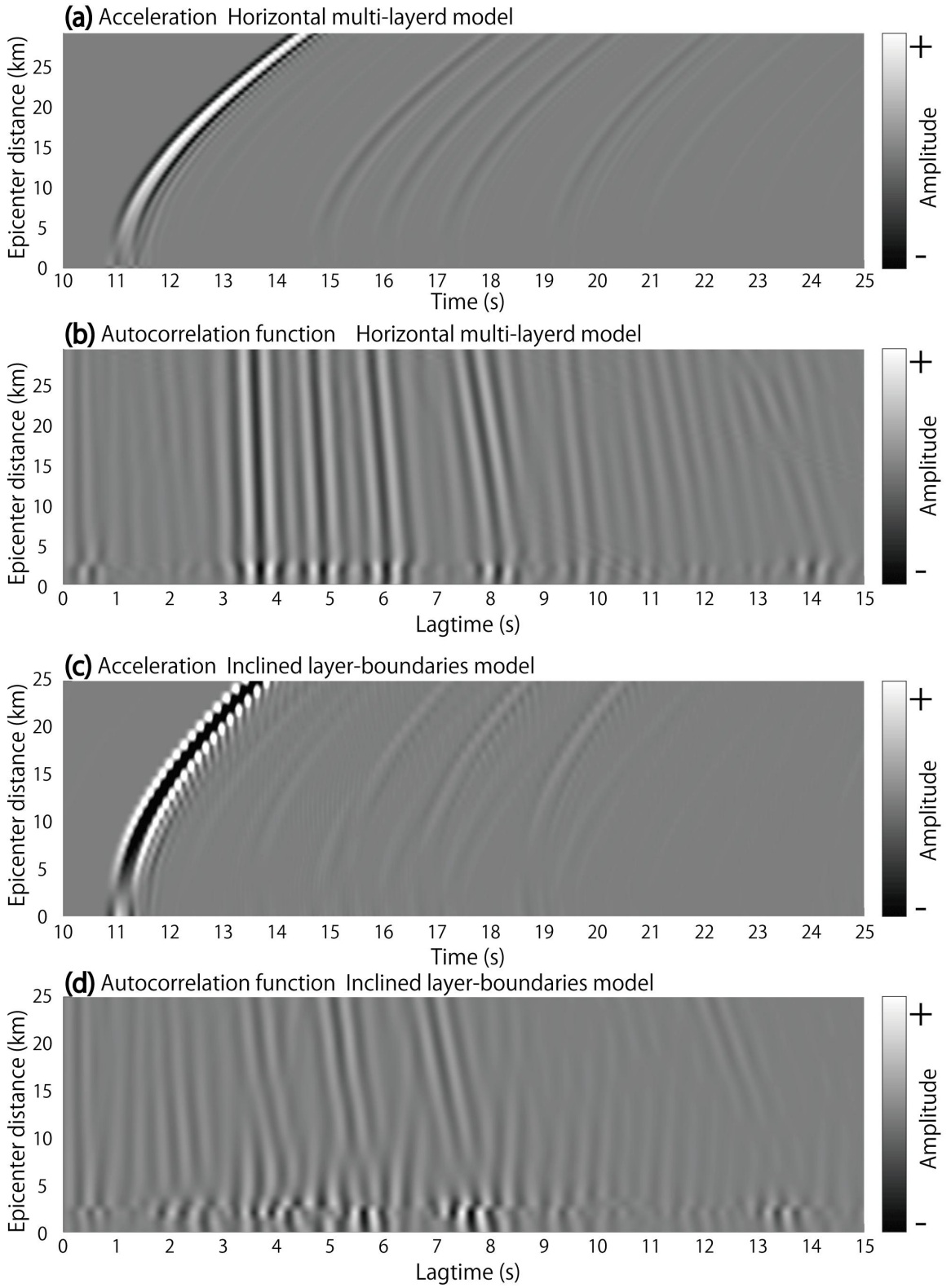


図 4-7　各モデルの震央距離に対する理論波形とその自己相関関数のコンター図

(a) 平行成層モデルの加速度波形　　(b) (a)の自己相関関数

(c) 傾斜構造モデルの加速度波形　　(d) (c)の自己相関関数

4.4　走時差の推移を用いた一様に傾斜した基盤構造の逆推定

本節では，地震記録の自己相関関数に見られるラグタイムの推移から，地下構造の傾斜の推定できるかを検討するために，比較的単純な基盤面が一様に傾斜する地下構造モデル（以降，一様傾斜構造）に異なる入射角の平面波入射を仮定した数値実験と，その計算波形を対象とした逆解析を実施した．

数値実験に使用した 2 層半無限の地下構造モデルの物性値を表 4-3 に示す．入射させる平面波の初期条件は，観測点を原点として，鉛直下方を 40 km 地点を最上端とする特徴的長さ 3.3 km（ライズタイム 0.97 秒に相当）の Herrmann 型の SH 波とした．震源の空間分布による自己相関関数のラグタイムの推移を入射角の違いとして考え，入射角を-20 度から 20 度までの 5 度刻みで計算を実行した．計算に用いた地下構造モデル（図 4-8(a)）は，地表面と 1-2 層目の層境界（以降，LB）の傾斜を 0 度，2-3LB の傾斜を-10 度と設定し，紙面に垂直な方向の層境界面深さを一様とする 2.5 次元構造とした．また，一辺 0.2 km の格子を水平方向に 350×350 個，深さ方向に 300 個と設定した. 安定条件を満たし, 反射波を含めるために, 時間間隔を 0.01 秒，計算波形長を 40.96 秒とした．計算で得られた速度波形を微分した加速度波形（図 4-8(b)）では，13, 23, 30 秒付近で振幅が確認でき，入射角に対して，それらの走時が変化することが確認できる．また，各層の S 波速度と波線経路から計算される理論走時は，各振幅の初動と合致しており，時刻が小さい順に直達 S 波，1-2LB の反射波，2-3LB の反射波であると判断できる．これらの加速度波形を用いて計算した自己相関関数には，ラグタイム 9, 15-17 秒付近に振幅を確認することができ，入射角に依存した水位が見られる（図 4-8(c)）．直達 S 波と各反射波の理論走時から計算される理論走時差と自己相関関数の振幅のラグタイムが合致していることから，ラグタイムが小さい順に 1-2LB，2-3LB の反射波に対応する振幅であると判断できる．走時と理論走時の合致および走時差と理論往復走時の合致から，自己相関関数の振幅に関するラグタイムの推移を波線経路から説明できることが確認できた．

次に，層境界の傾斜が，入射角による走時差の変化に及ぼす影響を検討するために，表 4-3 および図 4-8 の観測点直下の層境界面深さと S 波速度を用いて，2 層半無限構造（図 4-9(b)），表層から 2 層目までの 1 層半無限構造を対象に，理論往復走時をラグタイムとして扱い，地下構造モデル間でそのラグタイムの推移を比較する．

