

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	伝播経路のランダム速度不均質が近距離の地震動に及ぼす影響
Title(English)	
著者(和文)	佐藤吉之
Author(English)	Yoshiyuki Sato
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10844号, 授与年月日:2018年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:翠川 三郎,盛川 仁,山中 浩明,元結 正次郎,松岡 昌志
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10844号, Conferred date:2018/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 29 年度学位論文

伝播経路のランダム速度不均質が
近距離の地震動に及ぼす影響

平成 30 年 3 月

東京工業大学

佐藤 吉之

伝播経路のランダム速度不均質が近距離の地震動に及ぼす影響

目 次

1. 序論	1
1.1 研究の背景と目的	2
1.2 既往の研究	4
1.2.1 地震動に対する伝播経路の影響に関する研究	4
1.2.2 伝播経路の不均質性に関する研究	6
1.3 本論文の構成	18
第1章の参考文献	20
2. 不均質媒質の数値モデル化と計算手法	23
2.1 はじめに	24
2.2 ランダム不均質媒質のモデル化と数値計算手法	26
2.3 不均質媒質での計算波に見られる基本的性状の確認	41
2.3.1 計算波の基本的性状	41
2.3.2 不均質のケース数の検討	43
2.3.3 エルゴード性の検討	45
2.3.4 不均質パラメータによる計算波の差異	47
2.4 まとめ	68
第2章の参考文献	69
3. 地震観測記録に基づく伝播経路の不均質パラメータの推定	71
3.1 はじめに	72
3.2 不均質パラメータの推定手法	74
3.3 検討する観測記録	75
3.4 地震基盤波と不均質パラメータの推定	82
3.4.1 地盤同定による地震基盤波の推定	82
3.4.2 地震基盤波の包絡形による不均質パラメータの推定	85
3.5 数値シミュレーションを用いた不均質パラメータの検討	102
3.5.1 検討手法	102
3.5.2 計算波から推定された不均質パラメータと観測値の比較検討	103
3.6 まとめ	116
第3章の参考文献	117

4. 近距離での地震動シミュレーションに与えるランダム不均質媒質の影響.....	119
4.1 はじめに	120
4.2 点震源モデルによる振幅の距離減衰特性に対する影響.....	122
4.3 点震源モデルによる振幅のばらつきに対する影響.....	131
4.4 点震源による振幅の方位分布（震源放射特性）に対する影響.....	142
4.5 点震源による地震動の継続時間（包絡形）に対する影響.....	159
4.6 面震源による地震動に対する影響.....	168
4.7 まとめ	207
第4章の参考文献	209
5. 結論	212
本論文に関連して発表した論文	214
謝辞	215

1. 序論

1.1 研究の背景と目的

地震の発生とともに地下深くの震源から地震波が生ずる。この地震波は地殻やマントルを伝播して観測点直下の深部にある岩盤(基盤)に到達する。岩盤上の地盤に入射した地震波は、構造の変化により生ずる反射屈折を繰り返して、その特性は大きく変化する。そこで、地震動の特性は、震源から発生する地震波の特性(震源特性)、震源から基盤までに地震波が伝播する間に生ずる特性(伝播特性)、地盤内での地震波の反射・屈折により生ずる特性(地盤特性)、の3つに分離して考えることができる。

想定地震に対して地震動予測を行うために、これら 3 つの特性がモデル化されている。震源特性については、まず大地震に対応する面震源の破壊過程の影響を工学的な地震動予測に導入することが必要となる。これに対して、翠川・小林(1979)は距離減衰式に基づいた中小地震の応答スペクトルを断層破壊過程に基づいて重ね合わせるにより大地震の応答スペクトルを合成して、それに基づいて時刻歴波形を生成することを提案し、設計用入力地震動の評価手法として多くの事例に適用されてきた。1995年に兵庫県南部地震では断層近傍の地震動が記録され、構造物に影響の大きい周期 1~2 秒のパルス状波形が観測された。このパルス波は強震動生成域(アスペリティ)に起因することから、想定地震に対する地震動予測においてもアスペリティを考慮した震源断層モデルの導入が課題となった。アスペリティの大きさおよびそのすべり量については、地震観測記録による震源インバージョンの結果に基づいて、全体の断層の大きさおよび全体のすべり量との比例関係が見出され(Somerville et al.(1999))、それに基づいて、いわゆる特性化震源モデルが提案され(例えば入倉(2006)、地震調査研究推進本部(2008))、設計用入力地震動作成に活用されている。

伝播特性については、前述のように震源から地震基盤面に到達するまでの経路の効果を表しており、標準的な地震動予測手法ではその効果を幾何減衰とそれ以外の減衰の 2 種の減衰に分けてモデル化が行われている(例えば日本建築学会(2005))。このうち幾何減衰は伝播距離の増大に伴う波面の広がりを表しており、一般的には震源距離の-1 乗に比例する幾何減衰が適用される。震源が深い場合あるいは遠距離の伝播の場合については負のべき乗の数値を変えた設定が用いられる場合がある(例えば日本建築学会(2009))。幾何減衰以外の減衰として、伝播経路内では内部減衰および散乱減衰が生じる。内部減衰は媒質の非弾性的な性質により地震波エネルギーが熱エネルギーに変換することにより生じ、散乱減衰は媒質の物性の不均質による地震波エネルギーの散乱に起因して生じる。標準的な地震動予測手法においては、内部減衰と散乱減衰を区別せず、後述の Q 値と呼ばれるパラメータによって簡便なモデル化がなされている。

地盤特性については、地盤の差異による地震動の増幅への影響が大きいことから、震源特性・伝播経路特性に較べて多くの検討事例が積み重ねられ、地下構造データと理論計算に基づいて増幅特性の評価手法が比較的早期に実用化されている。例えば水平成層構造地盤に対しては重複反射理論(Haskell(1960))に基づいた基盤入射波に対する地盤増幅率の評

価が可能である。近年では計算機能力の向上により 3 次元的不整形地層構造をモデル化し、差分法等の数値計算手法による地盤増幅特性の評価が可能になっている（例えば Graves(1999)）。

以上の震源特性、伝播特性、地盤特性のモデル化について比較すると、伝播特性のモデルは他の2つに比べて単純であり、検討の余地が大きいものと考えられる。検討課題の一つとして、伝播経路の不均質性による散乱現象の把握があげられる。伝播経路の不均質はランダム性を有しているため、均質媒質における地震動に対して平均的特性を変化させるだけではなく、不確定性も生じさせる。この不確定性は偶然的な不確定性として評価されている。

伝播経路の不均質性は決定論的にモデル化することが困難であるため、ランダムな不均質としてモデル化が行われ、ランダム媒体での波動方程式の近似解から検討が行われてきた(例えば、佐藤・山下(2001))。しかし、近似解の方法では近距離に対する評価は適用範囲外であるため、地震工学上重要な近距離の地震動に対する影響はほとんど検討されていない。以上の背景から、本研究では、特に地震工学上重要である強震動が発生する震源から近距離の領域に対して、不均質媒質の散乱効果が地震動にどのような影響を及ぼしているかについて、数値シミュレーションおよび観測記録に基づいた検討を行うことを目的とする。

1.2 既往の研究

1.2.1 地震動に対する伝播経路の影響に関する研究

図 1.2-1 に震源・伝播経路・地盤の概念図を示す。ここで伝播経路は均質すなわち物性の変化が無いものとして表現されているが、現実の伝播経路には様々なスケールでの不均質性が存在する。そのうち巨視的スケールの不均質構造の例としては、図 1.2-2 に示すような地殻からマントルに至る多層構造やプレートの沈み込みの構造(宇津(1984))が挙げられる。図 1.2-2 においては、周囲に較べて地震波速度が大きい太平洋プレートが大陸地殻下のマントル内に沈み込むことにより、速度の不均質構造が形成されている。これらは伝播経路を物性の異なる複数の領域に区分することで表現することが可能であるため、決定論的な不均質性といえる。すなわち堆積層・地殻・マントル等を複数の地層でモデル化し、数値解析的手法(例えば Graves(1986))を適用することにより、地震動への影響を考慮することが可能である。一方、このような決定論的なモデル化により評価することができない、より微視的な伝播経路特性の影響については、前述のように Q 値と呼ばれるパラメータを用いて表される。

例えば短周期地震動の予測手法として普及している統計的グリーン関数法(釜江・他(1991))においては、伝播経路の影響を幾何減衰項と Q 値をパラメータとした減衰項 $P(f)$ の積として、次のようにモデル化されている。

$$P(f) = r^{-\gamma} \exp(-\pi f r / QV) \quad (1.2-1)$$

ここで f は周波数、 r は震源距離、 V は平均的な地震波速度である。 $r^{-\gamma}$ の項が幾何減衰項を表し、指数項が不均質性を含むその他の伝播経路の影響を表している。幾何減衰は地震波面が空間的に広がることにより振幅が減衰する効果であり、概ね震源距離が 100km 以内の内陸地震および深さが 60km 以内の海溝型地震の場合にはその効果を伝播距離の逆数で表すことができるとされている(例えば日本建築学会(2009))。すなわち一般的に (1.2-1) 式においては $\gamma=1$ が仮定されることが多い。

(1.2-1)式のうち Q 値をパラメータとする指数項は、幾何減衰以外の要因による地震波の減衰を表しており、具体的には伝播に伴う地震波の散乱および媒質の非弾性的性質による波動エネルギーから熱エネルギーへの転化による減衰に対応している。(1.2-1)式からわかるように Q 値が小さいほど、減衰が大きいことを示している。なお Q 値はその値が十分に大きい場合には減衰定数 h と $Q=1/2h$ の関係を有している。

媒質の散乱特性、非弾性的性質の差異を反映して、伝播する領域による Q 値の差異が生じる。例えば前出の図 1.2-2 においてはプレートの沈み込みによる大局的な Q 値構造の差異が示されている。すなわち海溝から沈み込む海溝プレート内は減衰が小さい高 Q 領域(図中

の High Q)となっており、その上部に位置する陸域化のマントルは減衰の大きい(同 Low Q)領域となっている。

このように伝播領域により Q 値特性が異なることから、目的の領域における Q 値を知ることが必要となる。地震観測記録から伝播経路上の平均的な Q 値を推定する代表的な手法としてはスペクトル・インバージョン手法(岩田・入倉(1986))が挙げられ、当手法により海溝型地震、内陸地殻内地震を対象にして全国的な範囲で、主として S 波の Q 値 (Q_s) の解析事例が蓄積されている。前述のように、Q 値は本研究で着目する媒質の不均質性による散乱効果を反映している。そこで以下では、スペクトル・インバージョンにより推定された既往研究による Q 値についてまとめる。まず海溝型地震を対象にした Q_s の推定事例を図 1.2-3 に示す(日本建築学会(2005))。図 1.2-4 には図 1.2-3 に示した領域で推定された S 波に対する Q 値(Q_s)を比較して示している。これらの研究で解析された地震は沈み込んだプレート周辺の地震が多いことから、海域から陸域に至るマントルおよび地殻の平均的な Q_s が得られていると考えられる。図 1.2-4 から Q_s は周波数依存性を考慮して $Q_s=Q_{s0}f^n$ とモデル化されている (f は周波数(Hz), Q_{s0} と n がパラメータ)。 Q_s には地域による差異が見られ、概ね $(60\sim 110)f^{0.7\sim 1.0}$ (f は周波数) の範囲に分布していることが示されており、1Hz での Q_s に相当する Q_{s0} については 2 倍程度の変化が見られる。

また伝播経路における平均的な Q 値には距離依存性が見られ、近距離の観測記録からスペクトル・インバージョン手法で推定された Q 値は遠距離の記録からの Q 値に比べてより小さな値を示す傾向がある。例えば、天池・他(2006)は内陸地殻内地震を対象にして全国各地で評価された Q_s 値について調査し、その結果を図 1.2-5 のようにまとめている。震源距離が約 80km 以内のデータから推定された Q_s はほぼ $(35\sim 70)f^{(0.8\sim 1.0)}$ の範囲に、震源距離が約 60km 以内の Q_s はほぼ $(20\sim 50)f^{(0.8\sim 1.0)}$ の範囲に分布することを確認しており、震源距離の減少とともに平均的な Q_s が減少する可能性を指摘している。観測記録から推定される Q_s 値が震源距離により変化する原因の一つとしては、伝播距離が大きな記録ほど地下深部の影響が強くなり、地下深部は浅部に比べて平均的に高 Q_s すなわち散乱減衰・内部減衰が小さい可能性が考えられる。

より小さいスケールでの Q_s の推定を行った事例として、 Q_s の三次元ブロックインバージョン(例えば中村・植竹(2002))が挙げられる。この研究では図 1.2-6 のように解析対象領域を 3 次元のブロックに区切り、各ブロックにおける Q_s を推定している。図では 1Hz, 5Hz, 10Hz における Q_s の推定結果を示しており、寒色になるほど高 Q_s であることを表している。図 1.2-6 を見ると、概ね地殻に対応する深さ 0-30km の領域と、上部マントルに対応する深さ 30-60km の領域とを比較すると、後者の方 Q_s の値が小さい領域が増えており、鉛直方向の伝播媒質の変化により、散乱・内部減衰特性が変化していることが推定される。

1.2.2 伝播経路の不均質性の影響に関する研究

上述のように一般に距離減衰式における振幅の減衰は、伝播経路を大局的に捉えて波線の広がりによる幾何減衰項と非弾性による内部減衰項のみを想定してモデル化されている。しかし地球内部には前節で挙げた層構造・プレート構造に対応する大局的な速度値の変化以外にも、より細かいスケールでの速度の変動の存在も確認されている(Wu and Aki(1988))。決定論的にはモデル化できないこのような物性の不均質はランダム不均質と呼ばれる(Sato et al.(2012))。

ランダム不均質については理学分野において、地震波速度の実測データや地震観測記録の解析に基づいて、推定事例が蓄積されてきた(例えば Wu and Aki(1988)、小菅(2001))。例えば Shiomu et al.(1997)は図 1.2-7 に示すように関東地方および九州地方における深井戸における PS 検層データに基づいて、堆積層および地殻上部における地震速度の変動について検討を行い、地質学的な層境界に対応する速度変化以外により短波長の揺らぎが重畳していることを示している。また Holliger and Levander(1992)は地表に地殻の構成岩が露出している地域における詳細な地質分布に基づき、Flatte and Wu(1988)は水平アレイ観測記録の解析に基づいて地殻内における短波長の速度揺らぎの存在を確認している。より深部の伝播経路におけるランダム不均質速度構造については、直接測定することは不可能であるが、地震波の解析からランダム不均質性を特徴づけるパラメータを推定することができる。その際に、ランダムな変動成分の成分を表すために、ガウス分布、指数分布、フォン・カルマン分布等の確率分布モデルが用いられている(小菅(2001))。これらの確率分布モデルに共通したパラメータとして、不均質の相関距離 a および平均速度に対するゆらぎの割合の RMS(2乗平均平方根) ε が用いられる。図 1.2-8 は Wu and Aki(1988)によりまとめられた、地殻からマントルに至るまでの a, ε の推定値であり、 a を横軸に ε を縦軸にとり整理されている。強震動予測において重要となる伝播経路はリソスフェアに概ね対応しており、その a は概ね 0.3km から 20km に、 ε は概ね 0.02 から 0.1 の範囲に分布している。また小菅(2001)世界各地で推定された地殻内の a と ε を整理しており、それぞれ概ね 0.01~0.08 および 0.5~1.0km に分布するとしている。いずれにせよ a と ε の分布範囲は広く、地域差が反映されていると考えられる。

伝播経路におけるランダム不均質性は地震波に様々な影響をおよぼしていると考えられる。層構造の不連続面の場合には入射波に対する屈折、反射波などが生じるが、ランダム不均質性の場合には、地震波の波長と不均質性の空間的分布の特徴的な長さとの関係によって様々な散乱現象が生じる(Wu and Aki(1988))。Wu and Aki(1988)によると、地震波の波数を $k(\text{km}^{-1})$ とし、相関距離 $a(\text{km})$ との積 ka が 1 に近いとき、すなわち地震波の波長に対して相関距離が同程度の場合には、広角散乱が卓越して後方散乱波が励起される。この後方散乱波は観測記録において主要動部の後部に見られるいわゆるコーダ波となって現れ、Aki and Chouet(1975)に示された図 1.2-9 のように伝播距離とともにコーダ波の

振幅が増大するようになる。また、 $ka \gg 1$ の場合、すなわち地震波の波長に対して不均質の相関距離が大きい場合には入射波に対して前方への散乱や回折の影響が大きくなり、散乱波のエネルギーは前方に集中するようになる。この場合には、図 1.2-10 の概念図に示すように震源ではパルス的であった波が伝播とともに崩れていき、継続時間が広がる（佐藤・山下（2001））ことから、工学的に重要となる S 波主要動部への影響が大きい。以上のような、ランダム不均質の影響を受けている P 波、S 波直達波部の包絡形、コーダ波の包絡形については、地震波速度項に摂動を与えた波動方程式の近似解により理論的な評価式が導出されており、それに基づいて観測記録の分析が進められてきている（例えば、Sato et al.(2012), Saito et al.(2002)）

以上のように、ランダム不均質媒質中における包絡形の検討が進み、ランダム不均質モデルを設定できれば、初動部およびコーダ部とも包絡形の理論式による評価が可能になっている。しかし、構造物の応答値の評価に必要な時刻歴やそのばらつきについては理論的な解が得られておらず、その定量的評価が課題と考えられる。このような課題に対する評価手法としては、不均質分布を数値モデル化した数値シミュレーションが有力な手法と考えられ、例えば Shapiro and Kneib（1993）、Hoshiya(2000)はランダム不均質媒質内での平面波の伝播を数値解析によりシミュレーションしている。しかし、これらの研究では解析領域内に震源を含んでおらず、また平面波の伝播を仮定していることから、震源から離れた遠方のシミュレーションを行っていることになり、工学的に重要となる震源から近距離の検討が必要となる。近年、震源から近距離の領域に差分法を適用したシミュレーションが行われている（Imperator and Mai(2013)、Takemura et al.(2009)）。しかし不均質モデルのパラメータとしては既往研究を参照した値を仮定していることから、近距離の伝播領域に適切な不均質パラメータを設定した上でのシミュレーションが必要となる。

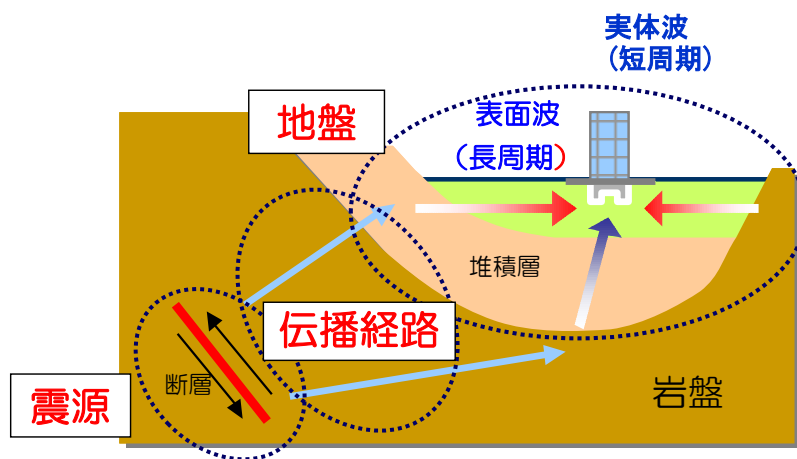


図 1.2-1 震源、伝播経路、地盤の概念図

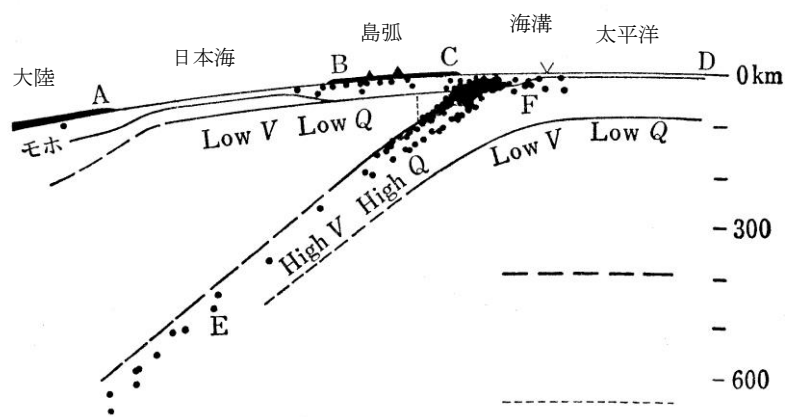


図 1.2-2 沈み込み帯における巨視的な構造不均質(宇津(1984))

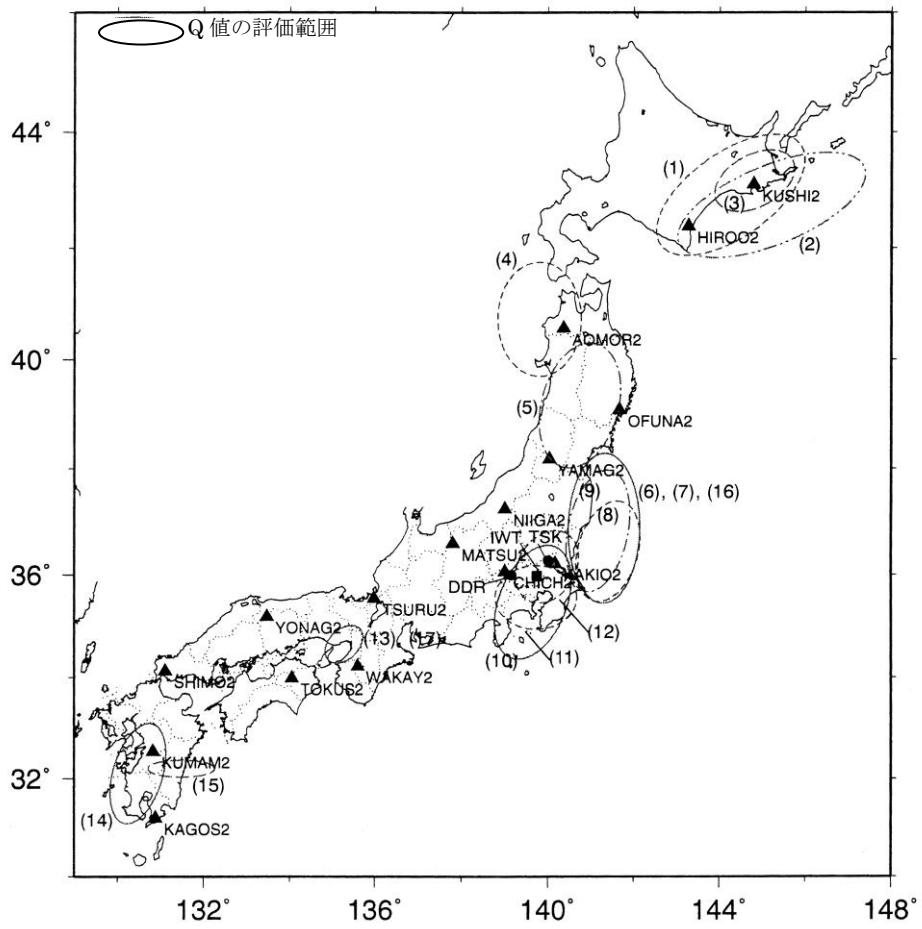


図 1.2-3 S 波の Q 値(Qs)が評価されている地域の例 (日本建築学会(2005))

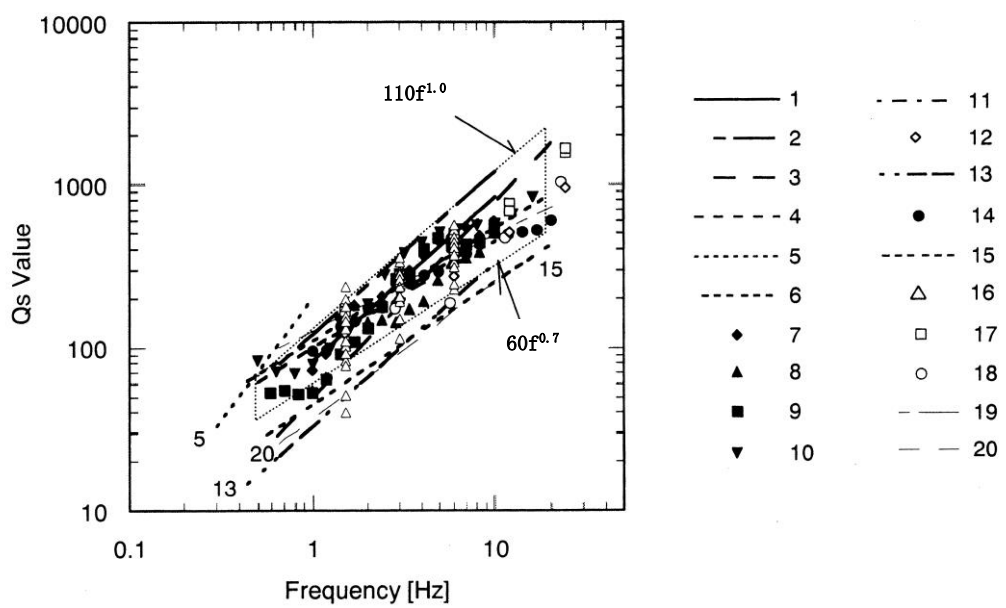


図 1.2-4 図 1.2-2 に示した領域において推定された S 波の Q 値(Q_s)(日本建築学会(2005))

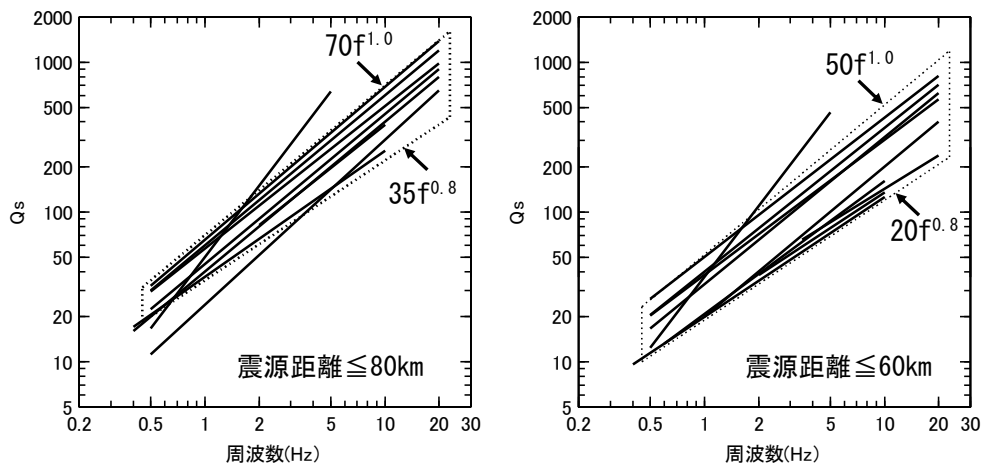


図 1.2-5 内陸地殻内地震に対して全国各地で推定された S 波の Q 値(Q_s)
(天池・他(2006)に加筆)

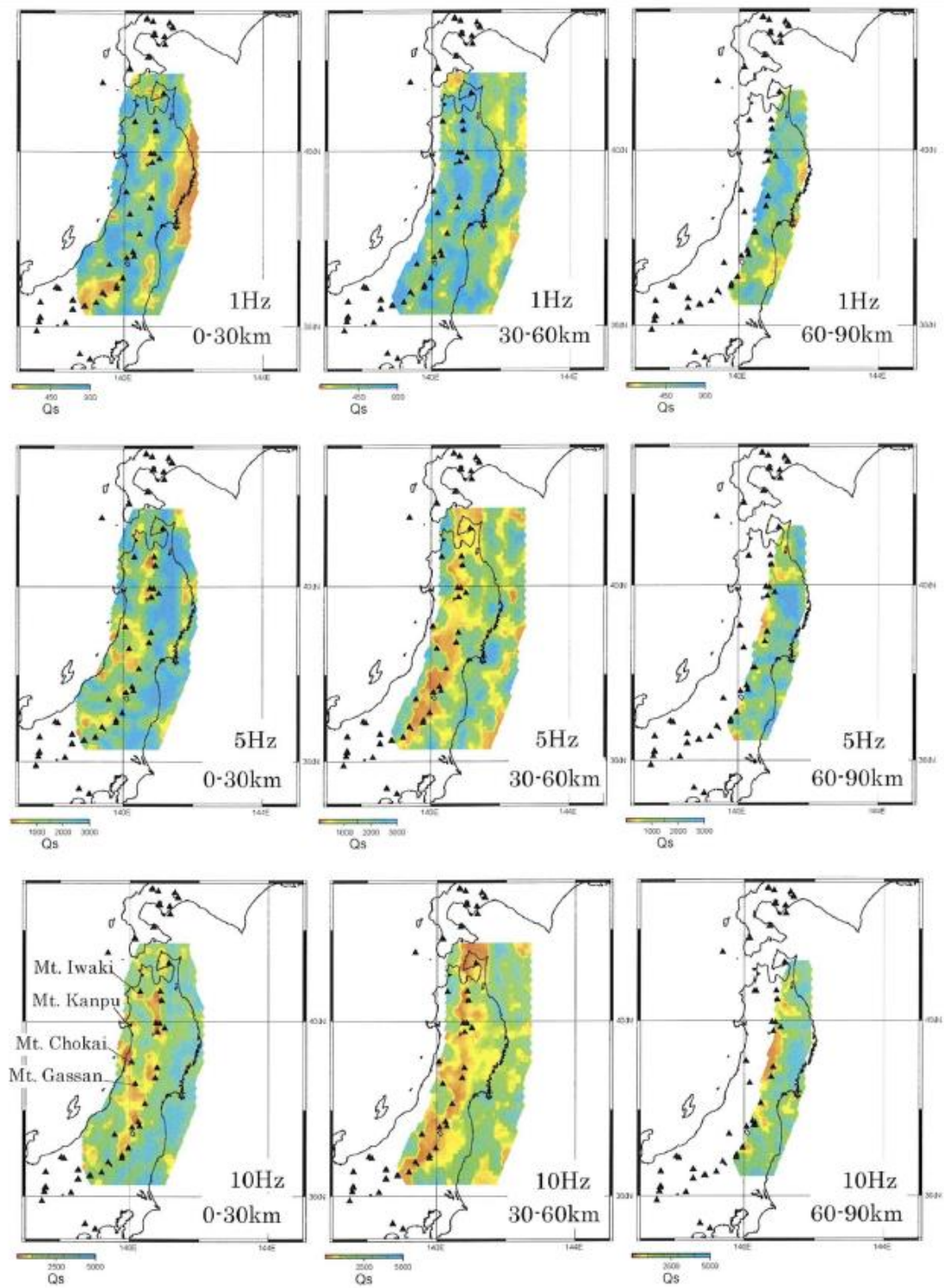


図 1.2-6 中村・植竹(2002)により推定された Q_s の 3 次元分布

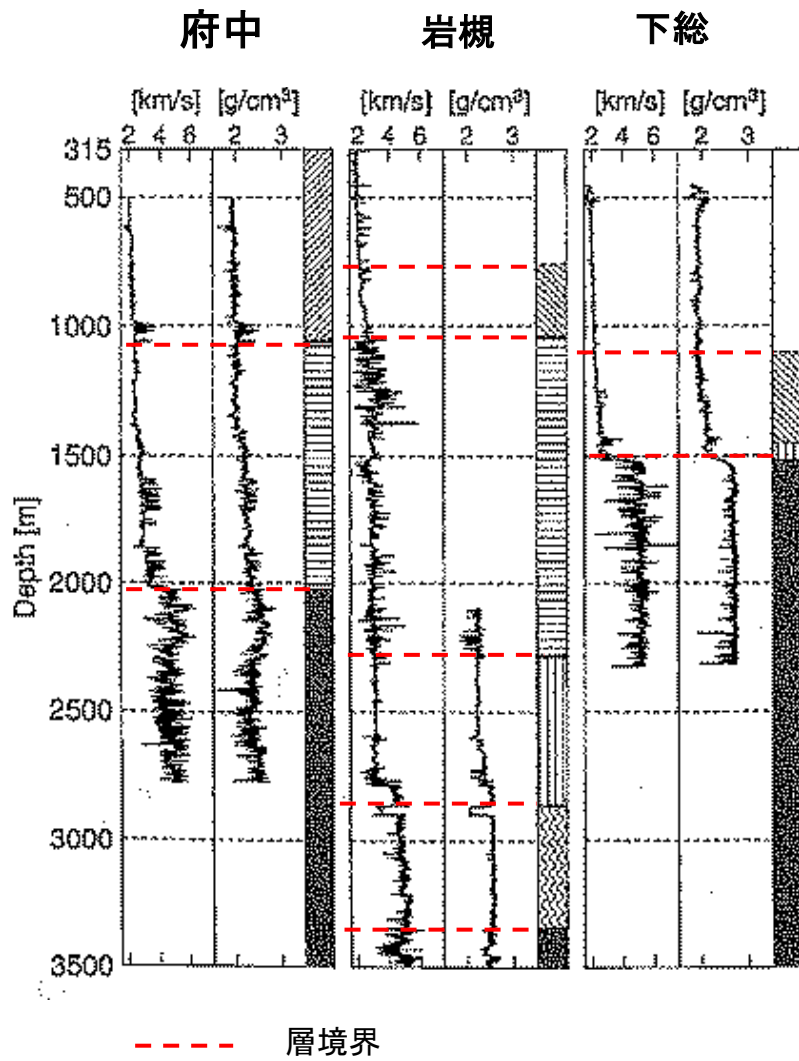


図 1.2-7 深井戸における PS 検層における地震波速度の揺らぎ
(Shiomi et al.(1997)に加筆)

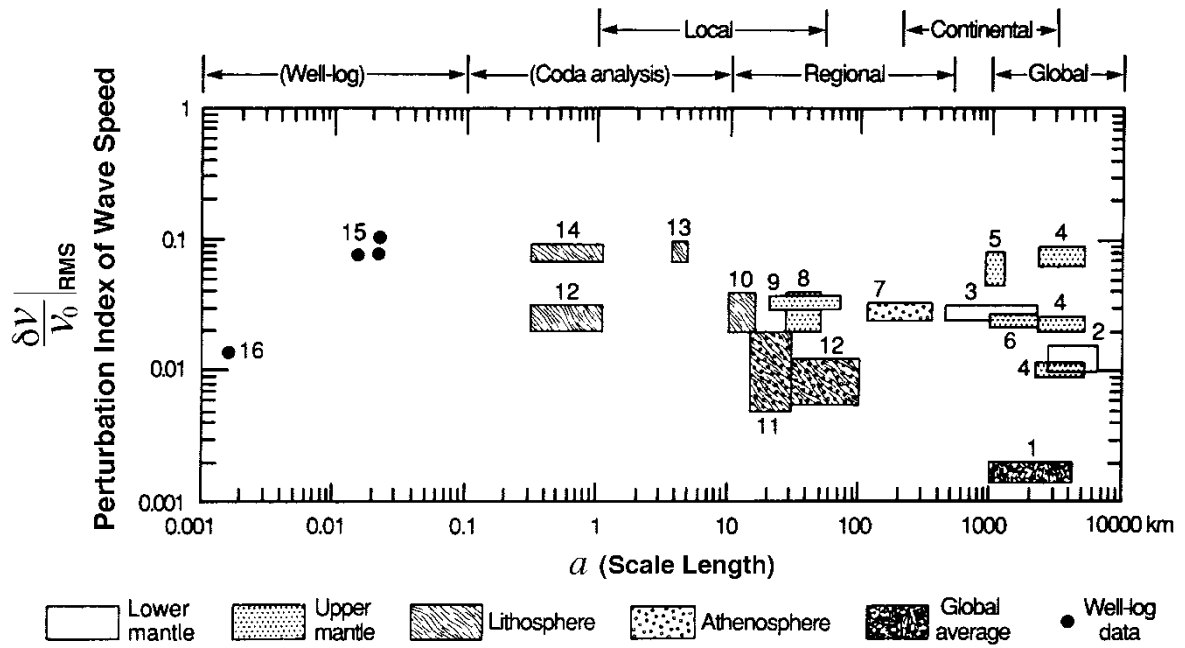


図 1.2-8 地震波速度の不均質の強さと相関距離(Wu and Aki(1985)に加筆)

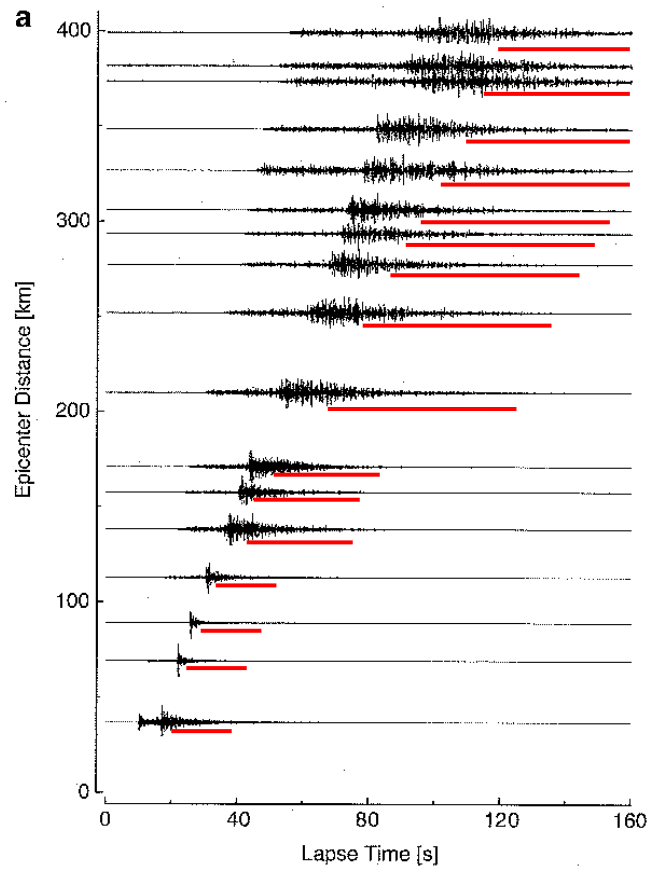


図 1.2-9 伝播距離によるコーダ波長の変化の例。赤線部がコーダ波の大まかな位置を示す。(Aki and Chouet(1975)に加筆)

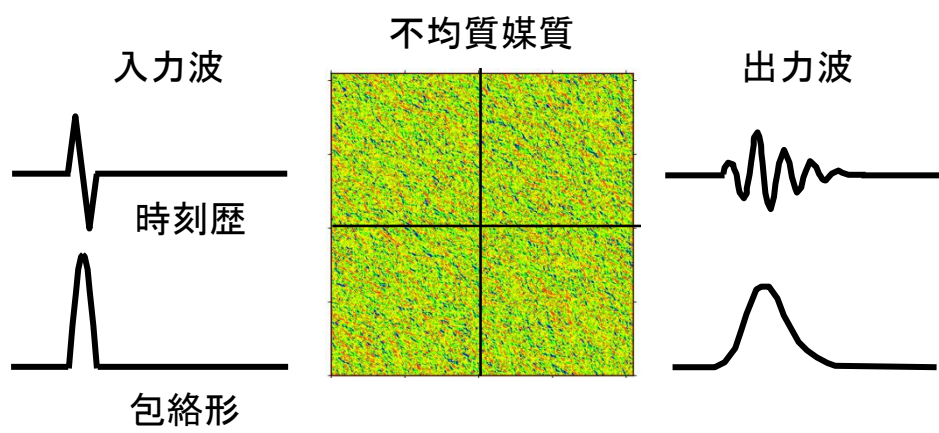


図 1.2-10 不均質媒質による地震波の継続時間の増大

1.3 本論文の構成

以上の背景から本論文では、強震動が生成し、工学的に重要である近距離領域での地震動の計算波に伝播経路におけるランダム不均質性がどのような影響を及ぼすかについて、数値解析に基づいた検討を行う。図 1.3-1 には本論文の構成を示す。

1 章(本章)「序論」では、伝播経路のモデル化について述べた後、ランダム不均質に関する地震波の影響についての現状と問題点から、本研究の目的を定めている。

2 章「不均質媒質の数値モデル化と計算手法」では、本研究における数値計算手法について述べるとともに、適用する速度のランダム不均質モデルの作成法について説明する。さらに複数の不均質モデルを仮定した試算を行い、本手法による計算波において散乱の効果が現れることを確認する。

3 章「地震観測記録に基づく伝播経路の不均質パラメータの推定」では、数値解析の結果に影響を与える不均質のパラメータについて、地震観測記録に基づいた検討を行う。ここでは、本研究の目的である近距離における不均質媒質の効果を評価するために、震源距離が 10km~50km 程度の伝播距離が短い観測記録をデータとした検討を行う。

4 章「近距離での地震動シミュレーションに与えるランダム不均質媒質の影響」では、3 章において近距離の地震動に適切と判断した不均質パラメータに基づいて、不均質媒質モデルを作成し、シミュレーション波に基づいた検討を実施する。その際に検討項目として以下を設定する。

- ①点震源モデルによる振幅の距離減衰特性に対する影響
- ②点震源モデルによる振幅のばらつきに対する影響
- ③点震源による振幅の方位分布（震源放射特性）に対する影響
- ④点震源による地震動の継続時間（包絡形）に対する影響
- ⑤面震源による地震動に対する影響

①では、点震源モデルを仮定した計算波の最大速度とフーリエスペクトルに着目して、散乱減衰の効果について検討する。②では不均質媒質による散乱が地震動振幅に及ぼす影響の検討として、計算波の最大速度値、応答スペクトルおよびフーリエスペクトルに基づいた評価を行う。③では点震源モデルによる 4 象限型の理論的な震源放射特性が不均質媒質内でどのような影響を受けるのかについて検討する。④では不均質媒質内での散乱波の発生により震源から発した波形の継続時間の延びについて検討する。以上で点震源から発せられた波の基本的な性状に対する不均質媒質の影響を確認した後、⑤では大地震を想定して面震源モデルによる地震動に対する影響について検討する。特に震源近傍の地震動の重要な特性であるディレクティブティ効果が不均質による散乱の効果が影響を及ぼしているかどうかについて確認を行う。

5 章「結論」では、本研究で得られた成果をまとめる。

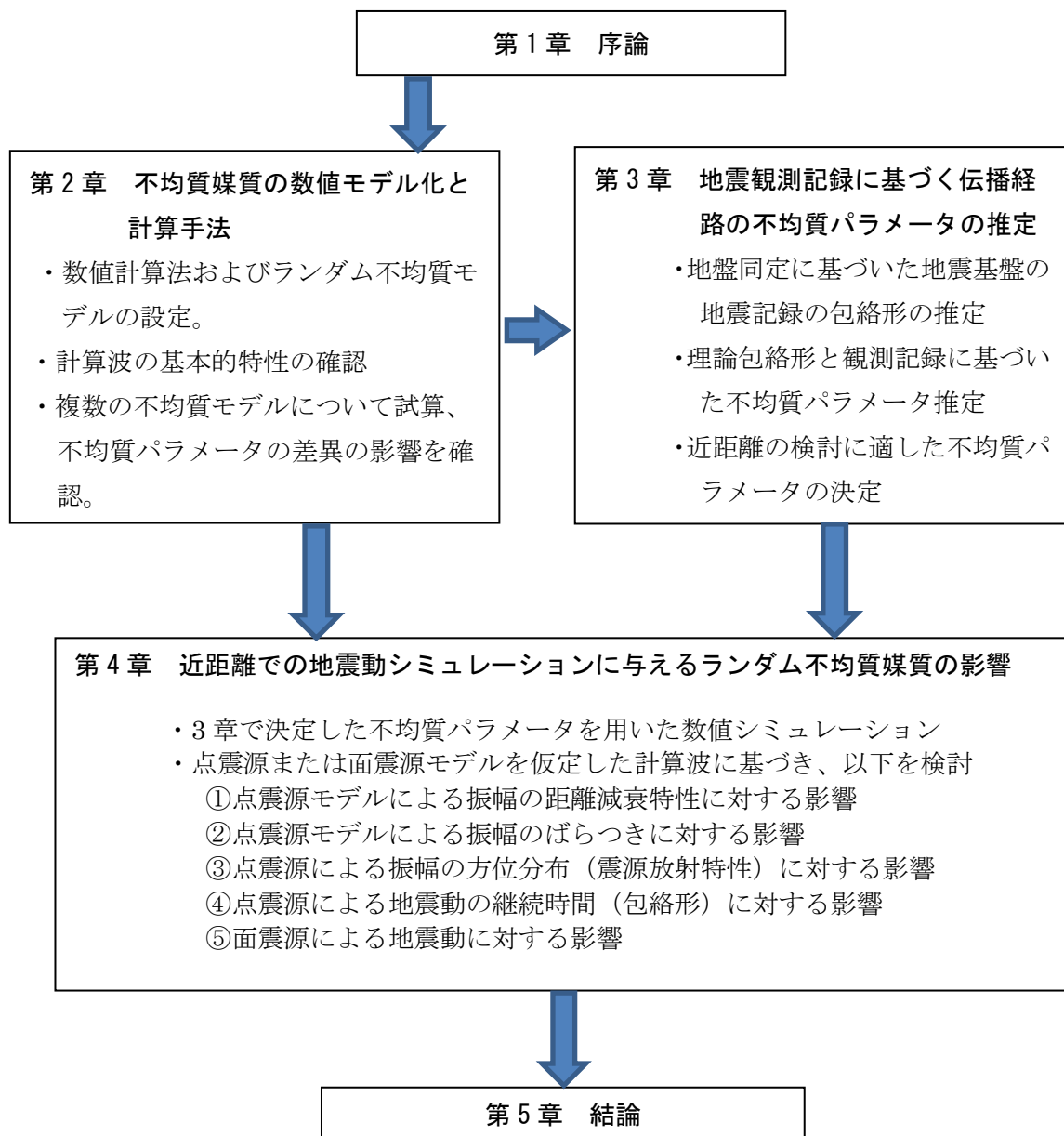


図 1.3-1 本論文の構成

第 1 章の参考文献

天池文男、植竹富一、八代和彦：内陸地殻内地震に対する伝播経路 Q_s 値特性、第 12 回日本地震工学シンポジウム論文集、pp.210-213、2006.

Aki, K. and B. Chouet : Origin of coda waves : source attenuation and scattering effects, *J. Geophys. Res.* 80, pp.3322-3342, 1975.

Flatte, S. M. and R.S. Wu.: Small-scale structure in the lithosphere and athenosphere deduced from arrival time and amplitude fluctuations at NORSAR, *J. Geophys. Res.*, 93, pp.6601-6614, 1988.

Graves, R. W. : Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, 1091-1106, 1999.

Haskell, N.A. : Crustal reflection of plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, 65, pp.4147-4150, 1960.

Holliger, K., and A.R. Levander :A stochastic view of lower crustal fabric based on evidence from the Ivrea Zone, *Geophys. Res. Let.*, 19, pp.1153-1156, 1992.

Hoshiaba, M. : Large fluctuation of wave amplitude produced by small fluctuation of velocity structure, *Phys. Earth and Planet. Interior*, 120, pp.201-217, 2000.

Imperator, W. and P.M. Mai : Broad-band near-field ground motion simulations in 3-dimensional scattering media, *Geophys. J. Int.*, 192, pp.725-744, 2013.

入倉孝次郎：強震動予測レシピー大地震による強震動の予測手法ー、京都大学防災研究書年報、第 47 号 A、pp.86-91、2006.

岩田知孝、入倉孝次郎：観測された地震波から震源特性・伝播経路特性及び観測点近傍の地盤特性を分離する試み、地震 2、39、pp.579-593、1986.

地震調査研究推進本部：「全国を概観した地震動予測地図」2008 年版 付録 3. 震源断層を特定した地震の強震動予測手法(「レシピ」) 平成 20 年 4 月 11 日改訂、2008.

釜江克宏、入倉孝次郎、福知保長：地震のスケーリング則に基づいた大地震時の強震動予測：統計的波形合成法による予測、日本建築学会構造系論文集、430、1991、pp.1-9.

小菅正裕：コーダ波から推定されるリソスフェアのランダム不均質構造、地震 2、54、
pp.127-145、2001.

翠川三郎、小林啓美：地震断層を考慮した地震動スペクトルの推定、日本建築学会論文報
告集、No.28、pp.71-81、1979.

中村亮一、植竹富一：加速度強震計記録を用いた日本列島下の三次元減衰構造トモグラフ
イー、地震 2、54、pp.475-488、2002.

日本建築学会：地盤震動-現象と理論-、pp.180-193、日本建築学会、2005.

日本建築学会：最新の地盤震動研究を活かした強震波形の作成法、pp.33-50、2009.

佐藤春夫、山下輝夫：地震波散乱の研究とその展望、地震 2、第 54 巻、pp.65-76、2001.

Sato, H., M. Fehler and T. Maeda, Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous
Earth Structure, 2nd ed., Springer-Verlag., 2012.

Saito, T., H. Sato and M. Ohtake: Envelope Broadening of Spherically Outgoing Waves
in Three-Dimensional Random Media Having Power Law Spectra, Journal of
Geophysical Research, 107, No.B5, pp.ESE 3-1 - 3-16, 2002.

Shapiro, S. A. and G. Kneib : Seismic attenuation by scattering: theory and numerical results,
Geophys. J. Int., 114, pp.373-391, 1993.

Shiomi, K., H. Sato and M. Ohtake, Broad-band power-law spectra of well-log data in Japan.
Geophys. J. Int., 130, pp. 57-64, 1997.

Somerville, P.G., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa,
N. Smith, and A. Kowada: Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of
strong ground motion, Seismological Research Letters, 70, pp. 59-80, 1999.

Takemura, S., T. Furumura and T. Saito, Distortion of the apparent S-wave radiation pattern in the
high-frequency wavefield: Tottori-ken Seibu, Japan, earthquake of 2000, Geophys. J. Int., 178,
pp.950-961, 2009.

Wu, R. S. and Aki, K.: Seismic Wave Scattering in Three-Dimensionally Heterogeneous Earth, Pure
and Applied Geophysics, 128, pp.1-6, 1988.

宇津德治：地震学 第2版， p.108， 共立出版, 1984.