まず, 一様傾斜構造と 2 層半無限構造における 2-3LB によるラグタイムの推移(図 4-9(d)上）に関して，平面波の入射角に対して異なる変化を示すことが確認できる．特に，2 層半無限構造では，入射角 0 度に対して対象であるのに対し，一様傾斜構造では入射角に対する対称性が見られない．構造の対照的比較より，層境界面の傾斜の影響が反映したものであると言える．次に，3 つのモデルにおける 1-2LB によるラグタイムの推移（図 4-9(d)下）に関して，層形状は同じであるのに対し，入射角に対して異なるラグタイムの推移が見られる．このことから，他の層の形状および層の有無によって，ラグタイムの推移の仕方が変化すると言える．また，一部の層が傾斜している場合や，鉛直下方入射と仮定できない地震記録を使用し，平行成層構造および鉛直下方入射を想定したモデルのチューニングをする場合，入射角 0 度と実際の入射

角に対するラグタイムの差異だけ誤差が生じることになることが考えられる．

上述した通り，平面波の入射角にするラグタイムの推移は，構造によって異なる値を示す．構造に対してラグタイムの推移が一意に決まるのであれば，逆解析によって傾斜を含めた地下構造の推定が可能であることになる．そこで，数値実験で得られた計算波形の自己相関関数から，入射角に対するラグタイムを抽出し，入射角とラグタイムを対象とした逆解析を実施した．逆解析には，世代更新回数に応じて大局的，局所的探索が可能である遺伝的アルゴリズム（実数型の GA）と焼きなまし法（SA）を組み合わせたハイブリッドヒューリスティック探索法[4-4]を用いた．探索するパラメータは，S 波速度，観測点直下の層境界面の深さおよび傾斜角に対して，1 変数または 2 変数とする計 6 種類し，その他のパラメータは正解値で固定した．探索範囲に関しては，正解値を含むように設定した（表 4-4）．なお，地表面は既知であるとして扱い，水平と固定している．逆解析のパラメータは，個体数 200，世代更新回数 2000，交叉確率 0.7，初期世代の突然変異確率 0.01 とし，温度低下関数のパラメータは，a, cを 0.5, 1.0 とし，初期温度T_0を 5，温度更新回数kを 10 として，各 100 回の試行を行った．走時差$T_{i,j}^{target}$ と理論走時差$T_{i,j}^{syn}$ の差の 2 乗和の平均値を misfit（以降，誤差）として，以下のように定義した．

$$misfit = \sum_{j=1}^{M} \sum_{i=1}^{N_j} \left\{ \frac{\left(T_{i,j}^{target} - T_{i,j}^{syn}\right)^2}{N_j} \right\} \qquad (4-2)$$

ここで，M は層境界の数，N_j はj 番目の層境界の走時差のデータ数を表す．

各変数を対象とした逆解析の結果の一例を図 4-10 に示す．全ての結果において，世代更新に伴って，パラメータが収束していることが確認できる．特に，3 つのパラメータの内，深さのパラメータの収束が早いことが確認できる．また，S 波速度に関しては，表層側の値の収束が早いことが確認できる．最終世代で最小誤差となったパラメータを用いた入射角に対する理論往復走時は，入射角に対するラグタイムと合致していることが確認できる．S 波速度と深さの同時逆解析を除き，探索パラメータはほぼ正解値を示した．

次に，各パラメータを対象とした 100 回の逆解析の最小平均誤差および全体平均誤差は，S 波速度と深さの探索を除き，500 世代目までに収束しており，1000 世代を超えたあたりから全平均誤差も収束した（図 4-10(a)）．最終世代における最小誤差の探索パラメータにおいても，S 波速度と深さの探索を除き，ほぼ一意に定まった．一意に定まらなかった S 波速度と深さの探索結果は線形関係が見られ，相関係数が 1 となる非常に強い正の相関が確認された．この関係は，S 波速度と層境界面の深さのトレードオフの関係を示しており，S 波速度と深さの探索には他の制約条件が必要である．

以上の逆解析の結果から，一様傾斜構造，平面波入射が成立する場合，地震記録の自己相関関数から抽出できる平面波の入射角に対するラグタイムを対象とする逆解析から，層境界深さおよびその傾斜を推定することが可能であると判断できる．

表 4-3　3 次元有限差分法による理論計算で使用した地下構造モデルの物性値

Layer No.	V_P (km/s)	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)	QP	QS
1	4.00	2.10	2.400	400	200
2	5.00	2.70	2.500	400	200
3	5.80	3.40	2.700	680	400