2. 不均質媒質の数値モデル化と計算手法

2.1 はじめに

ここでは地震動強度が大きく地震工学的に重要性が高い、震源からの距離が短い領域内の地震動への不均質媒質の影響に着目し、それを数値計算で解析するための手法を設定する。また不均質パラメータを仮定した解析を実施し、計算波の基本的特性について確認、検討を行う。

速度にランダム不均質を有する媒質を伝播する地震波については、速度の平均値からの揺らぎを統計的確率分布で表すことにより波動方程式を定式化した検討が行われてきている(例えば Frankel and Clayton(1986))。また最近では Sawazaki et al.(2011)により、震源の放射特性を考慮してランダム不均質内における P 波、S 波の 3 成分に関する理論式の検討も行われている。ただし 1 章で述べたように、これらの理論的な手法では時刻歴の包絡形の平均値が評価対象となっている。そのため、構造物の応答値の評価に必要な時刻歴やそのばらつきについては理論的な解が得られておらず、その定量的評価が課題と考えられる。このような課題に対する評価手法としては、不均質分布を数値モデル化した数値シミュレーションが有力な手法と考えられる。数値シミュレーションによる既往の検討事例としては、例えばランダム不均質を有する伝播経路モデルを仮定した数値シミュレーションによる Shapiro and Kneib(1993)、Hoshiya(2000)の研究が挙げられる。しかし、これらの研究では解析領域内に震源を含んでおらず、平面波の伝播を仮定していることから、本研究で対象とする震源近傍を含む領域での検討への適用性は必ずしも保障されない。

Imperatori and Mai(2013)は 3 次元ランダム媒質内において点震源および面震源を仮定した差分法により、震源から近距離の領域に着眼した数値シミュレーションを実施し、地動最大値・加速度応答値・包絡形・震源放射特性等への影響について網羅的な検討を行っている。その結果、震源特性の影響が強いと考えられる近距離領域においても、不均質による散乱効果は無視できないことを指摘している。ただし、評価範囲が震央距離 17km 以内と狭いため、同研究で確認されている地動最大値に見られる散乱減衰の傾向をより距離範囲を広げて解析が必要であると考えられる。また彼らは 1Hz, 4Hz および 7Hz において加速度応答値への影響も示しているが、工学的には、よりきめ細かな周波数での評価を行い応答スペクトル形状に関する影響をより詳細に確認することも課題である。前述の Sawazaki et al.(2011)が検討しているような震源放射特性の影響についても、距離減衰式への影響の観点からは散乱減衰の方位による変化などが現れるかどうかの確認が必要である。

そこで本研究では、これらの問題点を背景として、速度にランダム不均質を有する 3 次元媒質内に点震源を設定した差分法によるシミュレーションを行い、工学的に重要と考えられる震央距離約 50km 以内 (解析波波長比約 50) の近距離領域内で不均質媒質が地震動の地動最大値・フーリエスペクトル・応答スペクトルにどのような影響を及ぼすのかについて基本的な検討を行う。なお、地震波の散乱については、伝播経路の不均質以外に地表地形の影響も考えられるが、Takemura et al.(2015)によれば、地表地形の影響は観測点近傍に限定され、

伝播特性の影響のように距離とともに蓄積するものではないことが示唆されていることから、地表地形による散乱の影響は本研究では取り扱わないこととする。

2.2 ランダム不均質媒質のモデル化と数値計算手法

深井戸における速度や密度検層の結果から、速度や密度にはランダムな揺らぎが測定されており、揺らぎのパワースペクトルは波数についてべき乗則に従っていること等が確かめられている（例えば Flatte and Wu(1988)）。このような観測事例に基づきランダム媒質における数学的なモデル化としては、速度一定の均質な弾性媒質内に速度揺らぎが重畳しているという仮定が用いられる（Sato et al.(2012)）。その際、速度揺らぎについては次式で表され、本研究では既往研究に基づき、P 波速度と S 波速度は同一の揺らぎを有すると仮定する。

$$\zeta(x) = \delta\alpha(x)/\alpha_0 = \delta\beta(x)/\beta_0 \quad (2.2-1)$$

ここで x は空間座標を表す。 α_0 、 β_0 はそれぞれ P 波、S 波の平均速度を、 $\alpha(x)$ 、 $\delta\beta(x)$ は位置 x における P 波、S 波速度の揺らぎ成分を表す。

速度揺らぎの割合 $\zeta(x)$ は自己相関関数を用いてモデル化することができる（佐藤・山下(2001)、Sato et al.(2012)）。自己相関関数としてはガウス型、指数関数型、フォン・カルマン型が一般的に用いられている（小菅(2001)、Sato et al.(2012)）。このうちフォン・カルマン型の自己相関関数はパラメータ数が他の 2 関数に比べて一つ多い 3 パラメータとなっており、広い波数範囲の揺らぎ成分に適合するが、次章で行う観測記録からの推定がより困難となる。また佐藤・翠川（2017）により、本研究で対象とする 5Hz までの帯域においてはガウス型とフォン・カルマン型自己相関関数の不均質モデルによる計算波の差異は小さいことが確認されている。また指数関数型の自己相関関数を仮定した研究事例は、ガウス型に比べると少ない。以上から本研究ではパラメータ数が少なくより簡便であり、また既往の研究事例との比較がしやすいガウス型自己相関関数に基づく不均質分布を用いることとした。ガウス型不均質分布の自己相関関数 $R(r)$ は次式で表される。

$$R(r) = \varepsilon^2 \exp(-r^2/a^2) \quad (2.2-2)$$

ここで r は空間内の距離を表しており、 $R(r)$ は分布の標準偏差 ε および相関距離 a の 2 パラメータで記述される。

上述の自己相関関数のパラメータは深井戸内での直接的な検層の他、散乱理論に基づいた地震観測記録の解析によって推定されている。例えば Wu and Aki(1988) は世界の不均質の推定事例をまとめ、その ε と a を図 2.2-1 のように整理している。横軸が a 、縦軸が ε を表している。伝播経路が含まれるリソスフェアの ε, a についても 1~2 オーダーの変動幅がある。このように不均質パラメータには任意性があるが、本章では既往の研究を参考にして暫定的な値を仮定して検討することにする。

次に以上のような不均質分布を数値シミュレーションのための数値モデルで表す方法について記す。3次元不均質モデルを作成するにあたり、P波速度 V_p およびS波速度 V_s は(2.2-1)式のように同一割合の揺らぎを持つと仮定し、揺らぎ成分の空間分布 $n(\mathbf{r})$ を次式のように平均速度に対する変動の割合として定義する。

$$n(\mathbf{r}) = (V(\mathbf{r}) - V_0) / V_0 \quad (2.2-3)$$

ここで \mathbf{r} は空間座標 (x, y, z) , $V(\mathbf{r})$ は空間座標 \mathbf{r} における V_p または V_s の値、 V_0 は V_s あるいは V_p の平均値である。 $n(\mathbf{r})$ は速度揺らぎの強さ ε と揺らぎ分布の相関距離 a で規定される自己相関関数 $f(\mathbf{r})$ に基づいて Hoshiya(2000) に準じた方法で設定する。 $f(\mathbf{r})$ としては、前述の通り以下のガウス関数型を仮定した。

$$f(\mathbf{r}) = \varepsilon^2 \exp(-r^2/a^2) \quad (2.2-4)$$

r は $|\mathbf{r}|$ を表す。ここでは x, y, z 方向ともに同じ a と ε を有する等方的な不均質性を仮定している。 a については、水平方向(x, y)と鉛直方向(z)における差異を指摘した研究があり (例えば小菅(2001))、水平方向に比べて鉛直方向については堆積する地層の変化により、より短い距離感覚で層の物性が変化することに対応していると考えられる。このような水平、鉛直方向の a の差異をシミュレーションに導入して検討した事例もあるが、 a の水平、鉛直比についてはまだ情報が少ないこと、地震観測からその比を推定する手法がないことから、本研究では水平、鉛直方向の a を同一とした不均質モデルを仮定する。

$f(\mathbf{r})$ をフーリエ変換することにより、 $n(\mathbf{r})$ のパワースペクトル $g(\mathbf{k})$ は次式のように算出される。

$$g(\mathbf{k}) = \text{FT}[f(\mathbf{r})] = \pi^{3/2} \varepsilon^2 a^3 \exp(-a^2 \mathbf{k}^2 / 4) \quad (2.2-5)$$

ここで \mathbf{k} は三次元の波数(k_x, k_y, k_z)を表す。 $g(\mathbf{k})$ から次式により揺らぎ成分 $n(\mathbf{r})$ のフーリエスペクトル振幅 $|N(\mathbf{k})|$ を算出する。

$$|N(\mathbf{k})| = g(\mathbf{k}) \cdot (N_x \Delta x N_y \Delta y N_z \Delta z) \quad (2.2-6)$$

N_x, N_y, N_z は x, y, z 方向のグリッド数、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は x, y, z 方向のグリッド間隔を表す。(2.2-3)式 の速度揺らぎ成分 $n(\mathbf{r})$ は $N(\mathbf{k})$ の逆フーリエ変換により算出されるが、その際には(2.2-6)式のスペクトル振幅 $g(\mathbf{k})$ の他に位相の設定が必要となる。本研究ではランダム不均質分布を仮定し、 $N(\mathbf{k})$ の位相としてランダム位相を適用する。

$$n(\mathbf{r}) = \text{FT}^{-1} [|N(\mathbf{k})| \exp(i\varphi(\mathbf{k}))] \quad (2.2-7)$$

ここで FT^{-1} は逆フーリエ変換を表す。 $\varphi(\mathbf{k})$ はランダムな位相を表し、 $[0,1]$ の範囲で発生させた一様乱数に基づいて $[0,2\pi]$ の範囲で設定した。

差分法の計算には Aoi and Fujiwara(1999)による不連続格子有限差分法プログラム GMS を用いた。基本方程式は以下の弾性体の運動方程式となる。

$$\begin{aligned} \rho \partial_{tt} u_x &= \partial_x \tau_{xx} + \partial_y \tau_{yx} + \partial_z \tau_{zx} + f_x \\ \rho \partial_{tt} u_y &= \partial_x \tau_{xy} + \partial_y \tau_{yy} + \partial_z \tau_{zy} + f_y \\ \rho \partial_{tt} u_z &= \partial_x \tau_{xz} + \partial_y \tau_{yz} + \partial_z \tau_{zz} + f_z \end{aligned} \quad (2.2-8)$$

ここで u_p, τ_{pq} はそれぞれ変位および応力、 f_p は外力、 ρ は媒質の密度を表す。添え字の p, q は空間成分 x, y, z を示している。また演算子 ∂_p は成分 p または時間 t による偏微分 $\partial/\partial p$ を表す。(2.2-8)式を応力-ひずみ関係を用いて書き直すと、

$$\begin{aligned} \partial_t v_x &= b(\partial_x \tau_{xx} + \partial_y \tau_{yx} + \partial_z \tau_{zx} + f_x) \\ \partial_t v_y &= b(\partial_x \tau_{xy} + \partial_y \tau_{yy} + \partial_z \tau_{zy} + f_y) \\ \partial_t v_z &= b(\partial_x \tau_{xz} + \partial_y \tau_{yz} + \partial_z \tau_{zz} + f_z) \\ \\ \partial_t \tau_{xx} &= (\lambda + 2\mu) \partial_x v_x + \lambda(\partial_y v_y + \partial_z v_z) \\ \partial_t \tau_{yy} &= (\lambda + 2\mu) \partial_y v_y + \lambda(\partial_z v_z + \partial_x v_x) \\ \partial_t \tau_{zz} &= (\lambda + 2\mu) \partial_z v_z + \lambda(\partial_x v_x + \partial_y v_y) \\ \partial_t \tau_{xy} &= \mu(\partial_y v_x + \partial_x v_y) \\ \partial_t \tau_{xz} &= \mu(\partial_z v_x + \partial_x v_z) \\ \partial_t \tau_{xy} &= \mu(\partial_z v_y + \partial_y v_z) \end{aligned} \quad (2.2-9)$$

が得られる。ここで v_p は速度の p 成分を表し、 b は $1/\rho$ を表す。 λ と μ はラメの定数である。

GMS では上記の基本方程式における速度と応力の導関数を空間については4次精度、時間については2次精度の差分演算子を用いて離散化している。離散化に際しては食い違い格子 (staggered grid) を採用しており、時間微分に対する2次精度の演算子は以下のようになる。

$$f'_i \approx (f_{i+\frac{1}{2}} - f_{i-\frac{1}{2}}) / \Delta x \quad (2.2-10)$$

空間微分に対する4次精度の演算子は以下のようになる。

$$f'_i \approx \left(-\frac{1}{24} f_{i+\frac{3}{2}} + \frac{9}{8} f_{i+\frac{1}{2}} - \frac{9}{8} f_{i-\frac{1}{2}} + \frac{1}{24} f_{i-\frac{3}{2}} \right) / \Delta x \quad (2.2-11)$$

ここで Δx は格子間隔である。以上の差分演算子を用いて、(2.2-8),(2.2-9)を離散化すると以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2} &= v_{xi+1/2,j,k}^{n-1/2} + \Delta t \times b \left[\frac{\tau_{xxi+1,j,k}^n - \tau_{xxi,j,k}^n}{\Delta x} + \frac{\tau_{xyi,j+1,k}^n - \tau_{xyi,j,k}^n}{\Delta y} + \frac{\tau_{xzi,j,k+1}^n - \tau_{xzi,j,k}^n}{\Delta z} + f_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2} \right] \\
v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2} &= v_{yi,j+1/2,k}^{n-1/2} + \Delta t \times b \left[\frac{\tau_{xyi+1,j,k}^n - \tau_{xyi,j,k}^n}{\Delta x} + \frac{\tau_{yyi,j+1,k}^n - \tau_{yyi,j,k}^n}{\Delta y} + \frac{\tau_{yzi,j,k+1}^n - \tau_{yzi,j,k}^n}{\Delta z} + f_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2} \right] \\
v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2} &= v_{zi,j,k+1/2}^{n-1/2} + \Delta t \times b \left[\frac{\tau_{xzi+1,j,k}^n - \tau_{xzi,j,k}^n}{\Delta x} + \frac{\tau_{yzi,j+1,k}^n - \tau_{yzi,j,k}^n}{\Delta y} + \frac{\tau_{zzi,j,k+1}^n - \tau_{zzi,j,k}^n}{\Delta z} + f_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2} \right]
\end{aligned} \tag{2.2-12}$$

$$\begin{aligned}
\tau_{xxi,j,k}^{n+1} &= \tau_{xxi,j,k}^n + \Delta t \times \left[(\lambda + 2\mu) \frac{v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2} - v_{xi-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} + \lambda \left(\frac{v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2} - v_{yi,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} + \frac{v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2} - v_{zi,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \right] \\
\tau_{yyi,j,k}^{n+1} &= \tau_{yyi,j,k}^n + \Delta t \times \left[(\lambda + 2\mu) \frac{v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2} - v_{yi,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} + \lambda \left(\frac{v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2} - v_{xi-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} + \frac{v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2} - v_{zi,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \right] \\
\tau_{zzi,j,k}^{n+1} &= \tau_{zzi,j,k}^n + \Delta t \times \left[(\lambda + 2\mu) \frac{v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2} - v_{zi,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} + \lambda \left(\frac{v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2} - v_{xi-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} + \frac{v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2} - v_{yi,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \right] \\
\tau_{xyi+1/2,j+1/2,k}^{n+1} &= \tau_{xyi+1/2,j+1/2,k}^n + \Delta t \times \mu \left[\frac{v_{xi+1/2,j+1,k}^{n+1/2} - v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta y} + \frac{v_{yi+1,j+1/2,k}^{n+1/2} - v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right] \\
\tau_{xzi+1/2,j,k+1/2}^{n+1} &= \tau_{xzi+1/2,j,k+1/2}^n + \Delta t \times \mu \left[\frac{v_{xi+1/2,j,k+1}^{n+1/2} - v_{xi+1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta z} + \frac{v_{zi+1,j,k+1/2}^{n+1/2} - v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \right] \\
\tau_{yzi,j+1/2,k+1/2}^{n+1} &= \tau_{yzi,j+1/2,k+1/2}^n + \Delta t \times \mu \left[\frac{v_{yi,j+1/2,k+1}^{n+1/2} - v_{yi,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta z} + \frac{v_{zi,j+1,k+1/2}^{n+1/2} - v_{zi,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right]
\end{aligned} \tag{2.2-13}$$

解析領域の上端部は起伏を持たない平坦な自由表面としており、境界条件は

$$\tau_{xz} = 0, \tau_{yz} = 0, \tau_{zz} = 0 \tag{2.2-14}$$

となる。

地表面を除く解析領域の端部には吸収領域を設けて、境界からの反射波の影響を少なくしている。吸収境界内では反射波だけでなく全ての波動場を消滅させることにより反射波

の生成が防がれる。吸収領域内では次式に示すように、境界に近づくにつれて吸収率を指数的に増加させる。

$$\begin{aligned} v_p^{j+1/2} &= W \cdot v_p^{j+1/2} \\ \tau_{pq}^j &= W \cdot v_p^{j+1/2} \\ W &= \exp(-\alpha(J_0 - j)^2), \quad (j = 1, 2, \dots, J_0) \end{aligned} \quad (2.2-15)$$

ここで J_0 は吸収領域の幅に対応するグリッド数である。

以上が差分法の基本式となるが、GMS においては基本式の各グリッドへの物性値はそのグリッドが属する地層に対して定義される値に固定されている。本研究の解析では層構造を設けずに基本的には一層構造の地盤を仮定するが、不均質媒質モデルにおいてはグリッドごとの速度値がランダムに変化する。そのために物性値のグリッドへの付与の方法を、不均質モデルとして発生させた各グリッド位置での P 波、S 波速度を直接与えるようにプログラムコードを変更した。具体的には(2.2-9)式における $b(=1/\rho)$ および μ と λ を不均質モデルにおける V_p, V_s から算出される値を代入している。その他の点については GMS の解析手法を踏襲している。

計算に用いた媒質の平均的物性値を表 2.2-1 に、不均質性に関するパラメータを表 2.2-2 に示す。ここでは上部地殻を想定して V_p, V_s の平均値 ((2.2-3)式における V_0) はそれぞれ表 2.2-2 に示す 6.7km/s、3.7km/s と仮定している。密度は 2.8g/cm³ とした。密度も速度と同様な揺らぎを有することが指摘されており(Birch(1961))、速度と密度値の関係式を介して、密度に揺らぎを与えた数値シミュレーションも行われているが、本研究では速度揺らぎによる差異に着目して検討するために密度は一定と仮定した。また今回は散乱による振幅の減衰効果のみについて検討するため、Q 値としては無限大に相当する十分大きな値を設定した。

不均質のパラメータである速度揺らぎの強さ (ϵ) と相関距離 (a) については、前述の図 2.2-1 で確認したようにばらつきがあり、その設定には任意性が残されている。そこで、ここでは図 2.2-1 に示した Wu and Aki(1988)によるリソスフェア (地殻および上部マントル) に対応する値を参考にして $\epsilon=0.05$ を設定した。 a については 1~10km 程度の値が推定されていることから、パラメータ依存性を確認するために 2km と 4km の 2 種を設定し、表 2.2-1 に示すようにそれぞれ不均質モデル A、モデル B とする。(2.2-7)式に記した不均質分布の空間位相については、モデル A、モデル B についてそれぞれ複数の位相を設定して、各不均質モデルについてシミュレーションを実施する。以上の設定で三次元空間内の速度不均質の分布 $n(\mathbf{r})$ を設定した。モデル A、モデル B に対応する V_s の不均質分布 (水平断面) の例を図 2.2-2、図 2.2-3 に示す。相関距離 a に対する揺らぎの空間波長の変化の例を示すために、領域内のある測線に沿った揺らぎ $n(\mathbf{r})$ を図 2.2-4 に示す。図 2.2-4 から、振幅の分布はモデル A、モデル B とも同程度であるが、 $a=4\text{km}$ のモデル B は $a=2\text{km}$ のモデル A に対して卓越する波長がより長くなっていることが確認できる。

解析モデルの概要を図 2.2-5 に示す。解析領域は x 方向に 2048 グリッド、 y 方向に 2048 グリッド、 z 方向には 600 グリッドとしており、グリッド間隔は 0.05km とした。観測点は地表面上に 50 グリッド (2.5km) 間隔に配置する。図 2.2-5 のように解析領域の側面部外側には 60 グリッド(3km)の吸収領域を設け、吸収領域全体では速度一定とし、Clayton and Engquist(1977)の境界条件を与えて、反射波が生じないようにしている。解析領域の下部には、底部からの反射波の低減のためにさらに深さ 15km の領域を付加している。この領域内での速度には揺らぎを与えず、速度・密度については表 2.2-2 の値に固定し、また Q 値については減衰を大きくして、吸収領域と併せて底面からの反射波を防ぐために 1 と設定した。この下部領域においても最下部に側面部と同様な幅 3km の吸収領域を設け、底面境界からの反射波を防いでいる。以上の設定により反射波の影響が十分無視できることは、速度に不均質を与えない媒質モデルを用いた予備検討を行い、そのシミュレーション波形で確認している。

震源としては領域中心の深さ 10km の位置に鉛直横ずれ型の点震源を設定した。震源時間関数は立上がり時間(τ)が 0.25s である smoothed ramp 関数を設定して、4Hz 前後の成分を含んだ地震波を発生させた。4Hz の成分については平均 S 波速度に対する波長は約 0.9km となり、本解析の最大震央距離である約 45km を S 波の波数比で表現すると約 50 となる。なお、 S 波の平均波長に対する不均質モデル A,B の相関距離 a の比はそれぞれ約 2, 約 4 となっており、今回の検討では不均質の特徴的な距離と同程度あるいはやや短めの波長を有する地震動のシミュレーションを行うことになる。

震源メカニズムとしては、 X - Z 平面に平行な鉛直断層においてすべり方向が X 方向である純粋な横ずれ断層を想定した。このような震源メカニズムにおける S 波の震源放射特性は、 X 軸、 Y 軸方向が振幅が極大になる方向 (腹) になり、 X , Y 軸に対して 45° の方向が振幅が極小になる方向 (節) となる。ばらつきの評価では、基本的には水平 2 成分(X 成分、 Y 成分)を Transverse 成分と Radial 成分とに変換し、Transverse 成分について検討を行った。なお地震モーメント M_0 は $1.3 \times 10^{18} \text{Nm}$ と設定している。

本研究では近距離における不均質媒質の影響を対象とし、検討対象の距離範囲は約 50km とした。建築物の固有周期は 0.2 秒以上の場合がほとんどであることから(例えば境(2004))、工学的に重要な周波数範囲を 5Hz 以下と考え、上限周波数を 5Hz と設定した。上限周波数に対して差分法のグリッド間隔が適切かどうかの検討には、 S 波速度の最低値の設定が必要となる。ここではまず、以後の検討で想定した不均質モデルの ε の最大値が 0.1 であることから、最低 S 波速度として、平均 S 波速度 3.7km/s に対して 3ε に相当する 0.3 倍を低減した 2.59km/s を仮定した。それに対する波長に 8 グリッドを対応させるという条件から、解析における上限周波数を求めると 6.4Hz となり、設定した上限周波数を包含している。しかし、実際には上記で参照した V_s 値 2.59km/s を下回る V_s も媒質内に生じている。そこで、シミュレーションに用いた不均質媒質内から V_p , V_s の最低値 3.95km/s, 2.18km/s を抽出し、その値を有する均質媒質を用いたシミュレーションを実施し、その結果を図 2.2-6 に示す。この計算

波を後述の均質媒質による計算波（図 2.3-1）と比較すると、震央距離 $\Delta=5\text{km}$, 10km , 20km においては、均質媒質に対する波形の変化はほとんど見られないが、震央距離 $\Delta=40\text{km}$ の波形においては、直達 S 波の直後に均質媒質の波には見られない小振幅の波が生じていることが確認できる。これは媒質の速度の低下に起因する計算誤差と考えられるが、この後続波は後述の図 2.3-2 や図 2.3-3 に示す不均質媒質での計算波における S 波の後続波に比べると、振幅・継続時間ともに小さいことがわかる。比較のため $\varepsilon=0.10$ として、媒質の V_p V_s を平均値から 2ε の割合だけ低減させた均質媒質での解析を行い、その波形例を図 2.2-7 に示す。このケースでは、均質媒質による計算波（図 2.3-1）からの波形の変化は無く、計算誤差は生じていないことがわかる。以上のように、極端なケースである不均質媒質中の最低速度を過程した媒質では数値計算誤差が見られる場合があるが、平均値から 2ε の割合で速度を低減した媒質では計算誤差が見られないことから、媒質中に局所的に生じている極端な低速度がシミュレーション波に及ぼす影響は小さいと判断した。

解析を実行する計算機としては Xeon E7-8891 V3(2.8GHz)を CPU として搭載した IBM ワークステーション x3850 X6 を用いた。当機は上記 CPU を 40 個搭載しており、そのうち 32 個を解析用に並列に使用できる。本解析では並列計算を適用し、その場合に計算時間は差分法の 1 ステップ当たり約 17 秒であった。解析の時刻刻みとしては 0.002 秒とした。また解析領域の広さと平均的な S 波速度から解析時間は 24 秒と設定し、解析ステップ数は 12000 ステップとした。この場合に 1 ケースの解析には約 57 時間が必要となる。

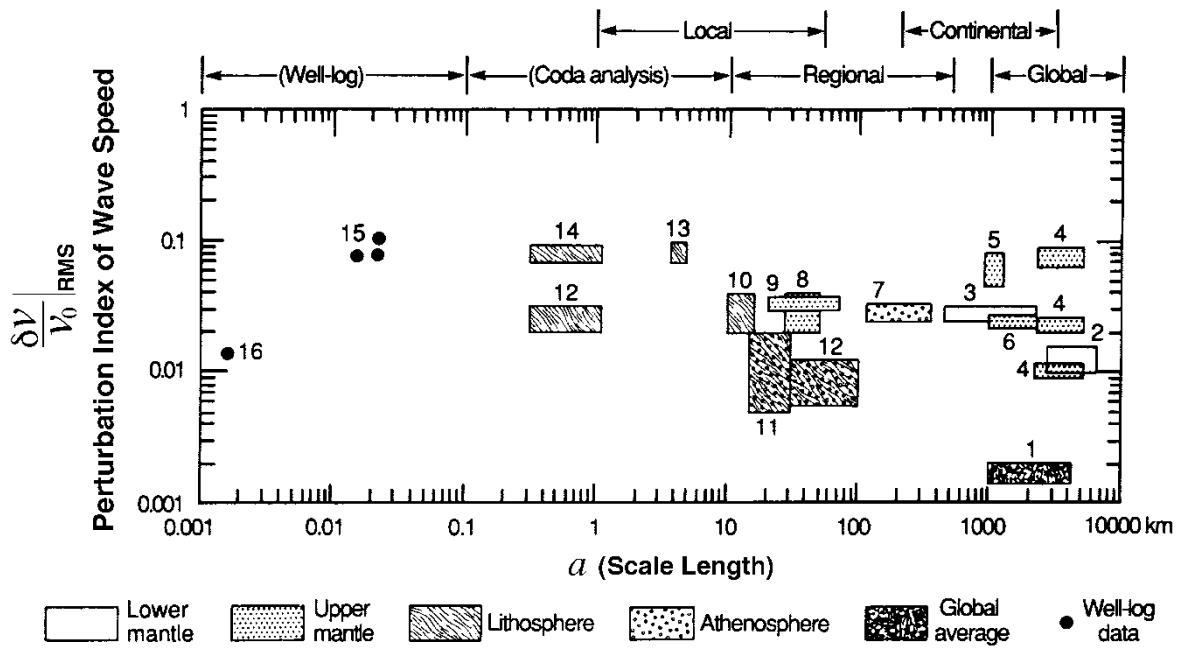


図 2.2-1 地震波速度の不均質の強さと相関距離(Wu and Aki(1985)に加筆)

表 2.2-1 不均質パラメータ

モデル	不均質パラメータ		地震波中心周波数 f_0 (Hz)
	相関距離 a (km)	揺らぎ強さ ϵ	
A	2	0.05	4
B	4		

表 2.2-2 媒質パラメータ

物性値		設定値
速度(km/s)	P波	6.7
	S波	3.7
密度(g/cm ³)		2.8
Q値		∞

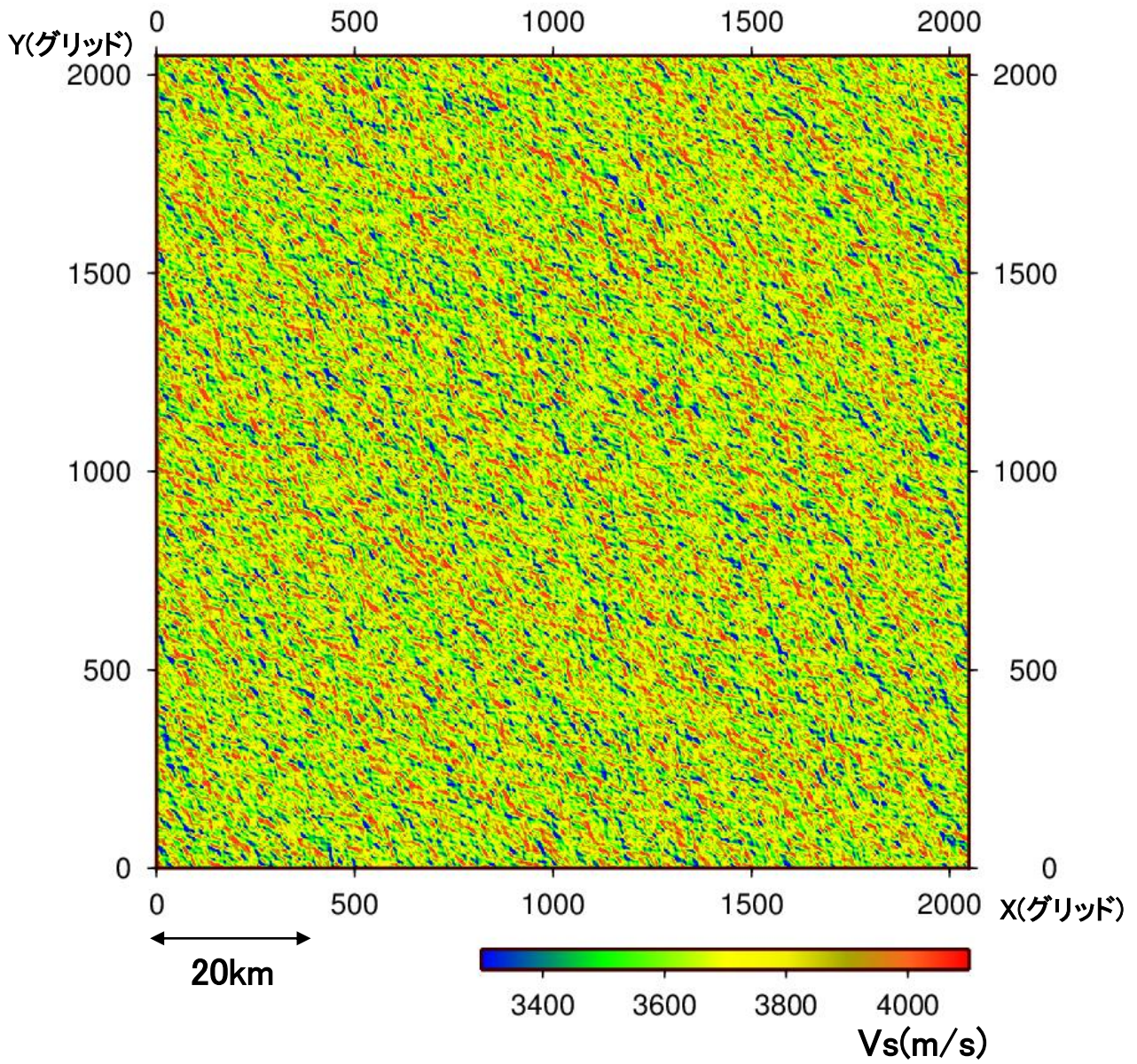


図 2.2-2 揺らぎ強さ 0.05、相関距離 2km の不均質媒質(モデル A)の速度分布の例

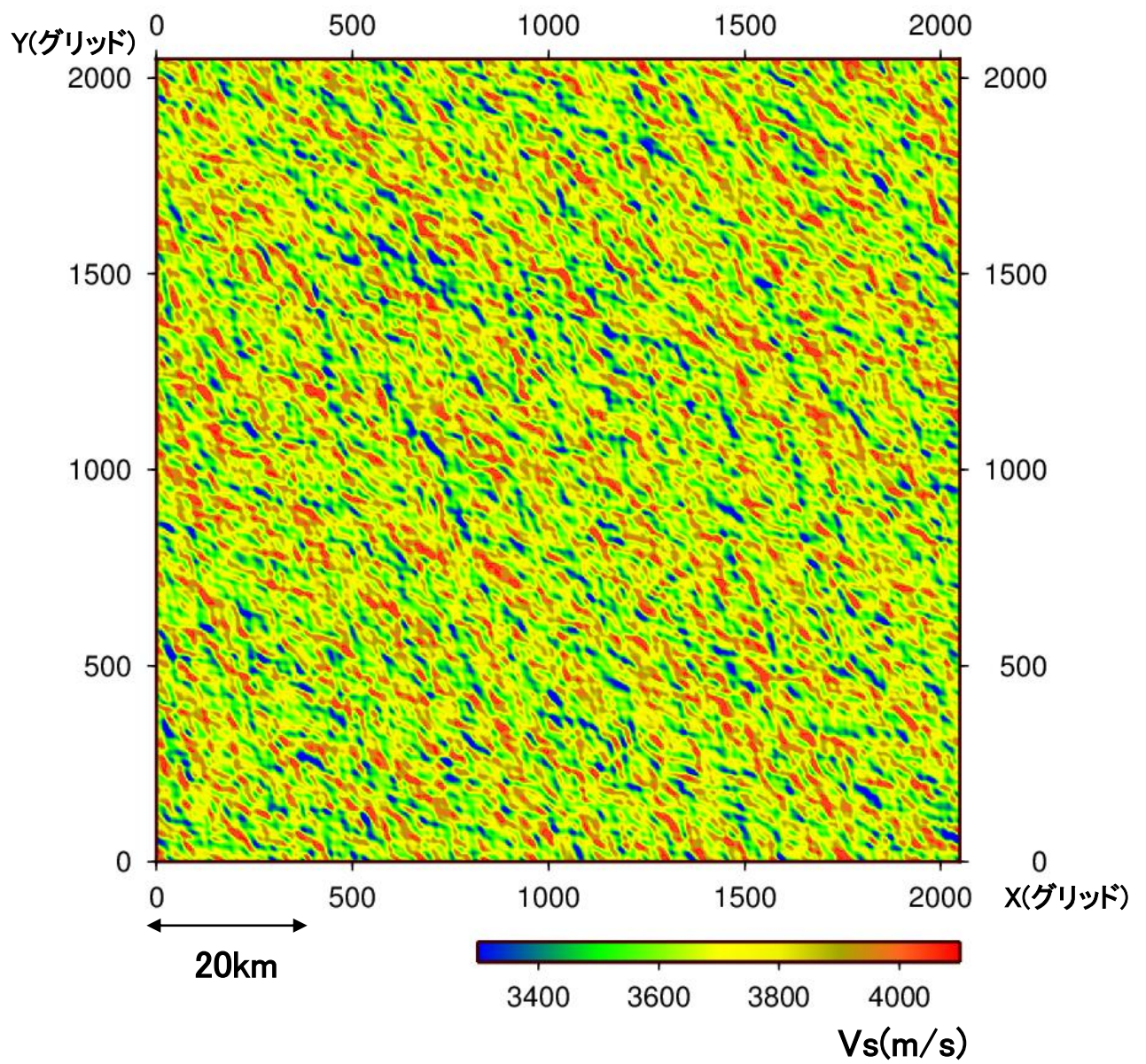
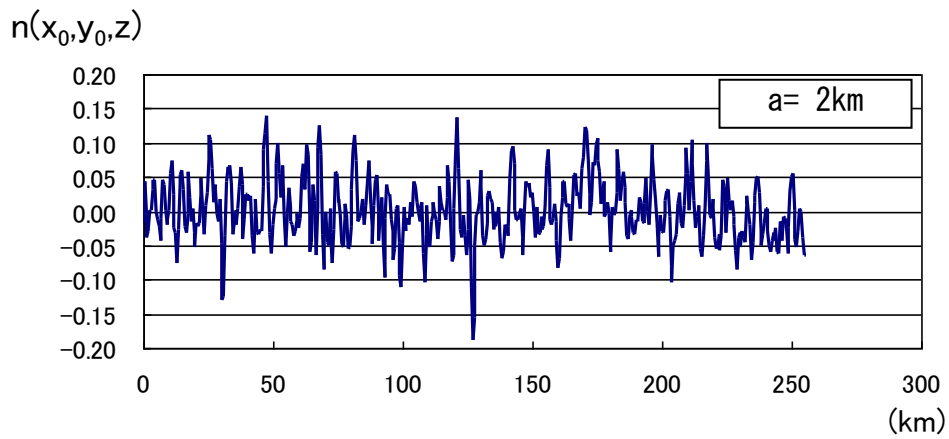
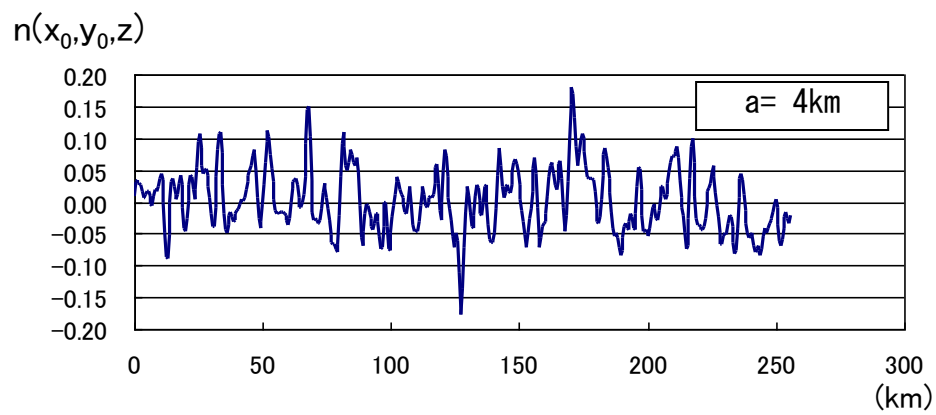


図 2.2-3 揺らぎ強さ 0.05、相関距離 4km の不均質媒質(モデル B)の速度分布の例



(a) 不均質モデル A



(b) 不均質モデル B

図 2.2-4 相関距離 a による不均質の空間変動の変化

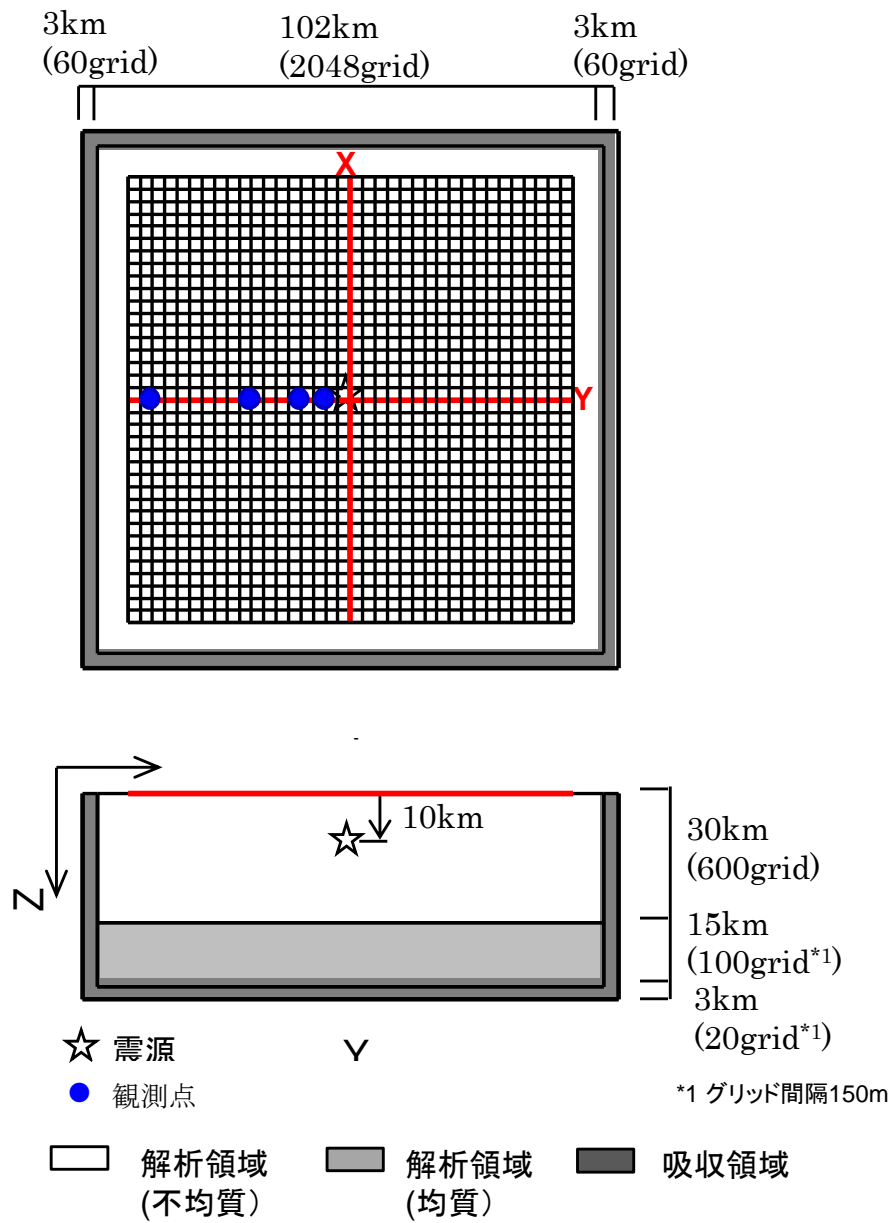


図 2.2-5 差分法モデルの概要
(観測点は図 2.3-1～図 2.3-3 に波形を示したグリッドを示す。)

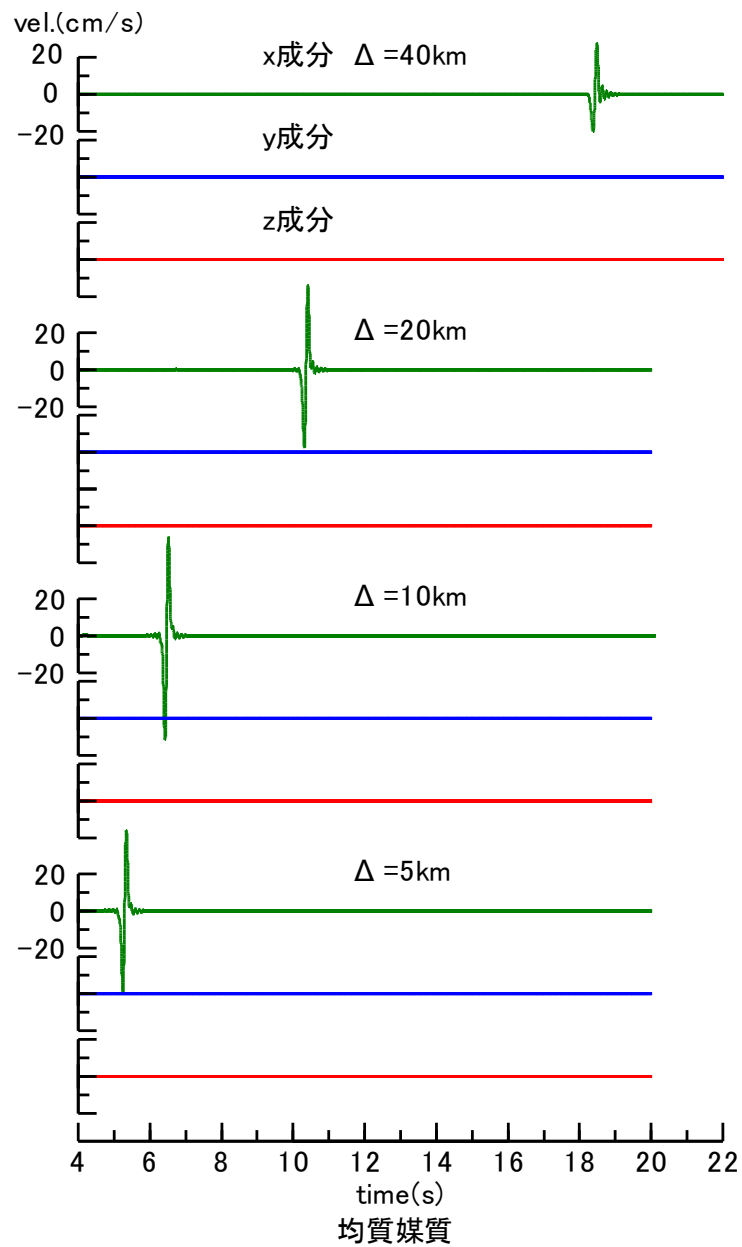


図 2.2-6 不均質媒質における最小 V_s, V_p 値を有する均質媒質に対する計算波

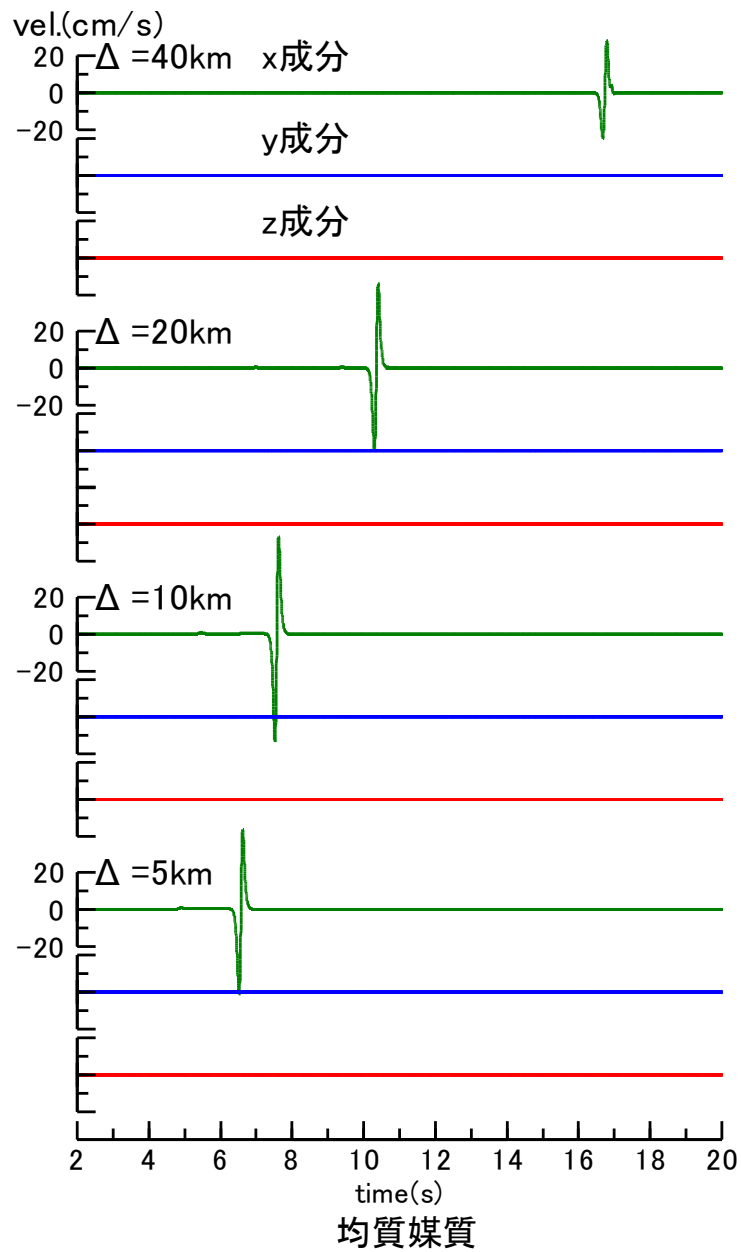


図 2.2-7 平均値から 2ε ($\varepsilon=0.1$)の割合を低減した V_s, V_p 値を有する均質媒質に対する計算波

2.3 不均質媒質での計算波に見られる基本的性状の確認

2.3.1 計算波の基本的性状

波形に対する不均質媒質の影響を確認するために、均質媒質での計算波および不均質媒質モデル A,B での計算波を比較してそれぞれ図 2.3-1、図 2.3-2、図 2.3-3 に示す。図示した観測点は図 2.2-5 に青丸で示した Y 軸上の震央距離 5,10,20,40km の 4 観測点である。これらの観測点では P 波および SV 波放射特性の節になっているため、均質媒質での計算波には P 波は現れず、パルス状の波は直達 S 波である。またその振幅は SH 波に対応する Transverse 成分(X 成分)のみに現れている。一方、図 2.3-2 と図 2.3-3 の不均質媒質の計算波では S 波到達以前にも小振幅ながら波が現れており、P 波の節の方向にも不均質媒質内での伝播により P 波振幅が生じていることを示している。また S 波部についても、均質媒質では振幅が生じていない Y、Z 成分に振幅が現れており、不均質による散乱が成分間の振幅比率に影響を及ぼしていることがわかる。

直達 S 波部の波形の変化に着目すると、不均質モデル A、B ともに震央距離 10km においてはそのパルスの形状はまだ保たれているが、より遠方では形状の乱れが大きくなり、初動付近の単純なパルスの形状が徐々に崩れていく。また振幅については震央距離 20km と 40km における波形では均質媒質に比べて直達波部の振幅が顕著に減衰している。直達 S 波以降のコーダ波部に着目すると、震央距離 5km においてもコーダ波が生じており継続時間が延びている。また両モデルとも遠距離でコーダ波がより明瞭になり、直達 S 波部に対する振幅の割合も増大している。

次に不均質媒質による計算波のばらつきの分布について基本的な検討を行う。地震動のばらつきに対しては対数正規分布を仮定して検討が行われることが多い(翠川・大竹(2003))。確率論的地震危険度解析においても距離減衰式による予測値に対して対数正規分布にしたがったばらつきが存在するとして解析が行われる。ここでは不均質媒質の計算波の振幅のばらつきがどのような分布をしているかについて確認を行う。

検討には $a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$ の不均質モデル B による計算波についての S 波部 Transverse 成分の最大速度値を用いた。放射特性の影響を除くために均質媒質での計算波の最大速度に対する比を算出した。評価は空間位相の異なる 3 種の不均質に対する結果を用いており、全ての震源距離を対象としているが、震源放射特性により振幅が小さくなる方位角 $40\sim 45^\circ$ の方向の観測点は外しており、その結果 3456 個のデータを使用している。図 2.3-4 には、震源放射特性の影響を除くために均質媒質と不均質媒質の計算波の最大速度振幅比(不均質媒質波 / 均質媒質)を算出し、その比の値と震源距離の関係を示す。後述のように散乱減衰の効果により最大速度振幅比は震源距離とともに低下する傾向が見られる。距離減衰式におけるばらつきは平均関係式からの残差に基づいて評価されていることから、ここでも図 2.3-4 の平均減衰曲線を算出し、その回帰式からの残差に基づいて散乱波のばらつきの評

価を行った。

図 2.3-4 の最大振幅比の平均減衰曲線は、距離減衰式の粘性減衰および定数項に相当する次式を仮定して、最小二乗法により回帰した。

$$\log V_{rave} = -b \log r + c \quad (2.3-1)$$

ここで r は震源距離、 b, c は回帰係数である。上式から算出される最大速度振幅比 V_{rave} と計算波の振幅比 V_{rcal} の比の常用対数値 ($\log_{10} (V_{rave} / V_{rcal})$) の度数分布を図 2.3-5 示す。対数正規分布を仮定した平均値は -0.0068 (真数値では 0.99)、対数標準偏差 σ は 0.26 となり、それに基づいた対数正規分布曲線を同図中に比較して示している。一方、図 2.3-6 には V_{rave} / V_{rcal} の分布を示す。 V_{rave} / V_{rcal} が正規分布に従うと仮定した場合の平均値は 1.15、標準偏差 σ は 0.68 となり、それに基づいた正規分布曲線を同図中に比較して示している。

図 2.3-5 の比の対数残差の分布の裾野を見ると、計算値の比は左側（負側）の度数が正側に比べて大きくなっているが、平均値±標準偏差程度までの範囲においては大局的に正規分布からは大きく外れていない。一方、図 2.3-6 のように比の残差を真数軸で表すと、分布の右側の広がり、図 2.3-5 の対数分布の場合に比べて大きくなっており、非対称な分布となっている。図 2.3-5 と図 2.3-6 の比較から、振幅比の分布については（真数）正規分布よりも対数正規分布がより適合性が良いと判断され、本研究における振幅値のばらつきに対しては対数正規分布を仮定した評価を行うこととした。

2.3.2 不均質のケース数の検討

計算波の平均値、ばらつきの評価を行うためには、複数のランダム不均質モデルでのシミュレーションが必要となるが、本シミュレーションは並列計算を用いても解析に多大な時間を要するため、多くの不均質ケースを想定することは現実的に非常に困難である。そこで平均値、ばらつきを評価するための適切なケース数について検討を行った。

図 2.3-2, 図 2.3-3 に示した不均質媒質における計算波は、媒質の不均質パラメータが同一であっても、不均質分布の空間位相が異なると変化することが確かめられた。そこで後述の検討では同じ不均質パラメータに対して空間位相が異なる複数の不均質モデルを発生させて、それらから得られる複数のサンプル波に基づいて評価を行う。ここでは検討する不均質モデルの数を決定するために、計算波のサンプル数に対する計算波の平均値および標準偏差の値の変化について確認を行った。

ここでは不均質媒質モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) について不均質分布の位相の異なる 8 ケースでの計算を実施し、これまでの評価と同様に同一地点での均質媒質の計算波に対する不均質媒質の PGV の比 (不均質媒質波 PGV / 均質媒質波 PGV、以下 PGV 比) を評価する。観測点を X,Y 軸からの角度 θ で分類し、 θ が $0^\circ \sim 10^\circ$, $10^\circ \sim 20^\circ$, $20^\circ \sim 30^\circ$, $30^\circ \sim 40^\circ$, $40^\circ \sim 44^\circ$ の 5 領域を検討した。

図 2.3-7 は位相ケース 1 の計算波についての PGV 比と震源距離との関係を示している。以下、図 2.3-8 から図 2.3-11 にそれぞれ位相ケース 1~2, 1~3, 1~5, 1~8 の PGV 比の重ね書きを赤丸で示している。目安として PGV 比=1 を青丸で示している。これらの PGV 比の平均値 (対数平均) と常用対数標準偏差をそれぞれ図 2.3-12 および図 2.4-13 に示す。平均値は震源距離 10km 毎に評価し、その区分は 10~20km, 20~30km, 30~40km, 40~50km, 50~60km としており、それぞれの区間の中心距離 15km, 25km, 35km, 45km, 55km の位置に値をプロットし、視認性を考慮してそれらを直線で結んで示している。

図 2.3-12 の PGV 比の平均値は、X 軸または Y 軸からの角度 (θ) が $40^\circ \sim 44^\circ$ の領域を除くと距離とともに減少し、散乱減衰が現れていることを示している。凡例に示した数字は不均質媒質のケース数を表しており、全ての θ の範囲について、1 ケースのみ場合の平均値は他の複数ケースを用いた場合の平均値と乖離が見られる。また、2 ケースを用いた場合にも $\theta=0^\circ \sim 10^\circ$ 、 $\theta=40^\circ \sim 44^\circ$ についてやや差異が見られるが、3 ケース以上を対象とした平均値については安定している。

図 2.3-13 の PGV 比の対数標準偏差値 σ に関しては、 $\theta=30^\circ \sim 40^\circ$ 、 $\theta=40^\circ \sim 44^\circ$ の領域を除くと、検討した範囲では距離に対する依存性は明瞭ではない。 $\theta=40^\circ \sim 44^\circ$ については、40km 付近まで増加傾向を示しており、その後は他の角度領域と比較して大きな σ を示し、均質媒質において振幅が小さい震源放射特性の節方向では、不均質媒質による振幅の変化が相対的に大きいことを表している。ケース数との関係をみると、平均値の場合と同様に、1 ケースを用いた場合および 2 ケースを用いた場合には、それ以上のケース数を

用いた場合に対してやや差異が見られるが、3 ケース以上のケース数を用いた場合の標準偏差は安定している。

以上から 3 ケース以上では平均値と標準偏差が概ね安定していることが確認され、本研究では 3 つの不均質媒質モデルを用いて平均値と標準偏差を評価することとした。

2.3.3 エルゴード性の検討

2.3.2節では計算波振幅の平均値と標準偏差の評価において、複数の乱数位相を用いると共に、同一の乱数ケースでの計算に加えて、等しい震源距離を持つ異なる観測点での計算結果もあわせて用いて、統計処理を行っていた。これは、本研究では不均質媒質としてはランダム媒質を仮定しているために異なる乱数ケース間の統計値(アンサンブル統計)と一つの乱数ケースの空間内の統計値(空間統計)が等価であること、すなわちエルゴード性が期待されるからである。そこで本節では用いた計算結果についてエルゴード性が成り立っているかどうかについて確認する。

ここでは計算波のシミュレーションの最大速度値に関して、その平均値と対数標準偏差について以下のような検討を行った。データとしては不均質媒質と均質媒質による最大速度の振幅比を用い、その平均値と対数標準偏差を評価する。アンサンブル統計値としては、3種の乱数を用いた不均質3ケース×4象限=12地点の平均および対数標準偏差を用い、その観測点の配置を図2.3-14(a)に示す。空間統計値としては基準点とその周辺の3点×4象限=12地点の平均および対数標準偏差を各不均質モデルで評価し、その観測点の配置を図2.3-14(b)に示す。なお観測点選択において、アンサンブル統計値においても一つの不均質モデルの4象限からそれぞれ1観測点を抽出しているが、これは今回の解析では点震源を用いており、その振幅分布は4象限型となり対称性を持つために、各象限領域も異なる位相を有する独立な不均質モデルになると考えたためである。

平均値と対数標準偏差の算出結果を図2.3-15に示す。図2.3-15(a)に示す平均値は散乱減衰の効果で距離とともに低下している。各乱数モデルからの空間平均値には差異が見られるが、大局的な特徴はアンサンブル平均値と類似しており、今回用いた不均質媒質モデルによる地震動の計算波については、アンサンブル平均と空間平均が概ね整合している。図2.3-15(b)に示す対数標準偏差については0.1~0.2に収まっている。空間統計による標準偏差の値は、各乱数ケース間で類似しており、アンサンブル統計による標準偏差と概ね一致している。

以上のように、計算波についてのアンサンブル統計と空間統計の類似性について定性的な確認を行ったが、以下ではさらに検定手法を用いて、各不均質モデルによる計算値の分布の同一性についての検討を行う。ここでは分布形状に仮定を設けずに2群の母集団の分布の差異を検討するマン・ホイットニーの検定(例えば、フロイント・ウィリアムズ(1974))を適用した。当手法は第1群の分布関数を $F(x)$ 、第2群の分布関数を $F(x-c)$ とにおいて帰無仮説 $H_0:c=0$ を検定する。手法の概要は以下の通りである。まず第1群、第2群からのデータ数をそれぞれ n, m として、第1群からのデータを $X_{11}, X_{12}, \dots, X_{1n}$ 、第2群からのデータを $X_{21}, X_{22}, \dots, X_{2m}$ とおく。次に $n+m$ 個のデータを統合して、小さい順に順位をつける。その際、観測値の中に同じ値のものがある場合はそれぞれ平均順位を割り当てる。マン・ホイットニー検定の検定統計量 U は X_{ij} の順位を R_{ij} とすると、

$$U = nm + \frac{n(n+1)}{2} - \sum_{i=1}^n R_{1i} \quad (2.3-2)$$

となる。以上の U に対して、マン・ホイットニーの検定表を用いて有意水準 α に対する棄却限界値 U_0 を求める。 $U > U_0$ の場合には帰無仮説は保持される、すなわち 2 つのデータ群の分布は異なるとはいえない。