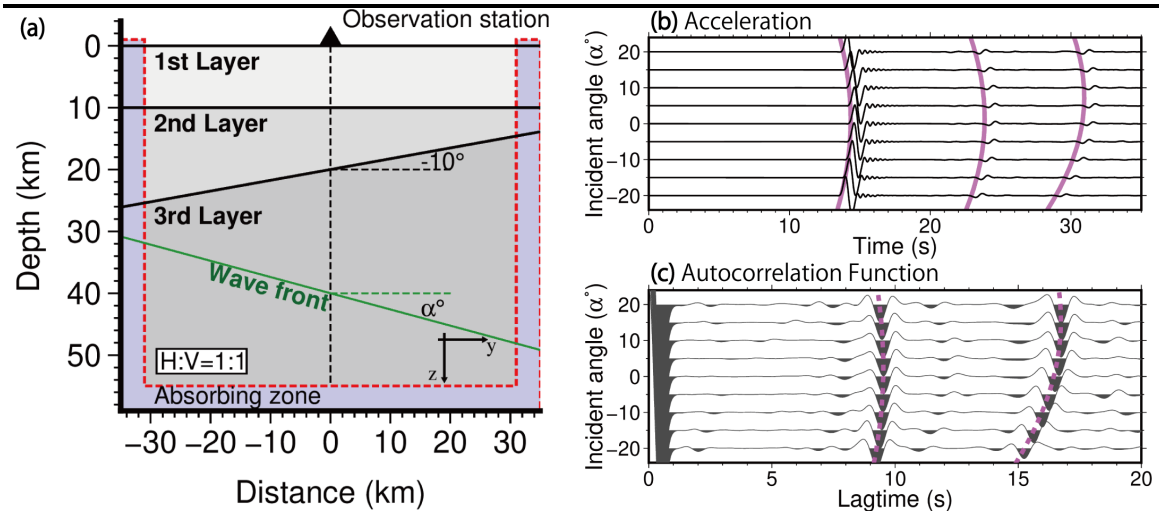


図 4-8　数値実験に使用した構造モデルと計算波形およびその自己相関関数

(a) 一様傾斜構造　(b) 計算波形　(c) (b)の波形を用いた自己相関関数

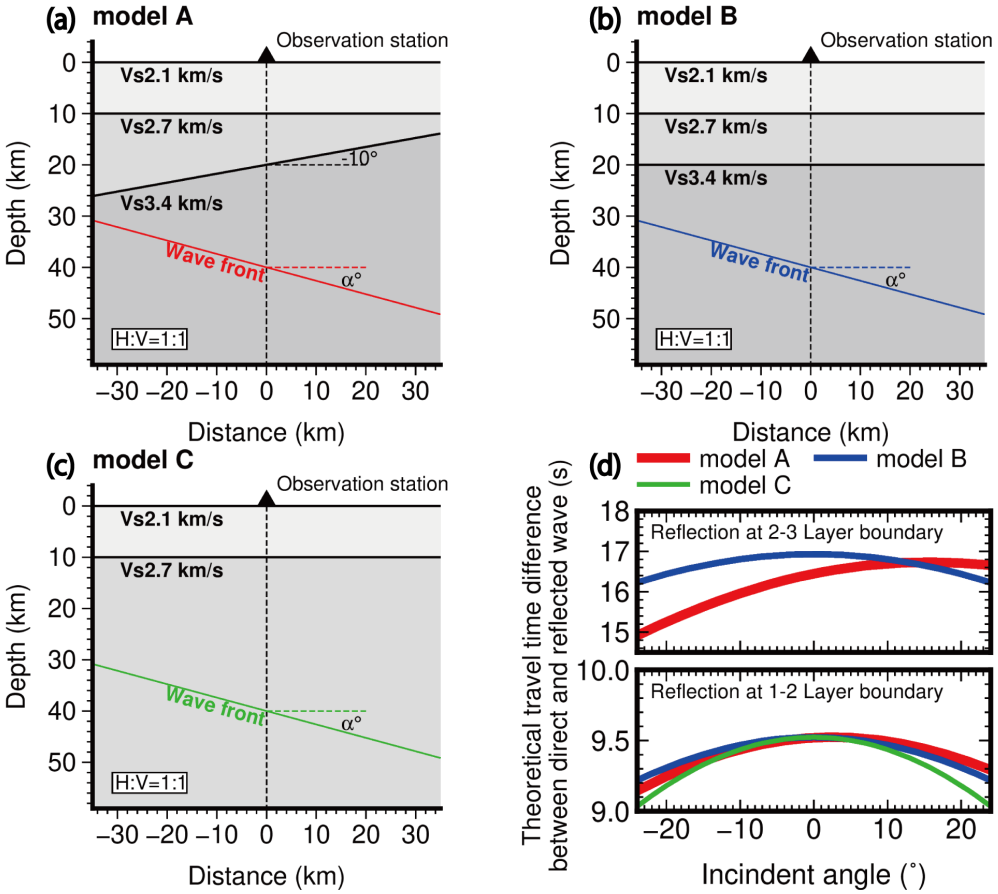


図 4-9　入射角とラグタイムの推移の検討に使用したモデルと入射角に対する理論往復走時

(a) 一様傾斜構造　(b) 2 層半無限構造　(c) 1 層半無限構造　(d) 各モデルの理論往復走時

表 4-4　逆解析の探索範囲

Layer No.	V_S (km/s)	Depth (km)	Inclination (deg.)
1	1.90－2.20	0.00 (Fixed)	0.00 (Fixed)
2	2.50－3.00	5.00－15.00	-10.00－10.00
3	3.10－3.50	15.00－30.00	-30.00－30.00