以上の手法により震源距離 20km, 29km, 41km におけるデータについて、図 2.3-14(a) のアンサンブル統計の 12 点のデータ群および図 2.3-14(b) の空間統計の 12 点のデータ群の比較を行った。空間統計のデータ群については不均質の空間分布が異なる 3 種の不均質ケースの結果について比較した。まず、検定の手順における 2 群のデータの順位付けの例として、震源距離 20km のデータの場合の結果を表 2.3-1 に示す。表中のデータは PGV 比の常用対数値を示している。3 つの表において、アンサンブル統計のデータは共通しており、空間統計のデータについてはそれぞれ乱数 1~3 のケースに対するデータを示している。各表において、アンサンブル統計と空間統計のデータを合わせた計 24 個のデータについての順位を示している。順位は基本的に整数であるが、整数ではない順位もある。これは図 2.3-14 に示すように、2 つのデータ群のうち 4 データは共通しているため、同順位になるものが最低でも 4 データあるためである。同順位のデータについてはその前後の順位の平均をとることになっている。これらの順位 R を用いて、(2.3-2) 式の U の値を評価した結果を表 2.3-2 に示す。有意水準 α を両側 5% とした場合、マン・ホイットニーの数表から 2 群のデータ数 $n=m=12$ に対する U_0 は 37 となる。この値と表 2.3-2 のデータからの U 値を比較すると、いずれも $U > U_0$ となっている。すなわち帰無仮説は棄却されず、各不均質モデル間のデータ分布に差異があるとはいえないという結果となった。

以上から本研究における不均質媒質による計算波についてはエルゴード的な特性を有しているものと考えられる。

2.3.4 不均質パラメータによる計算波の差異

ここでは不均質モデル A,B の計算波の差異について確認を行う。不均質モデル A、B について得られた複数の計算波の包絡形を図 2.3-16、図 2.3-17 に示す。図には震央距離および震源放射特性が等しくなる x, y 軸上の 4 観測点での波を示しており、各観測点では 3 種の空間位相に対する計算波 3 波が得られていることから、12 のサンプル波とその平均値 (RMS) を重ね書きされている。また均質媒質での計算波の包絡形を比較して示している。

不均質モデル A、B に共通する全体的な傾向として、図 2.3-2、図 2.3-3 の速度波形でも見られたように、距離とともに直達 S 波以後の後続波の振幅が増大していることが RMS 波においても確認できるが、その包絡形状はサンプル波の間での差異があり、ばらつきが大きいことがわかる。距離別に見ると、震央距離 5km、10km においては直達 S 波部に対する後続波部の振幅は概して小さいものの、一部のサンプル波では直達 S 波部の半分程度となる比較的大きな振幅を示しているものもある。震央距離 20km になると概ね全ての計算波において後続波部の振幅が顕著になり、均質媒質波に比べて継続時間は明瞭に増大している。震央距離 40km では振動継続時間の伸びはより明瞭となり、モデル A では均質媒質波の約 4 倍、モデル B では約 3 倍の継続時間を示している。特に不均質モデル A においては後続波部の振幅の増大が顕著で、震央距離 40km では振幅最大値を示す時刻位置が直達 S 波部から後続波部に移っているサンプル波も見られる。このように近距離においても、遠距離を対象とした理論式で示されているような包絡形の幅の拡大（例えば、Saito et al.(2002)）が生じることが確認される。

また、図 2.3-1、図 2.3-2 の速度波形でも確認された、均質媒質波に対する直達 S 波部での振幅の変動が包絡形でも再確認できる。震央距離 5km、10km の包絡形においては、均質媒質に対する不均質媒質での包絡形の振幅変化には増大・減少の両者が見られるが、距離の増大とともに均質媒質に対して振幅が減少する計算波が増え、震央距離 40km においては全ての計算波の直達 S 波部の振幅が均質媒質に対して減少している。前述の通り、本検討では媒質の内部減衰は考慮していないが ($Q=\infty$)、対象としている震源距離 50km 程度以内の範囲においても、不均質媒質による散乱減衰が現れることを示している。

以上のように不均質媒質による波形への影響は震央距離 5km 程度の近距離から現れ、Imperator and Mai(2013)と同様に伝播距離が短い場合でも不均質媒質の影響が無視できないことを示唆している。また不均質媒質モデル A,B の比較から、近距離においても不均質パラメータの違いによる散乱効果の差異が現れることが確認され、数値シミュレーションによる評価においては適切な不均質パラメータの設定が必要であることを示している。

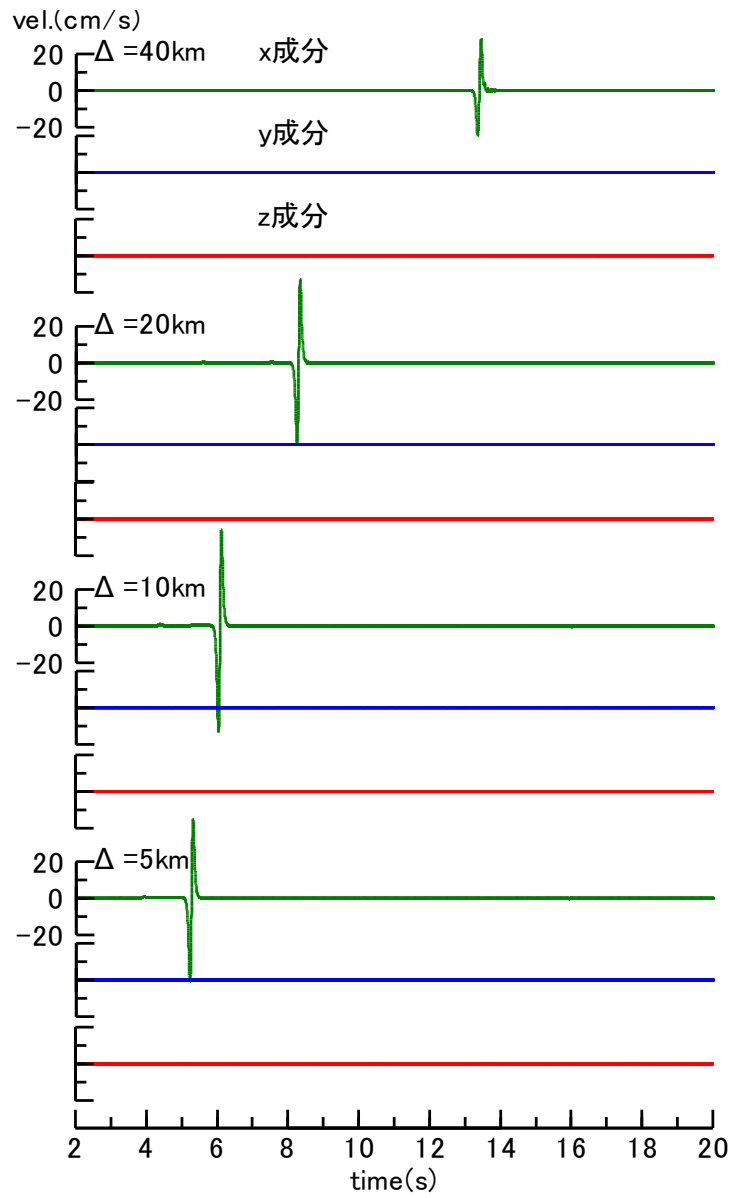


図 2.3-1 均質媒質によるシミュレーション波の例(速度波形)

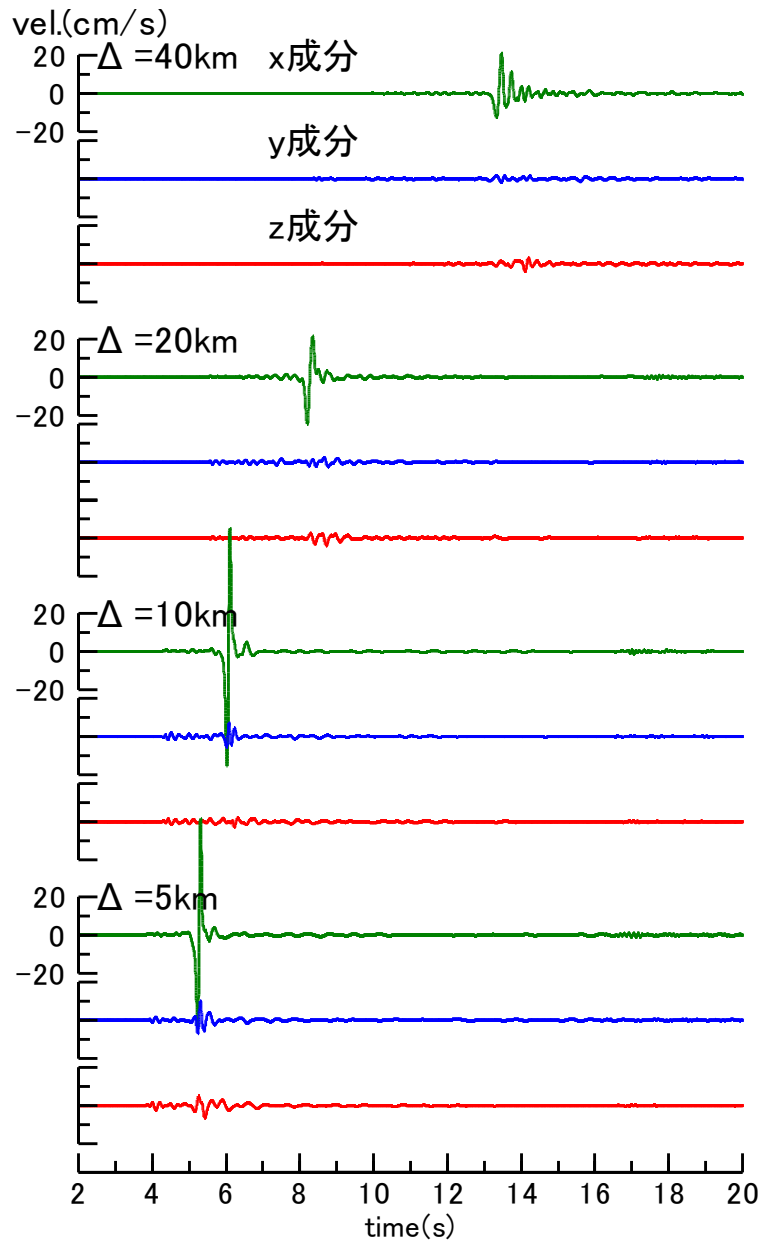


図 2.3-2 シミュレーション波の例(速度波形)
 (不均質モデル $A:a=2\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)

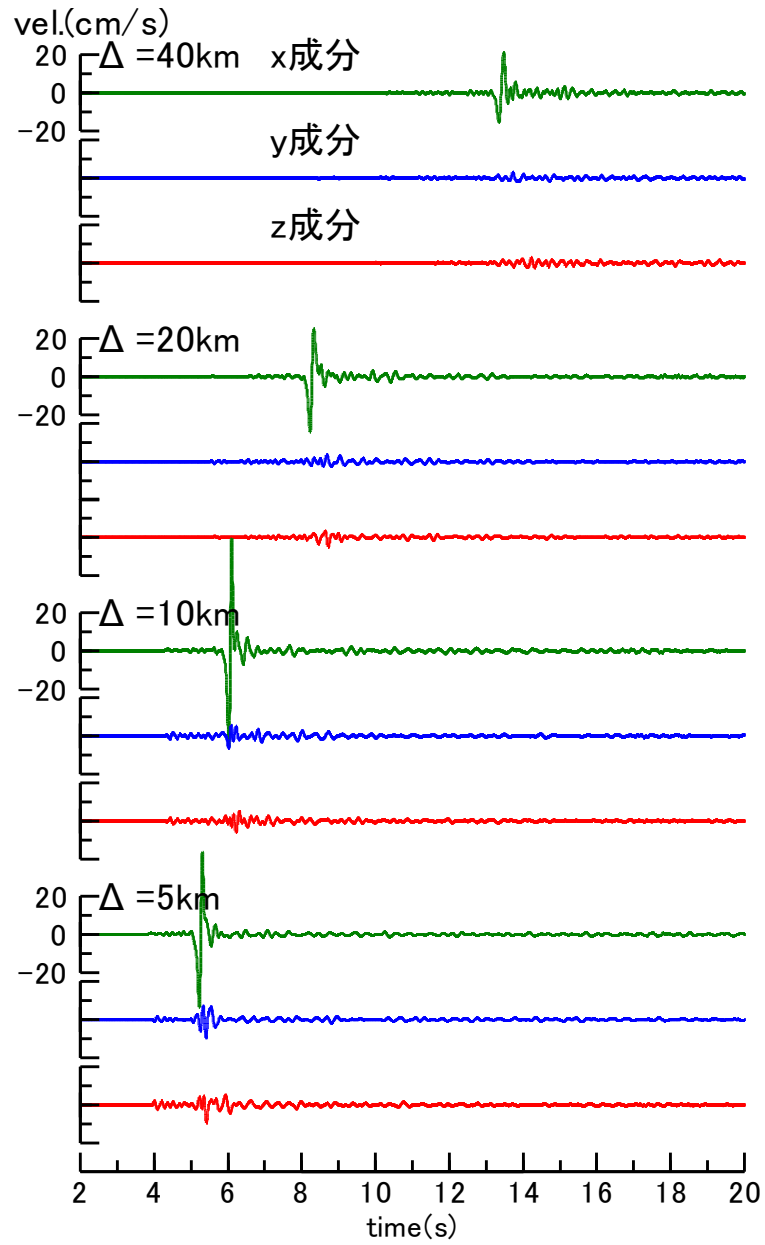


図 2.3-3 シミュレーション波の例(速度波形)
 (不均質モデル B: $a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)

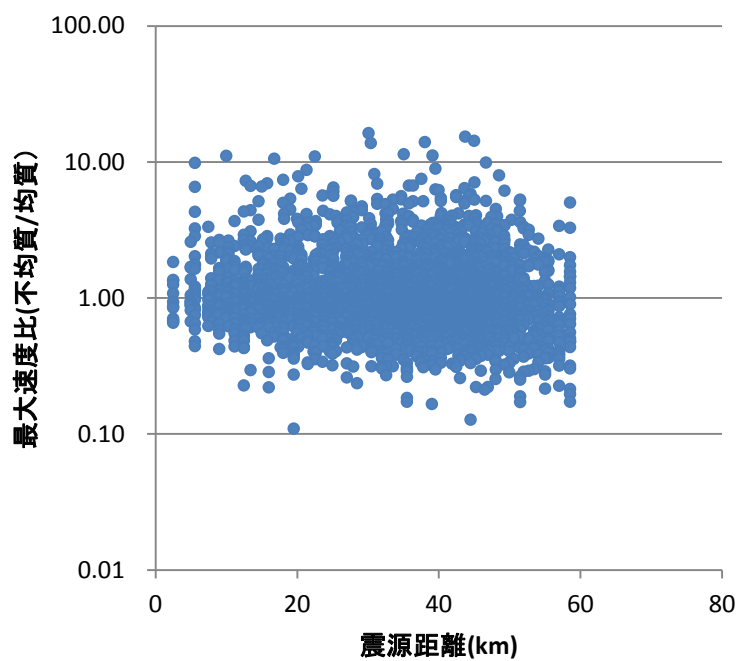


図 2.3-4 均質媒質と不均質媒質の計算波の最大速度の比
(不均質/均質) の震源距離の関係

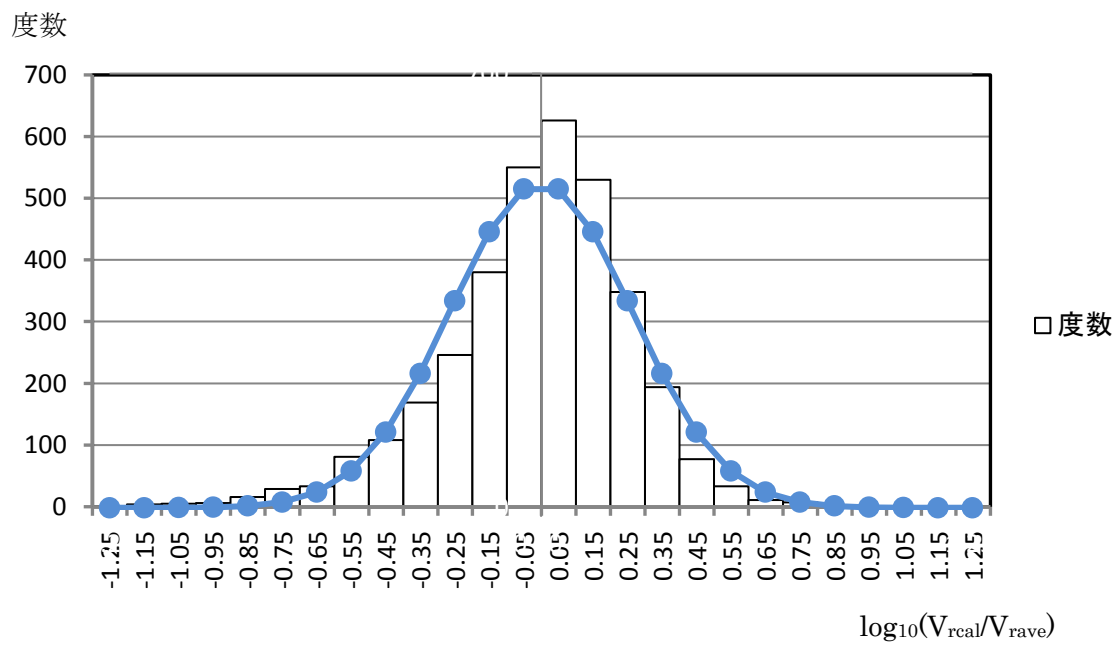


図 2.3-5 均質媒質と不均質媒質の計算波の最大速度の比（不均質/均質）の対数の度数分布と対数正規分布関数の比較

度数

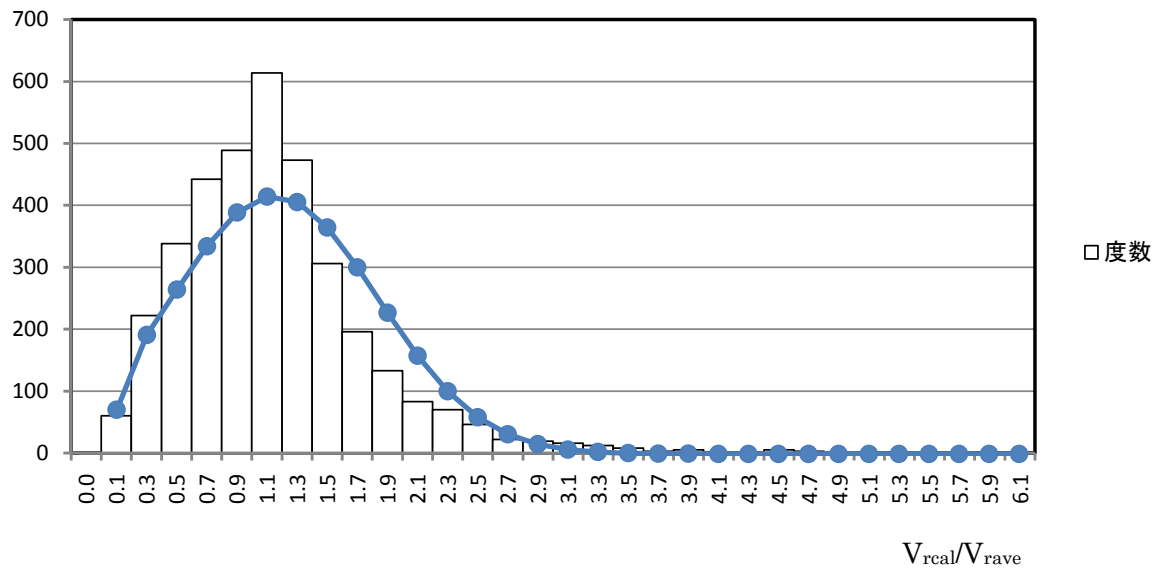


図 2.3-6 均質媒質と不均質媒質の計算波の最大速度の比（不均質/均質）の
度数分布と正規分布関数の比較

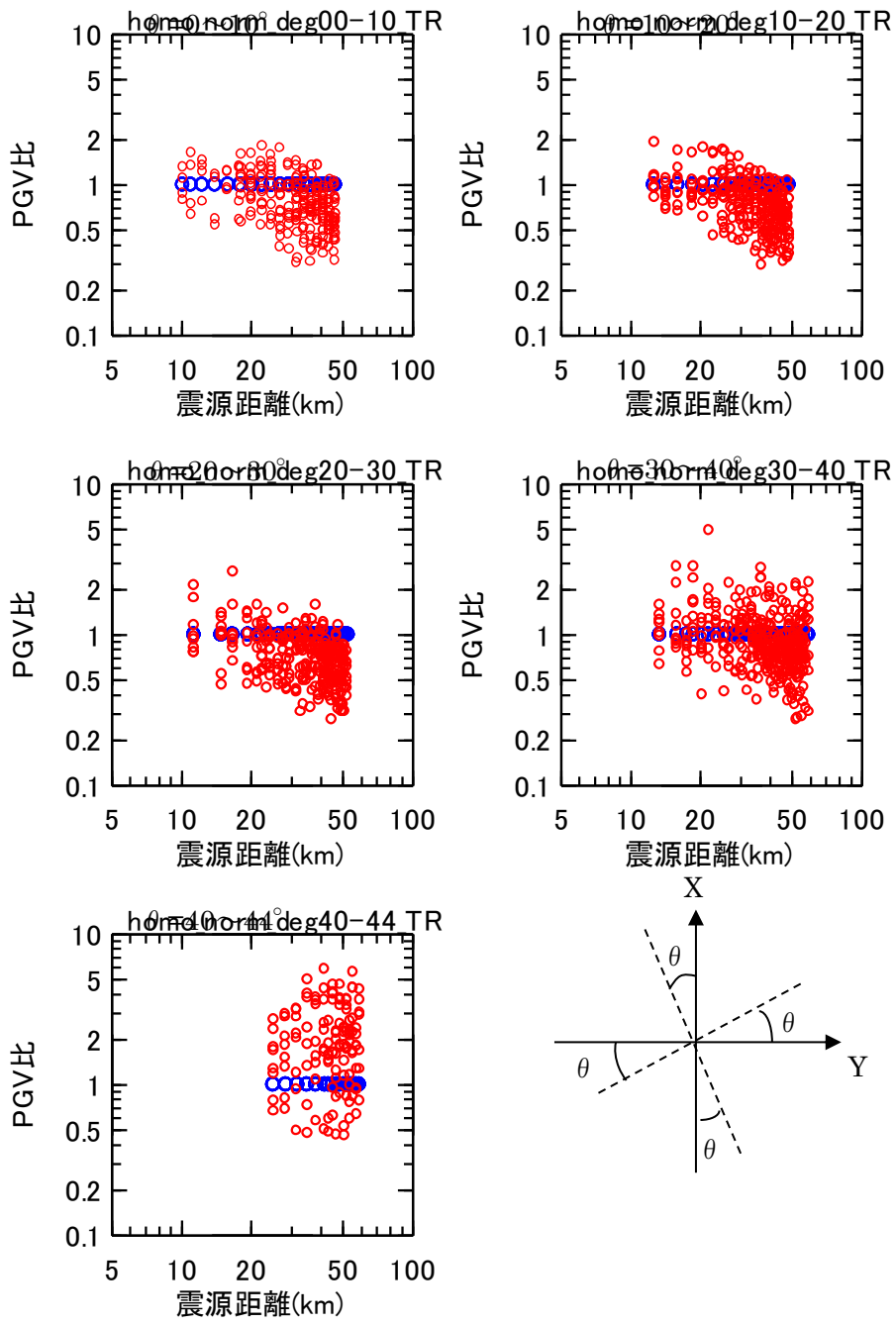


図 2.3-7 モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質)
位相ケース 1

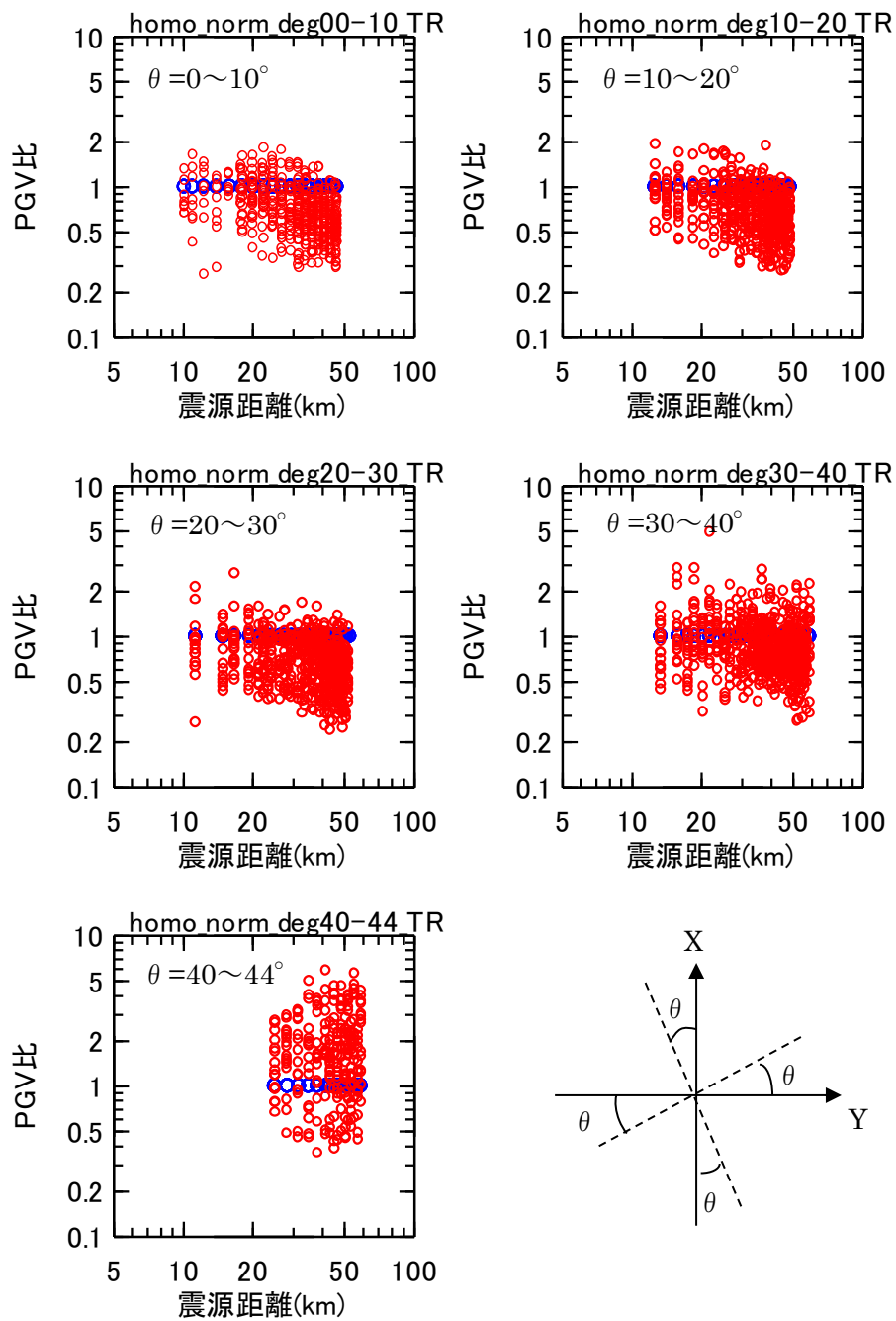


図 2.3-8 モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質)
位相ケース 1~2

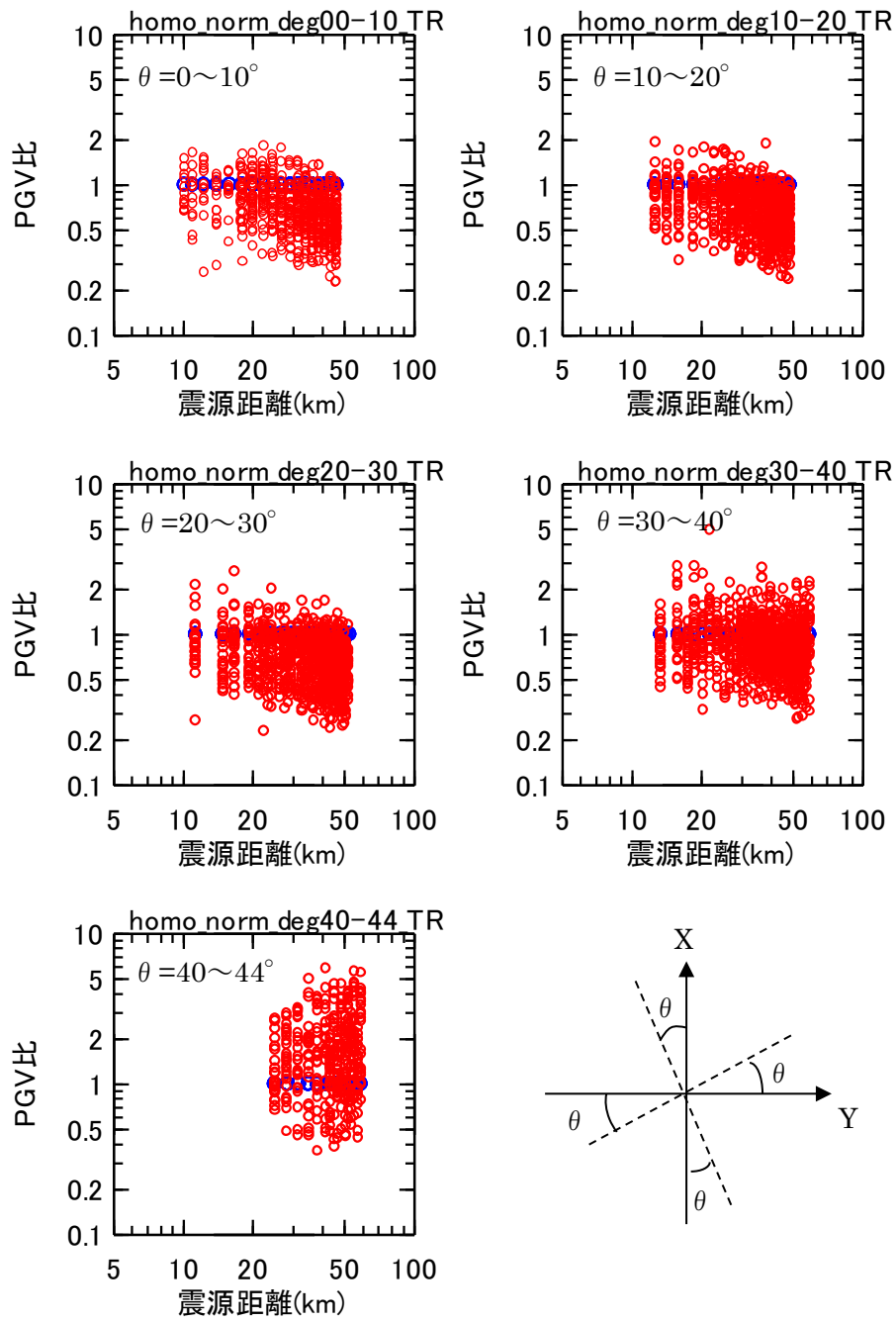


図 2.3-9 不均質モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質)
位相ケース 1~3

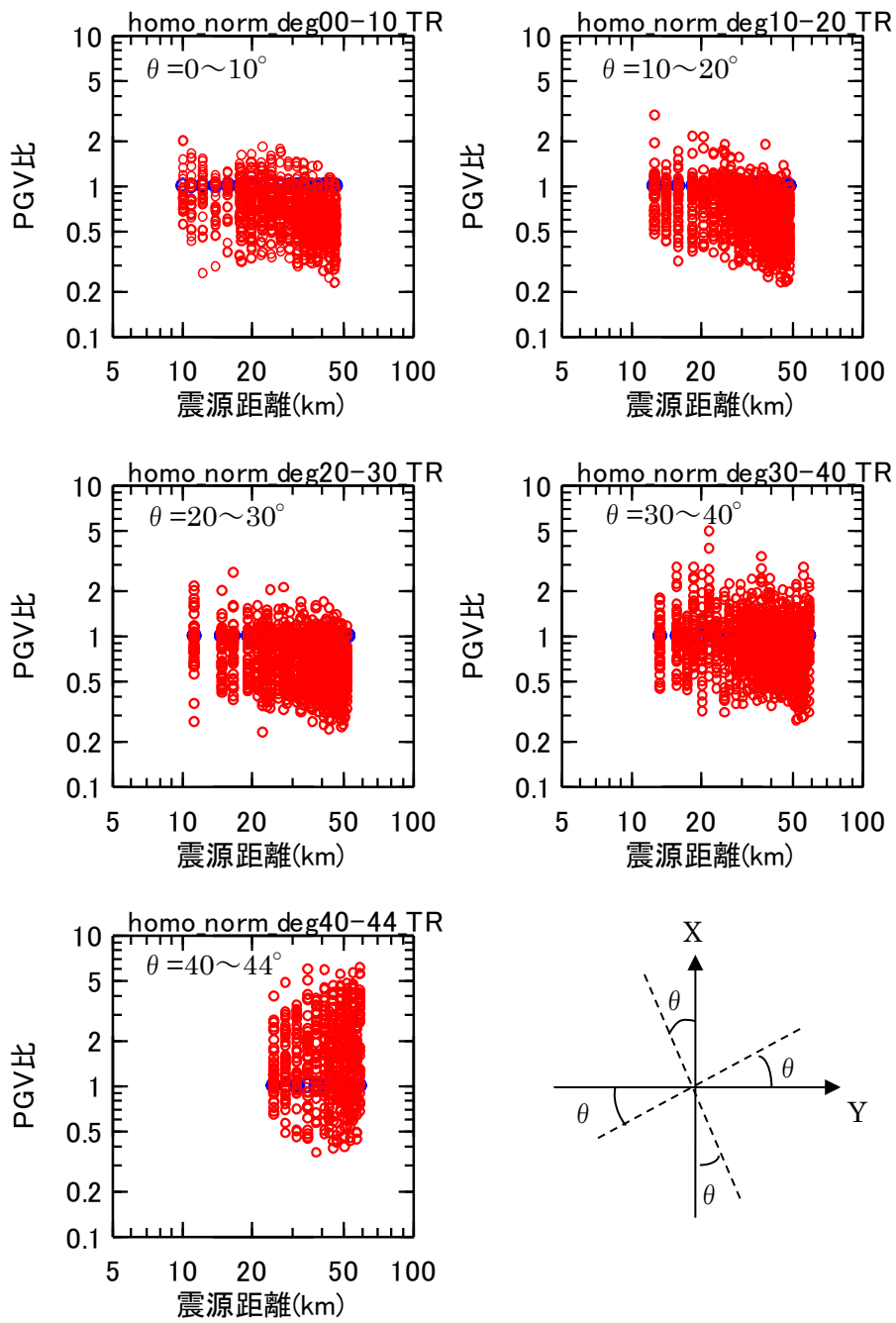


図 2.3-10 モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質)
位相ケース 1~5

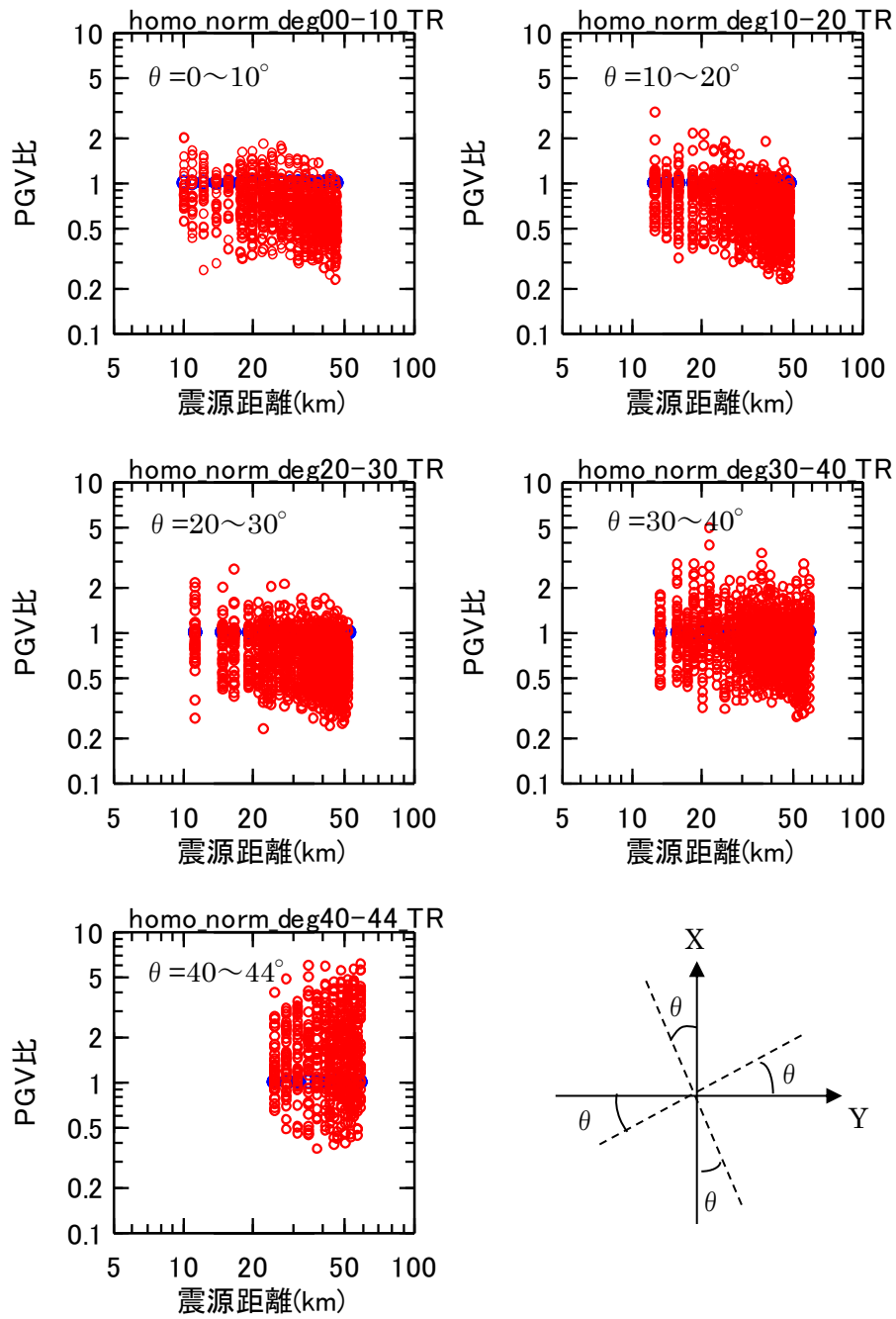


図 2.3-11 モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質)
位相ケース 1~8

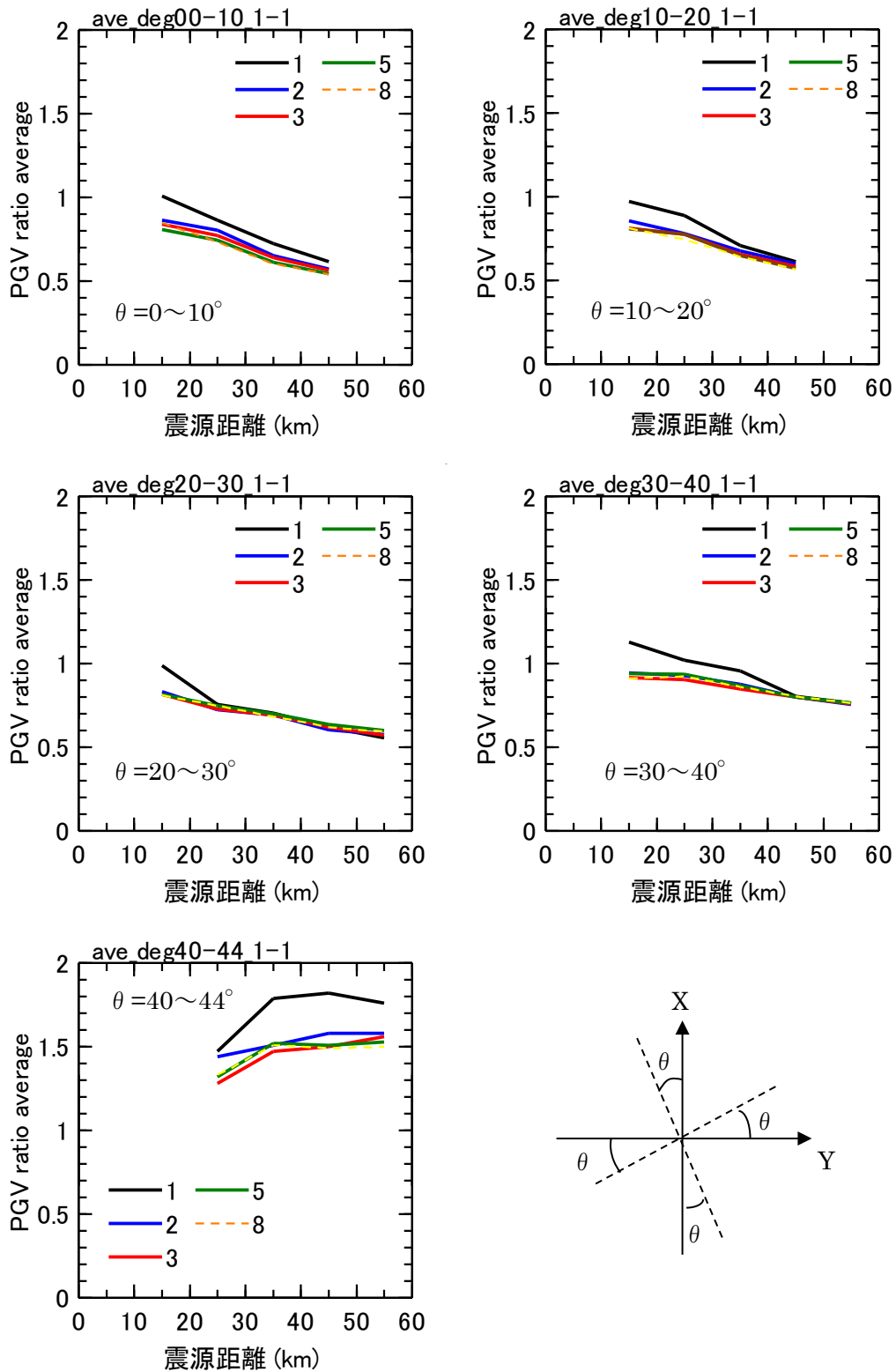


図 2.3-12 不均質モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質) の平均値のサンプル数による変化

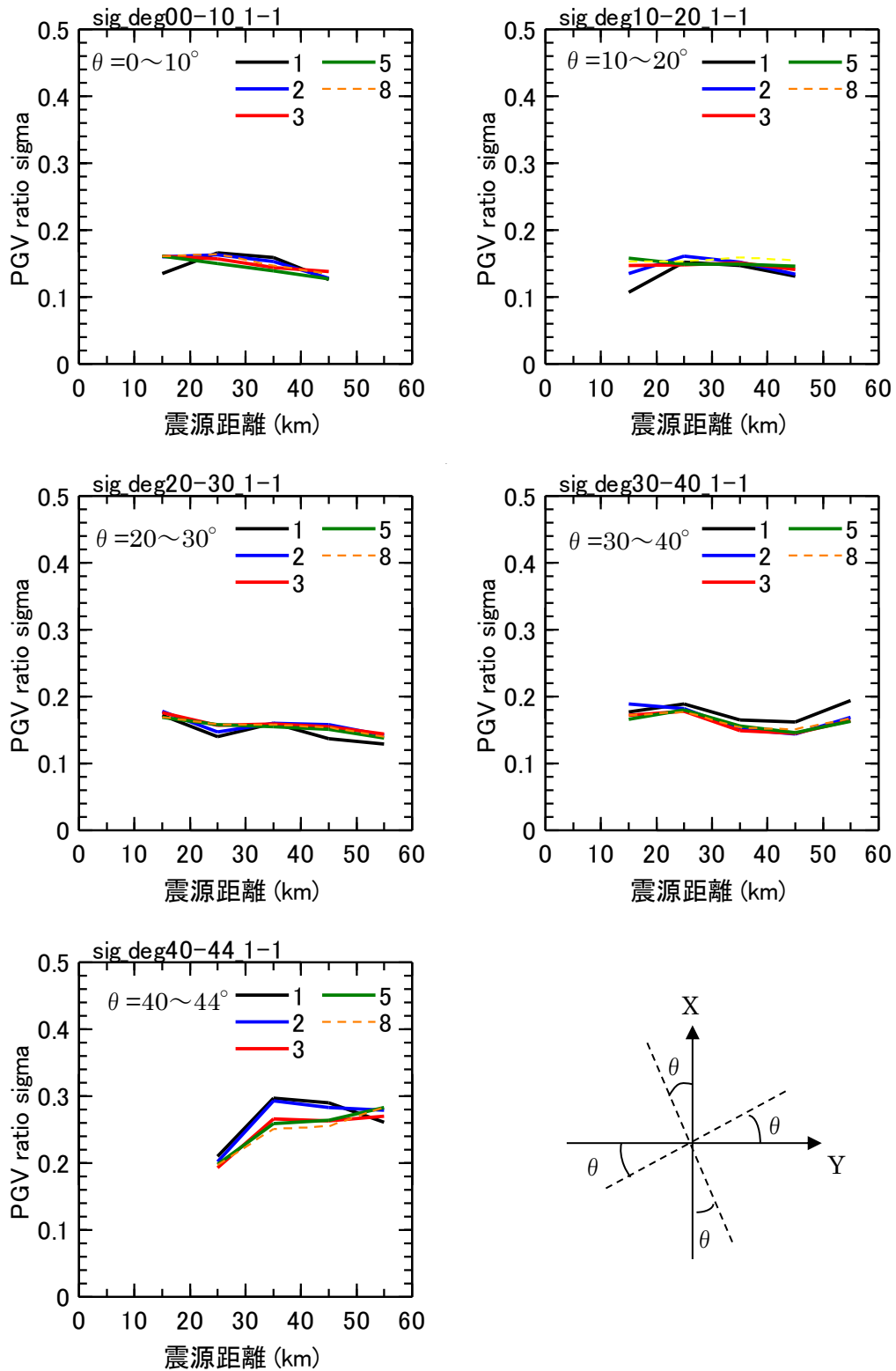
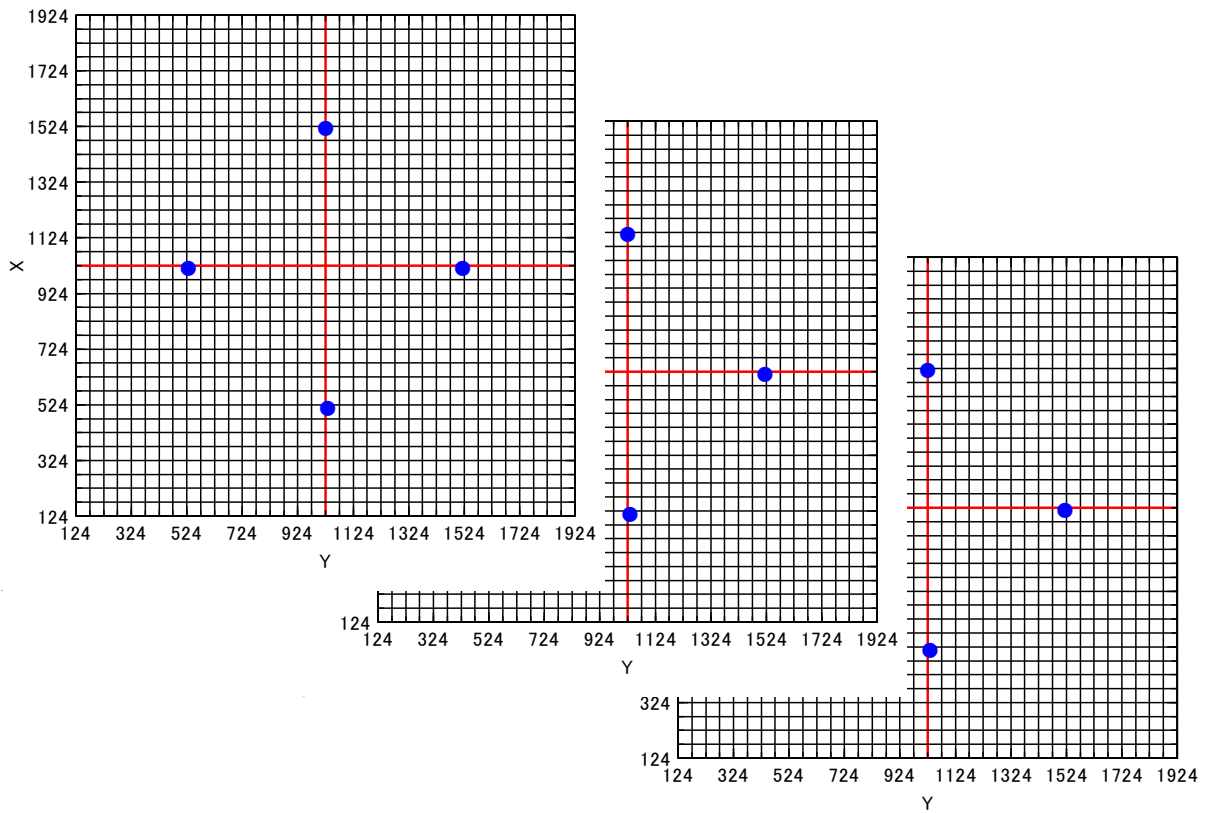
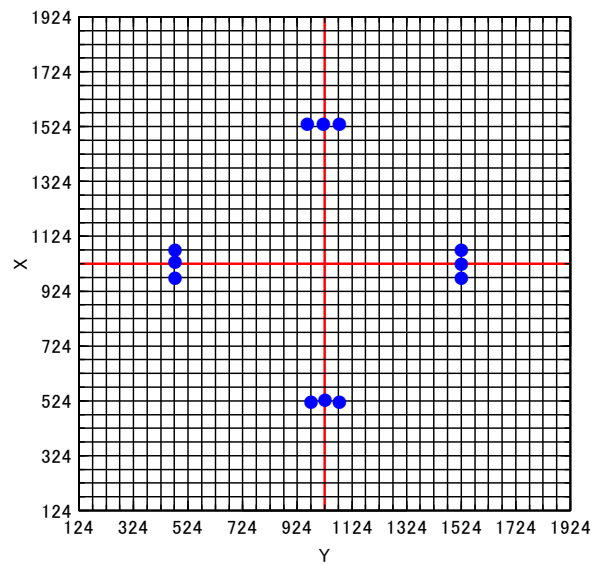


図 2.3-13 不均質モデル B ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$) の PGV 比 (不均質媒質/均質媒質) の標準偏差のサンプル数による変化

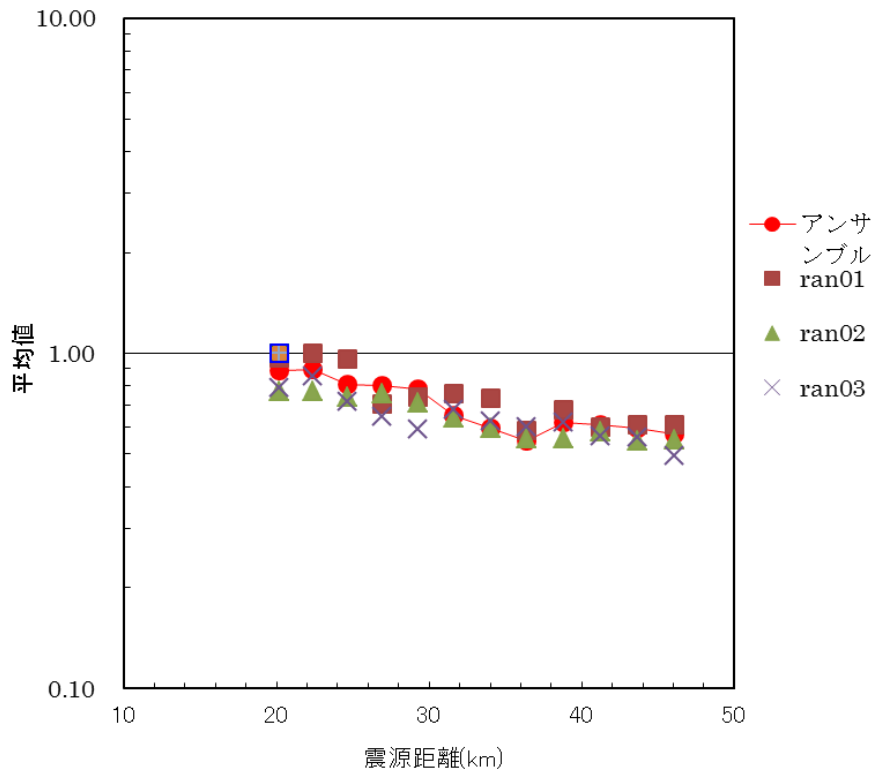


(a)アンサンブル統計

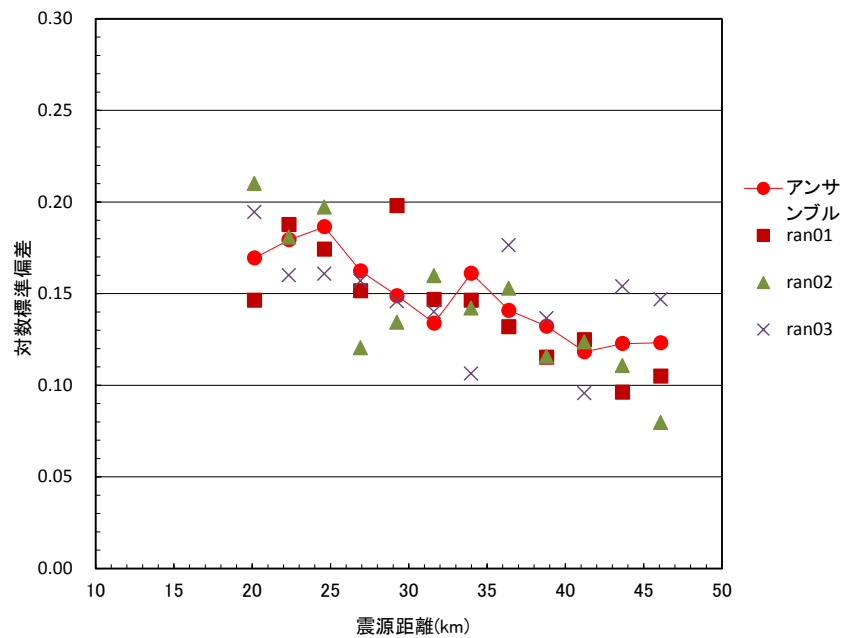


(b)空間統計

図 2.3-14 アンサンブル統計値および空間統計値を算出する際の観測点の例



(a) 平均値



(b) 対数標準偏差

図 2.3-15 アンサンブル統計と空間統計による平均値と対数標準偏差の比較
(凡例の ran01~ran03 はそれぞれ乱数ケース 1~3 の空間統計データを表す。)

表 2.3-1 マン・ホイットニーの検定におけるデータ処理の例

(a) アンサンブルデータと空間データ (不均質ケース 1)

No.	アンサンブルデータ		空間データ	
	データ	順位	データ	順位
1	0.03342	16.5	0.06819	20
2	-0.20761	3.5	0.03342	16.5
3	0.11394	21.5	-0.07212	10.5
4	0.05691	18.5	-0.08092	9
5	0.02938	15	-0.20761	3.5
6	-0.11805	7	0.20952	24
7	0.15836	23	-0.098	8
8	-0.24642	1	0.11394	21.5
9	-0.07212	10.5	-0.01233	12
10	-0.00922	13	-0.18177	5
11	-0.1261	6	0.05691	18.5
12	-0.22403	2	0.0086	14

(b) アンサンブルデータと空間データ (不均質ケース 2)

No.	アンサンブルデータ		空間データ	
	データ	順位	データ	順位
1	0.03342	20	0.0086	17
2	-0.20761	6	0.02938	18.5
3	0.11394	22	-0.00524	16
4	0.05691	21	-0.07779	13
5	0.02938	18.5	-0.11805	9.5
6	-0.11805	9.5	-0.10958	11
7	0.15836	23.5	-0.19518	7
8	-0.24642	3.5	0.15836	23.5
9	-0.07212	14	-0.09313	12
10	-0.00922	15	-0.31247	2
11	-0.1261	8	-0.24642	3.5
12	-0.22403	5	-0.40561	1

表 2.3-1 マン・ホイットニーの検定におけるデータ処理の例(続き)

(c) アンサンブルデータと空間データ(不均質ケース 3)

No.	アンサンブルデータ		空間データ	
	データ	順位	データ	順位
1	0.03342	19	-0.07779	13
2	-0.20761	6	-0.07212	14.5
3	0.11394	22	-0.22841	3
4	0.05691	20	0.08279	21
5	0.02938	18	-0.00922	16.5
6	-0.11805	11	-0.09528	12
7	0.15836	24	-0.1512	8
8	-0.24642	2	-0.1261	9.5
9	-0.07212	14.5	0.12385	23
10	-0.00922	16.5	-0.29671	1
11	-0.1261	9.5	-0.22403	4.5
12	-0.22403	4.5	-0.16749	7

表 2.3-2 マン・ホイットニーの検定における U 値

(a) アンサンブルデータと空間データ (不均質ケース 1)

震源距離 (km)	U 値
20.2	59.5
29.3	65.0
41.2	70.0

(b) アンサンブルデータと空間データ (不均質ケース 2)

震源距離(km)	U 値
20.2	56.0
29.3	60.0
41.2	71.0

(c) アンサンブルデータと空間データ (不均質ケース 3)

震源距離(km)	U 値
20.2	55.5
29.3	48.0
41.2	59.5

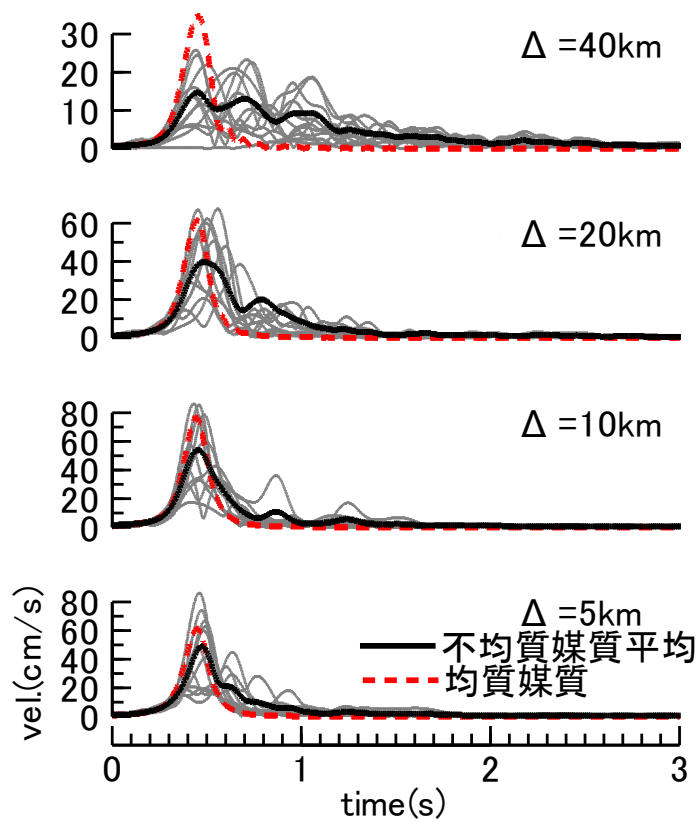


図 2.3-16 計算波の包絡形(不均質モデル A)
 灰色の実線は各サンプル波の包絡形を表す。

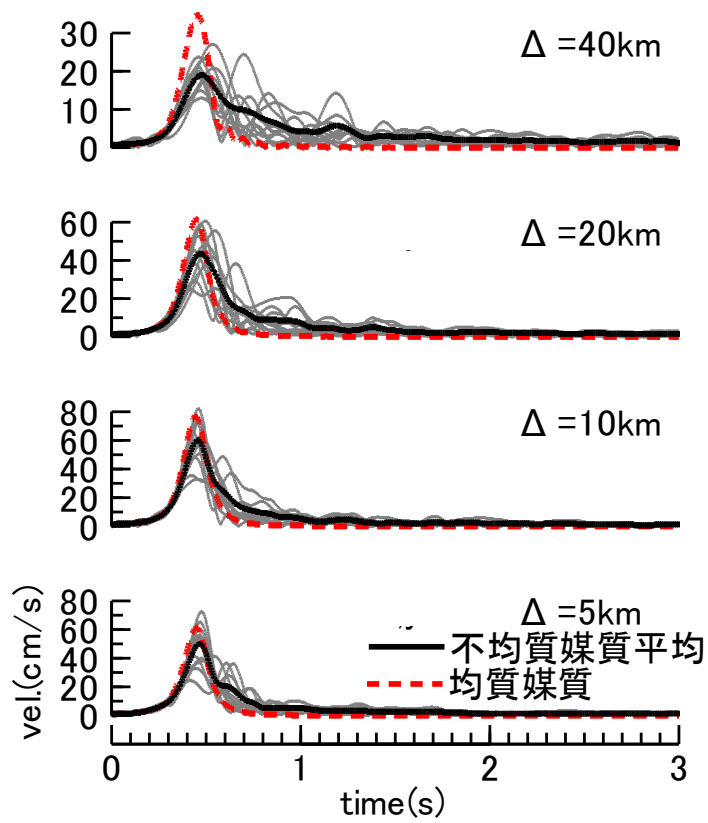


図 2.3-17 計算波の包絡形(不均質モデル B)
 灰色の実線は各サンプル波の包絡形を表す。

2.4 まとめ

伝播経路の地震波速度のランダム不均質をモデル化した地震動の数値シミュレーションに基づく検討を行い、計算波における不均質媒質の影響について検討を行った。ここでは工学的に重要と考えられる震央距離約 50km(解析波の S 波波長に対する比は約 50)の近距離領域における不均質の影響を検討するために、速度にランダムな揺らぎを与えた 3 次元不均質中にダブルカップル型点震源を仮定した差分法による評価を行った。

既往の研究に基づいてランダム不均質パラメータを仮定し、試算を行い、均質媒質による計算波の速度時刻歴、包絡形との比較を行った結果、不均質媒質での計算波にはコーダ波が生じるとともに、直達波部についても均質媒質波からの変化が見られ、散乱による振幅の距離減衰が生じていることが確認された。今回のシミュレーションでの不均質モデルとしては、速度揺らぎの強さが同一で揺らぎの相関距離が異なる 2 種類のモデルを設定しており、上述のような計算波の特徴には不均質モデルによる変化が確認された。本手法により、不均質媒質の影響を検討するためには、不均質パラメータの適切な設定が必要であることが確認された。

第2章の参考文献

- Aki, K. and B. Chouet : Origin of coda waves : source attenuation and scattering effects, J. Geophys. Res. , 80, pp.3322-3342, 1975.
- Aoi, S. and H. Fujiwara : 3-D finite difference method using discontinuous grids, Bull. Seism. Soc. Am., 89, pp.918-930, 1999.
- Birch, F. :The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, Part 2, J. Geophys. Res., 66, pp.2199-2224, 1961.
- Clayton, R. and B. Engquist : Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, Bull. Seism. Soc. Am., 67, pp.1529-1540, 1977 .
- Flatte, S. M. and R.S. Wu.: Small-scale structure in the lithosphere and athenosphere deduced from arrival time and amplitude fluctuations at NORSAR, J. Geophys. Res., 93, pp.6601-6614, 1988.
- Frankel, A. and R.W. Clayton : Finite difference simulations of seismic scattering; implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity, J. Geophys. Res. , 91, pp.6465-6489, 1986.
- フロイント、J. E.、F. J. ウィリアムス : 統計学入門 (上、下)、福場庸、大沢豊訳、培風館、1978.
- Hoshiya, M. : Large fluctuation of wave amplitude produced by small fluctuation of velocity structure, Phys. Earth and Planet. Interior, 120, pp.201-217, 2000.
- Imperator, W. and P.M. Mai : Broad-band near-field ground motion simulations in 3-dimensional scattering media, Geophys. J. Int., 192, pp.725-744, 2013.
- 小菅正裕 : コーダ波から推定されるリソスフェアのランダム不均質構造、地震 2、54、pp.127-145、2001.
- 翠川三郎、大竹雄 : 地震動強さの距離減衰式にみられるバラツキに関する基礎的分析、日本地震工学会論文集、3、pp.59-70、2003.

Saito, T., H. Sato and M. Ohtake : Envelope broadening of spherically outgoing waves in three-dimensional random media having power law spectra, *J. Geophys. Res.*, vol.107, No.B5, pp.ESE 3-1 - 3-16, 2002.

境有紀 : 地震動の強さとは、コラム、日本地震工学会、
<http://www.jaee.gr.jp/jp/stack/column/column34/>、2004(参照2016-08-30).

佐藤春夫、山下輝夫 : 地震波散乱の研究とその展望、*地震* 2、54、pp.65-76、2001.

Sato, H., M. C. Fehler and T. Maeda: *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth, second edition* , Springer, Berlin, pp.369-399, 2012.

佐藤吉之、翠川三郎 : 近距離の地震観測記録に見られる伝播経路の不均質の影響、*日本地震工学会論文集*、17、pp. 1-15、2017.

Sawazaki, K., H. Sato and T. Nishimura : Envelope synthesis of short - period seismograms in 3-D random media for a point shear dislocation source based on the forward scattering approximation: Application to small strike-slip earthquakes in southwestern Japan, *J. Geophys. Res.*, 116(B08305), doi:10.1029/2010JB008182, 2011.

Shapiro, S. A. and G. Kneib : Seismic attenuation by scattering: theory and numerical results, *Geophys. J. Int.*, 114, pp.373-391, 1993.

Takemura, S., T. Furumura and T. Maeda : Scattering of high-frequency seismic waves caused by irregular surface topography and small-scale velocity inhomogeneity, *Geophys. J. Int.*, 201, pp.459-474, 2015.

Wu, R. S. and K. Aki, *Seismic wave scattering in three-dimensionally heterogeneous earth*, *Pure and Applied Geophysics*, 128, 1988, pp.1-6.

3. 地震観測記録に基づく伝播経路の 不均質パラメータの推定

3.1 はじめに

前章の検討により、数値シミュレーションに基づいて、近距離においても地殻内不均質は地震動に一定の影響を及ぼしていることが確認された。ただし散乱の効果は不均質のパラメータに依存しており、実現象の評価のためには適切な不均質パラメータの設定が必要となる。ここでは地震観測記録に基づいて、近距離の地震動シミュレーションに適した不均質パラメータを推定する。

前述のように Wu and Aki(1988)は、全世界を対象として様々なスケールを対象として推定された ε と a についての整理が行っている。強震動予測において重要となる伝播経路はリスフェアに概ね対応しており、Wu and Aki(1988)の整理した既往研究によると、その a は概ね 0.3km から 20km に、 ε は概ね 0.02 から 0.1 の範囲に分布している。また小菅(2001)も世界各地で推定された地殻内の ε と a を整理しており、それぞれ概ね 0.01~0.08 および 0.5~1.0km に分布するとしている。いずれにせよ ε と a の分布範囲は広く、地域差が反映されていると考えられる。

国内の検討事例に絞り、後述の理論式に関連する ε^2/a の推定値を挙げると、例えば Sato(1989)は南東北~関東地域の地震記録に基づいて $\varepsilon^2/a=10^{-2.98\pm 0.32}\text{km}^{-1}$ を、Obara and Sato(1995)は関東・中部・東海地方の地震記録に基づいて $\varepsilon^2/a=10^{-3.49\pm 0.49}\text{km}^{-1}$ と推定している。また佐藤(2004)、佐藤(2006)は東日本の太平洋沖の海溝型地震の記録から $\varepsilon^2/a=10^{-2.84}\text{km}^{-1}$ を、東海・東南海沖および日向灘の海溝型地震の記録からそれぞれ $\varepsilon^2/a=10^{-3.18\sim -2.99}\text{km}^{-1}$ と $10^{-3.18\sim -2.99}\text{km}^{-1}$ を推定している。これらの研究では伝播距離が 100~200km 程度の記録を多く用いており、得られた不均質パラメータは海洋プレート、地殻や上部マントルを含んだ領域での平均的な値と推察され、 ε^2/a のオーダーは概ね $10^{-3}\sim 10^{-4}$ と推定されている。

不均質の空間分布を推定した研究である Asano and Hasegawa(2004)、Asano et al.(2004)、Carcolé and Sato(2010)を参照すると、地殻浅部においては深部より不均質性が大きい領域が存在することが確認できる。このため伝播距離がさらに短くなり伝播が浅部に限定されると、広範囲を対象とした場合と異なる不均質パラメータが得られることが考えられる。例えば Yoshimoto et al.(1997)は栃木県日光地域で震央距離 15km 以内の微小地震記録をデータとして $\varepsilon^2/a=8\times 10^{-3}\text{km}^{-1}$ を、また佐藤・岡崎(2014)は宮城県北部付近の震源距離 20~100km の観測記録から $\varepsilon^2/a=8\times 10^{-2.35}\text{km}^{-1}$ を推定しており、これらは前述の伝播距離が 100~200km 程度の記録を解析した事例よりも 1 オーダー程度大きくなっている。

以上を踏まえると、工学的に重要となる近距離での地震動の散乱効果を検討するためには、検討事例が少ない近距離記録をデータとした不均質パラメータ推定が必要となる。その際に近距離では相対的に散乱の効果が少なくなり、信頼性のある伝播経路の不均質を抽出のためには堆積層の影響を受けない地震波記録が必要となる。そのために、本研究では地震基盤面相当層に地中地震計が達している KiK-net 地点での地震観測記録から地盤同定により推定した 1 次元地盤モデルに基づいて地震基盤面での入力波を推定し、その包絡形

に基づいて伝播経路不均質の ε^2/a を推定する。次に差分法による数値シミュレーションを実施し、計算波から得られる ε^2/a の性状を観測値と比較して、適切な a と ε について検討する。

3.2 不均質パラメータの推定手法

伝播経路における速度揺らぎに起因して生じる地震波の散乱により、震源での波形は伝播距離とともに形状が崩れ、包絡形の幅が拡大していく。Saito et al.(2002)は多重前方散乱理論に基づいて平均速度に対する地震波速度揺らぎの割合の空間分布の自己相関関数が、強さ（揺らぎの標準偏差） ε , 相関距離 $a(\text{km})$ のガウス型関数に従う場合の二乗振幅包絡形 $I(r,t)$ の理論式を次式のように導出している。

$$I(r,t) = 1/(4\pi r^2 t_M) \cdot \pi^2/2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} n^2 \exp[-(\pi^2/4) n^2 (t-r/V_0) / t_M] \quad (3.2-1)$$

$$t_M = \pi^{1/2} \varepsilon^2 r^2 / (2aV_0) \quad (3.2-2)$$

ここで r は震源距離(km), t は発震時からの経過時間(s), V_0 は媒質の平均S波速度を表す。なおSato et al.(2012)は散乱の飽和条件から多重前方散乱を適用できる最小距離 X_{min} として、下記の式を示している。

$$\log(X_{min}/a) = -1/2 [\log(\pi a/2) - \log(\varepsilon^2) - \log(\pi^{1/2} / 6)] \quad (3.2-3)$$

(3.2-3)式による X_{min} については後述の解析結果の検討において評価する。

観測記録から推定した地震基盤での速度波の包絡形を(3.2-1)式の平方根から算出される理論包絡形と比較することにより(3.2-2)式の不均質パラメータ a と ε を推定する。ただし a と ε は独立に求めることはできないので ε^2/a を推定する。地震基盤波の包絡形はDziewonski et al.(1969)の方法により算出した。理論包絡形とのフィティングを行う解析区間は観測記録の直達波部分を十分に包含することを確認した上で、S波初動立ち上がり部分から1~2秒間を基本とした。観測記録に適合する ε^2/a は、解析区間における包絡形の観測値と理論値の残差二乗和が最小になるように、非線形最小二乗法を用いて決定した。

3.3 検討する観測記録

観測点として **KiK-net** の観測点から地中地震計が地震基盤(V_s が概ね 3000m/s 以上の層)に達している地点 (図 3.3-1) を対象として選択した。このような観測点から、近距離の地殻内地震の記録が多く得られていることおよび記録の質等を考慮して、今回は **SMNH01**(伯太), **GIFH09**(羽島), **MYGH01**(仙台)の3地点を解析対象とした。選択した3地点のPS検層モデルを図 3.3-2 から図 3.3-4 に示す。PS 検層によると地中地震計位置の S 波速度は 2800km/s, 3040m/s, 3260m/s となっている。解析対象とする記録としては震源距離 100km 以内、震源深さ 40km 以内の地震を選択した。また後述する S 波部包絡形に基づいた不均質パラメータ推定法においては、震源での波形がパルス的であるという仮定を用いているため、震源破壊時間が小さくなるように地震の規模は気象庁マグニチュード M_j5 以下を対象に選択した。

また目視により S 波部の波形を確認し、直達波部分の形状が複雑である地震は解析対象から外した。観測記録の諸元を表 3.3-1 に、震央分布を図 3.3-5 に示す。選択された **SMNH01**, **GIFH09**, **MYGH01** での地震数はそれぞれ 12 地震、5 地震、4 地震となった。**SMNH01** の記録は 2000 年鳥取県西部地震の余震であり、他地点に比べて近距離の記録が多く得られている。

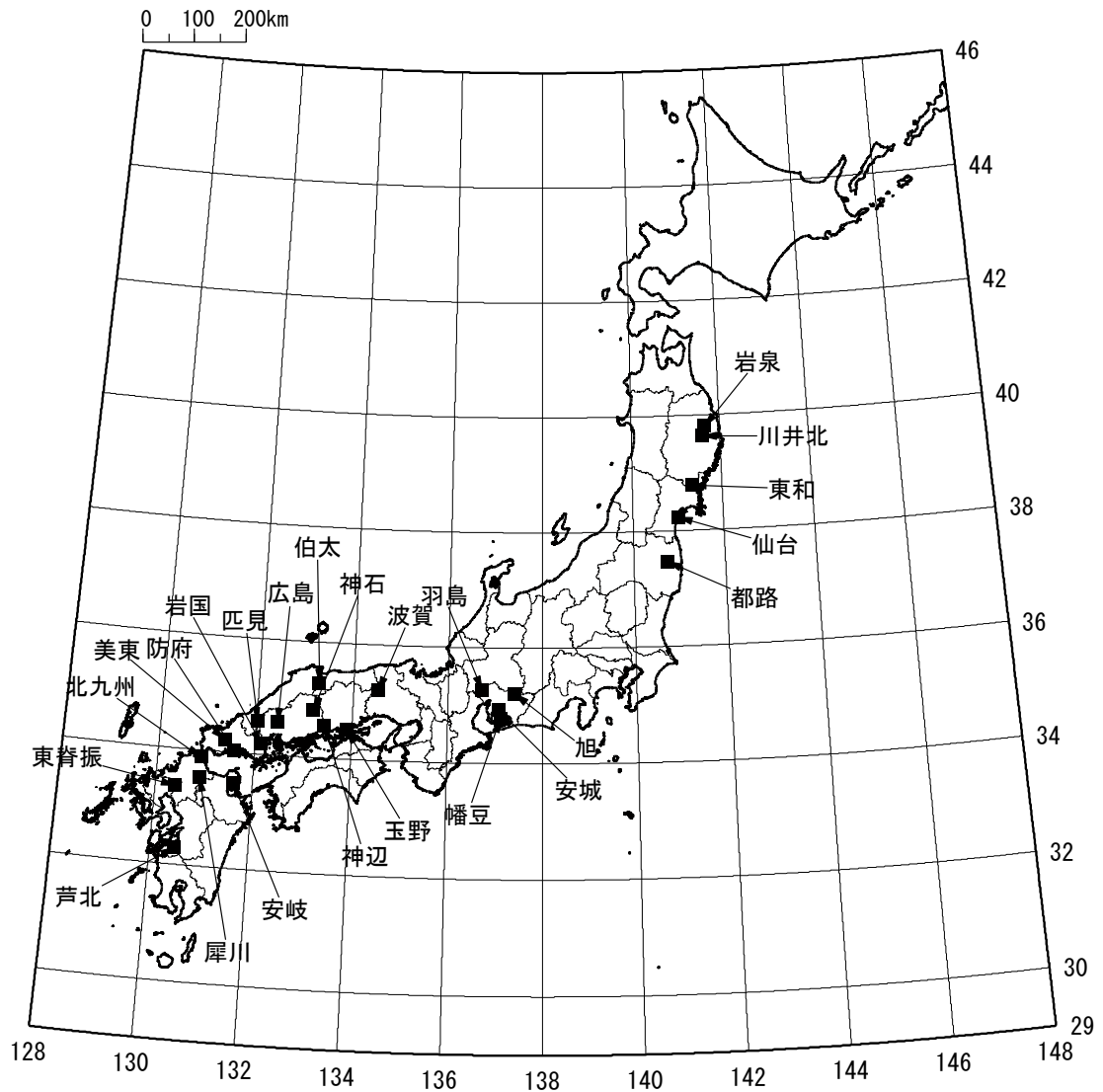


図 3.3-1 地中地震計が地震基盤相当層に達している KiK-net 観測点の分布

観測点名： 伯太 (はくた)
 所在地： 島根県能義郡伯太町赤屋118-2
 緯度： 35° 17' 35.2"
 孔口標高： +175m

観測点コード： SMNH01
 経度： 133° 15' 46.1"
 総掘進長： 104.00m

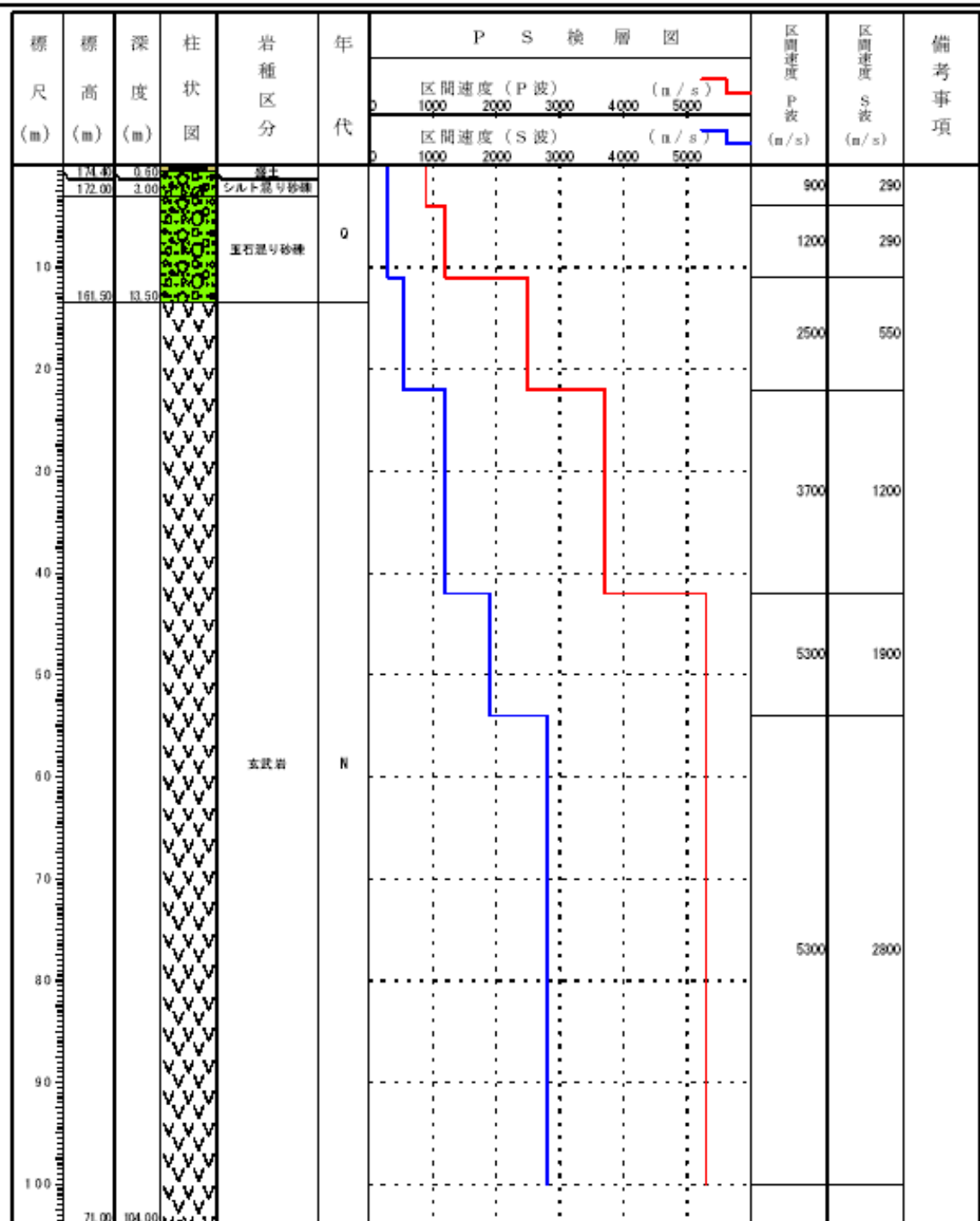


図 3.3-2 KiK-net 観測点 SMNH01(伯太)における PS 検層データ

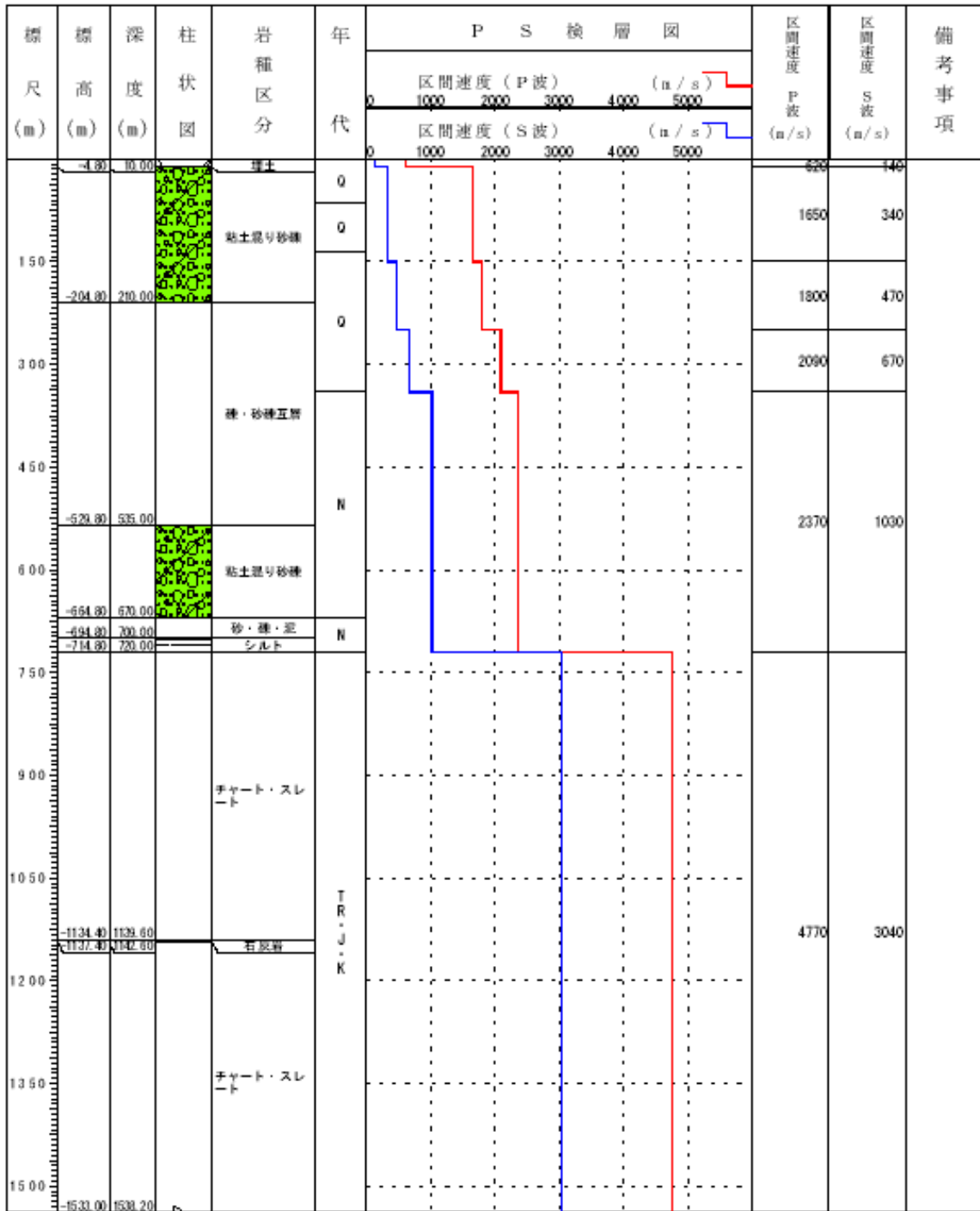


図 3.3-3 KiK-net 観測点 GIFH09(羽島)における PS 検層データ

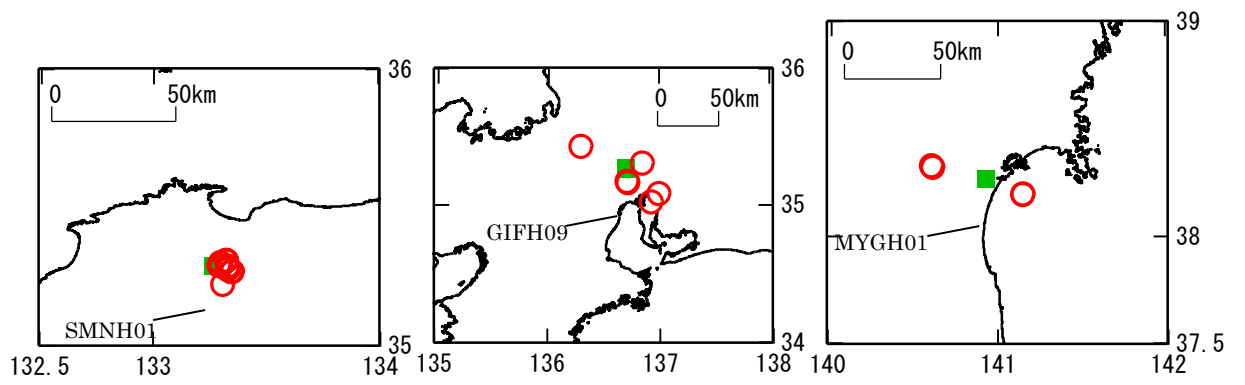


図 3.3-5 解析に用いた地震の震央分布

表 3.3-1 解析に用いた地震の諸元

SMNH01(1)

No.	年/月/日 時:分	北緯	東経	深さ (km)	M _J	震源 距離 (km)
1	2000/10/06 18:54	35° 16.4′	133° 20.9′	12	3.4	15.5
2	2000/10/06 19:57	35° 16.4′	133° 20.5′	13	3.6	15.2
3	2000/10/06 23:13	35° 17.8′	133° 17.4′	7	4.2	7.5
4	2000/10/07 18:32	35° 18.9′	133° 19.3′	8	4.0	10.0
5	2000/10/17 22:10	35° 17.6′	133° 17.8′	7	3.5	7.8
6	2000/10/18 00:00	35° 18.9′	133° 19.1′	9	3.1	9.8

SMNH01(2)

No.	年/月/日 時:分	北緯	東経	深さ (km)	M _J	震源 距離 (km)
7	2000/11/10 19:09	35° 18.7′	133° 19.2′	9	3.0	10.6
8	2001/04/19 08:51	35° 18.2′	133° 17.9′	10	2.9	10.6
9	2001/08/11 17:29	35° 17.0′	133° 19.7′	15	3.4	16.3
10	2002/03/06 07:12	35° 17.0′	133° 19.8′	15	4.6	16.4
11	2003/04/18 20:01	35° 17.6′	133° 19.7′	13	3.2	14.4
12	2003/12/13 22:07	35° 13.6′	133° 18.2′	11	3.8	14.0

GIFH09

No.	年/月/日 時:分	北緯	東経	深さ (km)	M _J	震源 距離 (km)
1	2000/03/03 09:23	35° 10.8′	136° 42.9′	16	3.8	19.3
2	2001/09/22 18:10	35° 02.6′	136° 56.7′	38	4.0	51.1
3	2003/09/11 00:29	35° 26.5′	136° 17.7′	38	3.8	56.0
4	2005/01/09 18:59	35° 18.7′	136° 51.0′	13	4.7	19.2
5	2005/12/28 14:52	35° 10.9′	136° 42.6′	13	3.8	16.8

MYGH01

No.	年/月/日 時:分	北緯	東経	深さ (km)	M _J	震源 距離 (km)
1	2001/01/27 16:54	38° 20.0′	140° 35.7′	11	3.1	38.3
2	2001/02/04 20:51	38° 19.9′	140° 35.7′	11	3.0	38.2
3	2007/04/05 20:39	38° 12.1′	141° 08.9′	12	4.5	18.4
4	2007/04/12 22:50	38° 11.9′	141° 08.8′	12	4.5	18.4

3.4 地震基盤波と不均質パラメータの推定

3.4.1 地盤同定による地震基盤波の推定

解析の対象とする地中観測記録には地震基盤以浅の堆積層からの下降波が含まれているため、堆積層が存在しない場合の地震基盤面での解放波を推定する、いわゆるはぎ取り解析を行った。はぎ取り解析では堆積層の地盤モデルを仮定してその伝達特性を評価する必要がある。地盤モデルとしては各観測点位置におけるPS検層による速度構造が公開されているが、伝達関数の評価にはPS検層データにはない減衰特性(Q値)が必要となる。そこで観測記録の伝達関数を逆解析することにより、堆積地盤のQ値を推定するとともに、速度構造についてもより最適な地盤モデルを探索した。その際、KiK-netが地表・地中の2点のみの鉛直アレーであることを考慮し、2点間の伝達関数からできるだけ精度良く堆積層の地盤モデルを推定するために、逆解析には佐藤・他(2003)による方法を用いた。

KiK-netにおける地表と地中の2点の鉛直アレー記録を用いて、この2点間の複数層の速度とQ値を推定する場合、通常伝達関数の逆解析手法では速度とQ値が精度良く求められない可能性がある。そこで佐藤・他(2003)は、S波部 Transverse 成分とP波部 UD 成分の伝達関数(地表/地中)およびP波部の水平動 Radial 成分とUD成分の比(H/V比)の同時逆解析による速度とQ値の推定手法を提案し、多点鉛直アレー観測が行われている福島県の2地点でその適用性を確かめた。本論ではこの手法を用いて、地震基盤相当層に地中地震計が達していると思わせるKiK-net観測点の解析を行い、堆積岩のQ値を推定した。なおS波部 Transverse 成分およびP波部 UD 成分の理論伝達関数の算出には、それぞれ1次元波動論に基づきSH波、P波の斜め入射に対する伝達関数を評価する。またH/V比についてはP波の斜め入射に対する水平 Radial 成分と鉛直成分の理論値を算出する。これらの理論値と観測値の残差二乗値の平方根の逆数を適合性の指標として、適合性が良くなる地盤モデルを探索した。

解の探索にはKobayashi et al.(2000)による遺伝的アルゴリズムに基づく手法を用い、推定するパラメータはP波速度(V_p),S波速度(V_s), P波およびS波のQ値 (Q_p, Q_s)および地震基盤への入射角とした。層分割と層厚はPS検層データと同じとした。Q値モデルは小林・他(1999)による V_s に依存した次式を用い、次式の係数 α と β を推定した。ここで f は周波数(Hz)を示す。

$$1/Q_s = 1/(\alpha V_s f) + 1/(\beta V_s) \quad (3-41)$$

なお Q_p は吉田・小林(2002)に基づいて $Q_p = Q_s/2$ と仮定した。速度についての層分割はPS検層モデルでの層区分をそのまま用いた。Q値に関する層分割は、地震波速度の変化と土質を参考にして、適宜、複数の層をまとめて同一のQ値を与えるグルーピングを行った。KiK-netの地盤データとして密度は得られていないので、密度 $\rho(\text{g/cm}^3)$ は小林・他(1995)によ

る次式を用いて $V_s(\text{km/s})$ から推定した。

$$\rho = 0.67V_s^{1/2} + 1.40 \quad (3.4-2)$$

逆解析対象の振動数範囲は0.5~20Hzとした。逆解析におけるGAにおける個体数は2000、交差率は70%、突然変異率は3%、未知変数のビット数は12ビット、世代交代数は50世代とした。速度の探索については、最下層（地震基盤）の速度はPS検層値に固定し、堆積層の速度の探索範囲はPS検層値の±20%の範囲とした。逆解析は初期乱数を変えた10ケースを行った。観測スペクトルと計算スペクトルの適合度についてその残差を参考にして、10ケースから適合度が良いと判断される4~6ケースを選択し、その平均値を最終的な逆解析地盤モデルとした。

表3.3-1の検討対象地震は比較的単純な波形を示すという制限を課して選択したため、地盤の逆解析に用いる記録はそれらとは別に選択した。その際に伝達関数には入射角依存性があることを考慮して、観測点毎に記録の見かけの入射角のばらつきが20°程度以内に収まるようにした。その結果、図3.4-1から図3.4-3に示すように、各点毎に4~8地震が選ばれ、各記録の伝達関数およびH/V比の対数平均を逆解析の対象とした。

参考として、図3.4-4から図3.4-6に初期地盤モデルとしたPS検層による速度構造を用いた場合の伝達関数と観測スペクトル比の比較を示す。 Q_s については、工学的なモデルとしてしばしば用いられる $Q_s=V_s/15$ を用いて各層の値を設定した。基盤面への入射角については後述する逆解析結果で得られた値を用いている。この図から $Q_s=V_s/15$ では堆積層のQ値を過大評価してしまうことがわかる。また各成分ともPS検層モデルそのままではピーク位置が観測スペクトルとずれる場合が多く、速度構造の修正が必要であることを示している。

逆解析結果として、3観測点における伝達関数、H/V比の観測値と計算値とのフィッティングを図3.4-7、図3.4-9、図3.4-11に示す。細部においては差異が見られるものの、推定地盤モデルによる計算値は観測値の特徴を概ね表現できており、逆解析は良好に行われていると判断した。逆解析で推定された V_s, V_p をPS検層モデルと比較して図3.4-8、図3.4-10、図3.4-12に示し、はぎ取り解析で用いる V_s および Q_s を表3.4-1に示す。

地震基盤面でののはぎ取り波は、推定した地盤モデルに対してSH波の鉛直入射を仮定して、地中地震記録から推定した。

$$O_b'(f) = O_b(f) / R_b(f) \quad (3.4-3)$$

ここで $O_b(f)$ 、 $O_b'(f)$ はそれぞれ地中地震計のS波部Transverse成分の観測記録のフーリエスペクトルおよびはぎ取り波のフーリエスペクトルである。 $R_b(f)$ は地震基盤におけるSH波鉛直入力(E_0)に対する地中地震計位置における上昇波+下降波(E+F)の伝達関数 ($(E+F)/E_0$) である。伝達関数については1次元重複反射理論に基づいて評価し、対象とした記録が中小地

震であることから地盤の非線形性は考慮していない。

推定地盤モデルを用いてはぎ取りを行った各観測点の地中地震計の観測波と推定した地震基盤波のTransverse成分の例を図3.4-13に示す。図3.4-13では0.5～5Hzの帯域フィルターを施した速度波形を示している。推定された地震基盤波は継続時間が短く、比較的単純な形状を示しているが、初動部の震動継続時間はマグニチュードから推定される断層破壊継続時間に較べて長いことを確かめた。例えば、図3.4-13に示したSMNH01のNo.9地震(気象庁マグニチュード $M_J=3.6$)について地震モーメント M_0 を算出し(モーメントマグニチュード $M_w=M_J$ と仮定)、さらに入倉・三宅(2001)による経験式から得られる断層面積 S から断層の等価半径 r を求めると0.3kmとなる。地殻の V_s を3.7km、断層破壊速度 $V_r=0.72V_s$ として、断層破壊継続時間を $2r/V_r$ で見積ると約0.2秒となる。一方、図3.4-13のSMNH01のNo.9記録の主要動部の長さは1秒強である。このことから記録の主要動部は伝播経路での散乱による包絡形幅の拡大の影響を受けていると考えられ、次項で伝播経路での散乱による包絡形幅の拡大の理論式を当てはめる。

3.4.2 地震基盤波の包絡形による不均質パラメータの推定

各観測点における包絡形と理論包絡形とのフィッティングを行った例を図3.4-14に示す。ここで観測記録の包絡形は1Hz～4Hzの帯域フィルターを施した波形に対して評価しており、最大値で規準化して示している。前述の通りフィッティングを行う解析区間はS波の立ち上がりから1～2秒間を基本としたが、パルス幅の狭い記録については区間をより短くして、回帰計算を行った。なお(3.2-1)式、(3.2-2)式による理論包絡形はS波到達時から急峻に立ち上がるが、図3.4-14の観測記録の包絡形例は0.3秒程度の立ち上がり時間を有している。これは震源での滑りの立ち上がり時間が有限であるためである。理論包絡形において震源滑りの立ち上がり時間を考慮するために、ここでは(3.2-1)式、(3.2-2)式に次式で示すコサイン型の震源時間関数をコンボリューションし、その包絡形を観測形に適合させた。

$$S(t) = 0.5(1 - \cos(2\pi t/\tau)) \quad (3.4-4)$$

(3.4-4)式における立ち上がり時間 τ については、最小二乗法による推定値には含めず、観測記録の包絡形の立ち上がり部を参照して0.3～0.5秒程度の値を定め、その値を中心として複数の τ の値を仮定し、最小二乗法による包絡形の適合性が最も良くなる値を選択した。

ε^2/a の値として SMNH01 では 0.0066～0.035 km⁻¹、GIFH01 では 0.00082～0.00576km⁻¹、MYGH01 では 0.00069～0.0025 km⁻¹ が得られ、各観測点において1オーダー近いばらつきが見られた。

推定された ε^2/a と震源距離と関係を図3.4-15に示す。図3.4-15のように ε^2/a の値は震源距離とともに減少する依存性を示しており、その傾向は3観測点で連続していることから各観測点に共通した不均質の性状を反映していると判断される。

この ε^2/a の距離依存性の原因について検討するために、まず既往研究により推定された不均質パラメータとの比較を実施した。小菅(2001)は世界各地における、地震観測記録に基づいた不均質パラメータの研究事例のレビューを行っており、そのうち地殻を対象として推定された a と ε の値を表 3.4-2 と図 3.4-16 に示す。図 3.4-16 には本研究で推定された ε^2/a に対応する a と ε の関係を直線で示しており、実線、破線、点線はそれぞれ震源距離 10km 未満、10km 以上 20km 未満、20km 以上の記録から得られた ε^2/a の値に対応している。なお本研究の地震記録の震源距離の最小値は約 8km であり、 a については 8km を上限として描いている。本研究の震源距離 10km 以上の記録から得られた ε^2/a の分布範囲は、既往研究による a と ε の分布範囲に概ね含まれている。一方、震源距離 10km 未満の記録から得られた ε^2/a は既往研究に比べて大きめの値を示していることが分かる。近距離で得られた地震記録からは大きめの ε^2/a が得られることは他の既往研究にも見出すことができ、例えば前述のとおり Yoshimoto et al.(1997)は震央距離 15km 以内の地殻内小地震の記録に基づいて、 ε^2/a を $8 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ と推定している。この ε^2/a は他の研究事例による推定値よりも1オーダー程