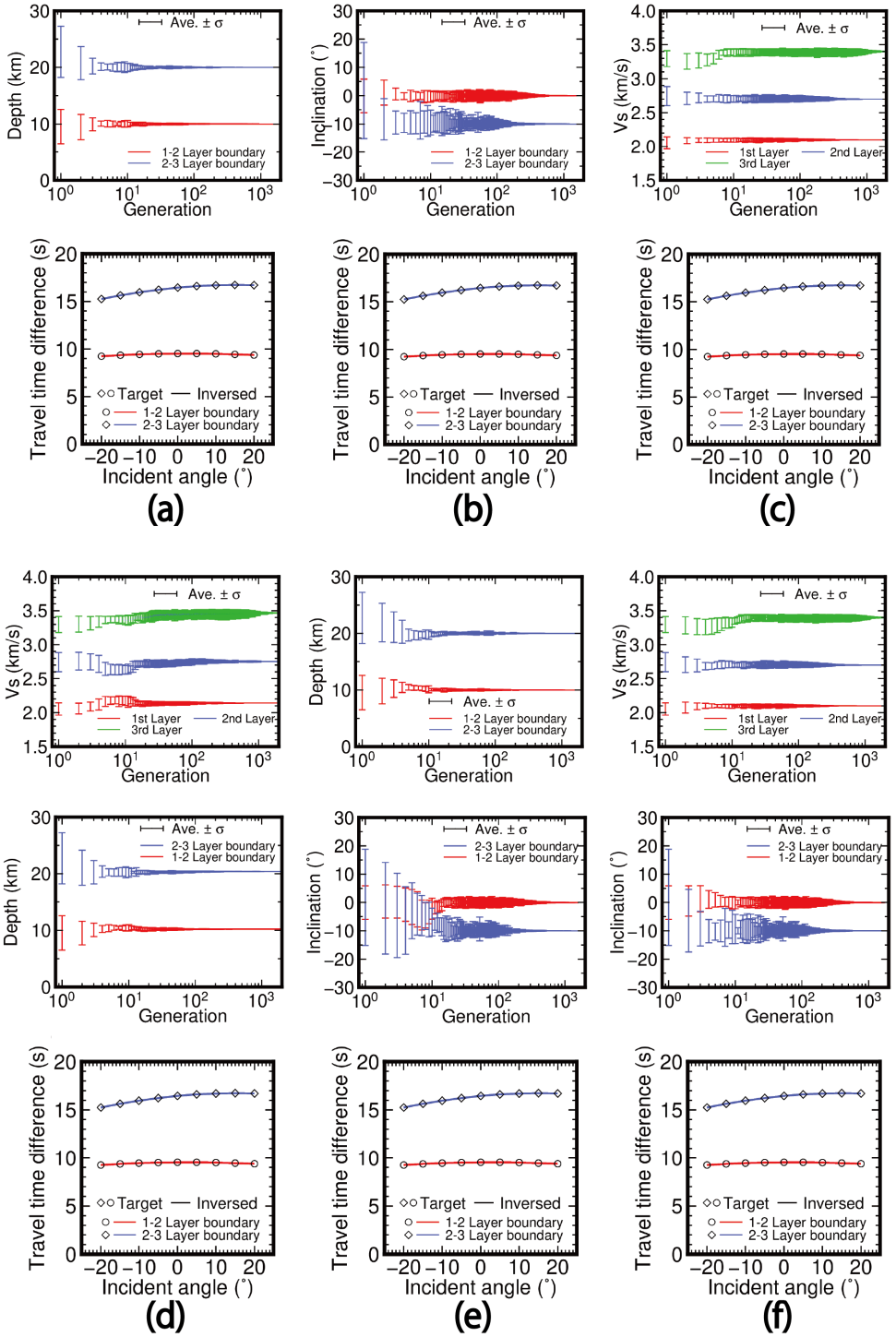


図 4-10　逆解析の結果の一例

(a) 深さ　(b) 傾斜角　(c) S 波速度

(d) S 波速度と深さ　(e) 深さと傾斜　(f) S 波速度と傾斜

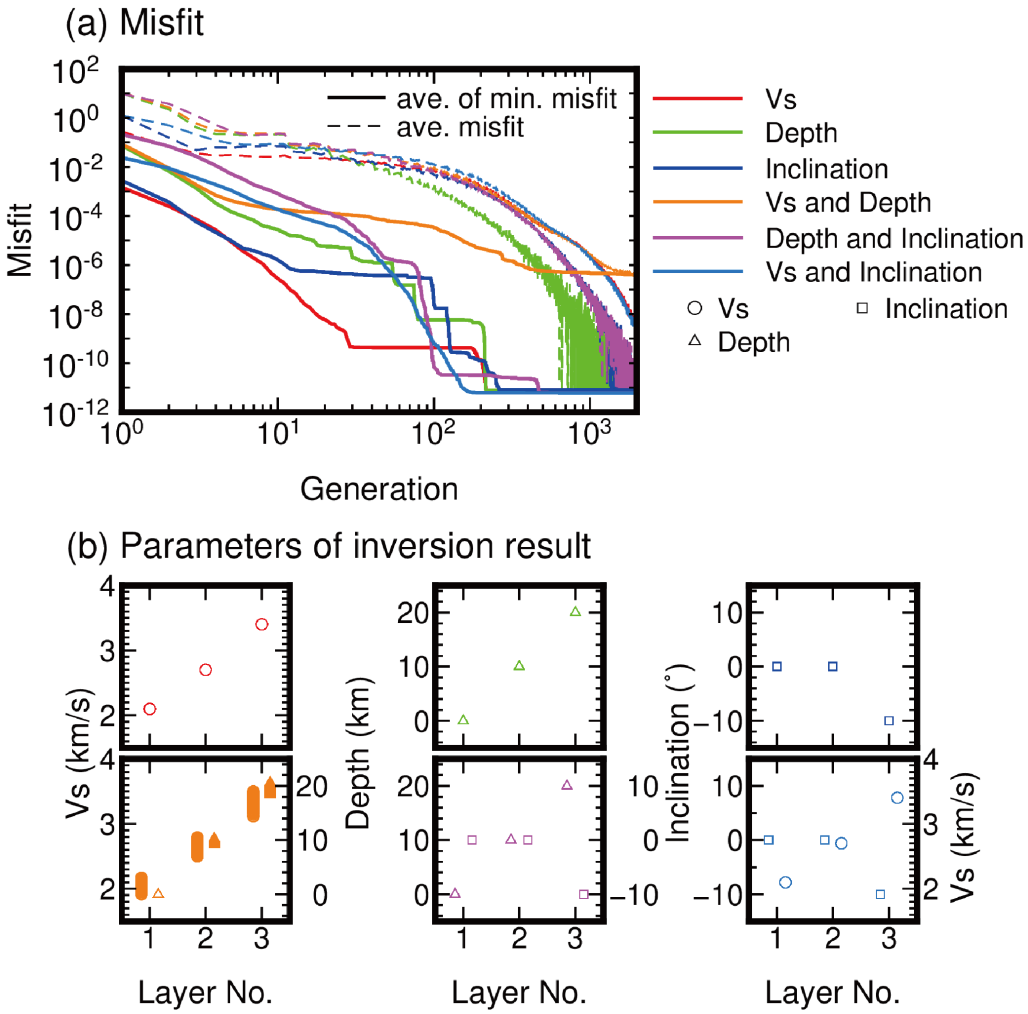


図 4-10　100 回の試行における世代更新回数に対する平均最小誤差および平均誤差 (a) と逆解析結果 (b)

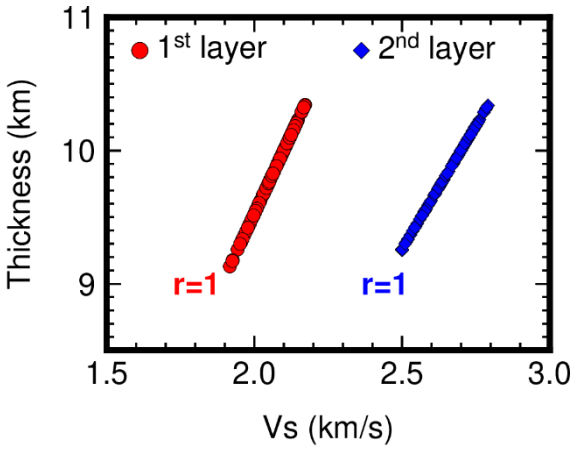


図 4-11　S 波速度と深さの探索結果の相関図

赤丸：1 層目の S 波速度と 1-2LB の深さ　青菱形：2 層目の S 波速度と 2-3LB の深さ

4.5　既往の構造を用いたレイトレーシング

本節では，レイトレーシングによる数値計算を通して，既往の地下構造モデルに基づく波動場の複雑性を分析する．使用するレイトレーシングプログラム SW3D（Seismic Waves in Complex 3-D Structures, Cerveny, 2005[4-5]）は，3 次元構造内の波動伝播を考慮可能な高精度波線解析ツールであり，層構造の傾斜や不整形性が波線経路や到達波形に与える影響を詳細に評価することができる．この手法は，複雑な地下構造における波動場の特性を把握するための基本的かつ強力なアプローチとして広く利用されている（Igel *et al*., 1995[4-6]; Malinowski, 2013[4-7]）．

レイトレーシング法では，波動場の進行方向を記述するレイパラメータの設定が不可欠である．レイパラメータは，波の進行経路（レイ）の曲率や媒質内の速度構造との関係を定量的に記述する基本的な物理量であり，特に速度構造が複雑な媒質内における波動伝播経路の解析において重要な役割を果たす．具体的には，スネルの法則に基づき，速度の空間分布に応じた波の屈折および反射挙動を計算し，境界面や異なる層を通過する際の進行方向を正確に決定する．さらに，レイトレーシング法では，層境界で生じる反射波および透過波をレイコードとして定義し，走時を計算することが可能である．これにより，自己相関関数解析で得られる走時差の情報をレイの空間的分布と関連付けることができる．本手法は当初，石油探査のために開発されたが，現在では地殻やマントル内部といった速度構造が複雑な領域の解析に広く利用されている．特に，不整形構造や不均質構造を伴う媒質における波動挙動の詳細な評価において不可欠な解析ツールとして位置付けられている．

はじめに，数値計算に用いる構造モデルとして，J-SHIS V4[4-8]から層境界面の不整形が大きい地下構造モデルの断面情報を取得した（図 2-3 の C-C’方向）．レイコードの指定を単純化するために，鉛直方向の層厚が 0 m となる地点の層を 10 m となるように，深さ方向に層厚を修正した（図 4-12 破線）．次に，層境界の不連続性の影響を低減させる目的で，層境界データを線形内挿により補間し，データ間隔を 200 m に統一した．補間後のデータに対して，前後 1 km の範囲でガウシアン窓関数を適用した平滑化処理を実施し，層境界面を滑らかな形状へと修正した（図 4-12 赤線）．なお，本研究では，紙面垂直方向に関して均一と仮定する 2.5 次元構造を採用した．

各層の物性値は表 4-5 に示され，等方均質媒質を仮定して設定した．また，2 層目以深の物性値については J-SHIS V4 のデータをそのまま使用した．計算プログラムの仕様上，第 1 層目に空気層を挿入したが，波線経路の計算に対しては影響を及ぼさない．

図 4-12 に示すように，観測点は震央距離 18 km の位置に配置し，震源は深さ 30 km に固定した上で，震央距離 5 km から 40 km の範囲に 5 km 間隔で設定した．観測点と震源の位置関係については，同一平面上にあるものと仮定し，紙面垂直方向のスローネスは 0 となるように設定した．これにより，レイパラメータの方位角を設定する必要がなく，射出角のみを考慮するシンプルな条件設定が可能となった．

次に，直達波と各層境界の反射を想定したレイコードを指定した．表 4-6 に指定したレイコードを示す．SW3D の仕様に基づき，S 波および P 波の反射・透過を指定できる Code type: 5 を

選択した．初期波の種類は S 波（Initial code: -1）とし，S 波の透過（Ray code: -1）および反射（Ray code: -2）を指定して，直達波と反射波の波線経路を計算した．なお，層厚が 0 となる場合にレイコード指定の変更が必要になる場合があるが，今回の数値計算ではモデル作成時の工夫により，その影響を回避することができた．

SW3D を用いて計算された各震源に対する波線経路を図 4-13 に示す．直達波と 1-2 層境界面（以降，1-2LB）において，震央距離 20, 25 km の位置の波線経路は上手く求まらなかった．図に示されている波線経路は，震源から観測点に至る直達波と各層境界で反射した波を表しており，波動伝播の様相を詳細に視覚化している．直達波は最も単純な経路であり，波動の最短伝播経路として走時の基準となる．一方，層境界で反射した波は，地震波が複数の経路を経て観測点に到達する様子を示し，層の深度や境界面の不整形によって波線経路が大きく変化する特徴が見られる．特に，浅部の層境界では反射角が小さく，観測点周辺に波線が密集する傾向があるのに対し，深部層境界での反射は広範囲に波線が拡散し，経路が複雑化する様子が確認できる．さらに，層境界の不整形によって波線が屈折・反射を繰り返すことで，波動場が著しく複雑化し，これが後続波やコーダ波の発生につながることが示唆される．

これらの波線経路と自己相関関数解析との関係を考えると，自己相関関数における初期の振幅が直達波に対応し，後続の振幅が層境界で反射した波に対応することから，層境界の不整形が顕著な場合，反射波の到達時間がばらつき，自己相関関数におけるピークが時間的に分散することが予想される．また，深部構造や多重反射の影響によって，自己相関関数に複数のピークが現れることがあり，これにより波動場のさらなる複雑性が示されることが複数の波線経路の存在から判断できる．

レイトレーシングと自己相関関数解析を組み合わせることで，波線経路と自己相関ピークの対応関係が明確化され，波動の進行方向や反射点の同定が可能となることが考えられる．さらに，レイトレーシングによる波線経路の解析結果と自己相関関数から得られる走時差を比較することで，地下構造モデルの妥当性を検証し，不整形な層境界や，さらに不均質な速度構造を含む複雑な媒質の詳細な解析が実現できる．特に，層境界の不整形度が波動場の複雑化に与える影響を定量的に評価する上で，これらの手法の統合的な解析は不可欠である．

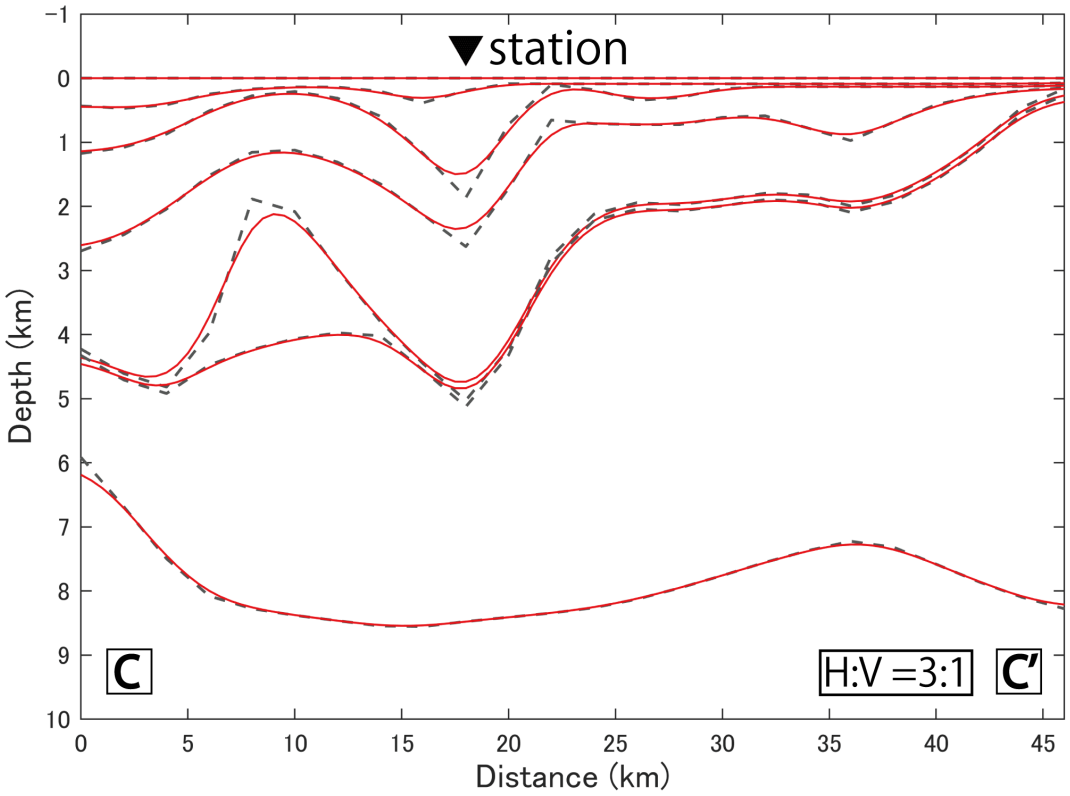


図 4-12　計算に使用した地下構造モデルの鉛直断面図

破線：平滑化前の層境界面深さ　　赤線：平滑化した層境界面深さ

レイトレーシングの解析では，赤線を層境界面深さとする 2.5 次元構造を使用した.