度大きく、本研究の震源距離 10km 前後の記録から推定された ε^2/a と近い値となっている。

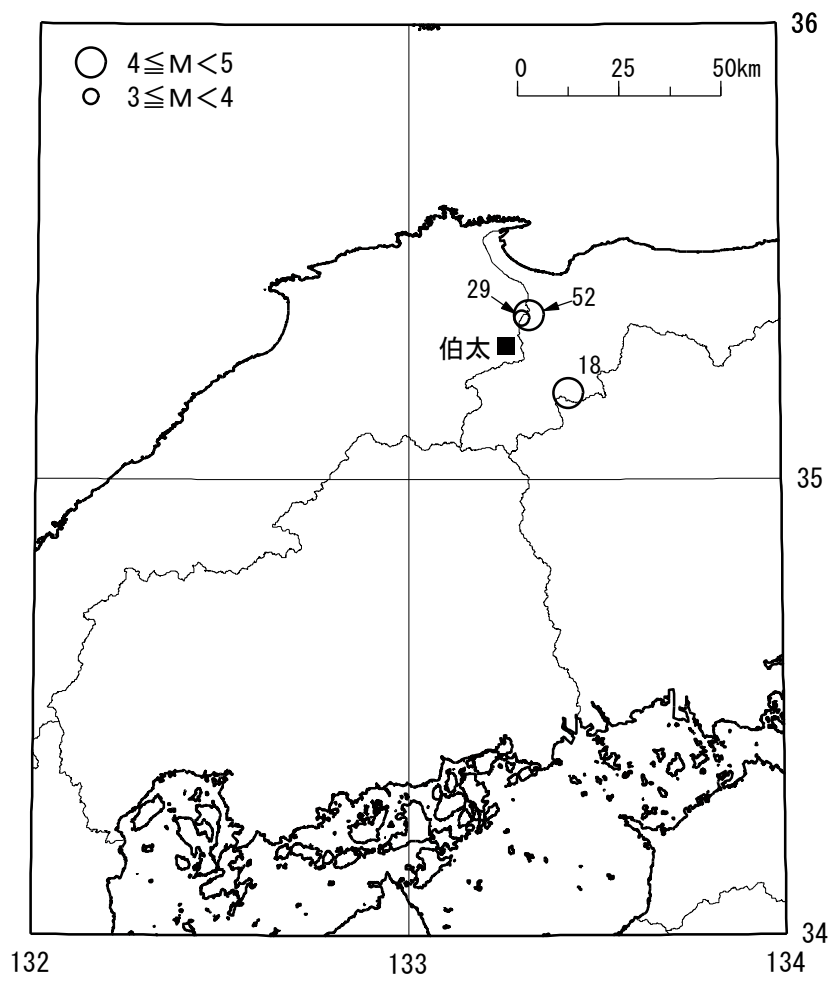


図 3.4-1 観測点 SMNH01(伯太)の地盤推定に用いた地震の震央分布

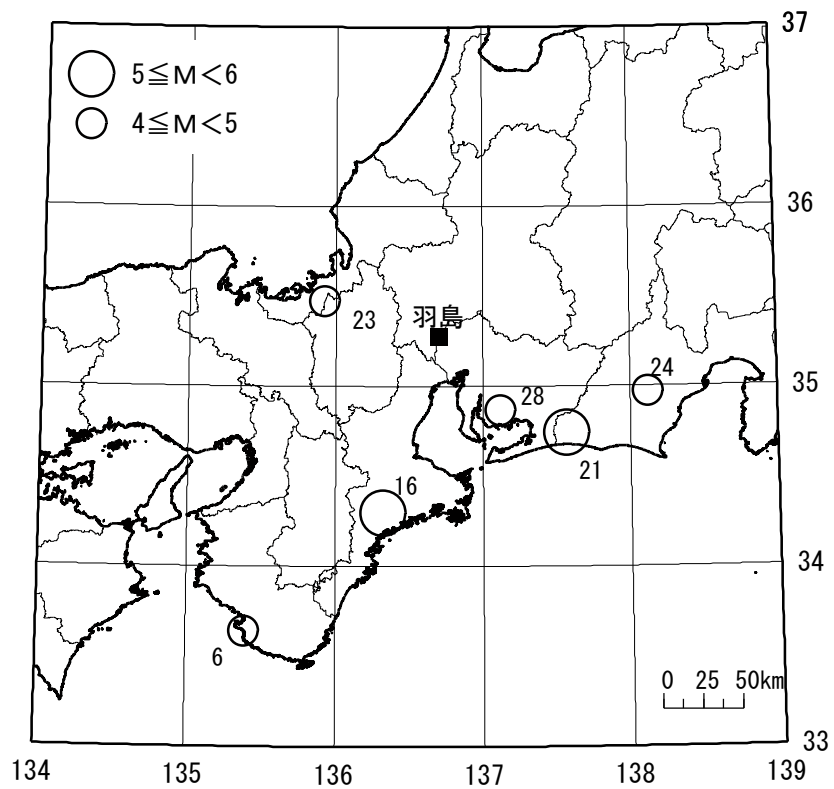


図 3.4-2 観測点 GIFH09(羽島)の地盤推定に用いた地震の震央分布

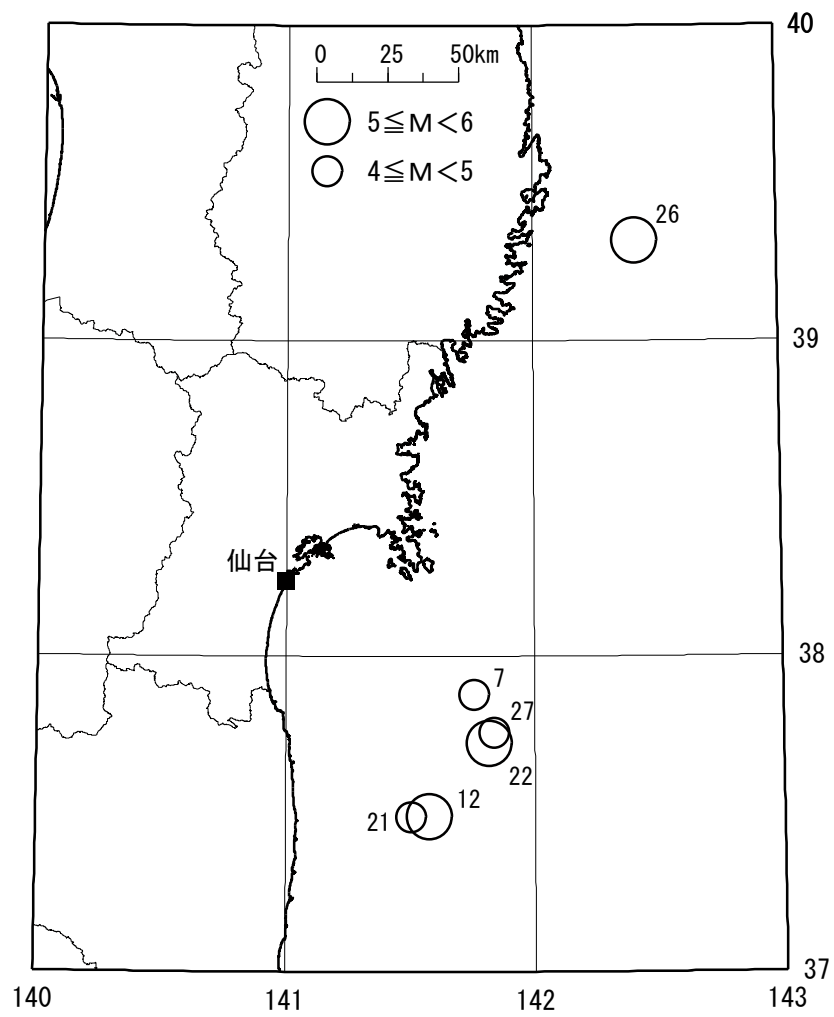


図 3.4-3 観測点 MYGH01(仙台)の地盤推定に用いた地震の震央分布

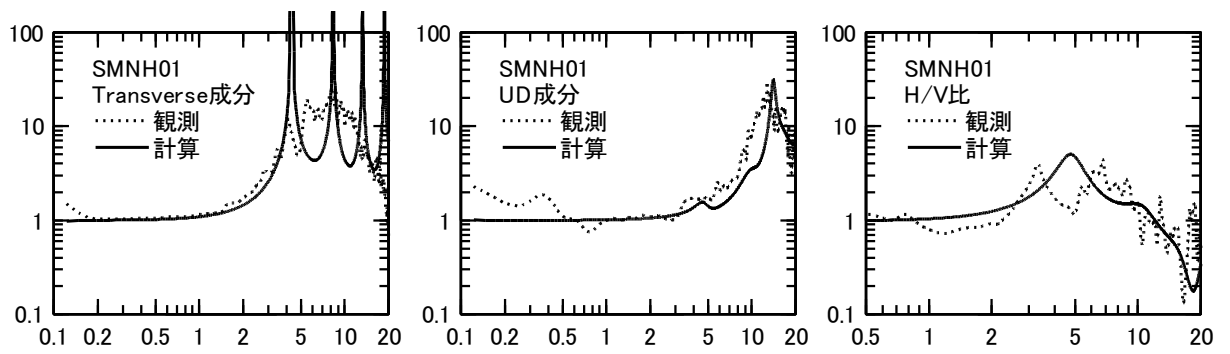


図 3.4-4 SMNH01(伯太)の PS 検層モデルに基づいた伝達関数等の計算値と観測値の比較

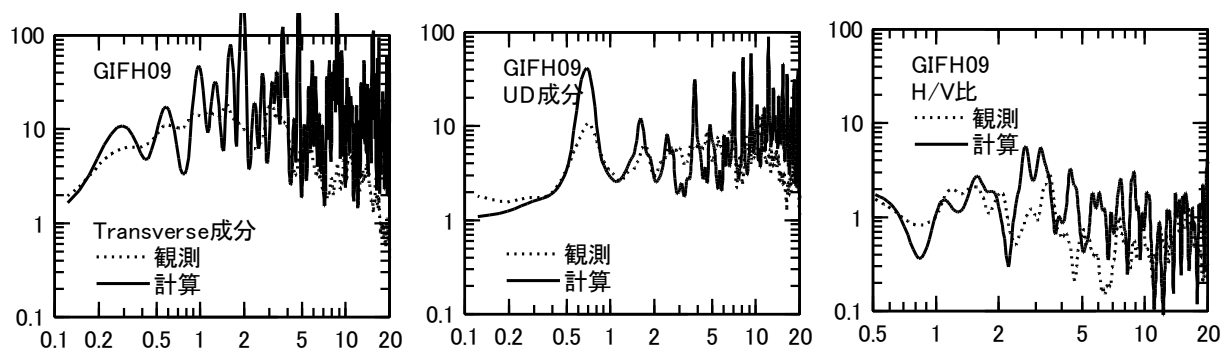


図 3.4-5 GIFH09(羽島)の PS 検層モデルに基づいた伝達関数等の計算値と観測値の比較

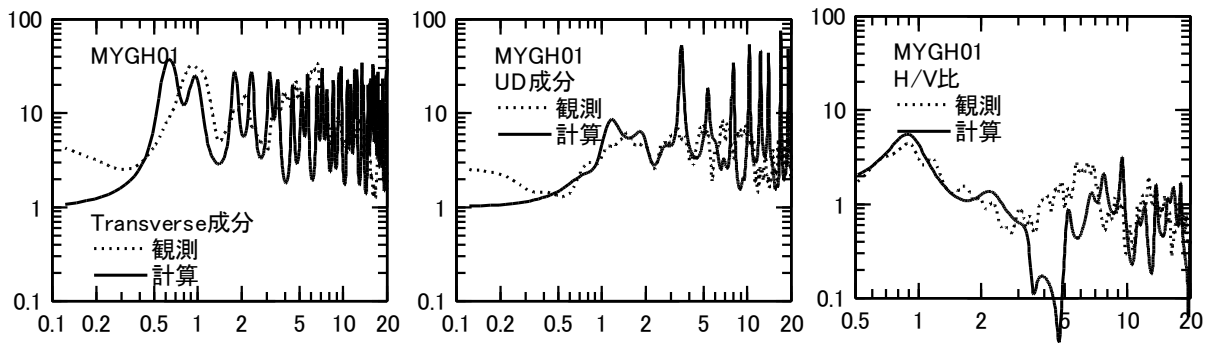


図 3.4-6 MYGH01(仙台)の PS 検層モデルに基づいた伝達関数等の計算値と観測値の比較

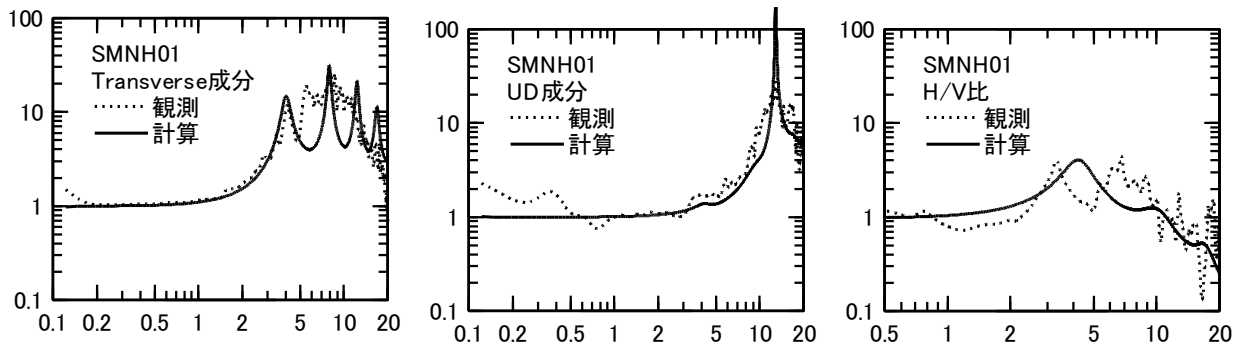


図 3.4-7 SMNH01(伯太)の逆解析結果

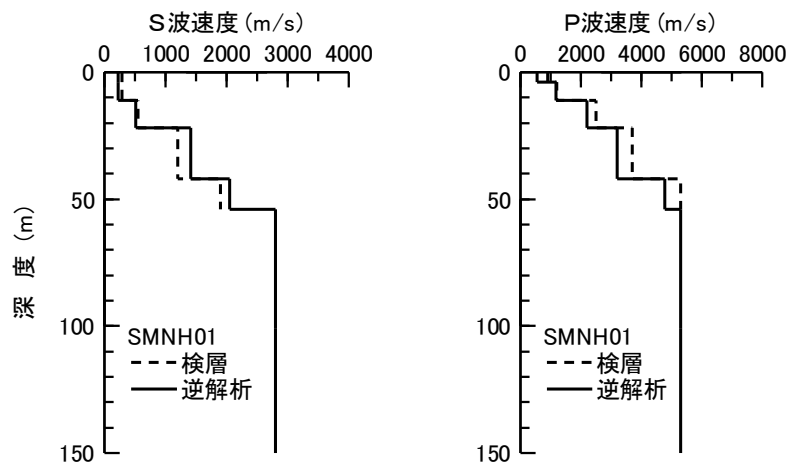


図 3.4-8 SMNH01(伯太)で推定された地盤モデル

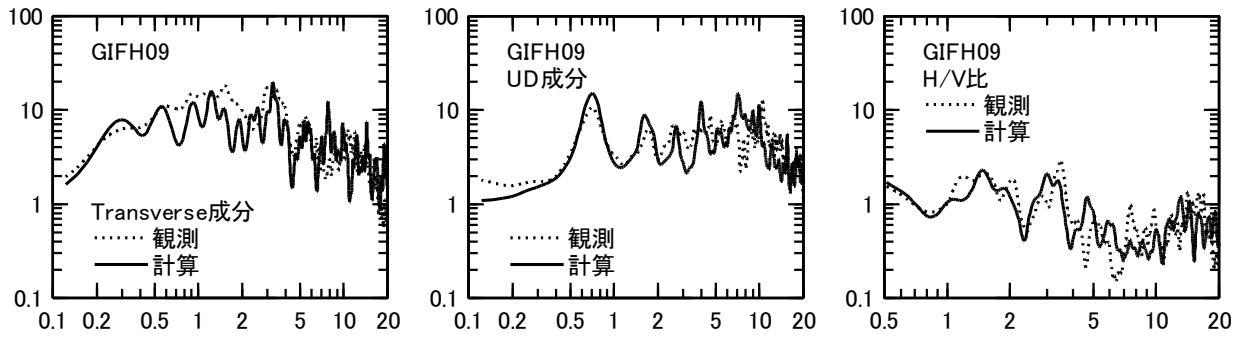


図 3.4-9 GIFH09(羽島)の逆解析結果

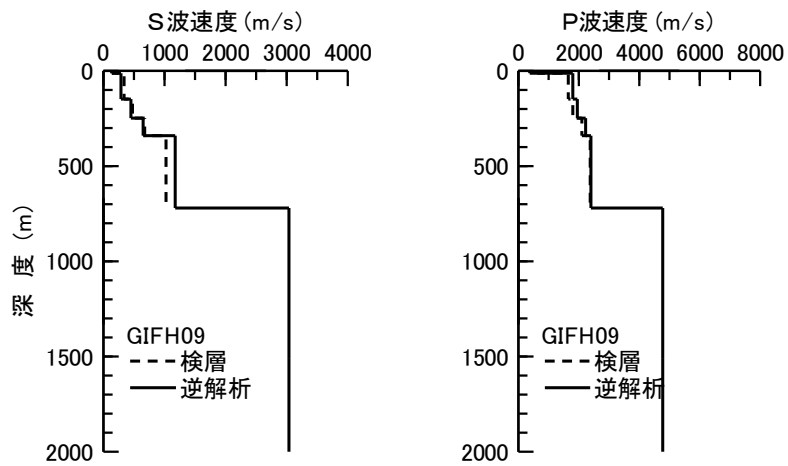


図 3.4-10 GIFH09(羽島)で推定された地盤モデル

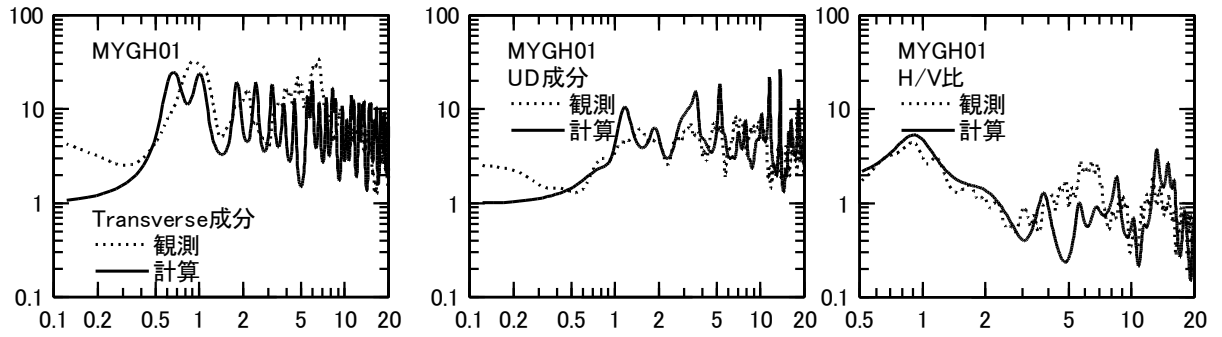


図 3.4-11 MYGH01(仙台)の逆解析結果

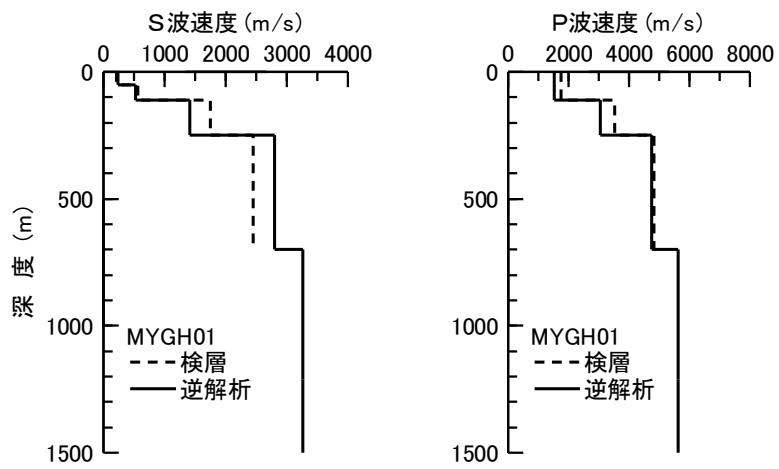


図 3.4-12 MYGH01(仙台)で推定された地盤モデル

表 3.4-1 地盤モデルの同定結果

SMNH01

層 No.	層厚 (m)	密度 (g/cm ³)	Vs (m/s)		Qs ⁻¹
			検層	逆解析	
1	4	1.72	290	231	1/(0.011Vs ³)+1/(0.091Vs)
2	7	1.72	290	231	
3	11	1.88	550	514	1/(0.0036Vs ³)+1/(0.51Vs)
4	20	2.2	1200	1416	
5	12	2.36	1900	2054	1/(0.032Vs ³)+1/(0.34Vs)
6	-	2.52	2800	2800	

GIFH09

層 No.	層厚 (m)	密度 (g/cm ³)	Vs (m/s)		Qs ⁻¹
			検層	逆解析	
1	12	1.65	140	136	1/(0.073Vs ³)+1/(0.14Vs)
2	138	1.76	340	292	
3	100	1.85	470	448	
4	90	1.94	670	656	1/(0.027Vs ³)+1/(0.52Vs)
5	380	2.12	1030	1175	
6	-	2.57	3040	3040	1/(0.053Vs ³)+1/(0.37Vs)

MYGH01

層 No.	層厚 (m)	密度 (g/cm ³)	Vs (m/s)		Qs ⁻¹
			検層	逆解析	
1	50	1.73	210	239	1/(0.058Vs ³)+1/(0.33Vs)
2	60	1.89	560	527	
3	140	2.2	1750	1410	1/(0.054Vs ³)+1/(0.23Vs)
4	450	2.52	2450	2798	1/(0.015Vs ³)+1/(0.43Vs)
5	-	2.61	3260	3260	1/(0.011Vs ³)+1/(0.084Vs)

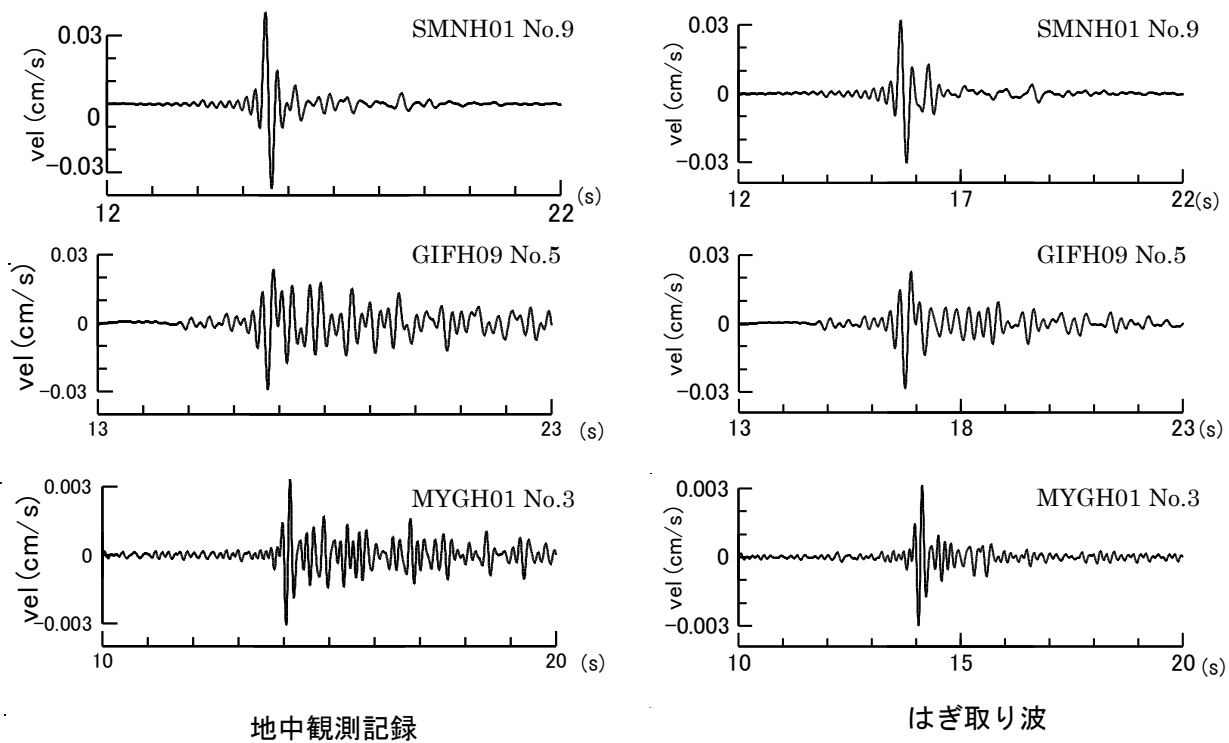


図 3.4-13 地震基盤における観測記録とはぎ取り波の例（速度波）

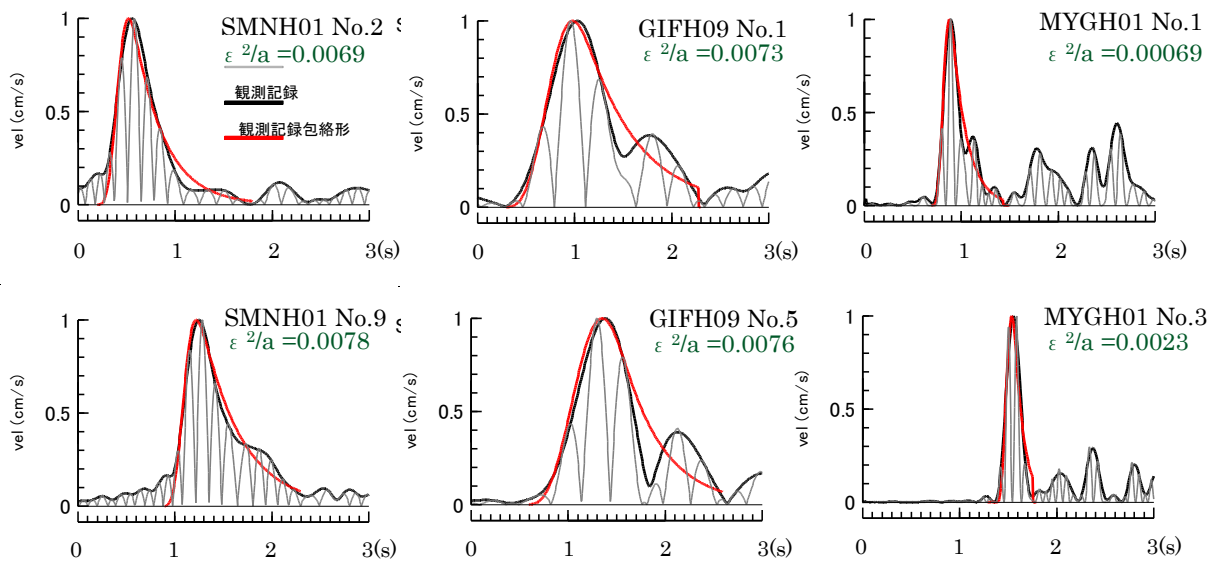


図 3.4-14 各観測点の推定基盤波の包絡形と理論包絡形のフィッティングの例

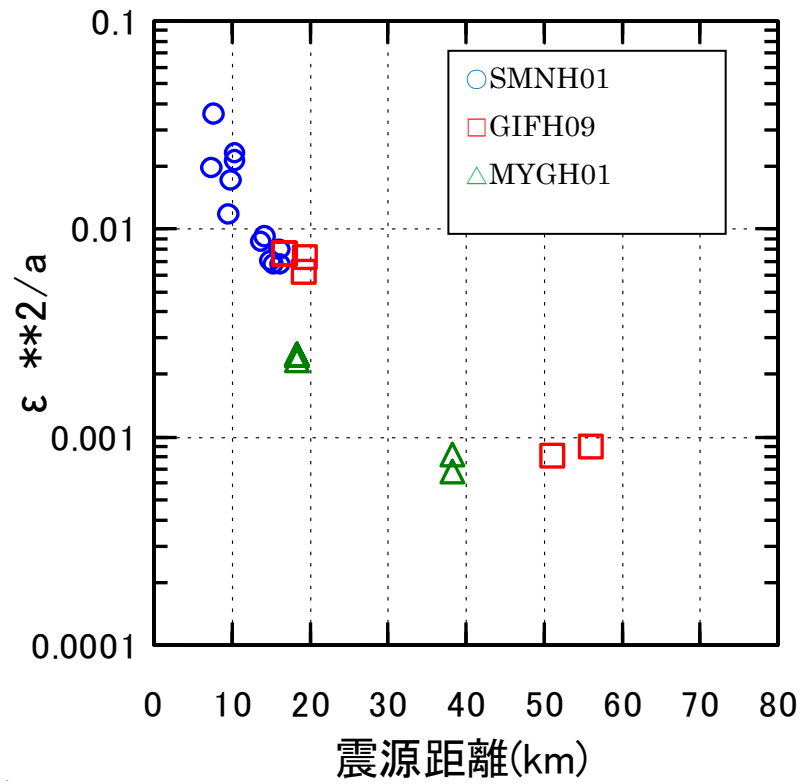


図 3.4-15 ε^2/a と震源距離の関係
 ε :揺らぎの強さ、 a :相関距離(km)

表 3.4-2 地殻内で推定された不均質パラメータの例（文献については小菅(2001)を参照）

文献	a (km)	ε	$\varepsilon^{**}2/a$	地域
Yoshimoto et al.(1997)	0.3~0.8	0.05~0.08	$3 \times 10^{-3} \sim 2 \times 10^{-2}$	日光
Rothert and Ritter(2000)	0.6~4.8	0.03~0.07	$2 \times 10^{-4} \sim 8 \times 10^{-3}$	南ドイツ
Hock et al.(2000)	~1	~0.04	~ 2×10^{-3}	バルト盾状地
同上	5~10	~0.08	$6 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-3}$	北ドイツ・デンマーク
Line et al.(1998)	0.15	0.015 ± 0.005	$7 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-3}$	バルト盾状地(深さ15km以浅)
Roth(1997)	0.33~0.60	0.022~0.05	$8 \times 10^{-4} \sim 8 \times 10^{-3}$	スウェーデン
Line et al.(1998)	0.21	0.007	2×10^{-4}	スウェーデン
同上	0.14	0.015	2×10^{-3}	スウェーデンボスニア湾

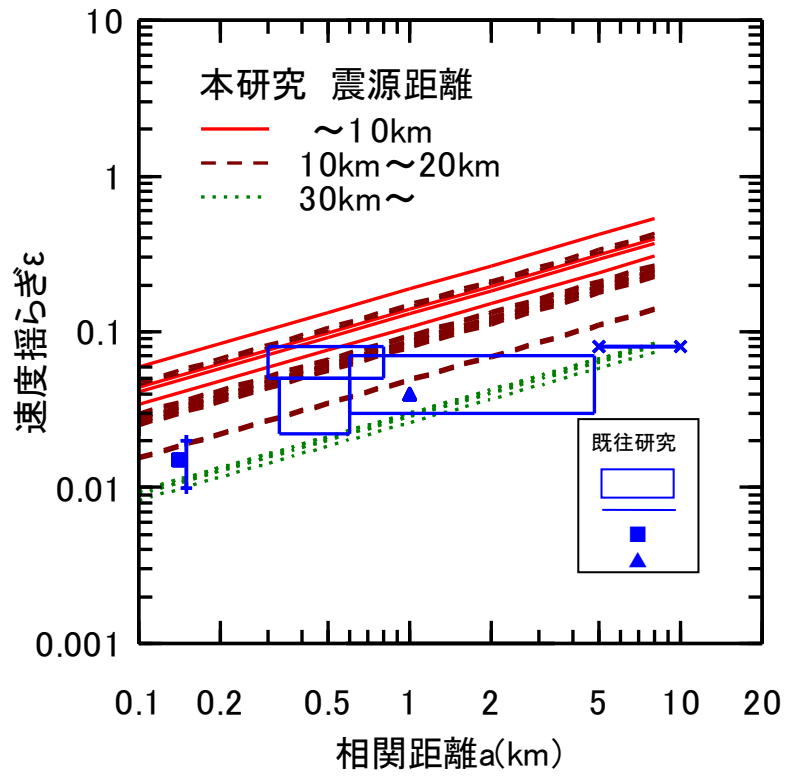


図 3.4-16 既往研究による a, ε との比較

3.5 数値シミュレーションを用いた不均質パラメータの検討

3.5.1 検討手法

近距離での観測記録から推定された不均質パラメータ ε^2/a の値が大きくなる原因としては、包絡形の評価式(3.2-1),(3.2-2)を(3.2-3)式で決まる距離 X_{min} 以下に外挿して適用している影響が考えられる。ただし X_{min} は(3.2-3)式に示すように ε と a に依存しており、観測記録からは適用距離の妥当性に検討することはできない。そこで ε と a を仮定した不均質媒質モデルを作成し、差分法による数値シミュレーション波の包絡形と Saito et al.(2002)による包絡形の比較検討を実施した。数値解析モデルの概要を図 3.5-1 に示す。不均質媒質モデルの設定法は 2 章と同様であり、解析領域において、表 3.5-1 の平均値をもつ媒質の P 波、S 波速度に表 3.5-2 のパラメータを有するガウス型自己相関関数を有する不均質を与えた。不均質としてはモデル A,B,C の 3 種を設定し、それぞれについてさらに不均質分布の空間位相が異なる 3 種類の解析モデルを作成した。不均質モデル A,B については、図 3.4-15 に示した観測値の遠方における ε^2/a が 0.001 程度を示していることから、 ε^2/a が 0.001 前後の値となるような設定とした。すなわち、 a については、2 章で述べたように、Wu and Aki(1988)等の既往研究を参考にして、2km と 4km を設定し、 ε については、 ε^2/a が 0.001 前後の値となるよう 0.05 とした。結局、 ε^2/a の値はモデル A,B についてそれぞれ 0.00125 および 0.000625 となる。また、図 3.4-15 において近距離の観測記録では遠方よりも大きな ε^2/a が得られていることを考慮して、モデル C として、モデル A,B よりも強い不均質を設定した。具体的には、モデル A に対して ε の値を 0.10 に増大させて ε^2/a の値を 0.005 とし、図 3.4-15 における震源距離 10km~20km の記録から推定されている ε^2/a に近い値を設定した。

差分法の条件は 2 章と同様であり、震源としては解析領域の中心の深さ 10km に鉛直横ずれ断層に対応するメカニズムを有する点震源を仮定し、震源時間関数としては中心周波数 4Hz の smoothed ramp 関数を与えて、解析を行った。時刻ステップは 0.002s、グリッド間隔は X,Y,Z 方向とも 0.05km とした。上限周波数を 5Hz とし、計算波にはこれ以下を通過域とするローパスフィルターを施した。

3.5.2 計算波から推定された不均質パラメータと観測値の比較検討

速度波の例を図 3.5-2 から図 3.5-5 に示す、2 章の試算でも確認されたように震源距離が小さい範囲でもある一定の散乱の効果が確認され、震動継続時間の延伸が見られる。例えばモデル A についてその影響を S 波初動から最大振幅の半分となるまでの時間 t_q で評価すると、均質媒質の場合は 0.52 秒であるのに対して、震央距離 10,20,40km での t_q はそれぞれ 0.55s,0.60s,0.86s となっており、距離とともに増大しているのがわかった。

以上の包絡形に理論式を当てはめることで適合する ϵ^2/a を評価する。ただし包絡形の理論式(3.2-1)式,(3.2-2)式は震源においてインパルス状の波形を仮定しているため、評価式と比較するためには震源時間関数の影響を除去する必要がある。ここでは周波数領域において、X 成分 (Transverse 成分) の計算波を震源時間関数で除した後に時系列波形に戻してデコンボリューション波を算出し、その包絡形を観測波と同様な手法により算出した。デコンボリューション波と包絡形の評価例をモデル A について図 3.5-6 に示す。

デコンボリューション波に基づいて、震源距離と放射特性が等しい 4 観測点における計 12 波の包絡形の RMS 平均を求め、その結果を図 3.5-7 に示す。この包絡形を対象にして、観測値の場合と同様に(3.2-1)式,(3.2-2)式による理論包絡形を非線形最小二乗法によるフィッティングを行い、 ϵ^2/a を求めた。観測値と理論値のフィッティングの例を図 3.5-8 に示す。推定された ϵ^2/a と震源距離の関係を図 3.5-9 に示す。同図には図 3.4-15 に示した観測記録から推定された ϵ^2/a を比較して示しており、また数値シミュレーションの各モデルで設定した ϵ^2/a の値を点線で表している。図 3.5-9 では震源距離 40~50km の計算波に対応する ϵ^2/a の値はシミュレーションの不均質媒質モデルで与えた ϵ^2/a と近い値となっている。一方、より震源距離が小さくなると ϵ^2/a の値は増大しており、観測記録から推定された値と同様な距離依存性の傾向を示している。このことから伝播距離が小さくなると不均質による包絡形の広がり効果は (3.2-1)式,(3.2-2)式の外挿から得られる影響よりも大きくなることが示されている。

ここで理論包絡形(3.2-1)式,(3.2-2)式が適用できる最小距離 X_{min} の評価を行う。表 3.5-2 に示した不均質モデル A, B, C のパラメータ ϵ, a を(3.2-3)式に適用すると、各モデル A,B,C に対する X_{min} はそれぞれ 41km, 58km, 21km となる。計算波からの ϵ^2/a の距離依存性と比較すると、モデル A,B では震源距離約 30km 以遠、モデル C では震源距離約 20km 以遠では距離に対する変化が小さくなり、解析モデルに与えた ϵ^2/a の値に近づいている。モデル B については ϵ^2/a が概ね設定値に近づく距離は X_{min} との差異がやや大きくなるものの、モデル A,C については概ね X_{min} と調和している。以上のことから、観測値から推定した ϵ^2/a に見られる距離依存性は、理論式の適用範囲から外れたことによる見かけの値であると考えられる。

観測値から推定された ϵ^2/a と比較すると、モデル C の結果は震源距離 40km 以上になると明らかに観測値に対して過大評価になっており、検討した距離全体を通してみると不均質モデル A,B が観測記録の ϵ^2/a と調和している。モデル A,B を比較すると両者の ϵ^2/a の差異は小さ

いものの、10~20kmおよび30~40km付近ではモデルBの方がより観測値の傾向に近づいているように見える。いずれにせよ観測値から得られた距離50km程度の近距離での地震動の ϵ^2/a の変化の性状は、数値シミュレーションによる結果においても確認することができ、今回検討した不均質モデルの中では $\epsilon=0.05$ 、 $a=4\text{km}$ とした不均質モデルがその全体的な距離依存性の性状をより説明していることがわかった。

観測記録とシミュレーション結果の適合性を確認するため不均質モデル B($a=4\text{km}, \epsilon=0.05$)を用いたシミュレーション波の包絡形を観測記録の包絡形と比較した例を図 3.5-10 に示す。ここでは図 3.5-7 に示した計算波のデコンボリューション波の包絡形に、各々の観測記録の解析時に推定した震源時間関数の包絡形をコンボリューションしたものを比較した。計算波の包絡形は観測記録の震源距離に最も近い X,Y 軸上の観測点での波形を抽出しており、1つの不均質モデルについて4波が得られ、空間分布の異なる3種の不均質モデルから計12波の計算波が選択されている。図 3.5-10 にはそれらを灰色で重ね書くと共に、それらの平均値を太い黒線で示している。なおシミュレーション波についてはその平均値を観測記録の最大値に合わせている。観測記録の包絡形は計算波の包絡形の平均値（黒太線）に近いものが多くなっている。図 3.5-10 の波形例のうち、MYGH01 の No.2 記録については計算包絡形の平均値からの差異がやや大きいですが、それについても個々の計算波包絡形のばらつきの範囲に入っており、不均質モデル B によるシミュレーション結果は観測記録の包絡形を説明していると判断できる。

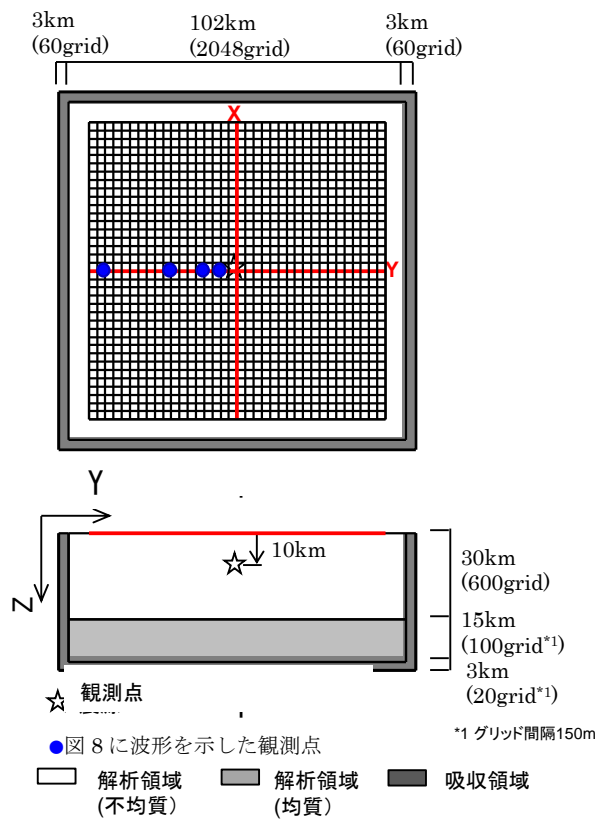


図 3.5-1 解析モデルの概要

(青丸は図 3.5-2～3.5-5 に波形を示した観測点)

表 3.5-1 媒質物性値 (平均値)

物性値		設定値
速度 (km/s)	P波	6.7
	S波	3.7
密度(g/cm ³)		2.8
Q値(内部減衰)		∞

表 3.5-2 不均質媒質のパラメータ

モデル	不均質パラメータ		地震波中心 周波数 f_0 (Hz)
	相関距離 a (km)	揺らぎ強さ ε	
A	2	0.05	4
B	4		
C	2	0.10	

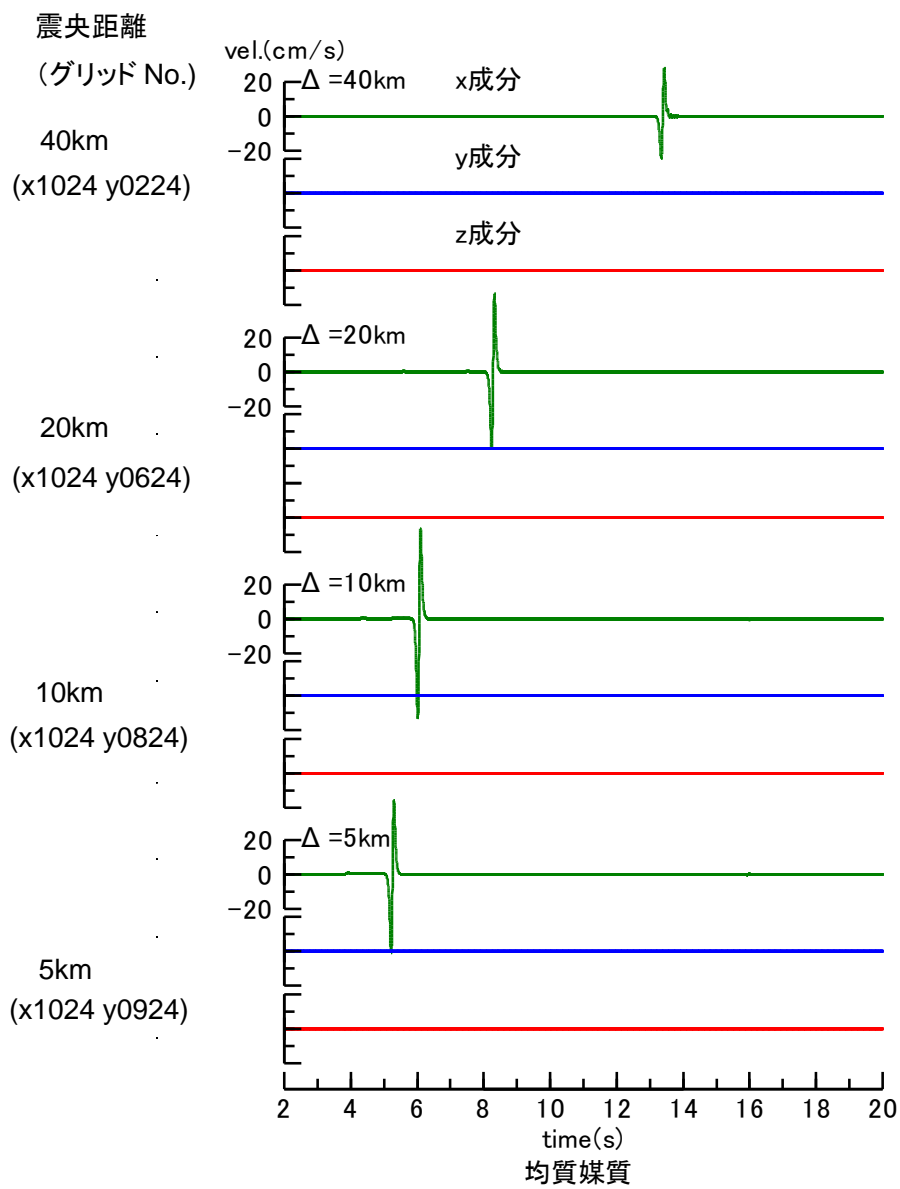


図 3.5-2 計算波の例 (均質媒質モデル)

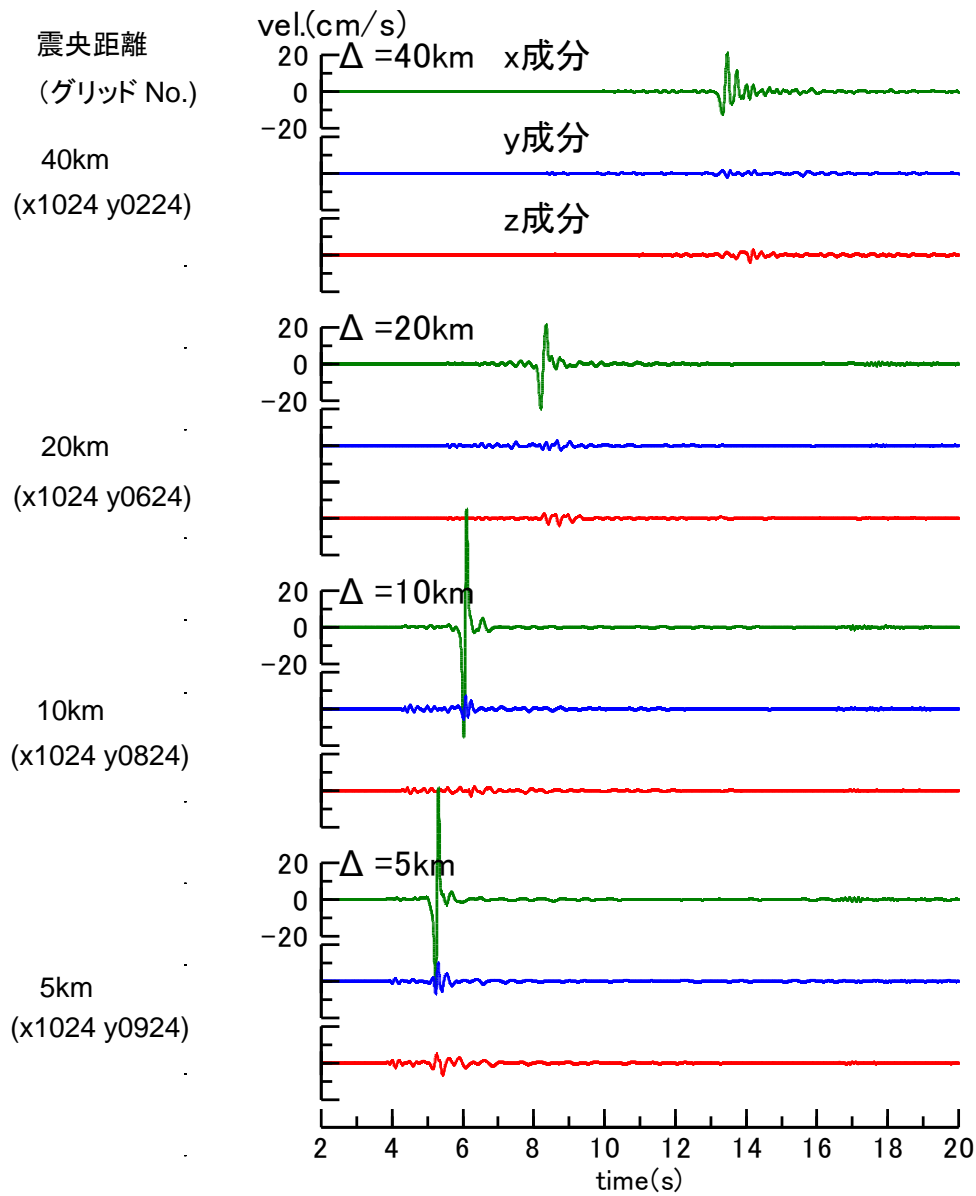


図 3.5-3 計算波の例 (不均質媒質モデル A)

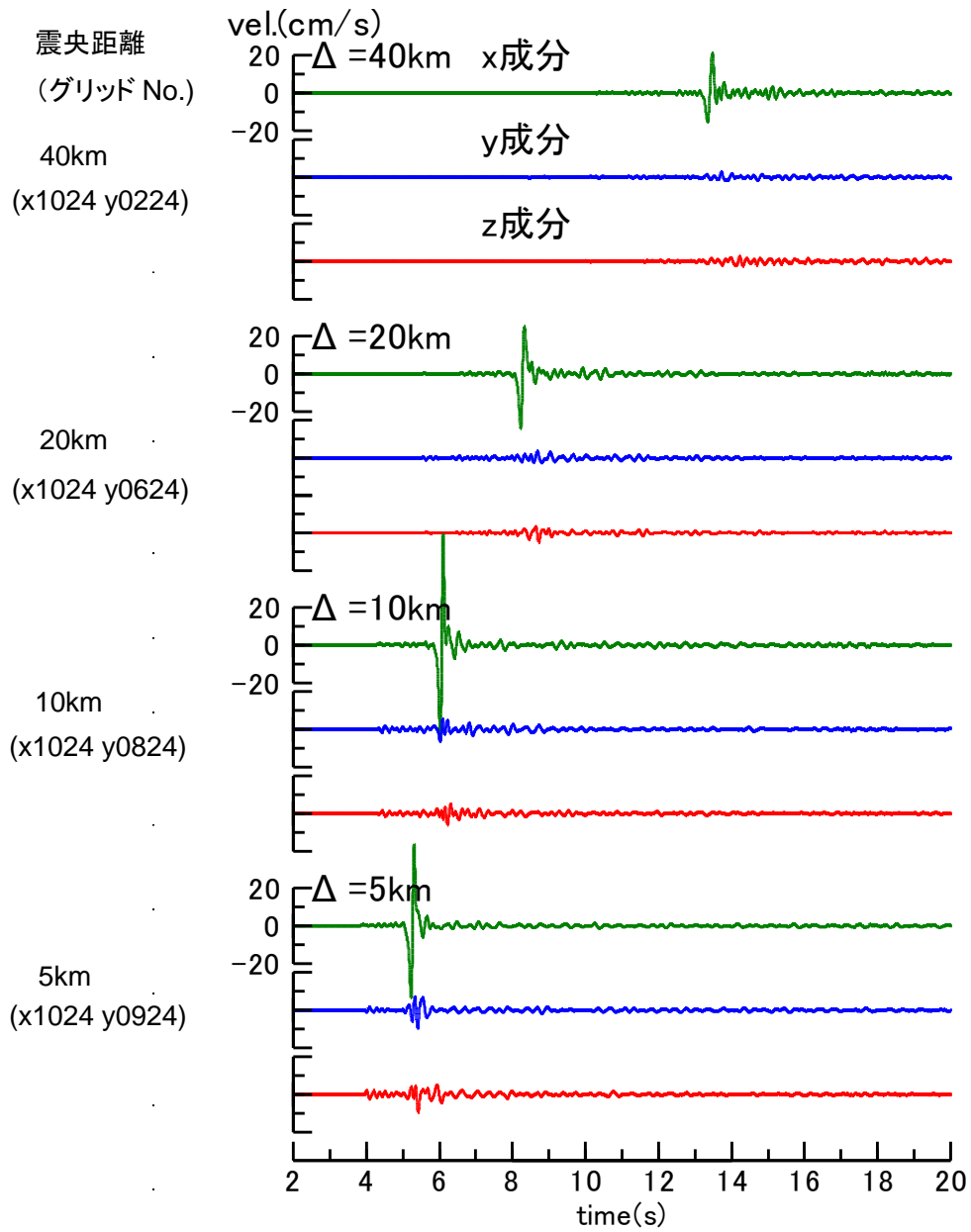


図 3.5-4 計算波の例 (不均質媒質モデル B)

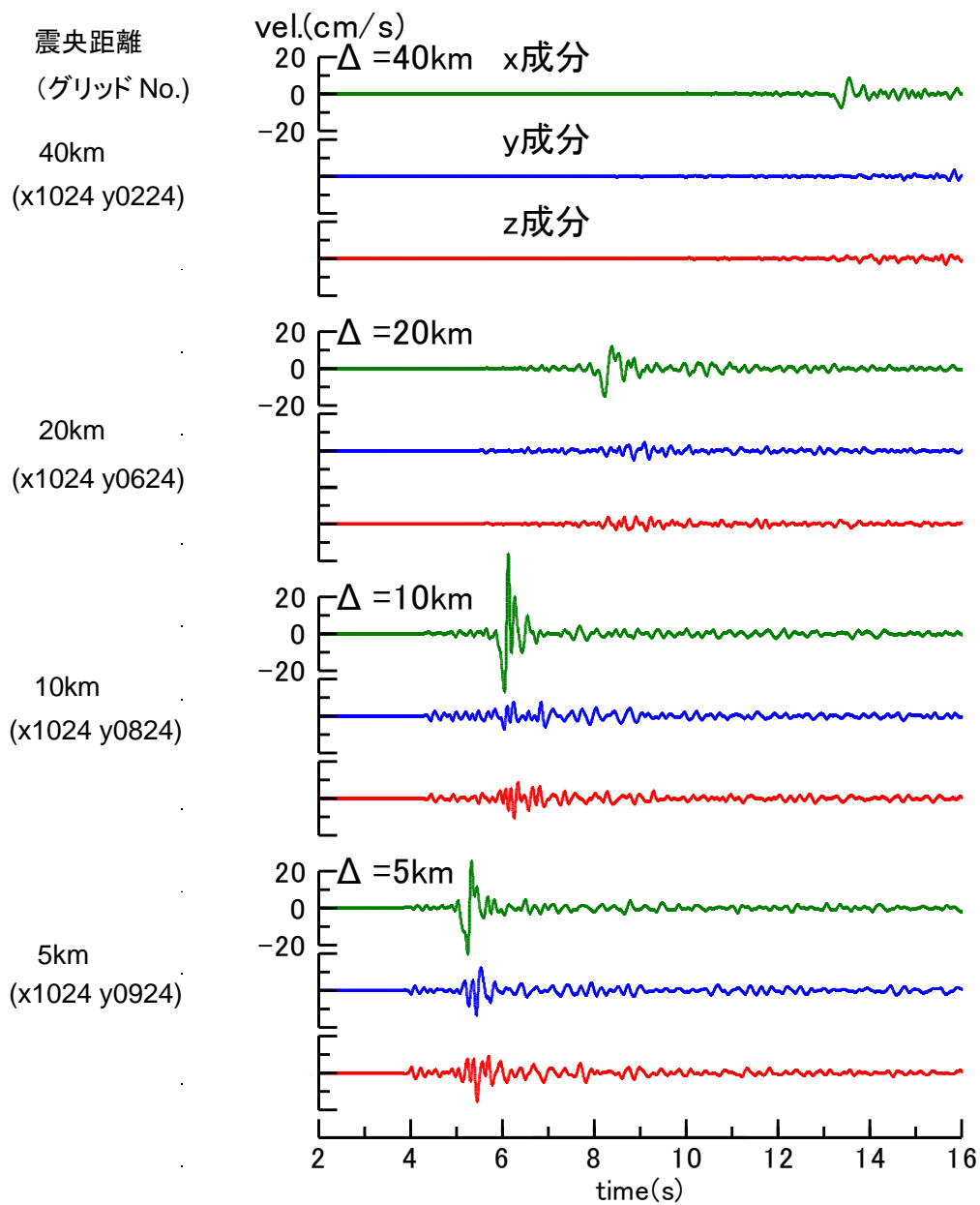


図 3.5-5 計算波の例 (不均質媒質モデル C)

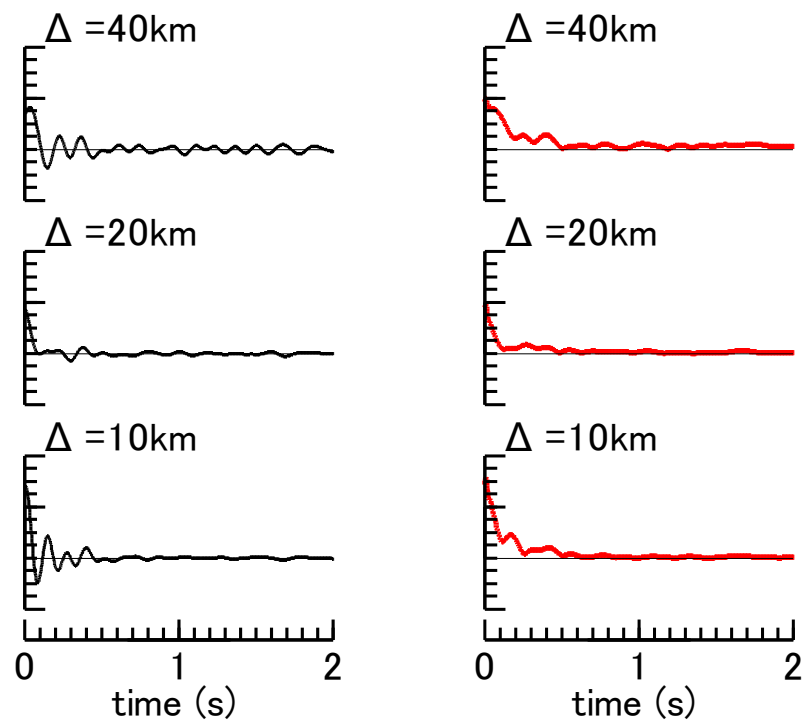
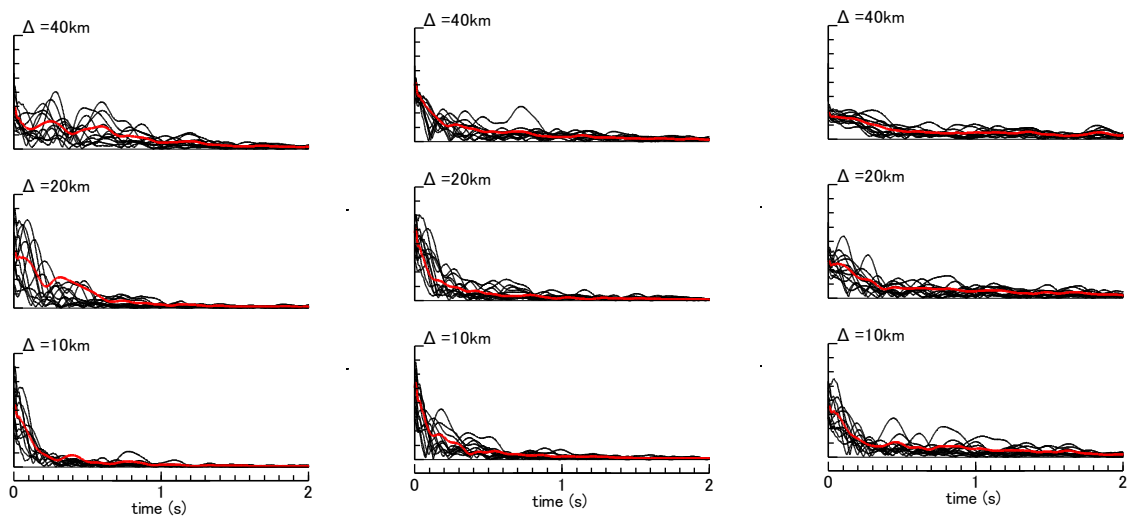


図 3.5-6 デコンボリューション波とその包絡形の例 (モデル A)



(a) モデル A

(b) モデル B

(c) モデル C

図 3.5-7 各デコンボリューション波の包絡形（黒）および平均値(赤線)

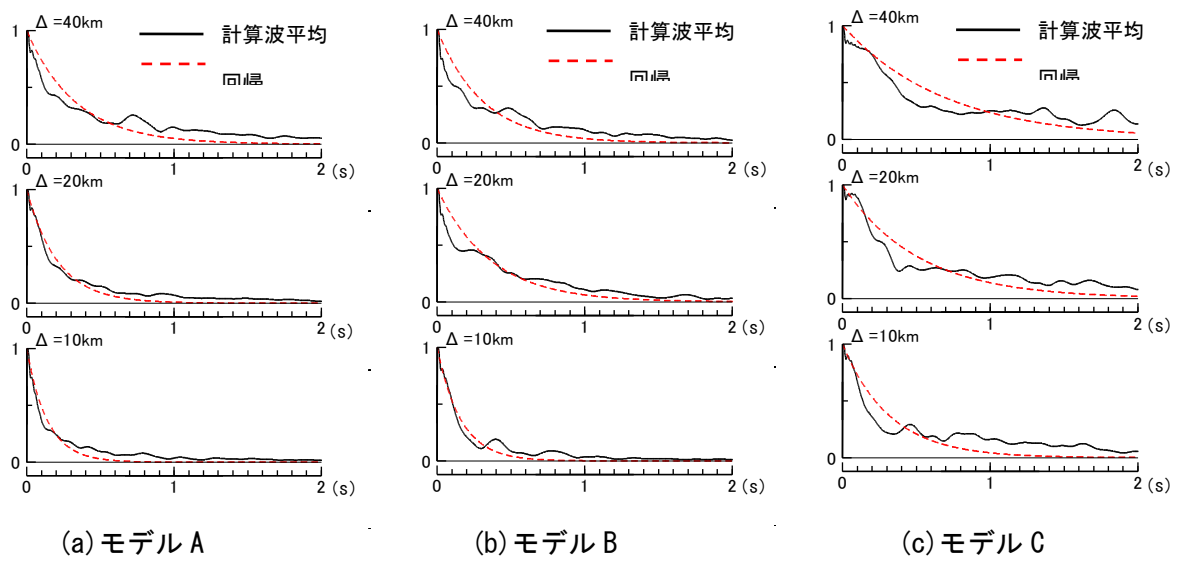
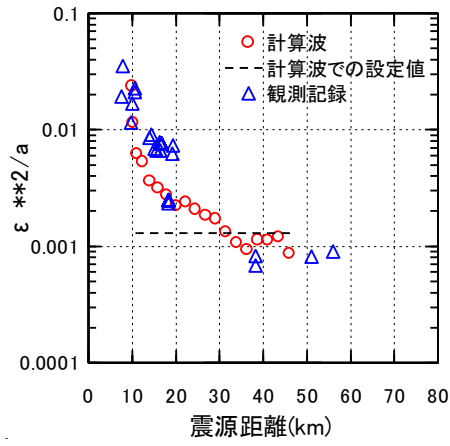
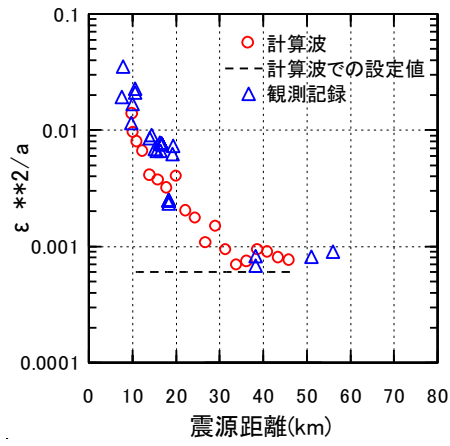


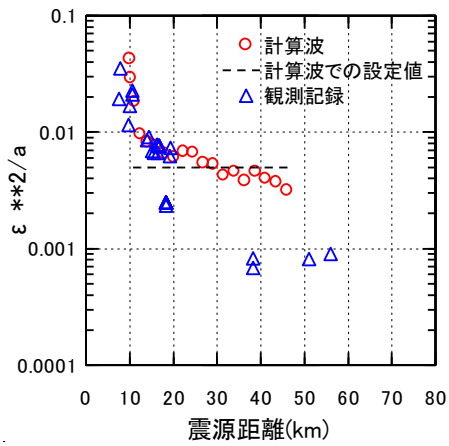
図 3.5-8 各デコンボリューション波の包絡形の理論曲線への回帰の例



(a) モデル A



(b) モデル B



(c) モデル C

図 3.5-9 計算波の回帰から推定した ϵ^2/a と震源距離の関係

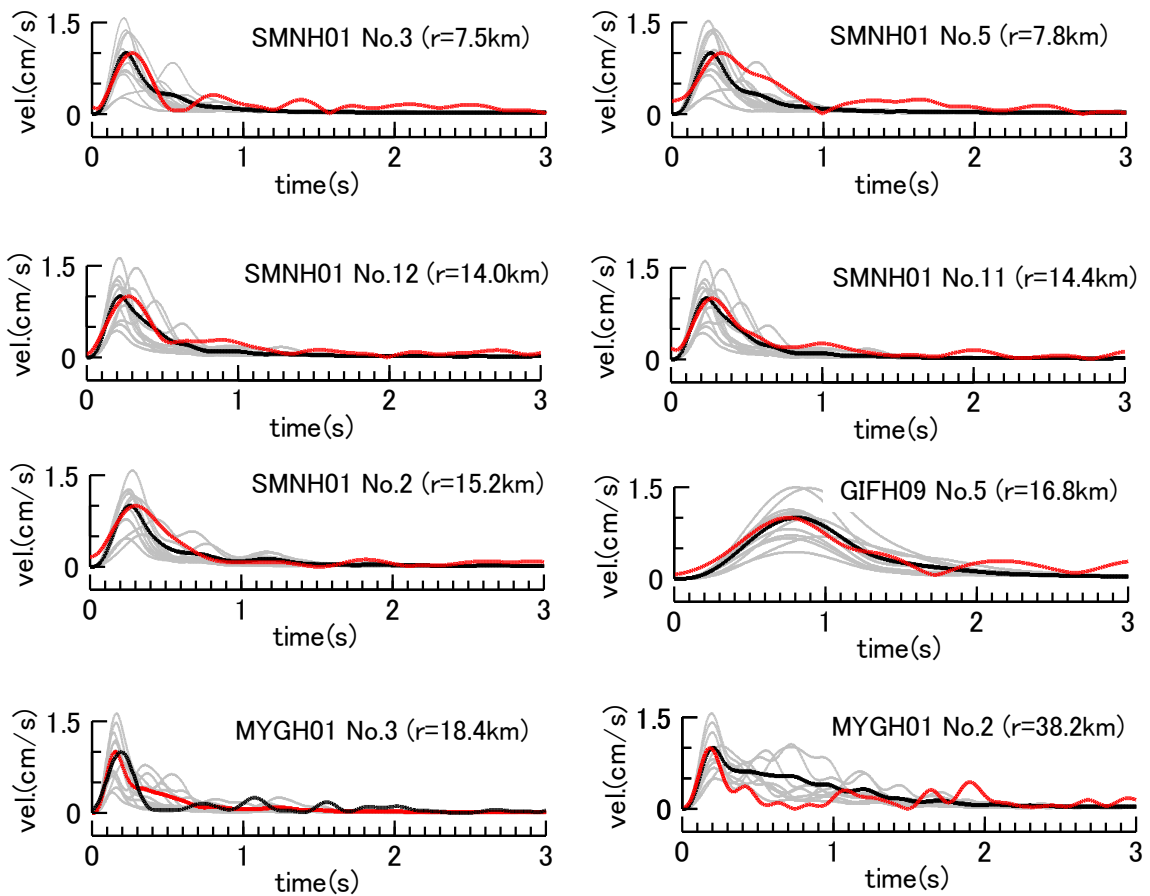


図 3.5-10 不均質モデル B を用いたシミュレーション波の包絡形の平均値(黒)と観測記録の包絡形(赤)の比較。(rは震源距離を示す。) 灰色の実線は個々の計算波の包絡形を表す。

3.6 まとめ

内陸地震に対する地殻内不均質の散乱効果の評価を目的として、震源距離約 10km から 60km の記録を対象として速度不均質のパラメータの検討を行った。散乱理論に基づいた地震動包絡形を観測記録の包絡形に適合させて ε^2/a の値を推定した。その結果、震源距離が 20km 程度以下の記録から得られた ε^2/a には既往研究の結果と比較して大きな値を示す傾向が確認された。その原因の検討のために 3 次元ランダム不均質媒質を用いた数値シミュレーションを行い、計算波に基づいて観測波の場合と同様に不均質媒質 ε^2/a の推定を行った。推定された ε^2/a は近距離では解析モデルに与えた ε^2/a よりも大きな値を示すことが確認され、観測記録と同様な傾向が得られた。以上から近距離においても不均質による散乱効果は観測地震動に一定の影響を有していること、散乱理論に基づく評価式は規定の距離以下では、散乱効果を過小評価することが示された。今回検討した距離 50km 程度までの範囲においては $\varepsilon=0.05$ 、 $a=4\text{km}$ の不均質モデルがその全体的な性状を説明できることがわかった。

第3章の参考文献

- Asano, Y. and Hasegawa, A.: Imaging the Fault Zones of the 2000 Western Tottori Earthquake by a New Inversion Method to Estimate Three-Dimensional Distribution of the Scattering Coefficient, *J. Geophys. Res.*, 109, B06306, doi:10.1029/2003JB002761, 2004.
- Asano, Y., Obara, K., Nakajima, J. and Hasegawa, A.: Inhomogeneous Crustal Structure beneath Northern Miyagi Prefecture, Northeastern Japan, imaged by Coda Envelope Inversion: Implication for Fluid Distribution, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24615, doi:10.1029/2004GL021261, 2004.
- Carcolé, E. and Sato, H.: Spatial Distribution of Scattering Loss and Intrinsic Absorption of Short-Period S Waves in the Lithosphere of Japan on the basis of the Multiple Lapse Time Window Analysis of Hi-net Data, *Geophys. J. Int.*, 180, pp.268-290, 2010.
- Dziewonski, A., S. Bloch and M. Landisman : A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59, No.1, pp.427-444, 1969.
- 入倉孝次郎、三宅弘恵：シナリオ地震の強震動予測、*地学雑誌*、110、pp. 849-875、2001.
- 小林喜久二、阿部康彦、植竹富一、真下貢、小林啓美：地震動初期微動部の上下動・水平動スペクトル振幅比の逆解析、*日本建築学会大会学術講演梗概集 B-2、構造Ⅱ*、pp.307-308、1995.
- 小林喜久二、久家英夫、植竹富一、真下貢、小林啓美：伝達関数の多地点同時逆解析による地盤減衰の推定(その3)、*日本建築学会大会学術講演梗概集 B-2、構造Ⅱ*、pp.253-254、1999.
- Kobayashi, K. , T. Uetake, M. Mashimo and H.Kobayashi: Estimation of Deep Underground Velocity Structures by Inversion of Spectral Ratio of Horizontal to Vertical Component in P-wave Part of Earthquake Ground Motion, 12th World Conference on Earthquake Engineering , No. 2658, 2000.
- 小菅正裕：コーダ波から推定されるリソスフェアのランダム不均質構造、*地震* 2、54、pp.127-145、2001.
- Obara, K. and H. Sato: Regional difference of random inhomogeneities around the volcanic front in the Kanto-Tokai area, Japan, revealed from the broadening of S wave seismogram envelopes, *J. Geophys. Res.*, 100, pp.2103-2121, 1995.
- Sato, H. : Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation: Southeastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, 94, pp.17735 - 17747, 1989.
- Saito, T., H. Sato and M. Ohtake: Envelope Broadening of Spherically Outgoing Waves in Three-Dimensional Random Media Having Power Law Spectra, *Journal of*

Geophysical Research, 107, No.B5, pp.ESE 3-1 - 3-16, 2002.