表 4-5　構造モデルの物性値

Layer No.	V_P (km/s)	V_S (km/s)	Density (g/cm^3)
1 (air)	0.01	0.01	0.01
2	2.00	0.60	1.90
3	2.50	1.10	2.15
4	3.00	1.40	2.25
5	3.50	1.70	2.30
6	4.00	2.10	2.40
7	5.00	2.70	2.50
8	5.50	3.20	2.65

表 4-6　SW3D に基づくレイコード

Code type	Initial code	Ray code (-1: S-wave transmit,　-2: S-wave reflect)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -1 (Direct wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -2 -1 (reflected wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -2 -1 -1 (reflected wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -2 -1 -1 -1 (reflected wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -1 (reflected wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -1 -1 (reflected wave)
5	-1	-1 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -1 -1 -2 -1 -1 -1 -1 -1 -1 (reflected wave)

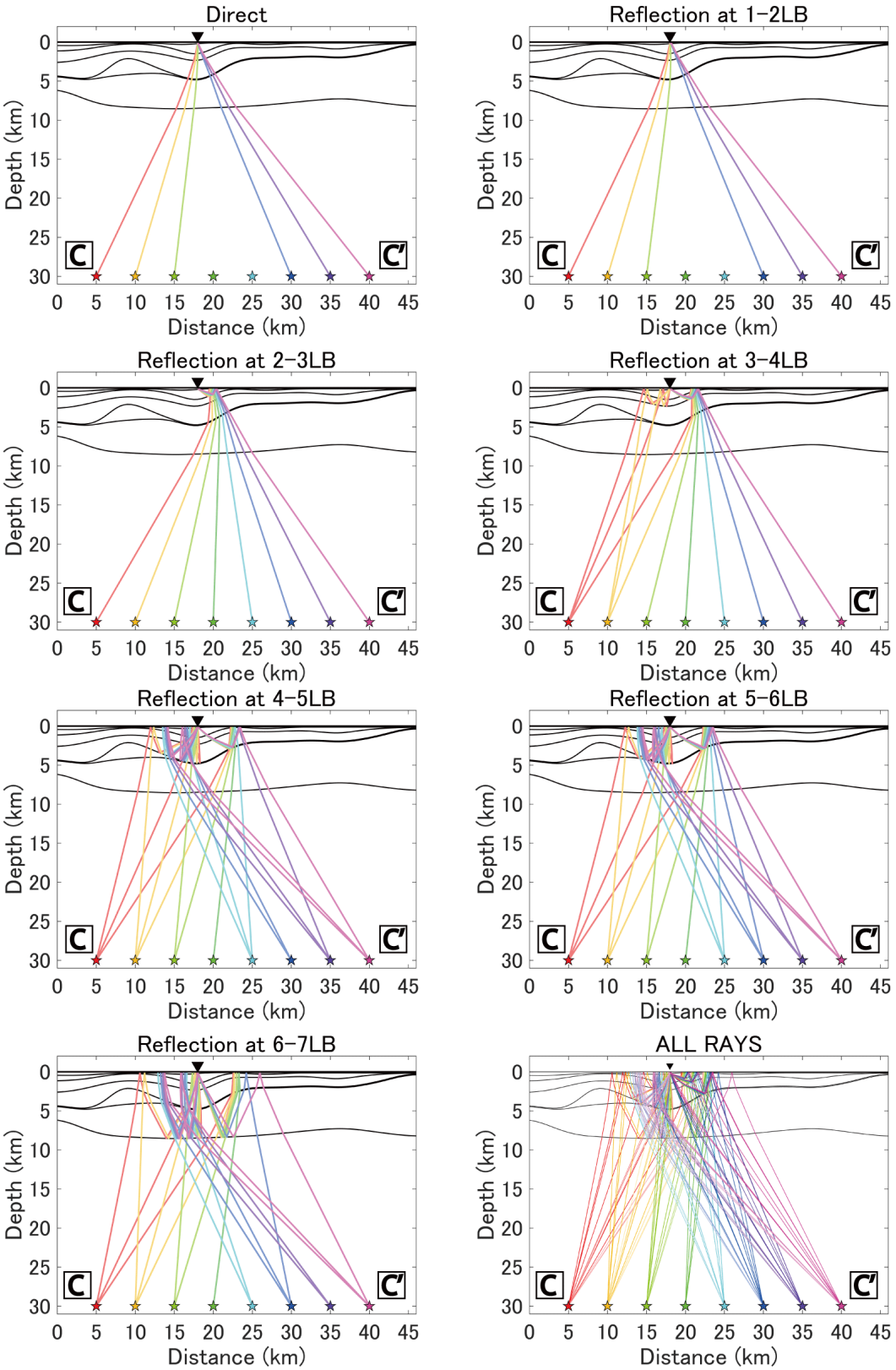


図 4-13　設定した構造モデルにおける各震源位置から観測点までの波線経路

1 段目：直達波と 1-2LB 反射波　　2 段目：2-3LB 反射波と 3-4LB 反射波

3 段目：4-5LB 反射波と 5-6LB 反射波　　4 段目：5-6LB 反射波と全結果の重ね合わせ

4.6　まとめ

本章では，前章で確認された地震記録の自己相関関数の空間変数に対する形状変動とラグタイムの推移を分析することを目的に，離散化波数法，3 次元有限差分法およびレイトレーシングを用いた数値実験を実施した．さらに，ラグタイムの推移を利用した逆解析を実施した．以下に本章の要点をまとめる．

1. 離散化波数法による数値実験から，自己相関関数の振幅は直達波および反射波の射出角に依存する放射特性係数に依存することが示された．
2. 3 次元有限差分法による数値実験から，平行成層構造と不整形基盤構造で計算された波形の自己相関関数には，基盤面の不整形に関する情報を含んでいることが示された．
3. 一様に傾斜する基盤面の構造に平面波入射する仮定における逆解析から，傾斜構造の定量的な推定が可能であることが示され，不整形構造の逆解析手法としての有用性が示された．
4. レイトレーシングによる数値実験から，基盤面の不整形が同一層境界に由来する複数の反射波を発生させる可能性があることが確認された．

以上の結果を踏まえ，本章の検討により以下の知見が得られた．自己相関関数のラグタイムの推移や振幅特性が地下構造の不整形性や傾斜構造に関する重要な情報を含むことが確認され，これらの解析を通じて，地下構造の詳細な特徴を反映した定量的な推定が可能であることが示された．特に，平行成層モデルと比較した際に見られる不整形構造による波動場の干渉や複雑性は，自己相関関数解析を通じた構造解明において特異的な指標となることが明らかとなった．

また，レイトレーシングと自己相関関数解析を組み合わせることで，波線経路と自己相関関数の振幅の対応関係が明確化され，波動の進行方向や反射点の同定が可能となることが考えられる．さらに，レイトレーシングによる波線経路と自己相関関数から得られる走時差を比較することで，地下構造モデルの妥当性を検証し，層境界の不整形や不均質な速度構造を含む複雑な媒質の詳細解析を実現させる潜在性を有する．特に，層境界の不整形度が波動場の複雑化に与える影響を定量的に評価するためには，両手法の統合的な解析が不可欠である．

第 4 章の参考文献

[4-1] 武尾 実：非弾性減衰を考慮した震源近傍での地震波合成　堆積層での非弾性減衰の効果について，気象研究所研究報告，第 36 巻，第 4 号，p245-257，1985. DOI: https://doi.org/10.2467/mripapers.36.245

[4-2] Aki K. and Richards P.G.: Quantitative Seismology, University Science Books, Sausalito, p109, 2002.

[4-3] Maeda T., Takemura S., and Furumura T.: OpenSWPC: an open-source integrated parallel simulation code for modeling seismic wave propagation in 3D heterogeneous viscoelastic media, Earth Planets and Space, Vol. 69(102), 2017. DOI: https://doi.org/10.1186/s40623-017-0687-2

[4-4] 山中 浩明: ハイブリッドヒューリスティック探索による位相速度の逆解析，物理探査, Vol. 60, p265-275, 2007.