Sato, H., Fehler, M. and Maeda, T.: Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth Structure, 2nd ed., Springer-Verlag., 494p., 2012.

佐藤智美：群遅延時間のインバージョンと散乱理論に基づく地震動の経時特性モデルに関する研究、日本建築学会構造系論文集、586、pp.71-78、2004.

佐藤智美：フィリピン海プレートの海溝型地震による短周期地震動の散乱理論に基づく経時特性モデル、日本建築学会構造系論文集、601、pp.75-82、2006.

佐藤智美、岡崎敦：2008年岩手・宮城内陸地震震源域の中規模地震記録に基づく統計的グリーン関数法の経時特性モデル、日本建築学会構造系論文集、696、pp.247-256、2014.

佐藤吉之、吉田治雄、小林喜久二、植竹富一、八代和彦：鉛直アレー観測記録の逆解析による地盤減衰特性評価に関する検討、日本建築学会大会学術講演梗概集 B-2、構造Ⅱ、pp.187-188、2003.

吉田治雄、小林喜久二：堆積地盤におけるP波減衰とS波減衰の関係、日本建築学会大会学術講演梗概集B-2、構造Ⅱ、pp.183-184、2002.

Yoshimoto, K., H. Sato and M. Ohtake :Short-Wavelength Crustal Heterogeneities in the Nikko Area, Central Japan, Revealed from the Three-Component Seismogram Envelope Analysis, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 104, pp.63-73, 1997.

Wu, R. S. and K. Aki, Seismic wave scattering in three-dimensionally heterogeneous earth, Pure and Applied Geophysics, 128, pp.1-6, 1988.

4. 近距離での地震動シミュレーションに与える ランダム不均質媒質の影響

4.1 はじめに

地震動に及ぼす不均質媒質の影響について、遠距離を伝播する地震動については検討が行われているが、近距離における地震動については十分な検討が行われていない。近距離における観測記録の数が少ないことを考慮すると数値シミュレーションに基づく解析により、近距離での地震動の影響についての検討が必要となる。

また統計的グリーン関数法等に基づく。より詳細な地震動予測を考慮すると、そこでモデル化される震源放射特性、地震動の経時特性への影響の評価が必要となる。さらに大地震に対する地震動予測では、破壊の伝播による効果によりディレクティビティ効果が発生し、振幅分布に大きな影響を及ぼしている。ここでは、ディレクティビティ効果において伝播経路の不均質媒質が影響を及ぼし得るのかについての確認が必要と考えられる。

以上の観点から、本章では 3 章で決定した不均質パラメータ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)を用いて、2 章に記した手法により点震源および面震源を仮定した数値シミュレーションを実施する。震源から近距離の領域における以下の①～⑤についての検討を行う。

①点震源モデルにおける振幅の距離減衰特性に対する影響

伝播経路の地震波速度の揺らぎの影響としては、散乱による地震動の振幅の減衰すなわち散乱減衰が挙げられる。ここでは計算波の最大速度に着目して、均質媒質での計算波に対する不均質媒質での計算波振幅を評価することで、本研究で対象とする震源距離 50km 程度の距離範囲における散乱減衰の効果について検討する。フーリエスペクトル振幅に対する評価により、対応する Q 値を算出し、既往の距離減衰式に対応する Q 値との比較を行う。

②点震源モデルにおける振幅のばらつきに対する影響

地震波速度の揺らぎの影響としては地震動の不確定さとなって現れることになる。ここでは計算波の最大速度について、均質媒質での計算波に対する変動を評価する。またランダム不均質モデルはその空間的分布の特徴的な波長である相関距離と揺らぎの振幅で表現されるが、相関距離との関係で地震波の波長によって影響が異なってくることが予想されることから、応答スペクトルおよびフーリエスペクトルに基づいた評価も行う。

③点震源モデルにおける振幅の方位分布（震源放射特性）に対する影響

ダブルカップル型の点震源からは P 波、S 波ともにいわゆる 4 象限型の放射特性が発生する。実際の観測記録では高周波数になるとこの 4 象限型の放射パターンが不明瞭となることが指摘されているが、特に近距離において放射特性がどのように変化しているかについては、十分な検討が行われていない。ここでは計算波に基づいて、放射特性を周波数・距離について整理し、近距離領域における放射特性の変化について検討を行う。

④点震源モデルにおける地震動の継続時間（包絡形）に対する影響

2章で確認した通り近距離では媒質の ϵ^2/a に基づいて理論式から算出される包絡形よりも時間長が長くなる傾向が見られる。ここでは計算波の包絡形を距離・方位について整理を行い、既往の評価式と比較した検討を行う。

⑤面震源モデルにおける地震動に対する影響

大地震に対しては面震源を考慮する必要がある。この場合断層の破壊伝播による地震波の重畳効果が考えられ、特に震源近傍の地震動の重要な特性であるディレクティビティ効果に不均質による散乱の効果が影響を及ぼしているかどうかについて確認を行う必要がある。そのため不均質媒質内に面震源を仮定したシミュレーションを行い、その計算波への影響を確認する。

4.2 点震源モデルによる振幅の距離減衰特性に対する影響

前述のように伝播経路内における地震波の減衰は一般に内部減衰と散乱減衰により表され、地震動予測においては単一のパラメータ Q により表現されている。内部減衰は媒質内部の変位が物質間の摩擦を介して熱エネルギーに変換することにより生じる。一方、散乱減衰は、地震波の散乱により主要動部のエネルギーが前方散乱波として散逸し、伝播につれて地震波のエネルギーが散逸することである。このような現象は以前の研究においても確認されているが、ここでは 3 章で観測記録から決定した不均質パラメータを用いて、特に近距離の地震動に対する散乱減衰についての確認を行う。

まず評価対象としてこれまでの評価と同様に同一地点における均質媒質での計算波に対する不均質媒質の PGV の比（以下、PGV 比）を用いる。差分法の計算条件は 2 章と同様であり、震源としてダブルカップル型点震源を用いる。震源からの放射特性は 4 象限型の方位分布を示すため、方位による振幅の差異を考慮して、全観測点を図 4.2-1 の下部に示すように X,Y 軸からの角度 θ によって分類する。 θ の範囲は $0\sim 90^\circ$ であり、本解析の場合は $\theta = 45^\circ$ が S 波放射特性の節となる。不均質モデルについての S 波部 Transverse 成分の最大速度値(PGV)の距離減衰を同図に黒で示している。比較のために均質媒質に対する最大速度を赤で示している。ここでの距離は震源距離 r としており、点震源の深さが 10km であることから震源距離 10km が震源直上に対応する。ここでは観測点を前述の θ について 10° ごとの領域に区分し、 $\theta = 40^\circ \sim 45^\circ$ は放射特性の節を避けるために対象から外している。均質媒質の PGV はどの方位とも理論通りに幾何減衰の距離依存性 r^{-1} に比例して減衰している。不均質媒質の PGV は、均質媒質の PGV に対して振幅が変動しているとともに、全体的な距離減衰の傾向は均質媒質よりも大きくなっており、散乱減衰が現れていることが確認できる。

震源放射特性の影響を取り除き、また均質波に対する振幅の変化をより明瞭にするために、図 4.2-2 では各観測点における不均質媒質と均質媒質による最大速度値の比（不均質媒質 PGV/均質媒質 PGV、以下 PGV 比）を示している。PGV 比はばらつきを有しながら全体的に震源距離とともに分布の中心が低下しており、震源距離 50km 付近では比の分布の中心は概ね 0.5 程度となり、震源直上（震源距離 10km）と比較すると約半分の値となっている。これは不均質媒質内の地震動が幾何減衰以外に散乱減衰の効果を受けていることを示している。 $\theta = 30\sim 40^\circ$ の領域においては他の領域に比べて比の値の低下が小さくなっているものの、全体的に減衰の傾向は類似している。

平均的な振幅の減衰傾向を確認するために、図 4.2-2 の PGV 比の平均値を評価した結果を図 4.2-3 に示す。震源直上付近は観測点数が少なく、また図 4.2-1 に示されているように鉛直横ずれ断層では震源直上も S 波放射特性の節となり、振幅が小さい。そのため、ここでは節からある程度外れ、振幅が安定していると判断した震源距離 15km 以上を対象として、評価を行った。図 4.2-3 を見ると、PGV 比の平均値は θ が 30° までの範囲においては概ね

差異が無く、震源距離 15km での振幅比は約 0.8、震源距離 45km での振幅比は約 0.6 となっている。

$\theta = 30\text{-}40^\circ$ の範囲においては、それらに比べて値が大きくなっているとともに、距離に対する傾きもより小さくなっており、散乱減衰の効果が弱くなっていることが示されている。これは $\theta = 30\text{-}40^\circ$ の領域は S 波放射特性の節の方向に近くなっており、節の方向での均質媒質における地震波振幅が小さくなっており、不均質媒質においては周囲から回り込んだ散乱波が混入することにより、この領域では散乱による増幅の効果も生じて、全体的に散乱減衰の効果が不明瞭になっていることを示している。

次に PGV の散乱減衰に対応する Q 値の評価を行う。図 4.2-3 において θ が 30° までの領域における PGV 比は概ね合致しており、この範囲での PGV 比は震源距離 r に対して直線的に減少していることがわかる。そこで、PGV 比 $\propto ar$ と仮定して、図 4.2-3 に示した $r=15\sim 45\text{km}$ の範囲において、 $\theta = 0\text{-}10^\circ$ 、 $10\text{-}20^\circ$ 、 $20\text{-}30^\circ$ に対する a を評価した。3 つの角度領域に対する a の平均は $a = 0.017$ となった。均質媒質における散乱減衰は生じないので、その Q 値は無限大とすると、PGV 比と散乱減衰の Q_s 値との関係は

$$\begin{aligned} \text{PGV 比} &= \exp[-\omega r / (2Q_s V_s)] \\ &\doteq 1 - [\omega / (2Q_s V_s)]r \end{aligned} \quad (4.2-1)$$

となる。指数関数に対しては一次の項までの近似を用いている。 ω は各周波数である。前述の係数 a との対応は $a = \omega / (2Q_s V_s)$ となる。この式において数値解析で仮定した $V_s = 3.7\text{km/s}$ 、中心周波数 4Hz に対する ω を当てはめ、前述の $a = 0.017$ に対応する Q_s を評価すると $Q_s = 195$ となる。

この散乱減衰の Q_s と観測記録に基づいて評価されている Q_s との比較を行う。伝播経路の Q 値については周波数依存性が認められ、スペクトルインバージョン手法 (岩田・入倉 (1986)) 等により観測記録から導出された Q_s 値には $Q_s = Q_0 f^n$ (f は周波数) なる周波数依存性が見られることが確かめられている。 Q_0 は 1Hz での Q 値に相当し、 n は 1 程度の値を有している (建築学会(2009))。そこで、ここでは $n=1$ を仮定し、さらに PGV から得られた $Q_s = 195$ が計算波の中心周波数 $f=4\text{Hz}$ に対する値とすると、 Q_0 は 49 となる。既往の研究による内陸地震に対する Q_s 値としては $Q_s = 166 f^{0.76}$ (佐藤・巽(2002))、 $Q_s = 150 f^{1.0}$ (川瀬・松尾 (2004)) が挙げられ、いずれも Q_0 は 100 以上の値を示している。ただしこれらはそれぞれ震源距離 200km 以内、150km 以内と伝播経路が長い観測記録に基づいて導出された Q_s である。一方、内陸地震についての Q_s 値は伝播経路が短くなると値が小さくなることが確認されている (天池・他(2006))。これによると本研究とほぼ同様な震源距離の範囲 (震源距離 60km) を対象として、スペクトルインバージョン手法により推定された Q_s 値をまとめると、 Q_0 はほぼ 20~50、 n は 0.8~1.0 に分布することが確かめられている。本研究のシミュレーションから導出された Q 値はほぼこの分布の上限値に対応している。実際の地殻内の伝播に

においては散乱減衰に加えて、内部減衰（建築学会（2009））が存在することを考慮すると、実記録から得られた Q_0 値はそれより低下することになり、実現象ではより小さい Q_0 値が得られることと整合する。

次に計算波フーリエ振幅に基づいて散乱減衰の周波数特性について検討し、その値を既往の距離減衰式における距離減衰係数と比較して検討する。各観測点での均質媒質と不均質媒質での S 波フーリエスペクトル振幅 $O_0(f)$ 、 $O(f)$ は(4.2-2)式、(4.2-3)式で表される。

$$O_0(f) = R_{\theta\phi} r^{-1} S(f) G(f) \quad (4.2-2)$$

$$O(f) = R_{\theta\phi} r^{-1} S(f) G(f) \exp(-\pi r f / V_{s0} Q_s) \quad (4.2-3)$$

r, f, V_{s0} はそれぞれ震源距離、周波数、平均 S 波速度、 $R_{\theta\phi}$ は放射特性係数、 Q_s は S 波の散乱減衰に対応する Q 値である。(4.2-2)式と(4.2-3)式の比は

$$\log(O(f)/O_0(f)) = [-\pi f \log e / (V_{s0} Q_s)] r = c_s \cdot r \quad (4.2-4)$$

となり、散乱減衰特性のみが残り、周波数毎のフーリエ振幅比の対数値は距離の 1 乗で減衰する。(4.2-4)式に基づいて、均質媒質での波に対するスペクトル比を震源距離の 1 次式で回帰して周波数毎に距離減衰係数 c_s を評価する。

フーリエスペクトルについては S 波初動の 0.5 秒前からの 2 秒間を解析区間として選択して、FFT により算出を行った。解析区間の前後 0.5 秒間にはコサインテーパ型 **time window** を施し、周波数幅 0.2Hz の **Parzen window** を掛けている。

(4.2-4)式に対応する周波数毎のスペクトル振幅比と回帰結果の例を図 4.2-4 に示す。同図には 5km 区間毎のスペクトル比の対数平均値も示している。PGV と同様にばらつきが見られるものの、スペクトル比は直線的に減少している。周期ごとに(4.2-4)式による回帰を行い、得られた c_s の平均値を周期について整理して図 4.2-5 に示す。x,y 軸からの角度が 45° 付近の観測点では震源放射特性の節に近いため振幅が小さく、 c_s が安定して求められなかったため、 c_s の平均は x,y 軸からの角度が 0~40° の観測点について算出した。 c_s は短周期ほど小さくなり、相関距離が大きいほど長周期まで周期依存性が見られる。距離減衰式での距離依存項を $-\log r + c_0 r$ (r は距離) と仮定した場合には第 1 項が幾何減衰、第 2 項がそれ以外の減衰に対応する。ここでは、この形で加速度応答スペクトルの回帰を行った①内山・翠川(2006)、②Kanno et al.(2006)、③片岡・他(2006)の距離減衰式における周期 0.2~1 秒の距離減衰係数 c_0 を本研究での係数 c_s と比較して示す。本研究での不均質モデル($a=4\text{km}$, $\epsilon=0.05$)による c_s は、既往研究①~③の c_0 の分布範囲に概ね含まれており、周期とともに単調に増加する傾向は①,②の c_0 と調和している。②は震源深さ 30km 以浅の地震、③は内陸地震を対象としており、②,③の c_0 は地殻の減衰特性を表していると考えられる。以上のように PGV から換算された Q_s 値およびフーリエ振幅に対する距離減衰の係数は、既往の観測記録から推定さ

れている結果と整合性を有している。したがって今回検討対象とした震源距離 50km 程度の範囲における内陸地震の記録に対しては、散乱減衰の効果により観測記録の減衰の影響が大きいことがわかった。

以上の結果をまとめると、不均質媒体モデルでの振幅の平均値は幾何減衰を示す距離の-1乗よりもやや大きく減衰し、Q 値に換算すると 4Hz を中心周期とした速度波形に対して 195 と求まり、既往の結果と調和的である。距離減衰式で用いられている粘性減衰係数(幾何減衰以外の減衰項)に換算すると、周期 0.2~1 秒で-0.0045~-0.0005(/km)程度に変化しており、既往の結果と調和的である。したがって、今回検討対象とした震源距離 50km 程度までの距離範囲においては幾何減衰と不均質媒体による散乱で観測記録の距離減衰特性をおおむね説明できるものと解釈できる。

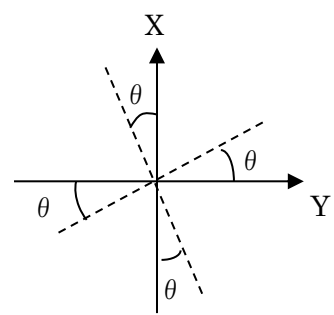
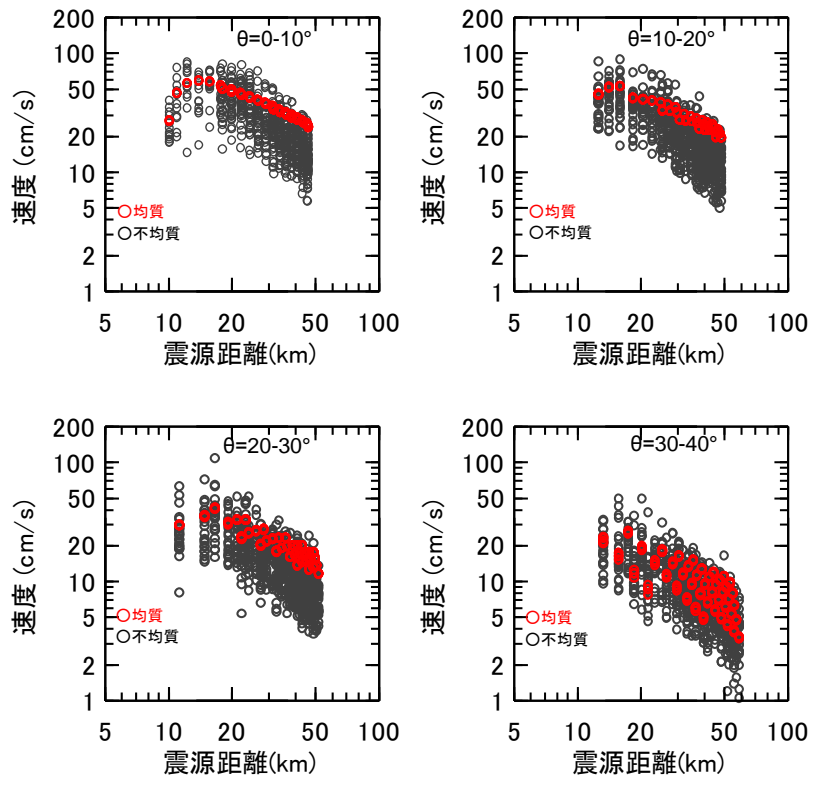


図 4.2-1 水平動 Transverse 成分の最大速度値の距離減衰

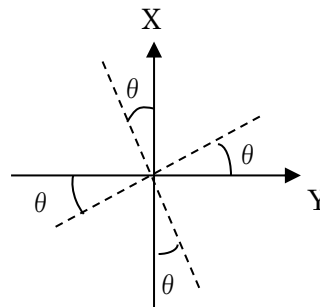
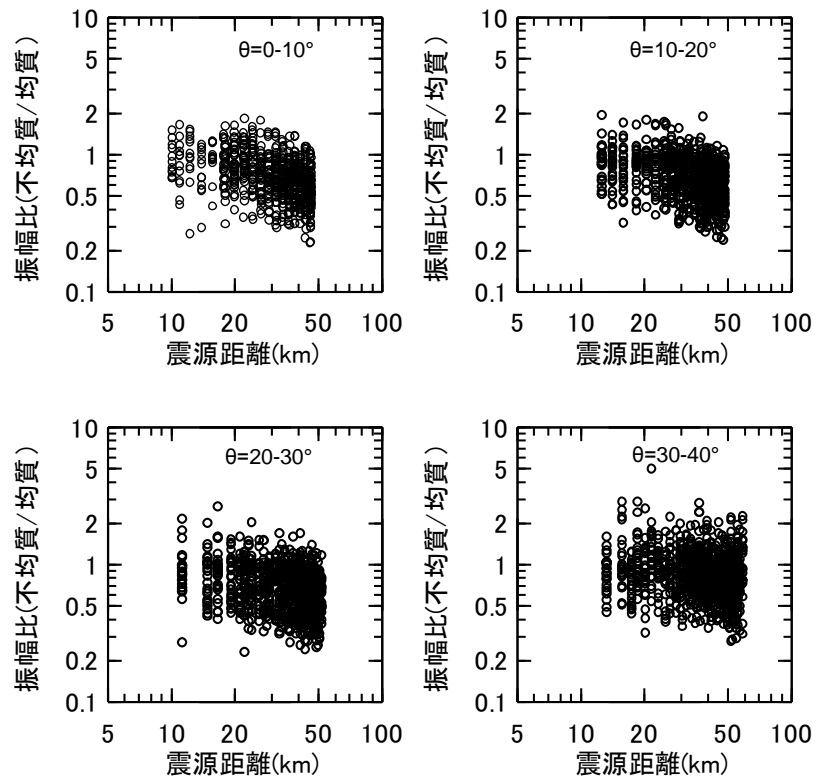


図 4.2-2 水平動 Transverse 成分の最大速度値比（不均質/均質）の距離減衰

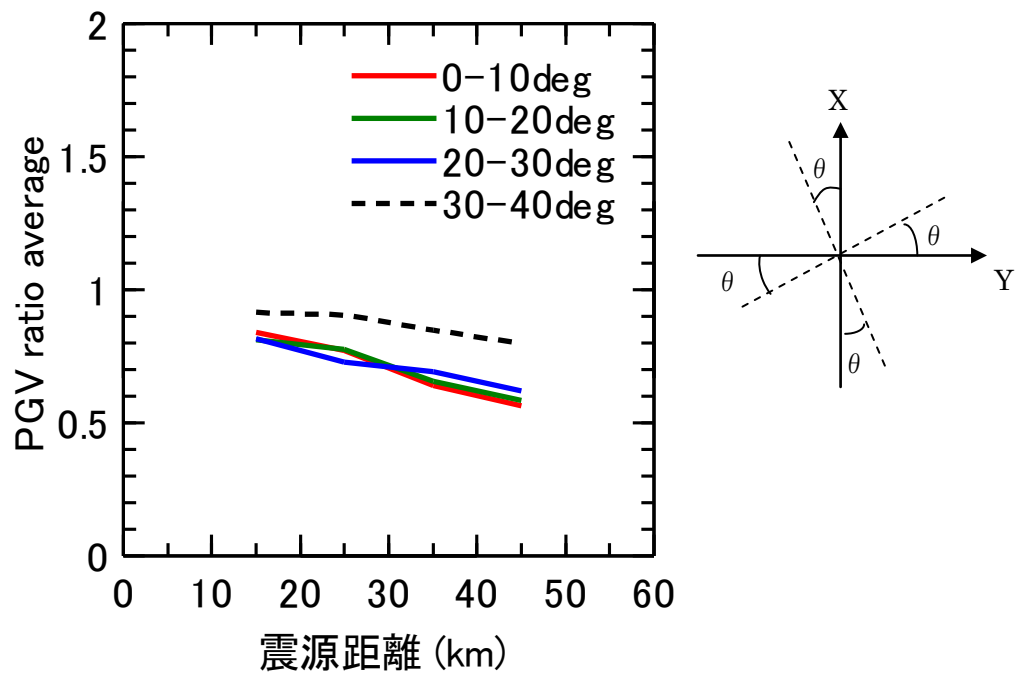
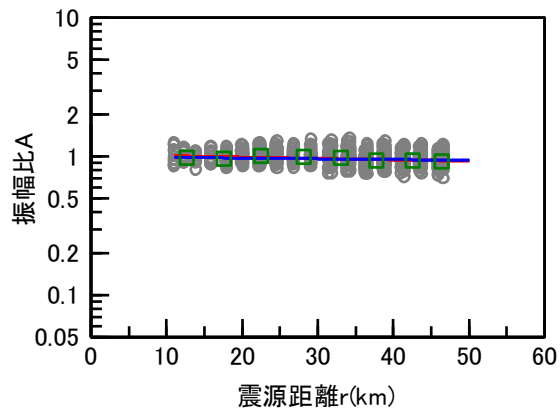
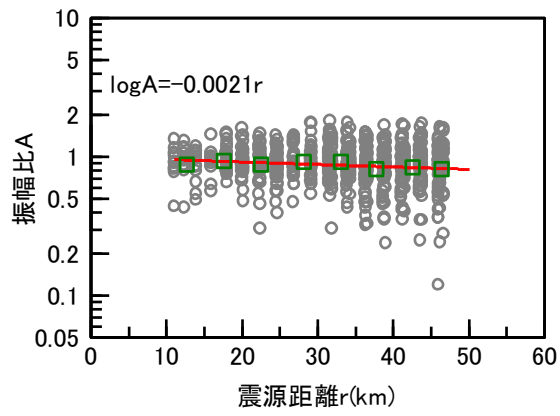


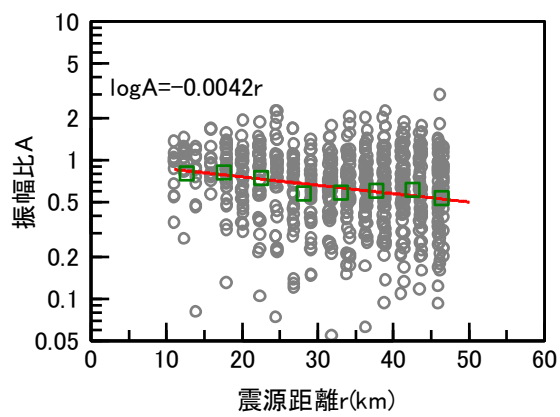
図 4.2-3 最大速度比（不均質媒質/均質媒質）の平均値と震源距離の関係



(a) 1Hz



(b) 2Hz



(c) 4Hz

図 4.2-4 均質媒質波に対するフーリエスペクトル振幅比の距離減衰

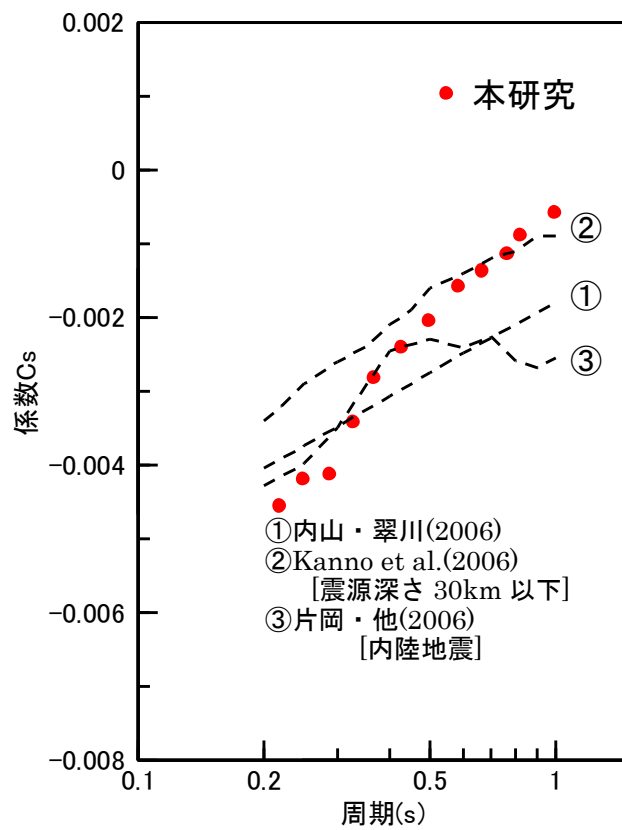


図 4.2-5 計算波から求めた各不均質モデルの距離減衰係数 C_s と既往研究による応答スペクトル距離減衰式の距離減衰係数の比較

4.3 点震源モデルによる振幅のばらつきに対する影響

距離減衰式は地震動の強さを比較的簡便に予測・評価する手法として多用されているが、実際の観測値は距離減衰式の予測値に対してばらつくことが知られている。このばらつきの原因としては伝播経路の影響が考えられ（例えば Hoshiya(2000)、翠川・大竹 (2003)）、震源特性の影響、地盤特性もばらつきに影響していると考えられている。ばらつきにおける伝播経路の影響の一つとして、媒質の不均質の影響が考えられる。不均質媒質による地震動への影響の理論的な評価法については主に理学の分野で構築されてきたが、その評価対象は振幅の平均値であり、ばらつきに関する評価事例はまだ少ない。ばらつきについての評価は Hoshiya(2000)、Imperatori and Mai(2013)により数値シミュレーション波に基づいた評価が行われているものの、そこで用いられている不均質パラメータは仮定値であり、観測値に基づいて評価されたものではない。本研究では、検討対象とする近距離の地震動観測記録から推定された不均質パラメータを用いており、より実現象に近い検討となる。

ここではまず PGV に対する検討を行う。データとしては 4.2 節の検討に用いた、図 4.2-2 に示した均質媒質による計算波の PGV に対する不均質媒質の計算波の PGV 比である。ここでは対数標準偏差を評価し、その結果を図 4.3-1 に示す。算出に際しては、震源距離を 10~20km, 20~30km, 30~40km, 40~50km に区分して、各区間に含まれるデータについての値を各区間の中央距離に対してプロットしている。対数標準偏差については方位、震源距離による差異は明瞭ではなく、0.14 から 0.18 の間に分布している。また周波数成分におけるばらつきを評価するために、4.2 節の図 4.2-4 に例を示したフーリエ振幅比についても対数標準偏差を算出し、その結果を図 4.3-2 に示す。フーリエスペクトルは S 波部水平動 Transverse 成分を対象として、S 波部立上りから 2 秒間について算出した。図 4.3-2 には x または y 軸からの角度 θ が 0-40° の領域について、 θ を 10° ごとの領域に分割した場合の対数標準偏差を示している。0-40° の領域全体での対数標準偏差について見ると、1Hz では約 0.04~0.11 に、2Hz では 0.83~0.23 に、4Hz では 0.20~0.31 に分布しており、周波数とともに増大している。

次に観測記録に基づく既往の研究事例によるばらつきとの比較を行う。ここでは、シミュレーション結果との比較が可能な、地震間ばらつきと地震内ばらつきの評価を行った事例として Boore and Atkinson(2008)、Chiou and Youngs(2008)、Campbell and Bozorgnia(2008)を参照し、これらの研究により評価された地震内ばらつきとの比較を行う。ここで地震間ばらつきとは、複数の地震間における系統的な地震動特性の差異であり、その原因としては震源励起特性の差異、巨視的な伝播経路構造の差異が挙げられる。一方、地震内ばらつきは、一つの地震内で見られるばらつきであり、その原因としては伝播経路特性の差異、地盤特性の差異が挙げられる。Boore and Atkinson(2008)等は地殻内地震の記録に基づいて、距離減衰式のばらつきの評価を行っている。彼らは地震内ばらつき(σ)、地震間ばらつき(τ)およびその合成である全ばらつき $\sigma_T((\sigma^2 + \tau^2)^{1/2})$ の評価を、地動最大速度、地動最大加速

度および減衰定数 0.05 の加速度応答スペクトルについて算出している。本研究のシミュレーションで評価している一つの地震に対する地震動のばらつきは地震内ばらつきに相当している。まず PGV に着目すると、Boore and Atkinson(2008)、Chiou and Youngs(2008)、Campbell and Bozorgnia(2008)による地震内ばらつきは常用対数標準偏差でそれぞれ 0.22、0.21、0.20 となっており、一方、図 4.3-1 に示した本研究の PGV のばらつきは約 0.14 から 0.18 となっており、やや本研究による値の方が小さい結果となっている。

また Boore and Atkinson(2008)等による周波数ごとの地震内ばらつきを、本研究のばらつきと比較して図 4.3-2 に示す。Boore and Atkinson(2008)等による地震内誤差は本研究による計算波のばらつきとは異なり、周波数による変化はほとんどない。また 4Hz では本研究のばらつきは Boore and Atkinson(2008)等によるばらつきと同程度となっているが、1Hz,2Hz においては本研究のばらつきはより小さい値となっている。この原因との一つとしては本研究においては、震源放射特性による振幅の方位変動を均質波と不均質波の比をとることにより打ち消したことが考えられる。Boore and Atkinson(2008)等では観測値におけるばらつき評価には震源放射特性の効果も入っているため、ここでは不均質媒質での計算波のフーリエスペクトル自体の対数標準偏差を評価して、その結果を図 4.3-3 に示す。Boore and Atkinson(2008) 等による対数標準偏差比較すると本研究の値は概ね近い値となっている。特に 1Hz での本研究による対数標準偏差は、図 4.3-2 に較べて大きく増加しており、低周波数における地震内ばらつきには、震源放射特性による振幅の変化の寄与が大きいことを示している。

以上のように本研究のシミュレーションから評価された伝播経路の散乱によるばらつきの値は、観測記録によるばらつきと近い値となっており震源から 50km 程度の近距離領域においても、不均質による散乱効果は地震動の振幅に比較的大きな寄与をする可能性を示している。

次に不均質媒質が応答スペクトルに及ぼす影響を確認するために、図 4.3-4 に計算波形の疑似速度応答スペクトル(減衰定数 0.05)を示す。ここで x,y 軸上の震央距離 5km,20km,40km の各観測点における 12 波の計算波に関する応答値の平均と対数標準偏差を示している。図から震央距離 5km での応答スペクトルの低下は周期約 0.7 秒で始まっており、距離とともにその周期は長周期側に拡大していき、震央距離 40km においては、周期 1.2 秒以下で応答スペクトルの低下が始まっている。均質媒質との差異が生じ始める上述の周期を、平均 S 波速度 3.7km/s に対応する波長と比較すると 2.6km(震央距離 5km)~4.4km(同 40km)となっている。相関距離 4km と比較すると、概ね不均質の相関距離と同程度の波長よりも短い周期成分が不均質媒質の影響を受けているといえる。

以上のように応答スペクトルにおいても均質媒質との有意な差異が確認され、その影響は時刻歴波形と同様に震源近傍である震央距離約 5km でも見られることがわかる。距離が近い領域においては直達波部分の波形の変化はあまり大きくないものの、その振幅のばらつきは比較的大きく、応答スペクトルにおいてもばらつきを生じさせている。また不均質

の散乱効果により、距離が大きくなるとともに計算波の継続時間が伸び、最大振幅や応答スペクトルに対して減衰の効果を与えている。

図 4.3-5～図 4.3-8 には X,Y 軸からの角度 θ によって観測点を区分して、それぞれの領域においての計算波の疑似速度応答スペクトル($h=0.05$)の平均値と標準偏差を均質媒質のスペクトルと比較している。それぞれの図は震源距離 20～30km, 30～40km, 40～50km の観測点に対応しており、平均操作においては幾何減衰の補正を行い、それぞれの区間の中央値に対応する震源距離 25km, 35km, 45km でのスペクトル振幅に補正している。図 4.3-4 に示した X,Y 上の観測点と同様に距離とともに均質媒質波からの低下の傾向が見られ、 $\theta=30\sim 40^\circ$ の領域については他の領域に較べると長周期側のばらつきが相対的に大きくなっている。

以上をまとめると、不均質媒体モデルでの振幅のばらつきは近距離からみられ、速度波形に対して対数標準偏差で 0.15 程度で、震源距離 15～50km の範囲ではほぼ一定である。各周期成分に対しては、方位の影響を取り除けば、周期 0.25 秒で 0.25 程度、周期 1 秒で 0.1 弱となる。距離減衰式にみられるばらつきには方位の影響も含まれているので、これを含めると、周期 0.25 秒で 0.3 程度、周期 1 秒で 0.2 強となる。既往の距離減衰式での地震内誤差は伝播特性と地盤特性のばらつきを表しており、これと比べると、周期 0.25 秒ではやや大きく、周期 1 秒でやや小さい。4.4 節で述べる本研究による振幅の方依存性が周期 0.25 秒 (4Hz) においても平滑化があまり進まず、観測記録に基づく既往知見に比べると過大評価する傾向にあることを考慮すると、既往の距離減衰式での地震内誤差と不均質媒体での振幅のばらつきは同程度になる。以上から不均質媒体による散乱で既往の距離減衰式での地震内誤差をおおむね説明できるものと解釈できる。

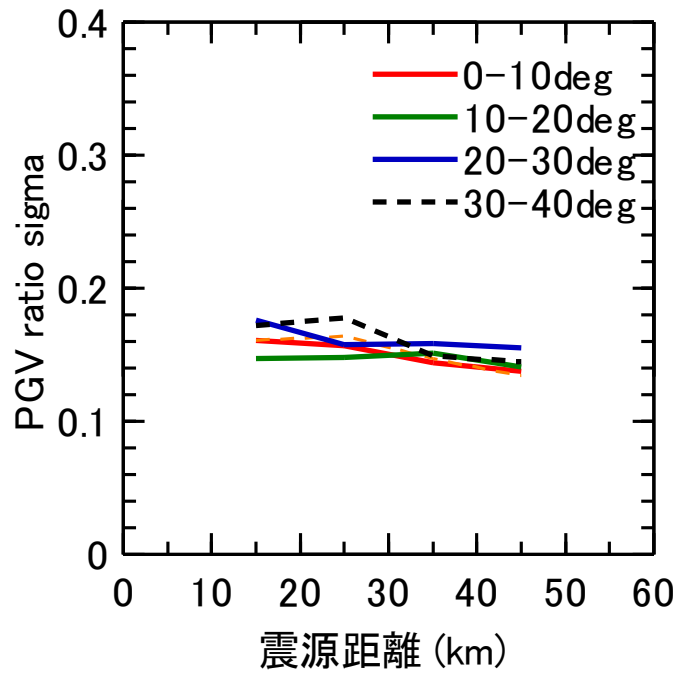
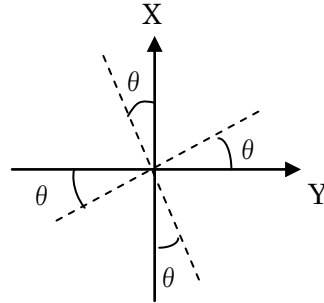


図 4.3-1 最大速度比（不均質媒質/均質媒質）の対数標準偏差

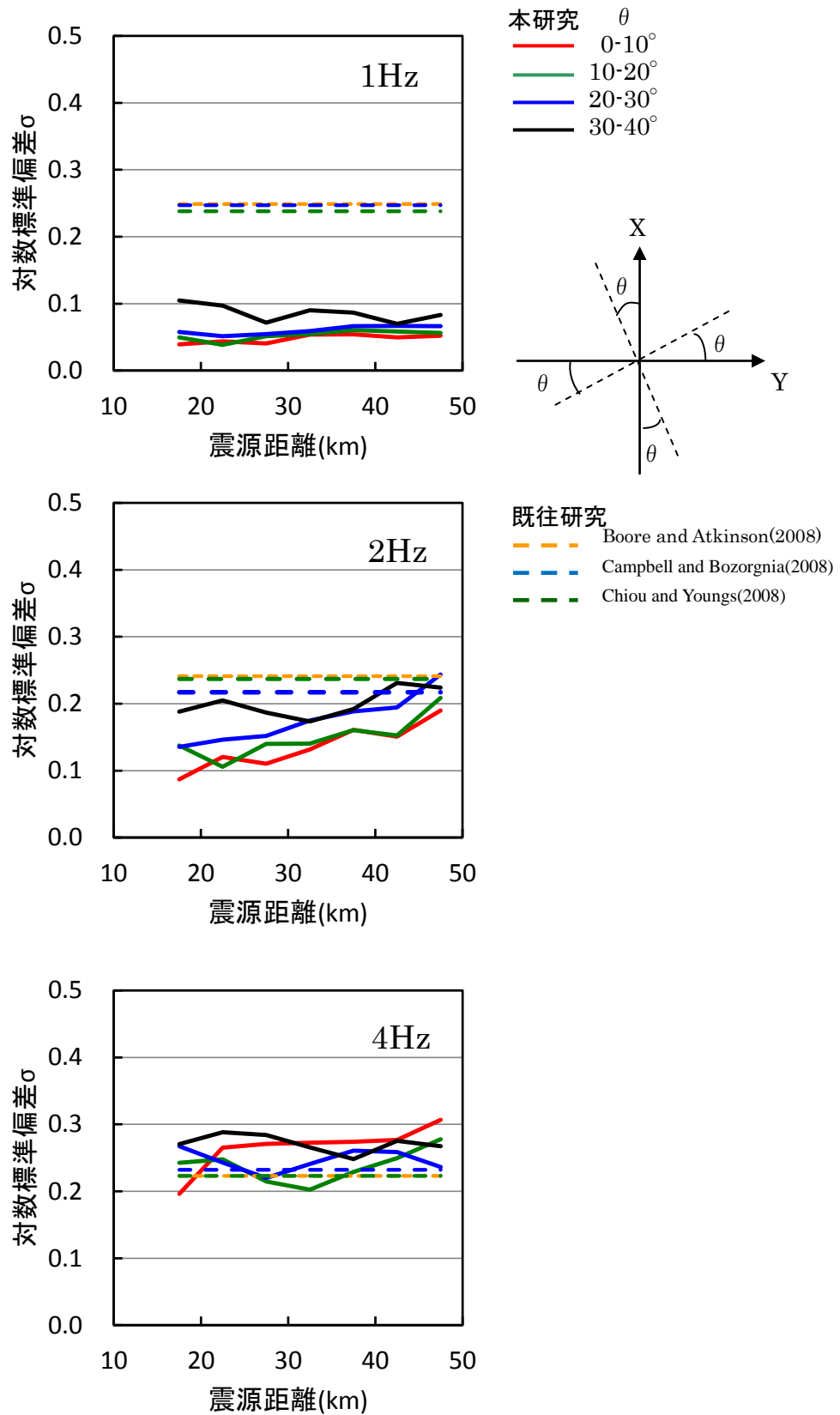


図 4.3-2 水平動 Transverse 成分のフーリエ振幅比（不均質媒質/均質媒質のばらつき）の対数標準偏差

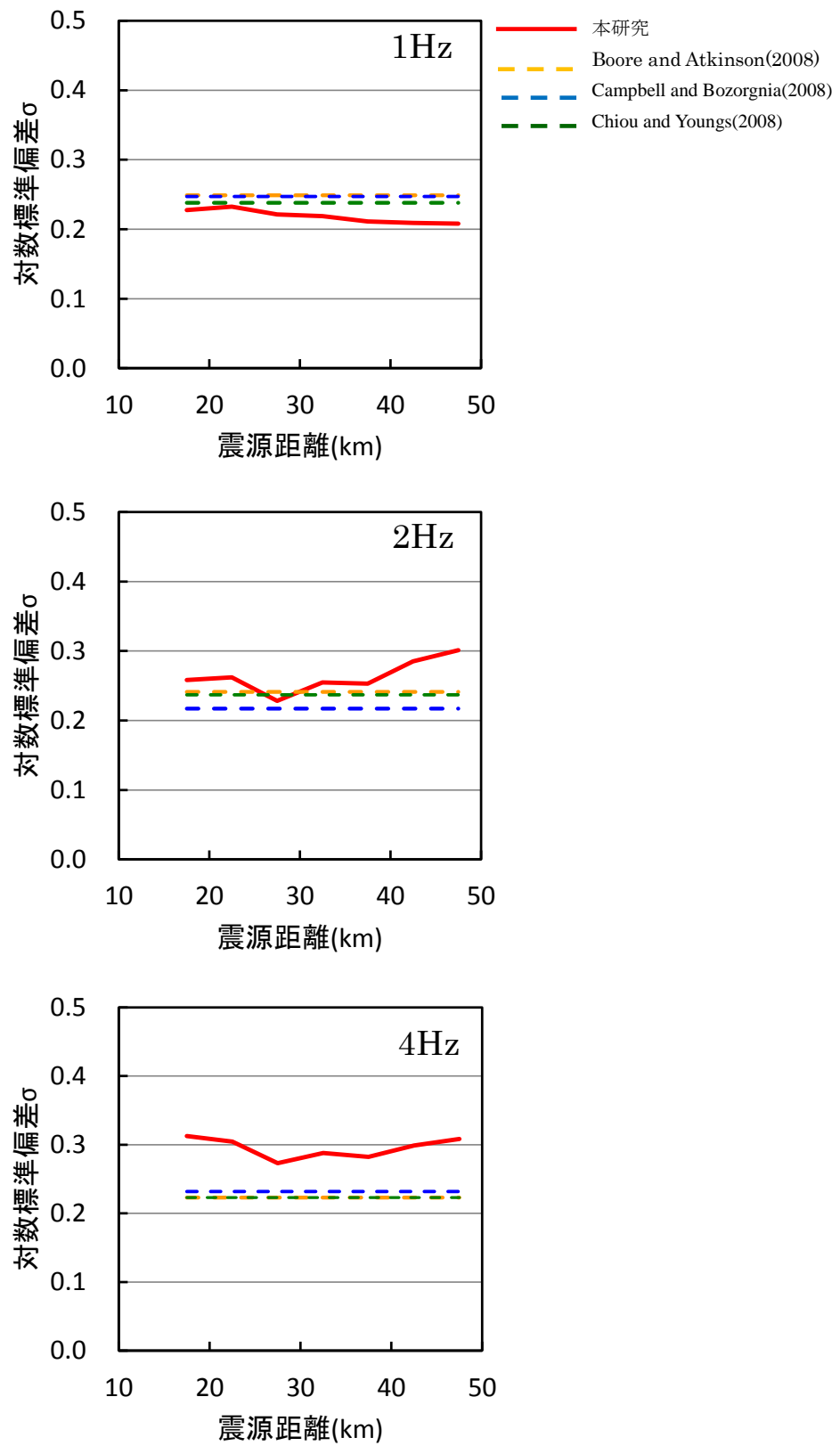


図 4.3-3 水平動 Transverse 成分のフーリエ振幅のばらつきの対数標準偏差

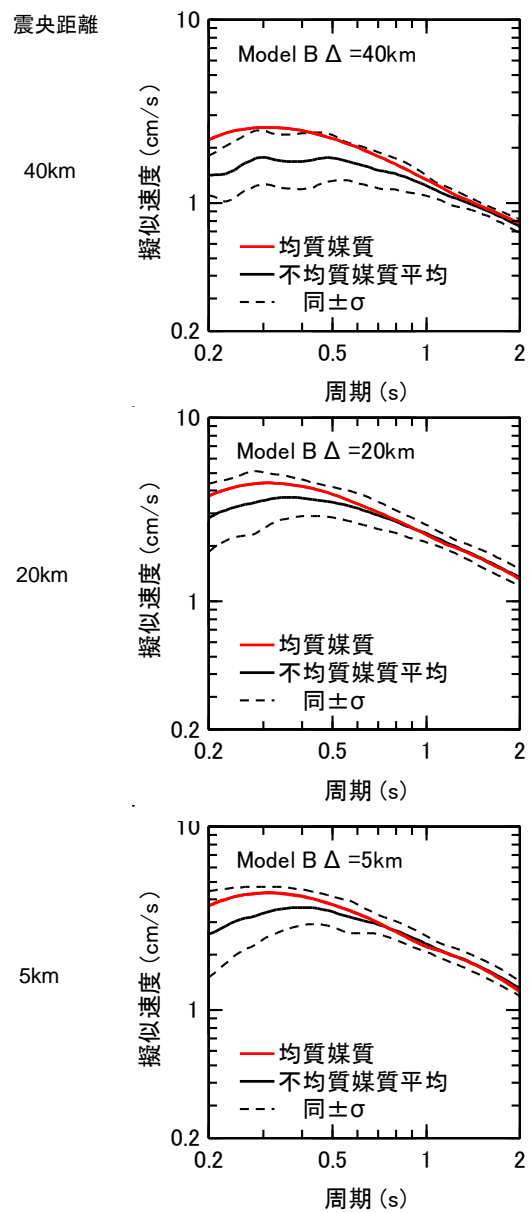


図 4.3-4 不均質媒質波における疑似速度応答スペクトル(減衰定数 $h=0.05$)の変動

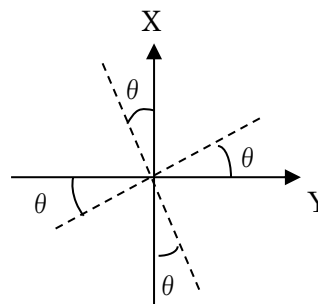
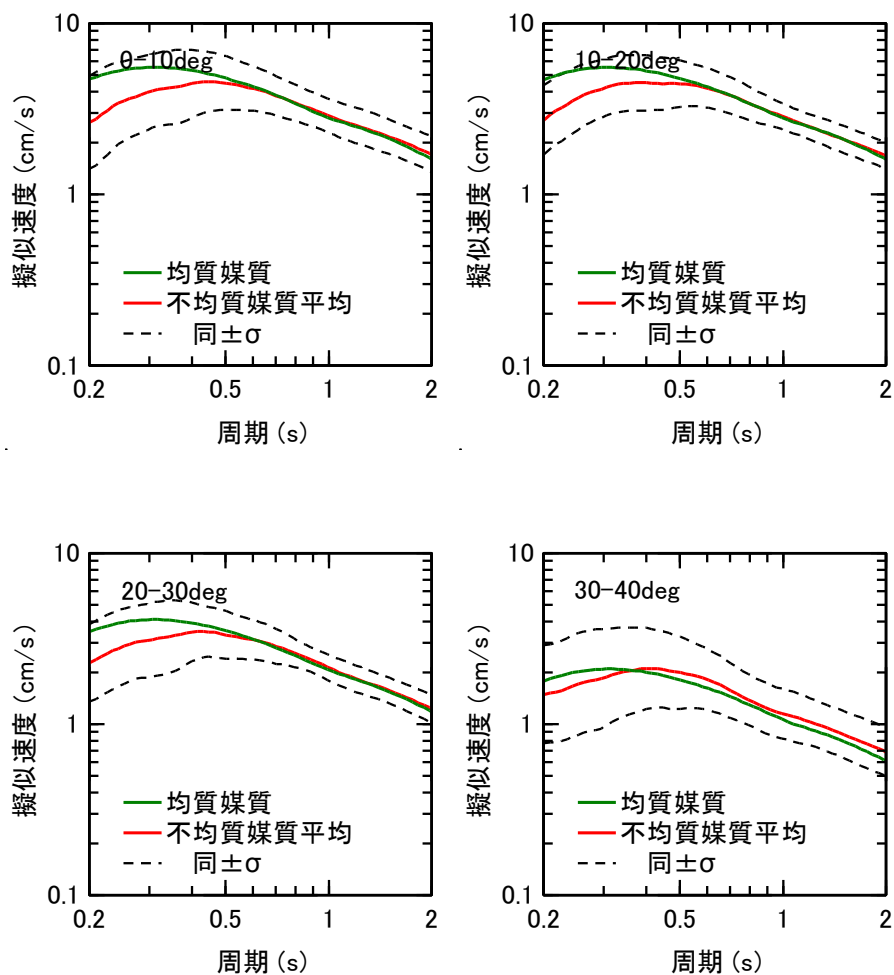