[4-5] V. Cerveny: Seismic Ray Theory, Cambridge University Press, 2005.

[4-6] Igel H., and Weber M.: SH-wave propagation in the whole mantle using high-order finite differences. Geophysical Research Letters, 22(6), p731-734, 1995. DOI: https://doi.org/10.1029/95GL00348.

[4-7] Malinowski M.: Deep reflection seismic imaging in SE Poland using extended correlation method applied to PolandSPAN™ data. Geophysical Prospecting, Vol. 689, https://doi.org/1231-1245. DOI: 10.1111/1365-2478.12400.

[4-8] 防災科学技術研究所： 浅部・深部等号地盤モデル，2019, DOI: https://doi.org/10.17598/nied.0012

第 5 章　　実用に向けた検討

5.1　　従来手法の自己相関関数解析との相違点

本節では，本研究で得られた地震記録を用いた自己相関関数解析に関する知見を整理し，従来手法と比較してその相違点を明確にする．

従来の自己相関関数解析において，Chimoto and Yamanaka (2019, 2020)[5-1], [5-2]は，比較的緩やかでコントラストが大きい基盤面構造を有する関東平野の観測点を対象に，震源深さ 50 km 以深の地震記録における S 波の重複反射に着目し，P 波も含めた自己相関関数解析を実施している．一方，Phạm and Tkalčić (2017, 2018)[5-3], [5-4]では，南極氷床の厚さやアフリカ大陸の基盤面深さといった明瞭なインピーダンスコントラストを有する対象に対し，遠地地震の P 波の重複反射を解析対象として自己相関関数解析を行っている．これら両手法に共通する前提として，平行成層構造に平面波が入射するという仮定がある．

構造の推定手法に関しては，前者では鉛直下方入射を仮定し，Haskell 法[5-5]に基づいて理論的な自己相関関数を計算し，地震記録の自己相関関数を線形スタックした結果に対して逆解析を行う手法が用いられている[5-6]．この手法では，インピーダンスコントラストが大きいため，自己相関関数に明瞭な振幅が現れ，逆解析の収束性が向上し，構造の推定が容易になると考えられる．一方，後者では地震記録の自己相関関数に対し，瞬時位相による重み付けスタック（Phase-weighted stacking: PWS）[5-7]を用いて明瞭な振幅を得て，ラグタイムを抽出し，P 波速度との関係から層厚を推定する手法が採用されている．

これら従来手法と比較し，本研究では，自己相関関数を計算する過程自体は共通しているものの，以下の点において大きく異なる．第一に，本研究では観測対象の地震が非常に小規模であり，観測点近傍の地震記録の S 波を主な解析対象としている．第二に，推定される地下構造において各層境界のインピーダンスコントラストが小さく，不整形が顕著に見られるため，従来手法で前提とされる鉛直下方入射仮定や平面波仮定が成立しない．その結果，全ての地震記録を一括でスタックすることは適切ではない．

本研究では，震源の空間分布を考慮し，地震記録の自己相関関数をグルーピングした上で，グループごとにスタックを行う手法を採用している．これにより，空間分布の指標に基づき，スタックされた自己相関関数の振幅変動やラグタイムの推移を解釈することが可能となる．つまり，従来手法が単純なスタックによって解析を進めるのに対し，本研究では震源分布に基づく分類とその後のスタック解析を組み合わせることで，より詳細な構造情報の抽出および空間分布に基づく解釈を実現している点が本研究の明確な特徴である．

また，本研究に基づく自己相関関数解析から，地下構造における層境界面の不整形性による

波動の反射および透過の過程を複雑化が，自己相関関数の形状を変動させることが明らかとなった．本研究においてこの不整形性の影響を詳細に検討した結果，波線経路が不整形構造の影響を受けて複雑化することが確認された．すなわち，従来手法では平行成層構造が仮定されているため単純な反射経路が想定されているが，本研究で対象とした不整形構造では，波動の経路が乱されることが自己相関関数の形状変動に大きく寄与していることが示唆された．この結果から，層境界面の不整形性が自己相関関数に及ぼす影響は，従来の解析手法における単純化された仮定では十分に説明できない複雑な性質を有することが明らかになった．

さらに，本研究では走時差（波線経路）の情報を用いた逆解析を通じて，地下構造の傾斜を含めたチューニングが可能であることが示された．特に，不整形な層境界面が波動経路を複雑化させるものの，自己相関関数の振幅やラグタイムの変動を適切に解析することで，不整形構造に対する高精度なチューニングができる潜在性が確認された．従来の平行成層構造を前提とした自己相関関数解析では，こうした不整形性を適切に扱うことは困難であったが，本研究の手法はこの問題に対して有効であると推察され，地下構造の不整形性を考慮した解析においても適応性が高いと評価できる．

以上のことから，本研究の自己相関関数解析は，従来手法では不可能であった地下構造の不整形性を反映した構造推定の高度化に寄与するものと考えられる．この手法は，特に不整形な構造が目立つ地域において，地下構造モデルの精緻化において重要な役割を果たすことが期待される．

5.2　不整形構造の推定手法に関する提案

本研究で提案する不整形構造推定手法は，震源分布に基づくグルーピングと自己相関関数解析を組み合わせたものである．従来手法では全地震記録を一括してスタックすることで単純化された構造情報を取得するに留まっていたが，本手法の震源分布に基づく地震記録を分類，各グループにおける自己相関関数をスタック，および震源分布に対するスタックした自己相関関数の変動やラグタイムの推移を評価から，不整形構造が波線経路に及ぼす影響を反映した解析結果を得ることが可能となる．さらに，波線経路の複雑性に基づく走時差の情報を用いた逆解析を導入することで，不整形構造を含む地下構造モデルのチューニングを実現する．これにより，従来の平行成層構造を前提とした解析手法では困難であった不整形性を考慮した構造推定が可能となる．

一方で，提案手法にはいくつかの課題が存在する．まず，不整形構造による波動の複雑化は，自己相関関数の形状変動を大きくし，解析精度を低下させる可能性がある．この課題に対しては，震源分布や波線経路の空間的特徴を詳細にモデル化し，精密なデータフィルタリングを行うことで，解析精度の向上が期待される．また，不整形構造が引き起こす波動の多重反射や散乱の影響を適切に評価するために，数値シミュレーションや詳細な理論モデルの導入が必要である．さらに，データ処理の複雑化に伴う計算コストの増大も課題として挙げられるが，近年の計算能力の向上やアルゴリズムの最適化によって，これらの問題は克服可

能であると考えられる．

提案手法の特徴を反射法地震探査やトモグラフィーと比較すると，いくつかの類似点と相違点が見いだされる．反射法地震探査やトモグラフィーは，いずれも波動の伝播特性を用いて地下構造を推定するという点では共通している．一方で，反射法地震探査とは人工震源を使用している点で異なり，トモグラフィーは発震時刻に対する直達波の走時を対象としている点で異なる．提案手法は，自然地震の直達波と反射波の走時差を対象としているため，コスト面や作業効率，震源の発震時刻の精度に依存しない点で有利である．

さらに，現在の地震観測網の発達と蓄積された地震記録の膨大なデータ量を背景に，本手法の実現性は非常に高いと考えられる．観測網の高密度化と観測精度の向上により，震源分布を考慮したデータ解析がより詳細かつ効率的に行えるようになり，不整形構造の推定精度が一層向上することが期待される．

社会的意義の観点からは，本手法は防災や設計用入力地震動の作成に資する地下構造モデルの改善に寄与する点で重要である．不整形構造が地震波動の増幅特性に与える影響を定量的に評価することで，より現実的で安全性の高い設計基準の策定が可能となる．さらに，精度の高い地下構造モデルは，地震時の被害予測や緊急対応計画の策定においても重要な役割を果たす．以上より，本手法は学術的意義に留まらず，実践的かつ社会的意義の高い成果をもたらすものと位置づけられる．

第 5 章の参考文献

[5-1] Chimoto K. and Yamanaka H.: S-Wave velocity structure exploration of sedimentary layers using seismic interferometry on strong motion records, Exploration Geophysics, Vol. 50(6), p625-633, 2019. DOI: https://doi.org/10.1080/08123985.2019.1654835

[5-2] Chimoto K. and Yamanaka H.: Tuning S - Wave Velocity Structure of Deep Sedimentary Layers in the Shimousa Region of the Kanto Basin, Japan, Using Autocorrelation of Strong - Motion Records, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 110(6), p2882-2891, 2020. DOI: https://doi.org/10.1785/0120200156

[5-3] Phạm TS. and Tkalčić H.: On the feasibility and use of teleseismic P wave coda autocorrelation for mapping shallow seismic discontinuities, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 122(5), p3776-3791, 2017. DOI: https://doi.org/10.1002/2017JB013975

[5-4] Phạm TS. and Tkalčić H.: Antarctic Ice Properties Revealed From Teleseismic P Wave Coda Autocorrelation, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 123(9), p7896-7912, 2018. DOI: https://doi.org/10.1029/2018JB016115

[5-5] Nakahara H.: Theoretical background of retrieving Green's function by cross-correlation: one-dimensional case. Geophys J Int, Vol. 165(3), p719-728, 2006. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02916.x

[5-6] 山中 浩明: ハイブリッドヒューリスティック探索による位相速度の逆解析, 物理探査, Vol. 60, p265-275, 2007.

[5-7] Schimmel M., Paulssen H.: Noise reduction and detection of weak, coherent signals through phase-weighted stacks. Geophys J Int Vol. 130(2), p497-505, 1997. DOI: https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb05664.x

第 6 章　　結論

6.1　研究の総括

本研究は，地震動の増幅特性に大きく影響する地下構造の不整形性に着目し，単一観測点で得られた地震記録に基づく自己相関関数解析を通じて，不整形地下構造の詳細な推定を目指したものである．従来の解析手法では，地下構造が平行成層構造，かつ平面波入射であるという仮定が一般的であったが，この単純化された仮定は，実際の地下構造の複雑性を十分に反映できないという課題が存在していた．そのため本研究では，平行成層構造および平面波入射仮定の限界を克服し，より一般的な地下構造の推定を可能にする新たな解析手法の確立に取り組んだ．

具体的には，複雑な地下構造であると推定されている勇払平野を対象地域として選定し，地震記録を用いた自己相関関数解析を実施した．地震記録の自己相関関数を震源分布ごとに分類した結果，その振幅に関する形状の変動やラグタイムの推移が見られ，地下構造の不整形による影響が示唆される結果となった．さらに，数値実験として離散化波数法，3 次元有限差分法，およびレイトレーシング法を通じて，地震記録の自己相関関数が地下構造の傾斜角度や不整形性の影響を受けることを明らかにした．

その結果，自己相関関数解析は，従来の平行成層構造モデルでは捉えられなかった複雑な波動場の特徴を捉えることができる有効な手法であることが示された．特に，地下構造の不整形性が地震波の反射や屈折を引き起こし，その結果として自己相関関数の振幅特性や走時差を表すラグタイムに影響を与えることが明確に示された．この成果により，自己相関関数を用いた地下構造解析の適用範囲が大きく拡大し，複雑な地盤条件を考慮した高精度な地下構造推定の基盤が構築された．

6.2　今後の課題と展望

本研究の成果は，地下構造の不整形性を定量的に推定するための基礎的な枠組みを示したが，以下の課題が残されている．

1. 多地点観測への拡張
   本研究では単一観測点での解析に焦点を当てたが，複数観測点を統合した解析を行うことで，3 次元地下構造モデルの高精度化が期待される．
2. 実データへの適用範囲拡大
   提案手法を他の地域の観測データに適用し，異なる地質条件や地下構造に対する有効性を検証する必要がある．特に都市部や地盤条件が複雑な地域における適用が期待される．
3. 高周波成分の活用
   より高周波数帯域の地震記録を解析することで，浅部地下構造の詳細な推定も可能となり，総合的な地下構造モデルの精緻化に寄与する．
4. 逆解析アルゴリズムの適用と高精度化
   数値実験で用いた逆解析手法の精度向上と計算コストの低減が求められる．また，不整形な地下構造の影響を考慮する手法の開発が課題となる．

今後は，観測データの統合解析および数値シミュレーション技術の発展により，より精度の高い 3 次元地下構造モデルの構築が期待され，地震動予測の高度化と防災・減災への貢献が可能となるであろう．

謝辞

本研究の一部は JSPS 科研費 JP23KJ002103, 公益財団法人大林財団（2021 年度）によります．図の作成には Generic Mapping Tools, Adobe Illustrator, MathWorks Matrix Laboratory を使用しました．記して感謝いたします．

本研究を進めるにあたり，多くの方から終始あたたかいご指導と激励を賜りました．特に，指導教員である北海道大学工学研究科 髙井 伸雄 准教授には，文章の書き方をはじめ，解析結果の着眼点，発表の仕方など，初歩的なことから発展的なことまで，多大なるご指導をしていただきました．深く感謝いたします．

東京科学大学（旧東京工業大学）の山中 浩明 教授，津野 靖士 准教授，九州大学の神野 達夫 教授，重藤 迪子 助教授，株式会社ジオテック，公益財団法人鉄道総合研究所の方々には，観測機材の使用方法や，解析方法，解析用プログラムの提供など，多くのご指導をしていただきました．深く感謝いたします．

同期をはじめ，周囲の方には，多大なご協力とご支援をいただきました．同じタイミングで博士課程に進学した任 裕彬氏，射場 淳氏とは，奨学金関係や博士論文に関する情報交換，焼肉，昼食など，忙しい日々に憩いとなるひと時を共有させていただきました．深く感謝いたします．

最後に，これまで私をあたたかく応援してくれた両親と祖母，妻，愛猫の笑太郎，実家の犬のティートゥリー，姉の家の犬のマシュマロに心から感謝します．