図 4.3-5 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の応答スペクトルの平均値
(震源距離 10~20km の観測点)

赤：平均値 黒点線：平均値±標準偏差
 緑：均質媒質での計算波

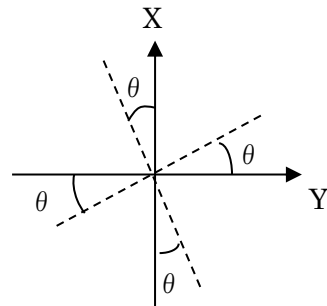
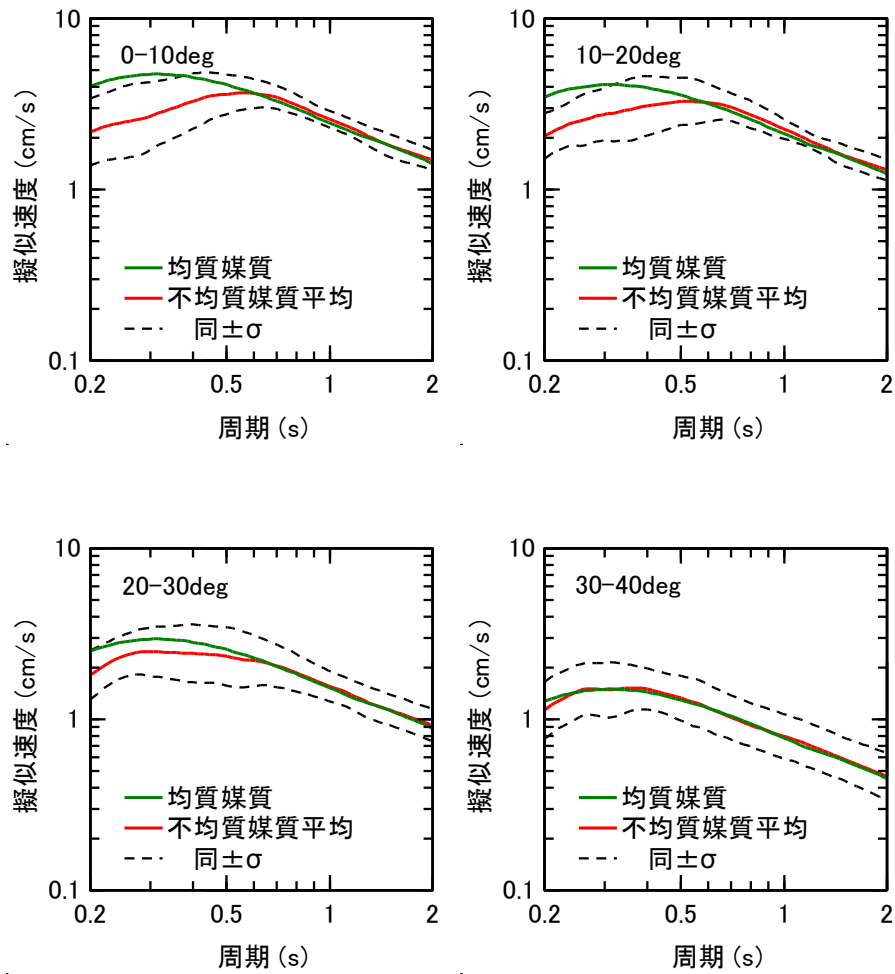


図 4.3-6 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の応答スペクトルの平均値(震源距離 20~30km の観測点)
 赤：平均値 黒点線：平均値±標準偏差
 緑：均質媒質での計算波

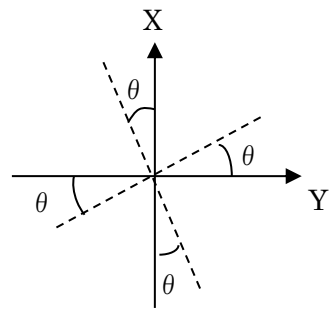
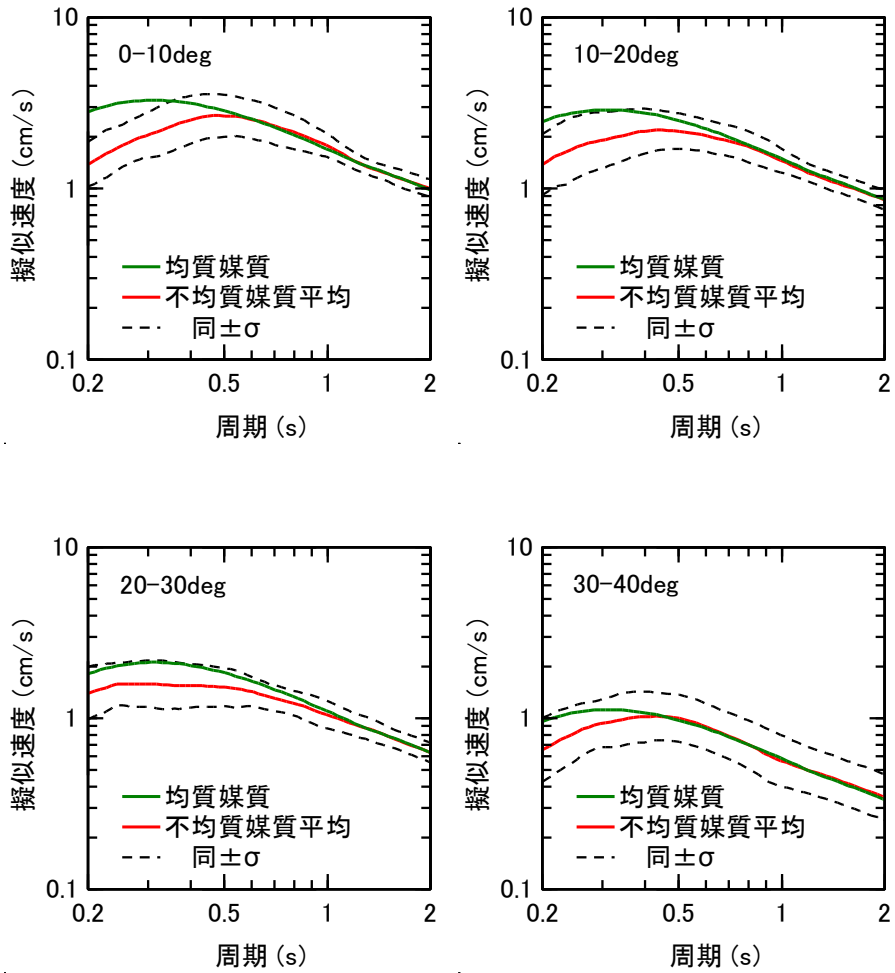


図 4.3-7 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の応答スペクトルの平均値(震源距離 30~40km の観測点)
 赤: 平均値 黒点線: 平均値±標準偏差
 緑: 均質媒質での計算波

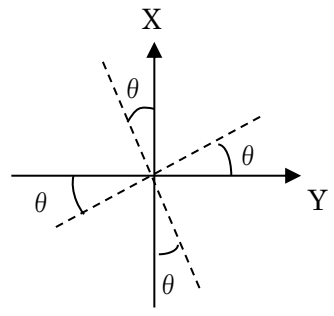
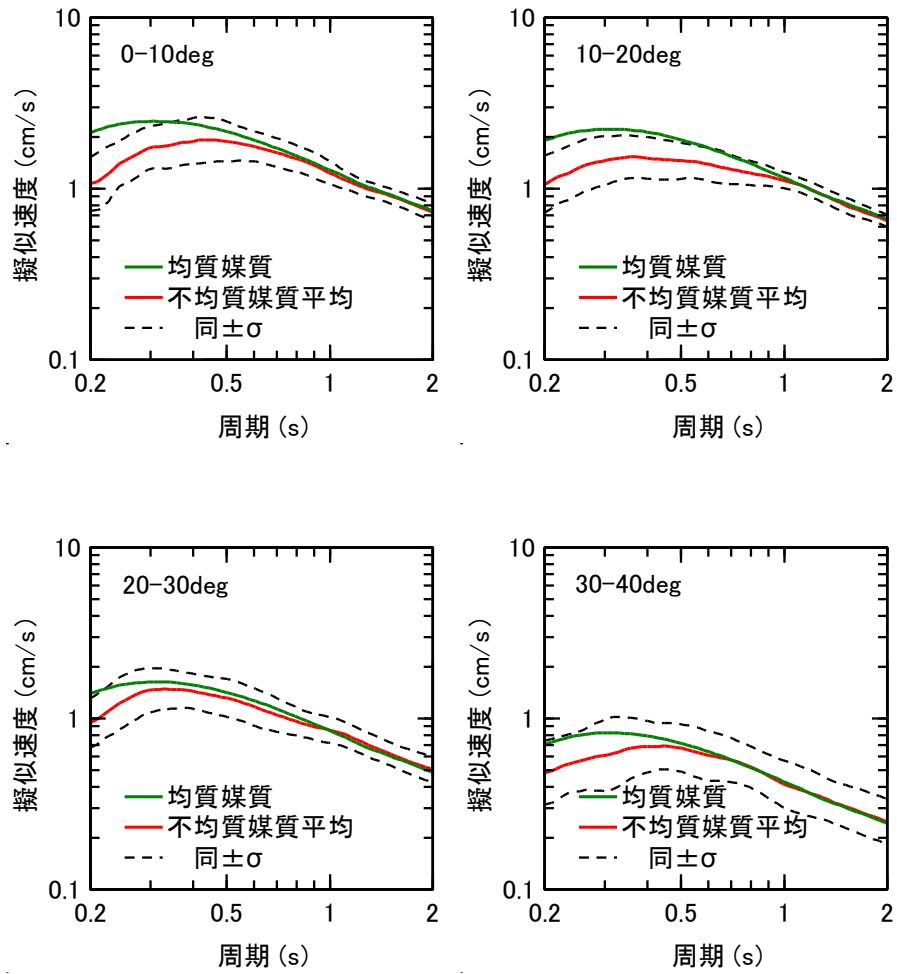


図 4.3-8 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の応答スペクトルの平均値
 (震源距離 40~50km の観測点)
 赤：平均値 黒点線：平均値±標準偏差
 緑：均質媒質での計算波

4.4 点震源による振幅の方位分布（震源放射特性）に対する影響

上述の不均質による地震動の変動の結果として、震源放射特性への影響が推定されている。ダブルカップル型の点震源からはP波、S波ともにいわゆる4象限型の放射特性が発生するが、実際の観測記録では高周波数になるとこの4象限型の放射パターンが不明瞭となり、等方化していることが、観測記録に基づいて推定されている(例えば Liu and Helmberger(1985), Satoh(2002), 大堀・他(2002))。Liu and Helmberger(1985)は米国の1978年 Imperial Valley 地震の約2分半後に生じた余震(ML=5.0)における近距離の観測点の記録を用いて震源放射特性の解析を行った。その結果、加速度水平成分を水平2成分のRMS値で規準化した振幅を検討した結果、2Hz以上の周波数では4象限型の理論放射特性を示さなくなるという結果を得ている。Satoh(2002)は1998年宮城県南部の地震(Mw5.0)の前震(Mw4.1)および余震(Mw3.8)の震源距離13~27kmの記録をデータとして、S波部水平動のTransverse成分とRadial成分のフーリエスペクトル振幅比の評価を行い、その結果、3Hz以下では理論的な震源放射特性が確認されるが、6Hz以上ではTransverse成分とRadial成分の比が概ね1になることから理論的な震源放射特性を示さなくなると推定している。また境界となる周波数(3Hzおよび6Hz)は検討した震源距離の範囲(13~27km)においては距離に依存しないとしている。佐藤・片岡(2003)は2000年鳥取県西部地震等の記録の解析から震源放射特性を検討して、周波数5Hz以上では放射特性は等方化し、周波数2Hz以下では理論放射特性が顕著に現れるとしている。大堀・他(2002)は近畿地方の内陸地殻内地震の観測記録を用いて、Transverse成分とRadial成分のフーリエスペクトル振幅比の評価を行い震源放射特性の検討を行った。検討したのべ51個のスペクトル比について理論的なS波部内陸地殻内地震の記録の検討を行った結果、28個のスペクトルについては1Hz以上で理論的な放射特性に従うことが確認された。周波数の上限は1Hzが8個、2Hzが12個、3Hzが8個であった。それらが確認された震央距離は1Hzの場合は23~102km、2Hzの場合には7~70km、3Hzの場合は9~65kmとなっており、既往の研究に比べてより遠方まで短周期の震源放射特性が確認されている。このような震源放射特性の等方化についての原因としては、断層上の不均質な破壊、伝播経路の影響が考えられている。

以上のような知見を反映して、短周期地震動の評価法として用いられている統計的グリーン関数による波形合成法では、長周期側では4象限型、高周波数においては等方的な放射特性を仮定した解析が提案されている。しかし放射特性の平滑化が伝播経路の散乱現象に起因するとすれば、伝播距離とともに平滑化が進んでいくことになり、伝播距離が小さいうちは高周波数においても4象限型のパターンが残っているはずである。地震動のレベルが大きい近距離領域においては、4象限のモデルあるいは等方的な放射特性を仮定するかは、予測地震動に大きな影響を及ぼすことになる。これについてもその設定法としては、上述の予想される影響が発生するのかどうかについて数値解析に基づいて検討を行い、その後観測記録と整合するモデル化を進めることが必要であると考えられる。震源放射特

性の平滑化についても不均質媒質の特性が影響すると考えられ、 a と ε に対する放射特性の変化の違いを数値解析で検討することにより、その感度について把握することも必要となる。

4.2 節 で記載したように不均質媒質内での地震動の振幅は均質媒質に対して変動する。その結果、理論的な 4 象限型の放射特性が徐々に崩れてきて、遠距離では節が不明瞭になっていき、等方型に近づいていくと考えられる。ここでは計算波に見られる方位角に対する振幅変化について、距離および周波数に対する依存性を確認する。

図 4.4-1 は S 波部 Transverse 成分の立ち上がりから 4 秒区間のフーリエスペクトル振幅を震源距離 20~30km の記録について整理し、横軸を震源から見た方位角として示している。振幅については距離減衰の補正を行い、区間の平均距離 25km の値に基準化している。図では 1Hz および 4Hz のフーリエ振幅を比較して示している。図 4.4-1(a)の均質媒質による結果を見ると震源放射特性の節の方向である 45° 、 135° 、 225° 、 315° において 1Hz,4Hz 成分とも振幅が 0 となっている。一方図 4.4-1(b)の不均質媒質による結果においては、1Hz 成分については均質媒質からの差異が余り大きくないが、赤で示す 4Hz 成分については、均質媒質の振幅からの変動が大きくなっていると同時に、震源放射特性の節方向の振幅が 0 ではなく、有限の値となっている。ただし、4Hz 成分においても節方向における振幅の低下はまだ明瞭であり、放射特性の等方化はまだ十分に進んでいないことが分かる。

震源距離区間 30~40km および 40~50km の区間の放射特性分布を図 4.4-1 と同様な形式で、それぞれ図 4.4-2、図 4.4-3 に示す。震源距離 40~50km においては周波数 1Hz 成分については節方向における振幅は概ね 0 に近く、振幅の増大は見られない。一方 4Hz 成分については全体的な振幅の低下と節方向の振幅の増大が確認できる。

放射特性への影響をさらに確認するために、ここでは Takemura et al.(2009)による以下の指標 A_T を用いる。

$$A_T = T / (T^2 + R^2)^{1/2} \quad (4.4-1)$$

ここで T, R はそれぞれ Transverse 成分および Radial 成分の振幅である。図 4.4-1, 4.4-2, 4.4-3 に対応する A_T をそれぞれ図 4.4-4, 4.4-5, 4.4-6 に示す。これらの図からどの距離区間とも均質媒質に較べると節方向の A_T は大きくなっており、不均質媒質においては節方向の振幅の増大が生じていることを再確認できる。震源距離 20~30km においては、1Hz 成分では均質媒質の A_T からの差異が大きい。震源距離 40~50km においては 4Hz 成分についての A_T が大きくなっており、図 4.4-3 でも確認されたように節方向の振幅が増大していることを示している。また 1 Hz についても 4Hz 成分と同程度の A_T を示しており、Radial 成分も含めて評価すると、1Hz 成分についても等方化が進んでいることを示している。以上のように不均質媒質においては、震源近傍では 4Hz 程度でも等方化は十分に進まないが、50km 程度にな

ると節の方向の振幅の増大が確認され、近距離における震源放射特性の設定には、周波数依存性ととも距離依存性の考慮が必要であることを示している。

釜江・他（1990）は統計的グリーン関数法において震源放射特性の等方化を考慮するためのモデル化を提案している。その手法は以下のように理論放射特性 G を震源球上で平滑化する Boore and Boatwright(1984)の方法に基づいている。

$$\langle G \rangle = \frac{\int \int [W(\theta, \phi)G(\theta, \phi)] \sin \theta d\theta d\phi}{\int \int [W(\theta, \phi)] \sin \theta d\theta d\phi} \quad (4.4-2)$$

ここで $G(\theta, \phi)$ は震源からの射出角 θ 、方位角 ϕ に対する P 波、SH 波、SV 波の理論的な震源放射特性である。 $W(\theta, \phi)$ は平滑化の際の重み関数である。釜江・他(1990)は $W(\theta, \phi)$ として $\theta_1 < \theta < \theta_2$ かつ $\phi_1 < \phi < \phi_2$ のみで 1 となるように以下の関数を設定している。

$$W(\theta, \phi) = [H(\theta - \theta_1) - H(\theta - \theta_2)] \cdot [H(\phi - \phi_1) - H(\phi - \phi_2)] \quad (4.4-3)$$

H は Heaviside のステップ関数を表す。釜江・他(1990)では射出角の範囲 θ_1, θ_2 については震源距離に依存して与え、方位角の範囲 $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ については図 4.4-7 のように周波数 f に依存させて与えている。この設定によると周波数 f_1 以下では理論的な 4 象限型の放射特性を示し、周波数 f_2 以上では等方的な放射特性を示し、周波数 $f_1 \sim f_2$ では周波数が大きくなるにしたがって 4 象限型から等方型に変化する。釜江・他(1990)では観測結果を参考にして $f_1=0.5\text{Hz}$, $f_2=5\text{Hz}$ と便宜的に設定している。この場合、鉛直横ずれ断層の $\theta=\pi/2$ 方向に射出される波の振幅分布は図 4.4-8 のようになる。なお図 4.2-8 においては射出角 θ に関する平滑化は行われておらず、 $\theta=\pi/2$ 方向の振幅分布が示されている。

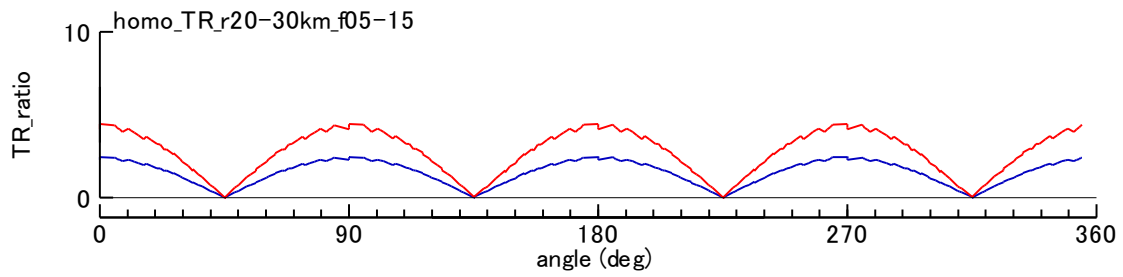
本研究において得られた結果を上述の釜江・他(1990)による放射特性に適合させて検討を行う。なお比較の際には(4.4-1)式による指標 A_T を用いる。すなわち複数の $\Delta\phi$ を仮定して、SH 波、SV 波についての理論的な放射特性を算出し、(4.5-1)式に基づいて A_T の算出を行う。算出された A_T を平滑化を行わない場合の 4 象限型の放射特性と比較し、その合致性を評価する。合致度の評価指標としては共分散係数で表す。Takemura et al.(2009)では理論的な放射特性と観測記録から得られた A_T の比較の際の指標として、両者の相関係数を用いている。相関係数の場合には 2 つの物理量の変動量がそれぞれの標準偏差で規準化され、そのために完全な等方化以外の場合には理論的な放射特性との相関係数が 1 に近くなり、比較がしにくい。今回のように比較する 2 つの量がともに理論値の場合には観測値のような誤差が入らず、その傾向がより強まるため、今回は共分散係数を用いることにした。

釜江(1990)の方法により評価した震源放射特性の例として、震源距離 35km に対する放射特性を図 4.4-9 に示す。震源は本研究の設定と同様に深さ 10km に鉛直横ずれ断層を仮定している。 $\Delta\phi$ とともに節の部分の振幅が増大し、等方化が進むことが確認できる。なお方

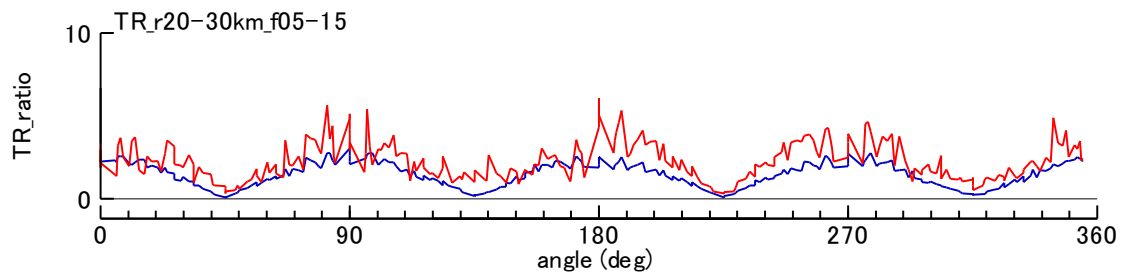
位角に関する平均幅 $\Delta \theta$ については $\Delta \theta = \Delta \phi$ と仮定している。これらの放射特性に対応する A_T の例を図 4.4-10 に示す。図 4.5-11 には理論放射特性と釜江・他(1990)の方法で平滑化した放射特性の共分散値と $\Delta \phi$ との関係を示す。共分散値は $\Delta \phi$ とともに減少しているのが確認できる。不均質媒質による数値計算により得られた放射特性の A_T と 4 象限型の理論放射特性の A_T との間の共分散の値を図 4.4-12 に示す。さらに図 4.4-12 の共分散と同じ値を有する $\Delta \phi$ を各震源距離、各周波数について図 4.4-11 から読み取り、その値を図 4.4-13 に示す。周波数の増大とともに $\Delta \phi$ の大きさは増大して傾向が見られる。 $\Delta \phi$ の最大値は 30° 程度である。

この $\Delta \phi$ に基づいて釜江・他(1990)の手法で評価した放射特性を図 4.4-14 に示す。同図には震源距離 15km および 45km について、1Hz, 3Hz, 5Hz の放射特性を比較して示す。放射特性の図からも分かる通り、震源距離 45km においても放射特性には節が確認でき、今回確認した範囲では等方化はまだ十分には進んでいないことがわかる。したがって、対応する $\Delta \phi$ については、完全な等方化に対応する 90° に対してまだ小さな値となっていることがわかる。前述の Liu and Helmberger(1985)、Satoh(2002)、Takemura et al.(2009)、大堀・他(2002)の結果を踏まえると観測記録からは 2~3Hz までは理論的な 4 象限型の震源放射特性が確認されていることになる。本研究では図 4.4-14 に示したように 3Hz から放射特性の節付近の振幅の増大が始まることが確認されており、この点においては上述の観測記録に基づく周波数依存性の傾向と調和する。ただし 5Hz においてもまだ平滑化の効果は少なく、4 象限型の放射特性は明瞭に見られていることから、実際の観測記録においては、不均質媒質による散乱効果に加えて、震源特性によるばらつきの効果などが加わることにより、放射特性の平滑化が生じていると推定される。

以上のように、不均質媒体モデルでの振幅の方位依存性に均質媒質に対して変化が見られたが、釜江・他(1990)のモデルのような等方化に至るような極端な変化は示さなかった。したがって短周期での方位依存性の等方化は不均質媒体による散乱効果では説明できず、他の要因、例えば、断層運動の複雑さなどを考える必要があるものと推測される。



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

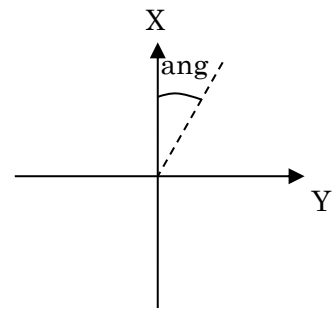
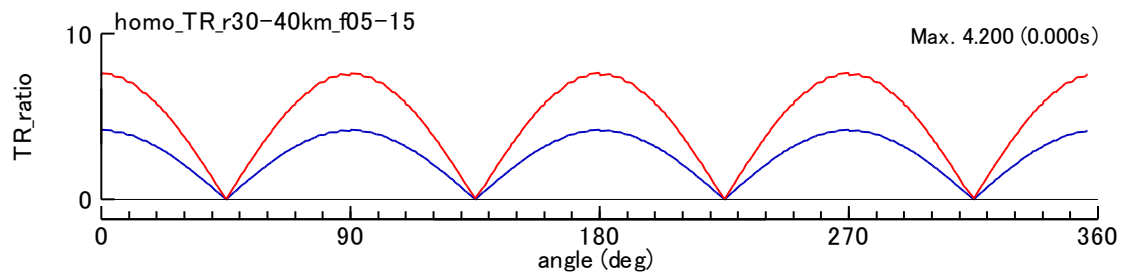
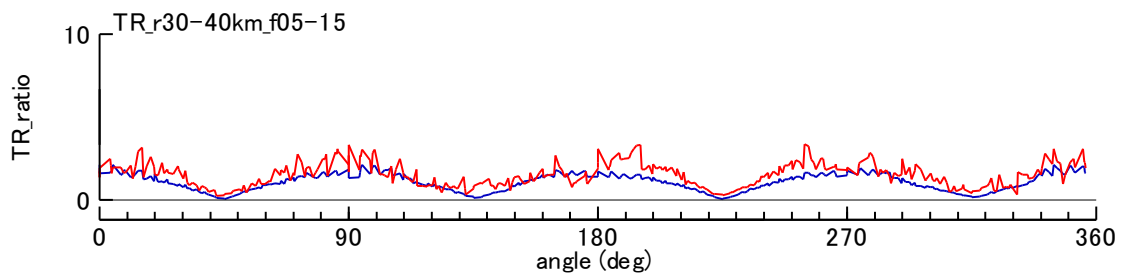


図 4.4-1 S 波部 Transverse 成分の放射特性 (震源距離 20~30km)
青: 1Hz, 赤: 4Hz



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

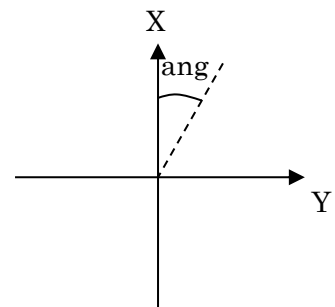
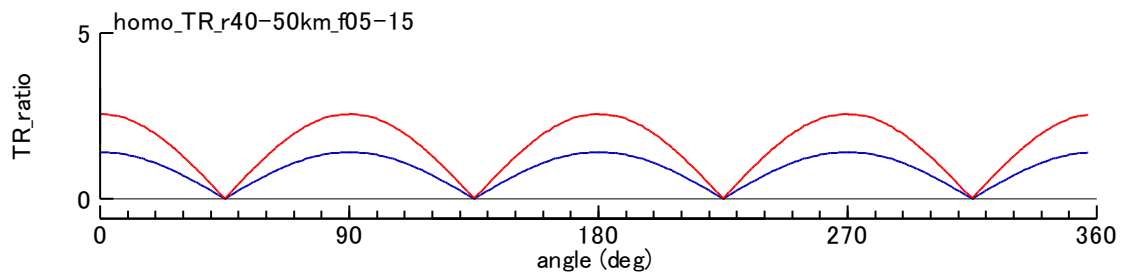
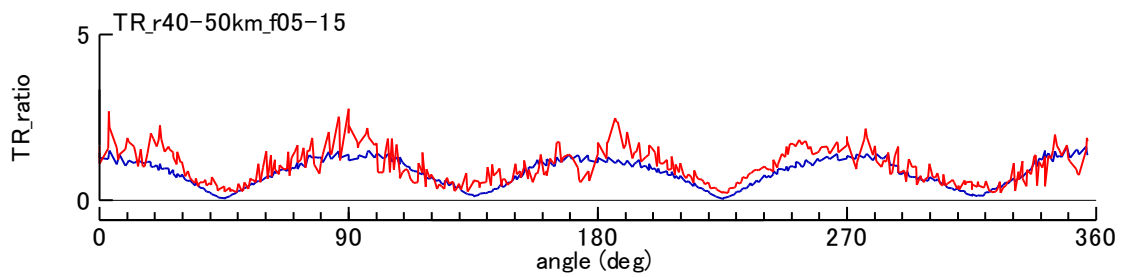


図 4.4-2 S 波部 Transverse 成分の放射特性 (震源距離 30~40km)
青 : 1Hz, 赤: 4Hz



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

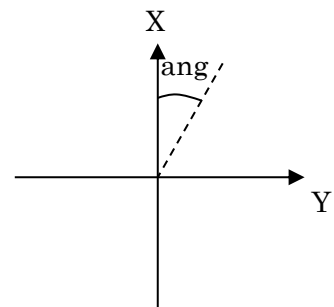
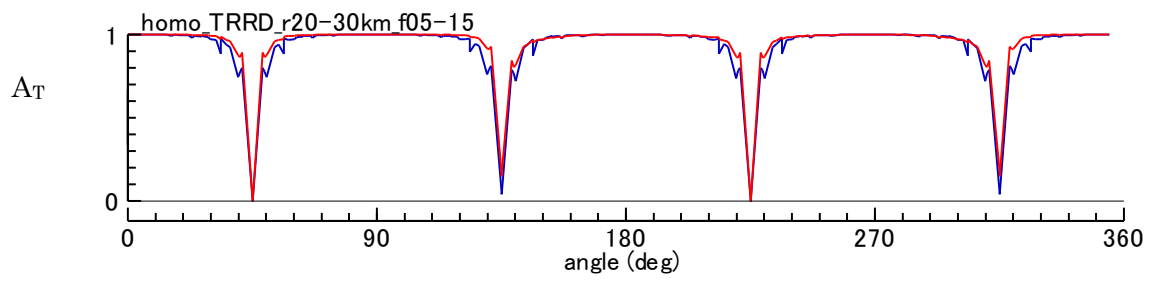
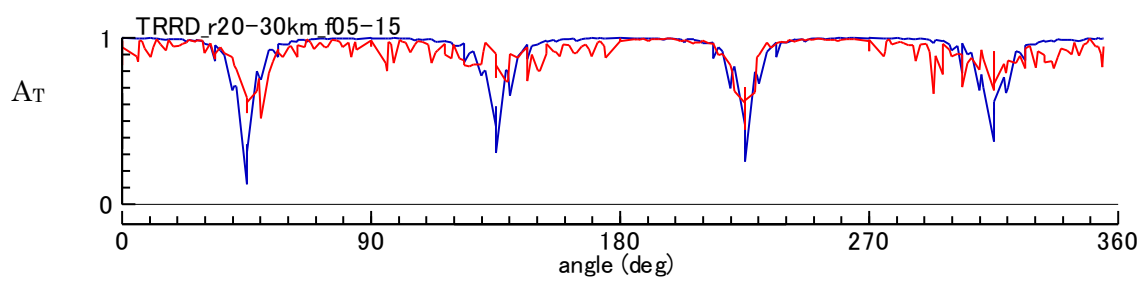


図 4.4-3 S 波部 Transverse 成分の放射特性 (震源距離 40~50km)
青: 1Hz, 赤: 4Hz



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

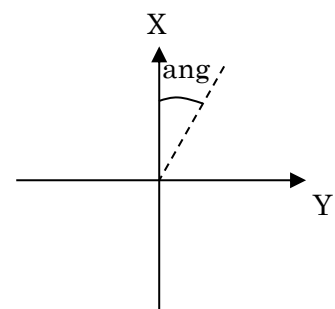
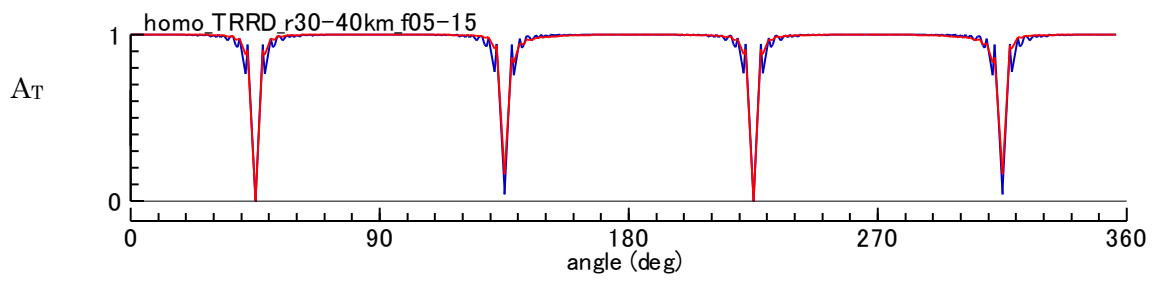
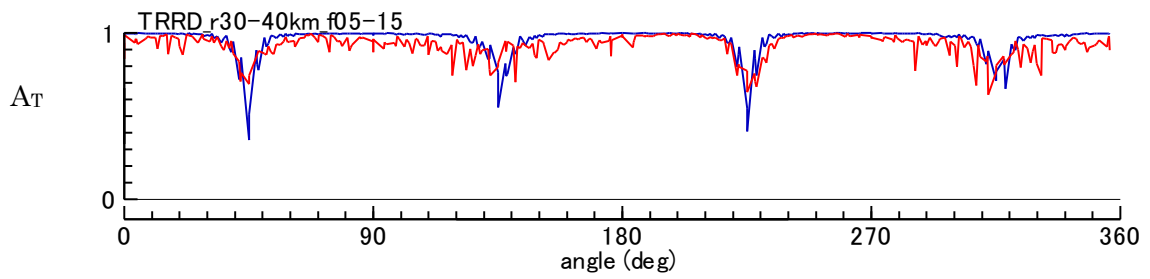


図 4.4-4 震源放射特性指標 A_T (震源距離 20~30km)
青: 1Hz, 赤: 4Hz



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

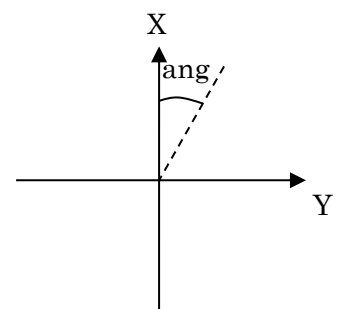
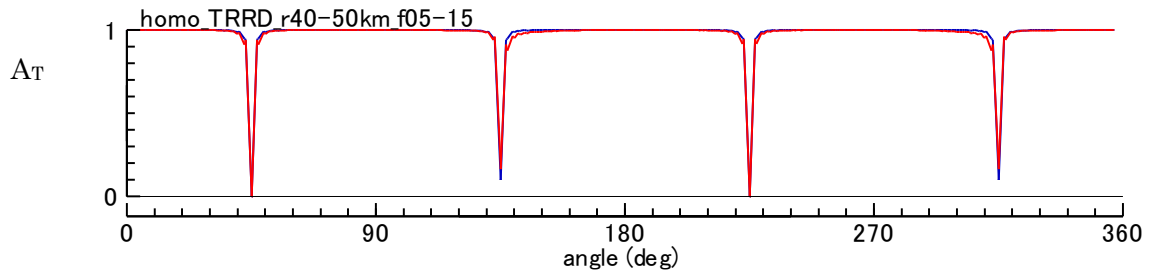
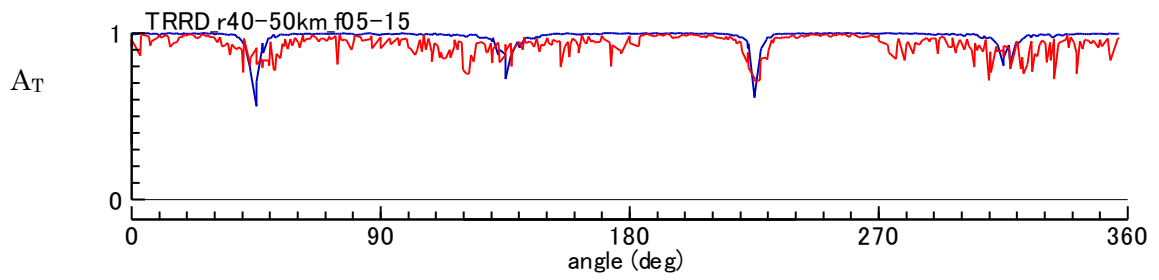


図 4.4-5 震源放射特性指標 A_T (震源距離 30~40km)

青: 1Hz, 赤: 4Hz



(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

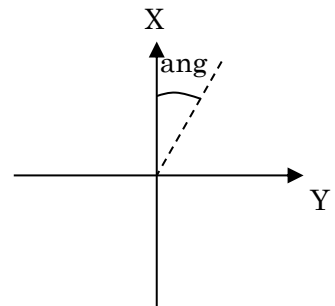


図 4.4-6 震源放射特性指標 A_T (震源距離 40~50km)
青: 1Hz, 赤: 4Hz

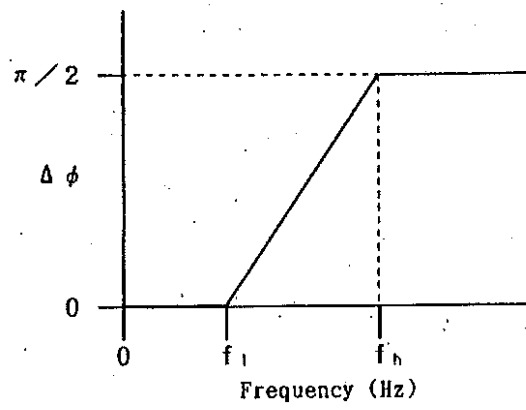


図 4.4-7 震源放射特性の平滑化の差異の方位角の幅 (釜江(1990))

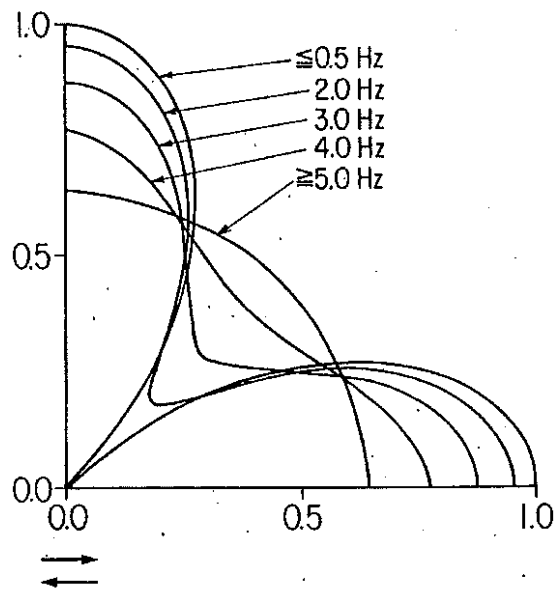


図 4.4-8 釜江(1990)による震源放射特性のモデル

放射係数

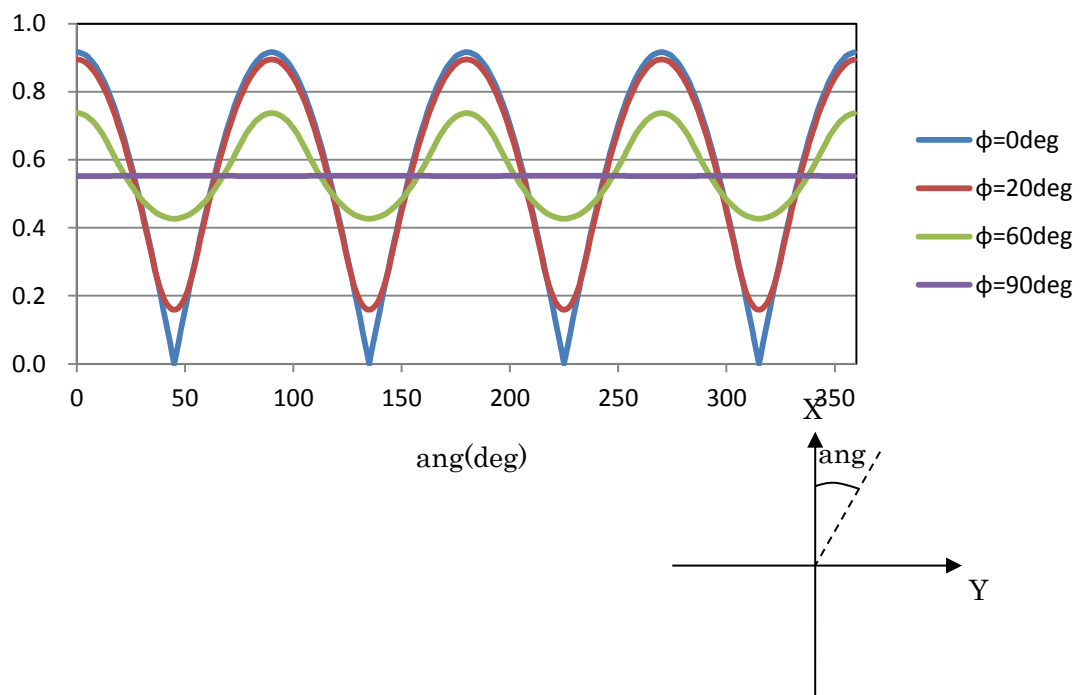


図 4.4-9 釜江(1990)の方法による震源放射特性 (震源距離 35km)

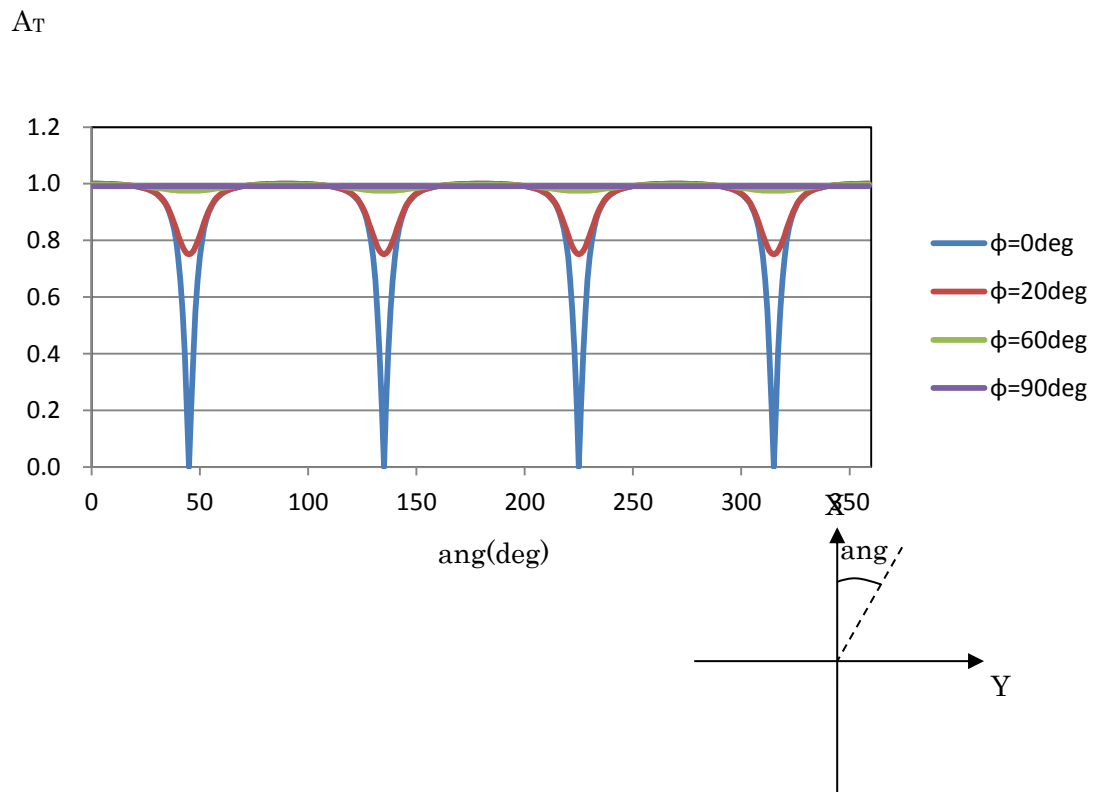


図 4.4-10 図 4.4-9 の放射特性に対応する A_T (震源距離 35km)

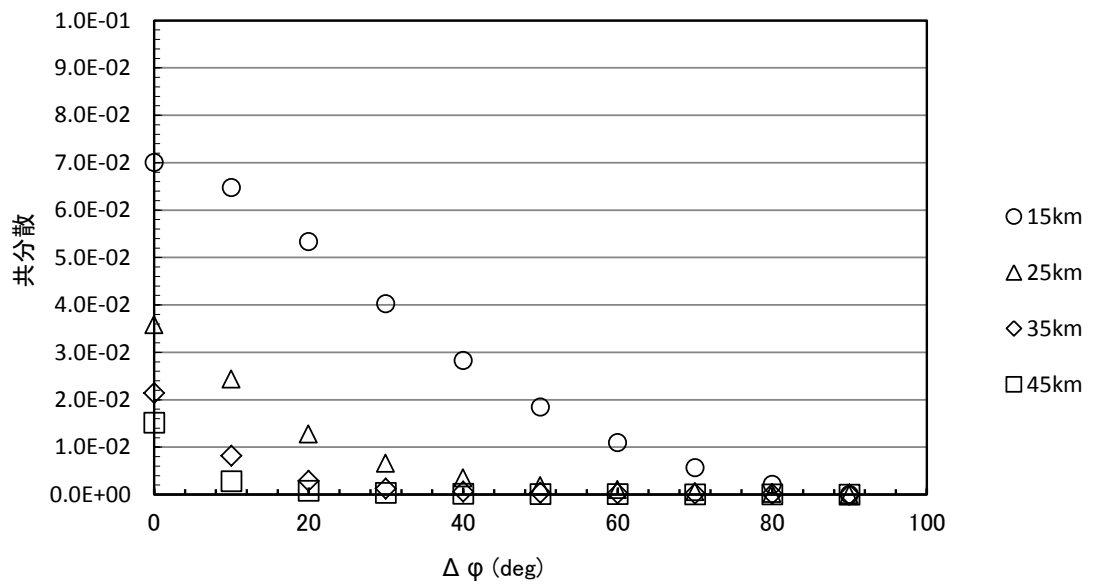


図 4.4-11 釜江・他(1990)の方法による震源放射特性と理論放射特性との共分散と方位角平滑化幅 $\Delta \phi$ の関係

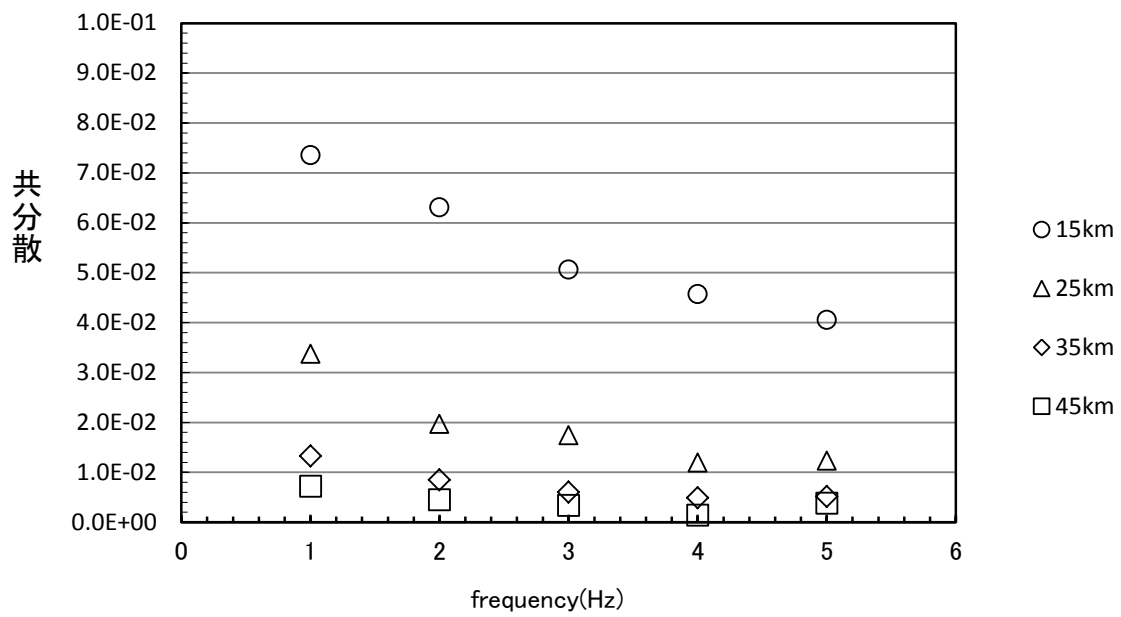


図 4.4-12 数値シミュレーションで得られたシミュレーション波の放射特性の A_T と理論的放射特性の A_T との共分散

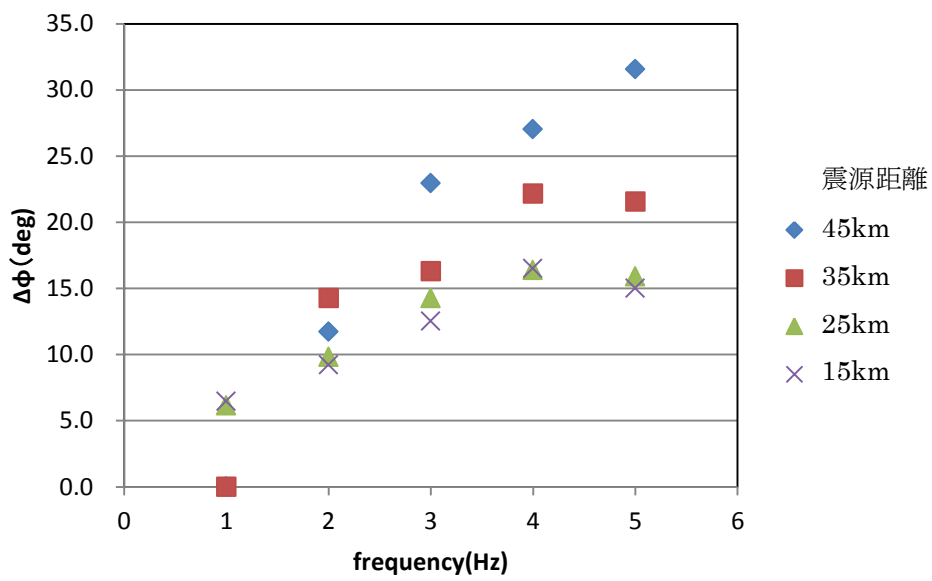
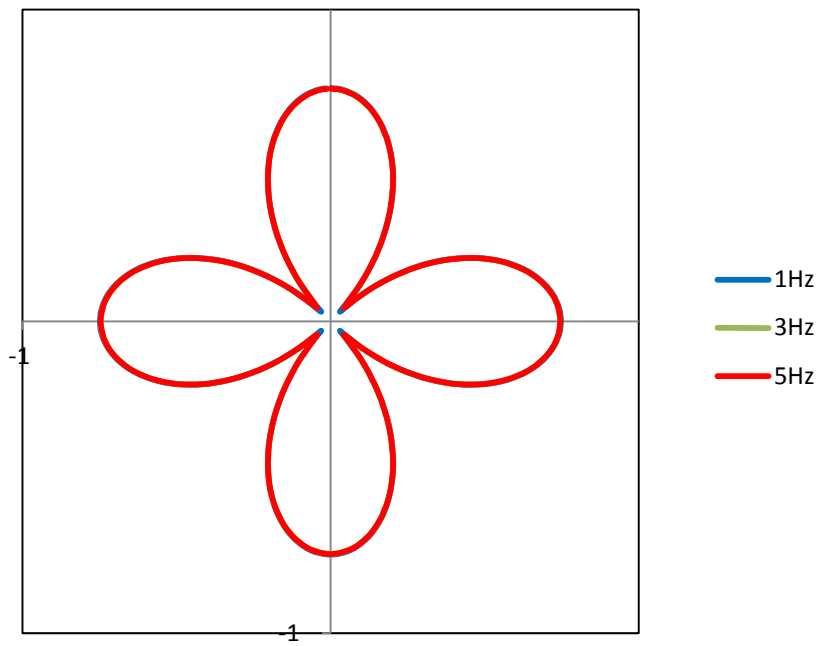
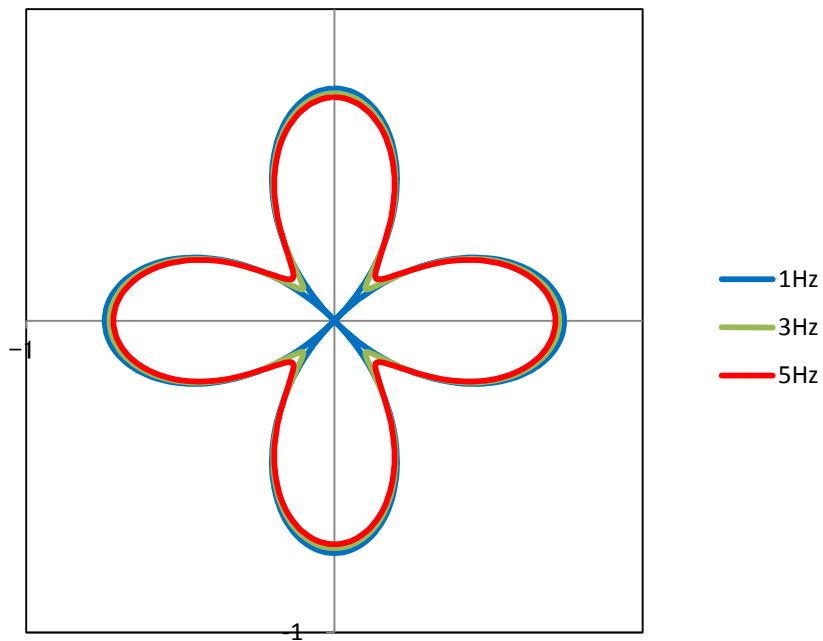


図 4.4-13 数値シミュレーション波の放射特性の A_T に対応する釜江・他 (1990) の手法による平滑化幅 $\Delta \phi$



(a) 震源距離 15km



(b) 震源距離 45km

図 4.4-14 図 4.3-12 の $\Delta \phi$ から求められた不均質媒質でのシミュレーション波に対する震源放射特性のモデル。

4.5 点震源による地震動の継続時間（包絡形）に対する影響

設計用入力地震動における短周期地震動評価法として用いられている応答スペクトルをターゲットにした模擬地震動作成法あるいは統計的グリーン関数法(釜江・他(1991))では、時刻歴包絡形の設定が必要となる。時刻歴の包絡形のモデルとしては、震源からの距離、地震規模に対して類型化した Jennings et al.(1968)のモデル、マグニチュードに依存した Boore(1983)のモデル等が挙げられる。このうち Boore(1983)のモデルは、統計的グリーン関数法(釜江・他(1991))に適用されているが、震源距離に対する依存性を持たないため、距離が大きくなると継続時間が過小評価になる。このような背景から、佐藤・岡崎(2014)、村上・他(2002)は観測記録に基づき、マグニチュードと震源距離に依存する内陸地震に対する包絡形モデルの検討を行っている。このうち佐藤・岡崎(2014)は、記録の継続時間を表す群遅延時間と伝播媒質の不均質パラメータを関係付けることにより、散乱理論に基づいた包絡形モデルを提案している。ただし、散乱理論の適用性の関係から、検討した記録の震源距離は 20km~100km となっており、震源距離 20km 以下については適用範囲外となっている。村上・他(2002)は近畿地方で得られた中小地震(Mj=3.5~5.5)の観測記録に基づいて、Mj と震源距離に依存した包絡関数形の検討を行った。検討した記録には震源距離 10km 程度のものも含まれ、近距離の伝播特性をより考慮したモデルと考えられるため、ここでは本研究のシミュレーション結果と村上・他(2000)の包絡形モデルとの比較を行うことにした。

振幅の包絡形については、3章で確認した通り近距離では媒質の ε^2/a に基づいて理論式から算出される包絡形よりも時間長が長くなる傾向が見られる。包絡形の設定については、短周期地震動の予測手法として普及している統計的グリーン関数法において重要となり、ここでは包絡形をシミュレーション波から算定して、距離・方位に対して整理を行い、不均質媒質に対する影響を見る。

図 4.5-1~図 4.5-4 には不均質媒質の包絡形を示す。包絡形は空間位相が異なる 3 種の不均質モデルに対する平均値を示している。各図は 10km ごとの距離区間に入る包絡形を平均しており、それぞれの区間ごとに幾何減衰の補正を行った後に平均操作を行っている。また各図では X,Y 軸からの角度 0~40°の範囲を 10°ずつ区分して示している。ここで震源では立ち上がり時間が 0.25 秒の中心周波数 4Hz の波を与えており、距離に対する変化を見ると、震央距離 15km では震源での波形に対して後続波部の包絡形振幅の増大が見えているが、まだ均質媒質からの変化は小さい。震央距離が増大するにしたがって、ピーク以後の包絡形振幅が増大し、地震動の継続時間が伸びていることが確認できる。継続時間の増大を定量的に比較するために、地震動の散乱理論において継続時間の指標として多用されている t_p, t_q を用いた評価を実施する。 t_p は S 波立ち上がりから最大値に至るまでの時間であり、 t_q は S 波立ち上がり部から最大値に至り、その後振幅が最大値の半分になるまでの時間である。図 4.5-1~図 4.5-4 の包絡形に対する t_p, t_p および $t_q - t_p$ をそれぞれ表 4.5-1 から表 4.5-3 に示す。今回検討した距離範囲においては t_p の値は距離による変化が小さいが、 t_q は震源距離とともに

に増大している。 t_q および $t_q - t_p$ と震源距離との関係を図 4.5-5 および図 4.5-6 に示す。X または Y 軸からの角度 ang に対する差異については、 $ang=30\sim 40^\circ$ の包絡形では他の角度領域の包絡形に較べて同じ距離でも t_q が大きくなる傾向が見られる。

次に村上・他(2002)の研究との比較を行う。村上・他(2002)は Boore(1983)の包絡形に基づいて、以下の包絡形を提案している。

$$w(t) = t^b \exp(-ct) \quad (4.5-1)$$

ここで

$$b = -\varepsilon \ln(0.1) / [1 + \varepsilon(\ln(\varepsilon) - 1)]$$

$$c = b / T_p$$

$$\varepsilon = T_p / T_d$$

$$\log T_p = 0.20 M_j + 0.55 \log(X) - 2.03$$

$$\log(T_d / T_p) = 0.70 \log(X) - 0.25$$

である。ここで M_j は気象庁マグニチュード、X は震源距離を表す。適用範囲は使用した観測記録に基づいて $M_j=3.5\sim 5.5$ 、震源距離 X は 200km 以内とされている。

ただし、これらの包絡形には震源時間関数の影響が含まれており、そのまま比較することはできない。そこでここでは前述の指標の t_p は t_q を用いて、震源時間関数の影響が小さいと考えられる $t_q - t_p$ の距離に対する変化について比較を行う。村上・他(2002)の包絡形について $t_q - t_p$ を算出し、本研究によるシミュレーション波の $t_q - t_p$ と比較して図 4.5-7 に示す。 M_j については 3.5 を仮定している。村上・他(2002)の式による $t_q - t_p$ の距離依存性は本研究の結果と類似しているが、概ね 0.5 秒程度大きい値となっている。これは村上・他(2002)による包絡形には $M_j 3.5$ 相当に対応する震源時間関数の立ち上がり時間の影響が入っているためと推定される。仮定した $M_j 3.5$ に相当する断層長さは約 1 km であり、破壊速度を $0.72V_s$, $V_s=3.7\text{km/s}$ と仮定すると、破壊時間は約 0.4 秒となり、図 4.5-7 に示すように上記の差異に近い値となる。

以上をまとめると、不均質媒体モデルでの振幅の継続時間は距離依存性を示し、観測記録に基づく既往の包絡形モデルの結果とおおむね一致し、継続時間の距離依存性が不均質媒体による散乱でおおむね説明できることが確認された。本不均質媒体モデルは 2 章において、内陸地震の観測記録の包絡形を説明するように設定されたものであり、両者の対応は当然のこととも言えるが、本モデルによる結果で観測記録の継続時間の特性を不均質媒体による散乱効果により一般的に説明できることが再確認されたものと考えられる。

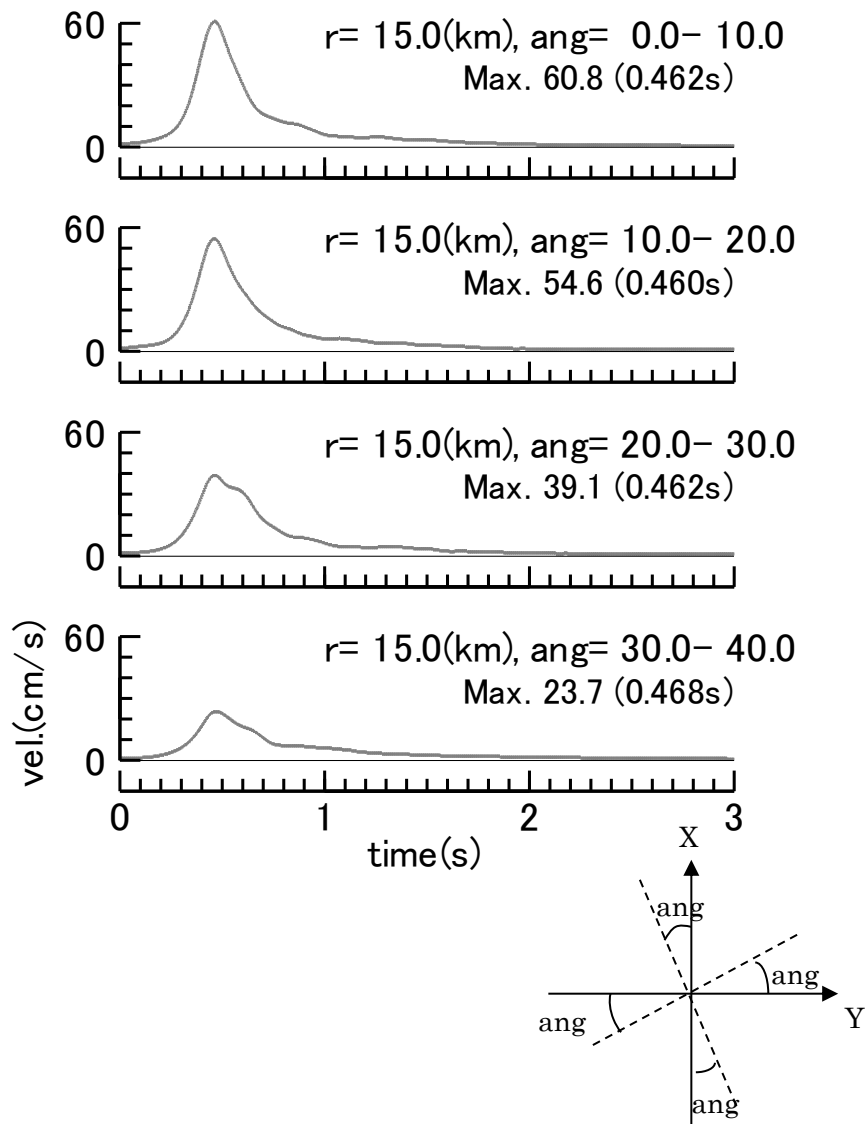


図 4.5-1 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の S 波部 Transverse 成分の包絡形 (震源距離 10~15km の観測点)

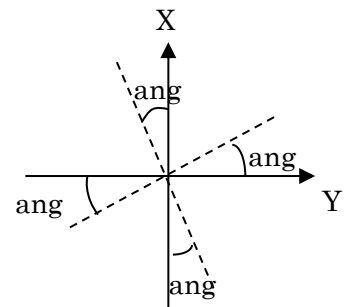
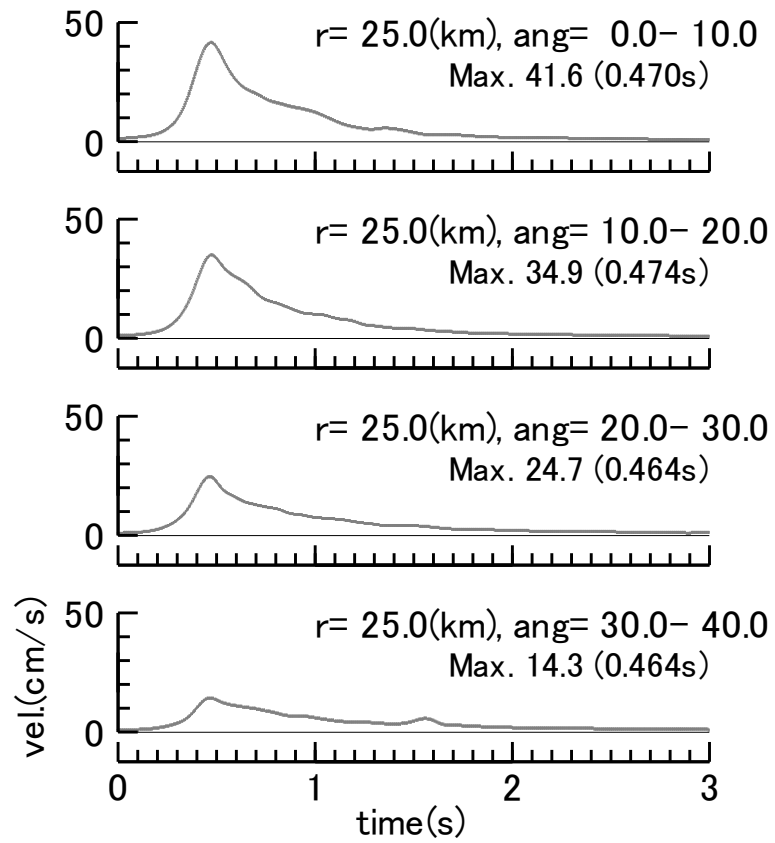


図 4.5-2 不均質媒質($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)による計算波の S 波部 Transverse 成分の包絡形
(震源距離 20~30km の観測点)

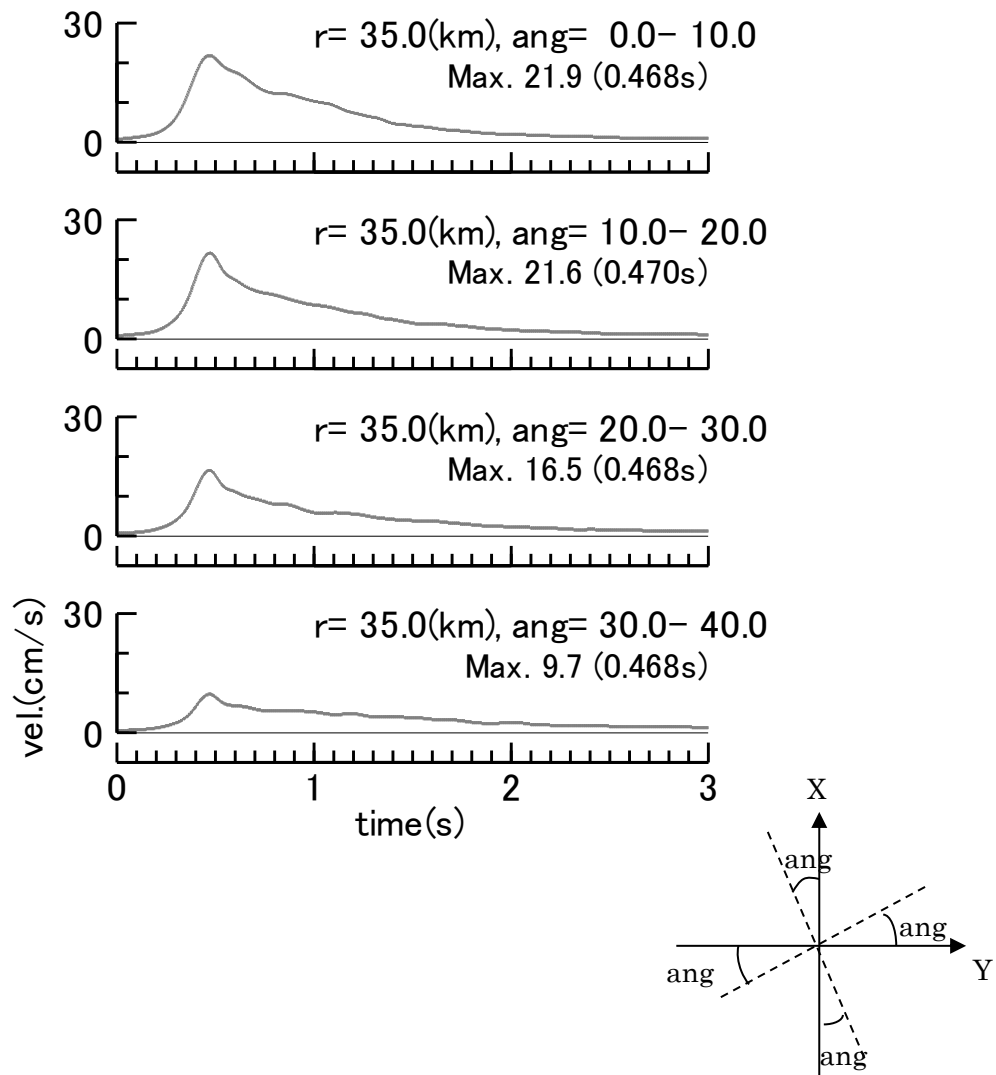


図 4.5-3 不均質媒質($a=4$ km, $\varepsilon=0.05$)による計算波の S 波部 Transverse 成分の包絡形 (震源距離 30~40km の観測点)

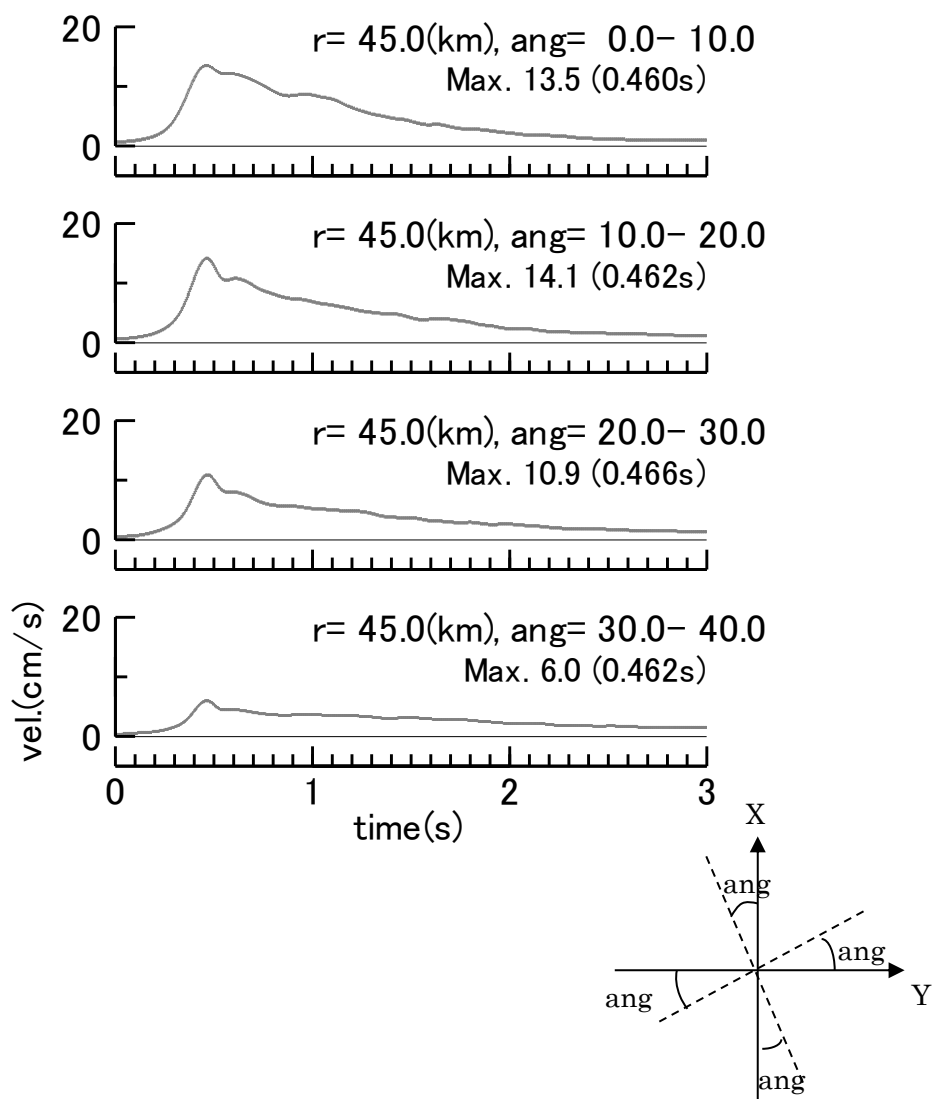


図 4.5-4 不均質媒質($a=4$ km, $\varepsilon=0.05$)による計算波の S 波部 Transverse 成分の包絡形 (震源距離 40~45km の観測点)

表 4.5-1 シミュレーション波の包絡形から算出した t_p (s)

tp				
r (km)	0-10°	10-20°	20-30°	30-40°
12.5	0.461	0.470	0.468	0.461
25.0	0.461	0.474	0.470	0.463
35.0	0.462	0.463	0.468	0.467
45.0	0.467	0.465	0.470	0.462

表 4.5-2 シミュレーション波の包絡形から算出した t_q (s)

tq				
r (km)	0-10°	10-20°	20-30°	30-40°
12.5	0.600	0.616	0.681	0.687
25.0	0.682	0.722	0.724	0.837
35.0	0.950	0.818	0.773	1.047
45.0	1.175	0.974	0.948	1.385

表 4.5-3 シミュレーション波の包絡形から算出した $t_q - t_p$ (s)

tq-tp				
r (km)	0-10°	10-20°	20-30°	30-40°
12.5	0.139	0.146	0.213	0.226
25.0	0.221	0.248	0.254	0.374
35.0	0.488	0.355	0.305	0.580
45.0	0.708	0.509	0.478	0.923

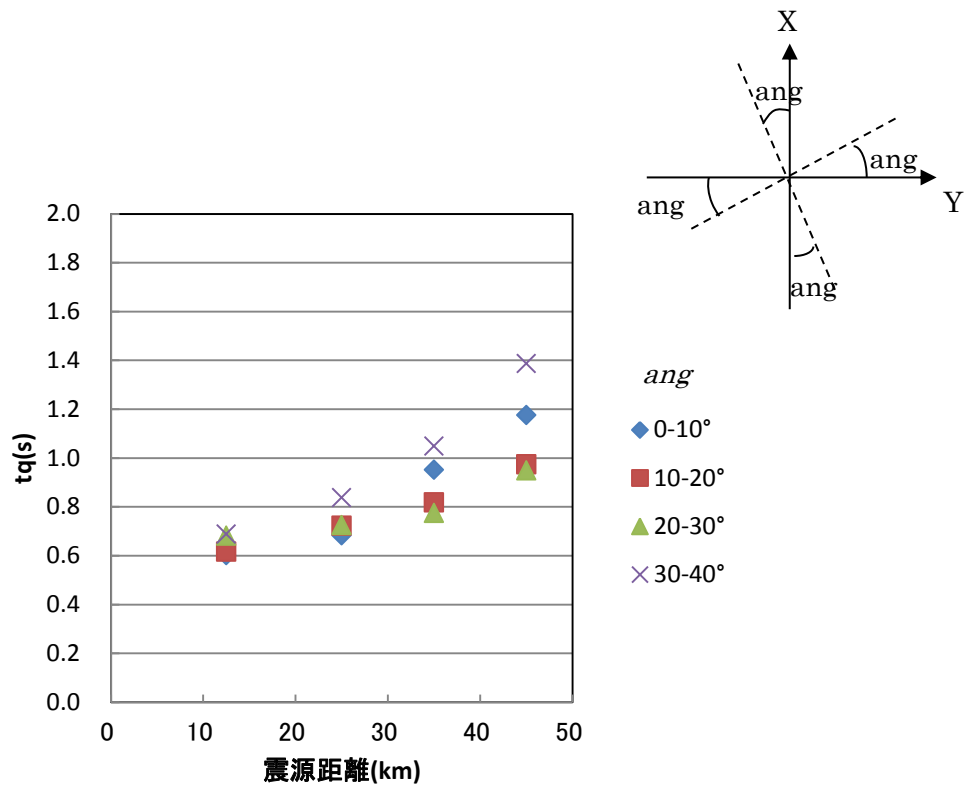


図 4.5-5 シミュレーション波の包絡形から算出した $t_q - t_p$

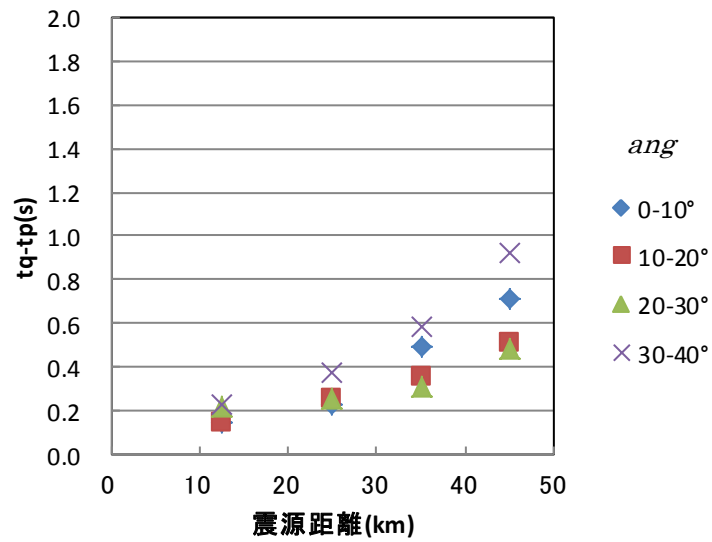


図 4.5-6 シミュレーション波の包絡形から算出した $t_q - t_p$

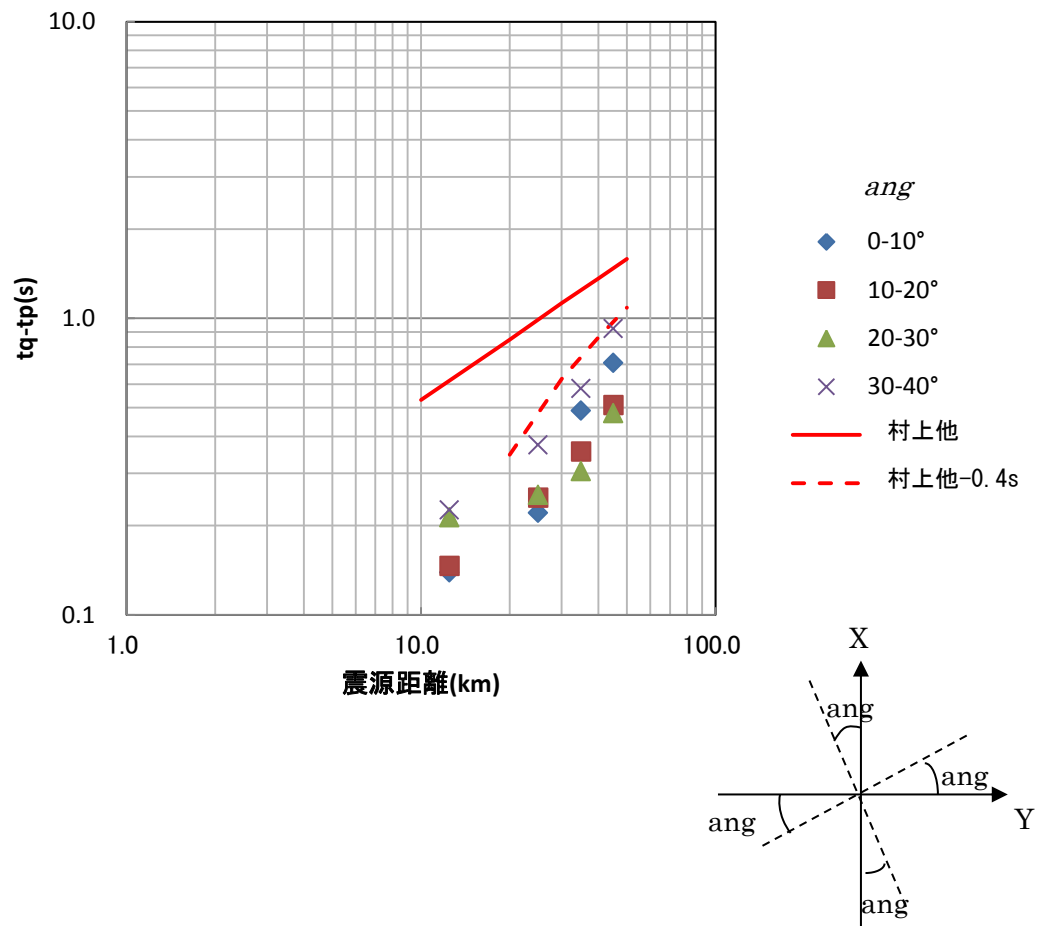


図 4.5-7 既往研究の評価式に基づいた包絡形と本研究に計算波の包絡形の $t_q - t_p$ の比較

4.6 面震源による地震動に対する影響

次に面震源による数値シミュレーションを実施する。断層面上から発せられた波は前章までに確認された散乱の効果を受け、それらは断層破壊過程と重畳して最終的な観測地震動となる。すなわち断層面上の各点から発生する地震波はランダム不均質媒質によりそれぞれ異なる散乱効果を受けるが、重ね合わせによってそれらの散乱効果は強め合ったり、弱め合ったりする可能性が考えられる。重ね合わせにより散乱による地震動への影響が増大するのか、あるいは平滑化されて低減するのかについては、大地震の予測において不均質伝播効果を考慮すべきか否かを判断する上で基本的な知見の一つとなる。特に断層近傍においては破壊伝播によるディレクティブ効果は震源断層近傍における大振幅の地震動、いわゆる指向性パルスを生成する要因になっており、その発生においてランダム媒質が影響を与えているかどうかについては重要な観点となる。指向性パルスは断層各点から発生した地震波の成分が破壊の進行方向において重ねあわされることによって生成するものであり（例えば、額 額 (1996)）、その際に断層面各点からの地震波のうちコヒーレントな成分が重なりあいが指向性パルスの生成に効果的に寄与することになる。前節までの検討で、ランダム不均質性における時刻歴振幅、周波数成分の振幅にばらつきを与えることを確かめており、これは地震波のコヒーレントな性質を低下させることになる。これによって、指向性パルスの生成がどのように影響を受けるかについての検討が必要となる。

指向性パルスは、断層面内における強震動生成域（アスペリティ）から発せられる地震波に起因して生成するため、ここでは均質な断層モデルではなく、背景領域と強震動生成域を考慮した震源断層モデルを用いた検討を行う。その断層モデルとしては、いわゆる強震動予測レシピ（地震研究推進本部(2016)）に基づいた特性化震源モデルを設定した。ここではモーメントマグニチュード(M_w)7 相当の地震を仮定しており、その断層モデルの大きさは図 4.6-1 に示すように長さ 26km、幅 20km であり、地震動予測レシピに基づいて算出した地震諸元を表 4.6-1 に示す。震源断層面の拡大図を図 4.6-2 に示す。断層の走向は図 4.6-1 に示すように解析領域モデルの Y 方向とし、断層面の傾きは鉛直、すべりの向きは純粋な右横ずれとした。断層上端の深さは 3km とした。アスペリティとしては 10×10km の正方形の領域を 1 つ、断層面のほぼ中央部に配置した。アスペリティ以外の部分は背景領域とした。数値解析においては、アスペリティ、背景領域ともに 0.5km×0.5km の小断層に分割し、それぞれの小断層において点震源を設定している。それぞれの小断層については、中村・宮武(2000) 型のすべり関数を与え、そのパラメータは小断層の幅、破壊伝播速度、 f_{max} 、合成率および各小断層位置での応力降下量 ($\Delta \sigma_a$ または $\Delta \sigma_b$) から決定した。破壊開始点は図 4.6-2 に星印で示したアスペリティの左下端とし、そこから同心円状に断層面全体に破壊が広がると仮定した。ただし一定の速度で破壊が伝播した場合には、小断層からの波が一定間隔で重なってしまうために、シミュレーション波において人工的な周期が目立つ、不自然な計算波が得られる。現実の震源断層の破壊においては、破壊速度の揺らぎが生じ

ていると考えられ（例えば小山(1989)）、ここでは破壊の伝播については乱数を用いて揺らぎを与えた。その揺らぎは各要素断層内における破壊開始点の位置を変化させることによって発生させた。通常は要素断層の中心に伝播速度(2.7km/s)で伝播する断層破壊フロントが達した時点で波を発生させる設定となるが、破壊開始点の位置を乱数によってずらして配置することによって、その要素断層の破壊時刻に揺らぎを与えた。すなわち破壊位置が震源から見てより近い側にずれればその要素断層はより早い時刻に破壊し、逆により遠い側にずれればより遅い時刻に破壊することになる。

断層破壊の揺らぎによっても、要素断層からの地震波の重なりが影響を受けるため、ここでは破壊の揺らぎについても異なる乱数を用いた3ケースを設定した。図4.6-3はそのうちの1ケースにおける断層面内での断層の破壊時刻(秒)のコンターを表したものである。破壊位置の揺らぎを与えていない図4.6-3(a)では破壊のフロントは同心円上に広がっているのに対して、破壊位置の揺らぎを与えた場合の図4.6-3(b)では破壊のフロントに同心円からの不規則な乱れが見られ、断層破壊速度の揺らぎが生じていることが確認できる。図4.6-3(c)は小断層間における破壊伝播速度のサンプリング例を示している。揺らぎが無い場合の破壊速度2.7km/sに対して、点線で示した側線上における破壊伝播速度の分布を示している。ここでの破壊伝播速度は一つ前の要素断層との間の破壊開始時刻の差で要素断層間隔(0.5km)を除いたものとしており、図中に示すように当該測線上における平均値は2.58km/sであり、概ね揺らぎの無い場合の設定値に近い値となっている。他の複数の側線においても同様な結果であった。

(1) 速度時刻歴波形の性状

以上の断層モデルに基づいて算出されたシミュレーション波を以下に示す。波形例としては、図4.6-1に示した測線1~9に沿った観測点における計算波を参照する。測線1は震源断層の走向と平行した測線であり、断層線からX軸の負方向に20km離れている。同様に測線2、測線3も断層の走向と平行であり、それぞれ断層線から10kmおよび直上に位置した測線となっている。一方、測線4~8は断層の走行に対して直交した測線となっている。測線6は断層に直交した測線であり、断層線の中央を通過する。測線5,7および測線4,8は断層に平行であり、断層線からそれぞれ10km, 20km離れている。測線9,10は断層線の中心を通り断層線と45°の角度を成す測線である。

計算波の例として図4.6-4~図4.6-6にそれぞれ測線3、測線2、測線1に沿った観測点における速度波の水平動X成分(断層直交成分)を示す。各波形の先頭部には観測点のX座標(Xグリッド番号: X_g)、Y座標(Yグリッド番号: Y_g)をそれぞれ4桁で示している。図4.6-1に示すように断層の左端および右端はそれぞれ $Y_g=768$, $Y_g=1278$ に対応し、そのうちアスペリティの位置に対応する範囲は $Y_g=928\sim 1118$ となっている。

まず図4.6-4に示す断層直上に沿った測線3の計算波においては、震源位置は $Y_g=928$ となっているため、概ね下半分の波形列が断層破壊のフォワード側、それより上部がバック

ワード側に相当する。指向性パルスはアスペリティ中心である $Y_g=1024$ より右側の領域 ($Y_g>1024$) において発生しており、アスペリティ右端～断層右端 ($Y_g=1118\sim 1224$) において、見かけ周期 2～3 秒のパルスが形成されていることが確認できる。一方、 $Y_g<928$ の観測点における破壊のバックワード側の計算波については、フォワード側に対して震動継続時間が明瞭に長くなっていることが確認される。

図 4.6-4(b)の不均質媒質での計算波においても破壊のフォワード側における指向性パルスの生成が見られる。均質媒質での計算波と比較すると、大局的な特徴は類似しているが、細部において差異が見られる。すなわち、バックワード側における不均質媒質の計算波の最大振幅は均質媒質に比べて 2～5 割程度小さくなっていることが分かる。フォワード側においても全体的に不均質媒質の計算波の振幅が小さくなっているが、一部の観測点においては不均質媒質の振幅が増大している。

図 4.6-5 の測線 2 および図 4.6-6 の測線 1 は、前述の通り断層線から平行にそれぞれ 10km, 20km 離れている。まず測線 2 の均質媒質の計算波に着目すると、測線 3 と同様に破壊のフォワード側となる $Y_g>1024$ で見かけ周期 2～3 秒のパルス波が生成しているが、その振幅は測線 1 に較べて不明瞭となっている。測線 1 においては破壊のフォワード側において、測線 2, 3 に類似する見かけ周期 2～3 秒のパルスは不明瞭になり、見かけ周期 7～8 秒程度のより長周期の波形が見られる。図 4.6-1 に示した震源から断層の右端までは 18km であり、断層破壊速度 2.4km/s に対する右端までの破壊の伝播時間は約 7.5 秒となるため、この成分は断層の全体の破壊に対応する成分であることがわかる。以上の測線 2、測線 3 の均質媒質の波と不均質媒質の波の性状を比較すると、長周期成分に対応する大局的な波の形状は類似しているが、短周期成分における振幅に変化が見られることがわかる。測線 3 について見ると、断層線上以外の観測点 ($Y_g<768$, $Y_g>1278$) については、均質媒質の計算波に対して、不均質媒質の波の最大速度値は減少している。一方断層線上の観測点 ($768\leq Y_g\leq 1278$) については、均質媒質に対して最大速度値が増大している観測点も確認できる。

以上のように震源近傍においても不均質媒質の影響により、計算波の振幅は影響を受けているが、ディレクティビティパルスの性状に大きな影響を及ぼしていないことが確認できた。

(2)地動最大速度(PGV)の分布

断層近傍における測線上において、不均質媒質による時系列波形への影響を確認したが、ここでは面的な影響について確認する。図 4.6-7 には PGV 値の分布のコンターを均質媒質と不均質媒質の計算波について比較して示す。PGV は水平成分全体への影響を確認するために水平 2 成分の二乗和平方根を示している。均質媒質の PGV 分布は大局的には断層の中央 ($X_g=1024, Y_g=1024$) を中心とした 4 象限分布を呈しており、より細かく見ると断層の右端部およびその延長上 ($X_g=1024, Y_g=1200\sim 1400$) において PGV が最大値を示す領域が確認され、この部分は断層破壊によるディレクティビティパルスが生じている領域に対応して

いる。一方、不均質媒質における PGV 分布については、不均質媒質でのコンターからの乱れが見られるが、断層中心から見て 45° の方向に位置する放射特性の節は残っており、PGV に対する 4 象限型の振幅分布は残っていることがわかる。また $X_g=1024, Y_g=1200\sim 1400$ においてディレクティビティパルスの発生領域が見られるが、均質媒質の場合に比べてその分布の形状はやや変化していることが確認できる。また均質媒質における断層延長方向における振幅が大きい領域の広がり不均質媒質においてはやや縮小していることが確認され、不均質媒質の影響が断層の破壊伝播に起因する PGV の分布に影響を与えていることが確認できる。しかし、大局的に見れば、ディレクティビティパルスによる振幅増大領域はその分布の形状は乱れるものの均質媒質とほぼ同様な位置に残っており、また振幅のレベルについても概ね同等であることがわかる。

ディレクティビティパルスへの影響をより詳細に検討するために、図 4.6-8 に測線 1~3 に沿った PGV の分布を示す。PGV は図 4.6-7 に示したコンター図と同様に水平 2 成分の二乗和平方根の値とした。なお、ここでは断層破壊に与えた揺らぎへの影響を見るために、断層破壊の揺らぎが異なる均質媒質での計算波(3 ケース)とそれぞれの断層破壊に対する 3 種の不均質媒質での計算波($3\times 3=9$ ケース)の最大速度値を示す。断層直上の測線 3 での均質媒質での計算波の結果を見ると、断層破壊の揺らぎによる変動は特に断層破壊のフォワード側の断層右端付近($Y_g=1200\sim 1400$)で大きくなっていることが分かる。一方、断層線から 10km, 20km 平行に離れた測線 2, 1 における振幅分布を見ると、 $Y_g=1200\sim 1400$ 付近での振幅増大領域はみられない。図 4.6-9 に示した断層線に直交する測線上での振幅分布のうち、上述した断層線上のディレクティビティパルスの生成領域を横切る測線 7、測線 8 に着目すると、均質媒質の計算波については断層線 $X_g=1024$ を中心として左右対称の振幅分布を示している。断層線上を中心として約 100 グリッドすなわち約 5km の範囲内において振幅が増大しており、この領域においてディレクティビティパルスが発生していることを示している。図 4.6-8 の測線 1, 2 が通過する $X_g=824, 624$ においてはこの振幅が増大している領域から外れていることがわかる。測線 7, 測線 8 上の振幅分布からディレクティビティパルスが生成する断層両側の範囲は不均質媒質でも大きくは変わらないことがわかる。またディレクティビティの生成領域内における最大速度値のばらつきの幅については、均質媒質におけるばらつきの幅と同程度であると評価される。

図 4.6-10 は断層の走向に対して 45° の向きを持つ測線 9, 10 上での PGV の分布である。図 4.6-7 のコンター図にも示されているようにこれらの測線上の付近は 4 象限型の振幅分布の節に相当している。ただし、断層中心から右側の $X=1000\sim 1200$ 付近では振幅が大きくなっており、均質媒質においては $30\sim 40\text{cm/s}$ の PGV を示している。同領域において不均質媒質には均質媒質に比べて大きい PGV を示す傾向が見られ、均質放射特性の節に近い方向の振幅を増大させる傾向が面震源の場合にも生じていることが確認できる。このように震源放射特性の節に近い方向についても、均質媒質の場合に比べて特性に大きな変化はないが、ややばらつきが大きくなっている。

ディレクティビティパルスが不明瞭になる領域において、不均質媒質の計算波の振幅の変動は、それ以外の領域に比べて大きくなっていることがわかる。しかし均質媒質での計算波の振幅も当該領域において大きくなっており、その変動幅は不均質媒質と同程度であるといえる。このことから、ディレクティビティパルスの振幅分布は、断層直上の他の部分に比べて断層破壊の揺らぎの影響を受けやすいことが確認され、その変動は不均質媒質においても大きく変わらないことがわかる。

図 4.6-8 において断層破壊のバックワード側に着目すると、均質媒質の計算波における断層破壊の揺らぎによる振幅変動は、断層線上あるいはフォワード側に比べて小さくなっている。測線 3 上では、不均質媒質の計算波の変動は均質媒質の計算波の変動よりも大きくなっている。このことから、断層のフォワード側でのばらつきは断層面上での破壊の揺らぎの寄与が大きい、バックワード側では断層の破壊の揺らぎの寄与が小さくなり、相対的に不均質媒質による変動の寄与が現れていると推定される。

(2) フーリエ振幅の分布

次に周波数成分に対する影響を確認するために、フーリエ振幅の分布について確認する。図 4.6-11～図 4.6-14 にそれぞれ中心中波数 1Hz, 2Hz, 3Hz, 4Hz のフーリエ振幅値の分布を示す。水平 2 成分のフーリエ振幅値の二乗平方根を示しており、それぞれ 0.5～1.5Hz, 1.5～2.5Hz, 2.5～3.5Hz, 3.5～4.6Hz の平均値となっている。均質媒質の波に着目すると、どの周波数成分も大局的には 4 象限型の分布を示していることがわかる。周波数成分間の違いとしては断層周辺における振幅が大きい領域の分布が挙げられる。1Hz の成分については、PGV と同様に断層の右端付近 ($X_g=1024, Y_g=1200\sim 1400$) に振幅が大きい領域が確認され、図 4.6-4 の時系列波形で示したようにディレクティビティパルスの周期が 2～3 秒程度と長周期であることを反映している。4Hz の成分についても、断層の右端付近およびその延長上に他の領域に較べてより大振幅を示す領域が確認できる。このことは断層の破壊伝播効果が比較的 low 周波のディレクティビティパルスの生成の他に、4Hz 程度の比較的高周波数成分の増大にも寄与していることを示している。

不均質媒質の波について確認すると 1Hz の成分については均質媒質のコンターと類似する分布が得られているが、断層の右側延長上の領域 ($Y_g=1600\sim 1800$ 付近) におけるコンターの X 方向の幅が均質媒質に較べて狭くなっている。図 4.6-4 の時系列波形に示しているように断層線上(測線 3 上)の $Y_g=1600\sim 1800$ の領域においてはパルス波形が確認されるが、不均質媒質ではこのパルス波の振幅が大きくなる領域の X 方向の幅が狭くなる可能性を示している。また、図 4.6-14 の中心周波数 4Hz の成分では、均質媒質の $Y \geq 1600$ に見られる振幅の高い領域が確認され、震源破壊伝播による高周波成分の増大を示している。この大振幅の領域は不均質媒質においては不明瞭になっており、震源近傍でも高周波領域には不均質媒質の影響が現れる可能性を示している。

図 4.6-15～17 には測線 1～10 についてフーリエスペクトル振幅(1Hz, 2Hz, 4Hz)の分布を示

している。フーリエ振幅は水平 2 成分の二乗和平方根を示している。均質媒質については破壊伝播の揺らぎが異なる 3 ケース、また不均質媒質については破壊伝播 3 ケースと不均質 3 種の組合せで 9 ケースについてのシミュレーション結果を示している。各図の下には全断層とアスペリティ位置を示しており、断層直上の測線 3 においてはディレクティビティパルスが生成する断層右端での値が大きくなっていることがわかる。時刻歴波形において、ディレクティビティパルスの見かけの周期は 2~3 秒程度であったが、コンター図でも確認されたように図 4.6-17(a)に示す 4Hz のフーリエ振幅値でも断層右端の振幅増大が現れており、高周波数においてもディレクティビティ効果が確認される。ディレクティビティ効果が現れていると考えられる領域において均質媒質と不均質媒質についての振幅を比較すると、それぞればらつきを伴っているものの、同程度の範囲で変動している。

これをより詳細に確認するために、PGV およびフーリエスペクトル振幅 (1Hz,2Hz,4Hz) について、均質媒質と不均質媒質の (対数) 平均値および対数標準偏差を比較して、図 4.6-18 ~ 図 4.6-21 に示す。測線については、ディレクティビティパルスの生成領域を含む、またはそれに近い測線 1~3 について示している。各図の(a)が平均値、(b)が対数標準偏差となっている。まず振幅の平均値について比較すると、各成分、各測線とも明瞭な違いは確認できず、先述のように不均質媒質は均質媒質に対して断層近傍でも振幅の変化を与えるものの、平均的な特性については大きな差異を及ぼさないことを示している。一方各図(b)の対数標準偏差に着目すると、測線 3 のバックワード側において不均質媒質での対数標準偏差が均質に対して大きくなる領域がやや目立つものの、全体を通しての差異は明瞭に見られない。また周波数に対する系統的な変化も確認できず、測線 1~3 全体をみると、不均質媒質における対数標準偏差は 0.1 程度であることが確認できる。

以上のように、不均質媒体モデルでの面震源によるディレクティビティの効果を検討したところ、振幅の平均値については、均質媒体モデルとほぼ同様、破壊進行側の断層端では逆方向の断層端に比べて 2 倍程度大きく、周期 0.25~1 秒の範囲では周期による違いは小さいことを確認した。振幅のばらつきについては、均質媒質モデルに比べてやや大きくなるものの大きな違いはない。ここで用いた破壊伝播速度にばらつきを与えた、一様な断層モデルに対して対数標準偏差で 0.1 程度と比較的小さく、4.3 で示した点震源での振幅のばらつき 0.15 程度に比べて同程度ないしやや小さい。したがって、一様な断層モデルの場合には点震源の場合に比べてばらつきはあまり変化しないものと解釈できる。

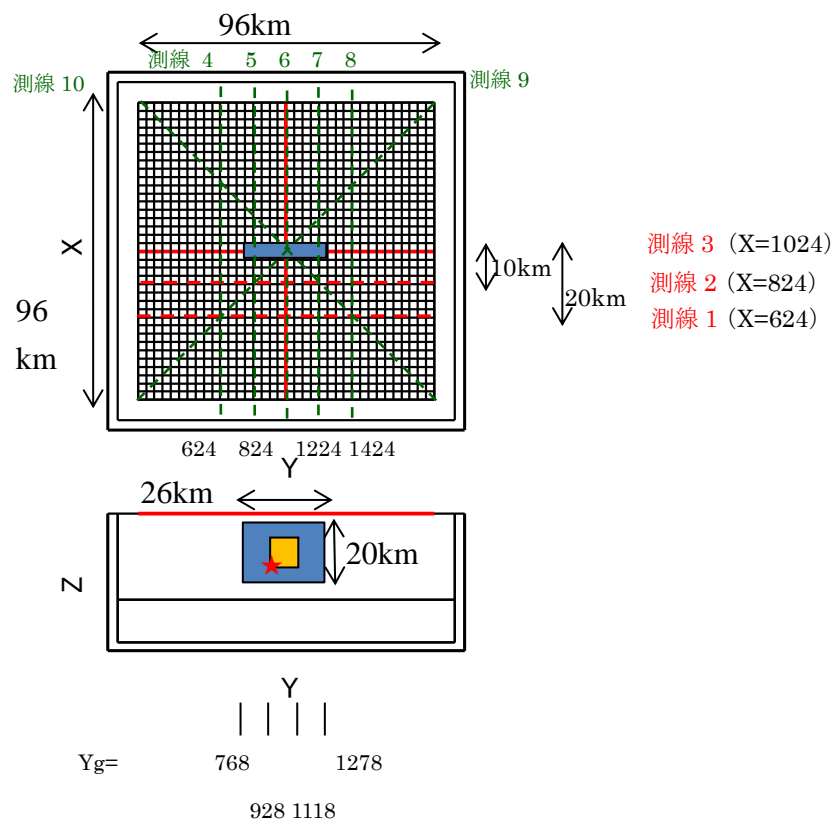


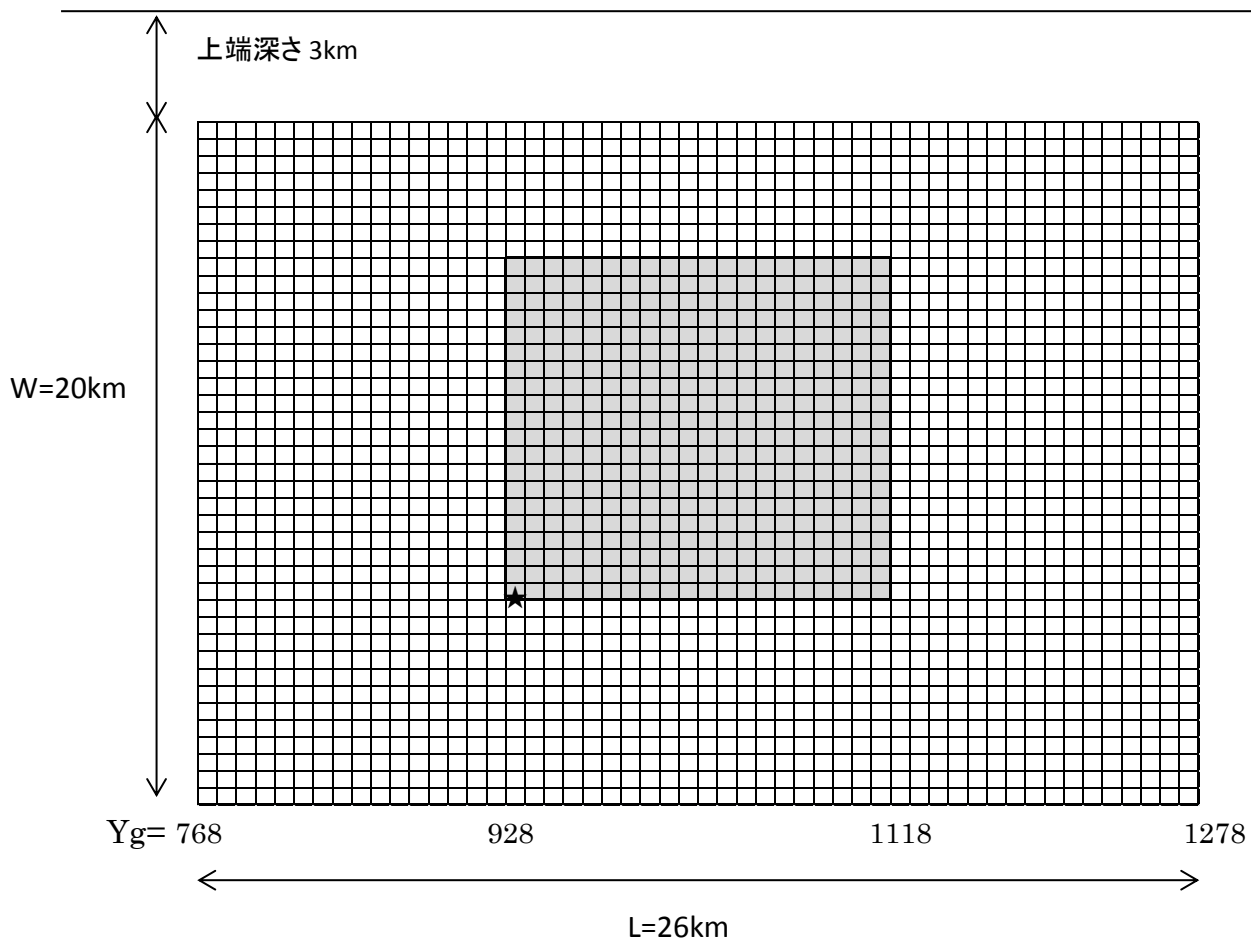
図 4.6-1 想定した断層および観測点の位置

表 4.6-1 面震源モデルのパラメータ

(a)巨視的パラメータ		
パラメータ	記号	値
断層長さ	L(km)	26
断層幅	W(km)	20
地震モーメント	M_0 (Nm)	1.50×10^{19}
気象庁マグニチュード	M_J	7.23
モーメントマグニチュード	M_w	6.72
断層面積	S (km ²)	520
応力降下量	$\Delta\sigma$ (MPa)	3.09
平均すべり量	D(m)	0.927
密度	ρ (kg/m ³)	2700
剛性率	μ (N/m ²)	3.12×10^{10}
S波速度	V_s (km/s)	3.7
破壊伝播速度	V_r (km/s)	2.7
上端深さ	h(km)	3
高周波限界	f_{max} (Hz)	6
等価半径	R(km)	12.87
小断層長さ	ΔL (km)	2
小断層幅	ΔW (km)	2
長さ方向の小断層個数	N_L	13
幅方向の小断層個数	N_W	10

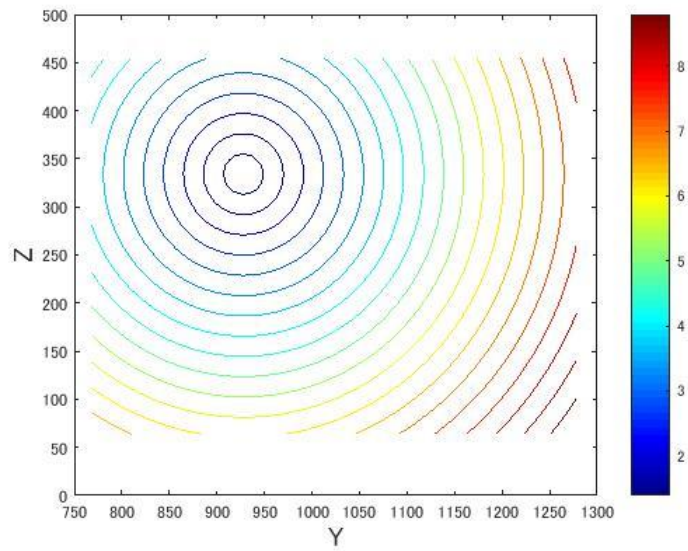
(b)微視的パラメータ(アスペリティ)		
パラメータ	記号	値
短周期レベル	A (Nm/s ²)	1.308×10^{19}
等価半径	r(km)	5.68
面積	S_a (km ²)	101.3
小断層個数	N_{fa}	25
長さ方向の小断層個数	N_{La}	5
幅方向の小断層個数	N_{Wa}	5
アスペリティ長さ	L_a	10
アスペリティ幅	W_a	10
面積(モデル用)	S_a (km ²)	100
平均すべり量	D_a (m)	1.853
地震モーメント	M_{0a} (Nm)	5.78×10^{18}
応力降下量	$\Delta\sigma_a$ (MPa)	15.86
立上り時間	τ_a (s)	2.04

(c)微視的パラメータ(背景領域)		
パラメータ	記号	値
面積	S_b (km ²)	420
平均すべり量	D_b (m)	0.706
地震モーメント	M_{0b} (Nm)	9.256×10^{18}
背景領域長さ	L_b	26
背景領域幅	W_b	20
応力降下量	$\Delta\sigma_b$ (MPa)	3.02
立上り時間	τ_b (s)	4.08

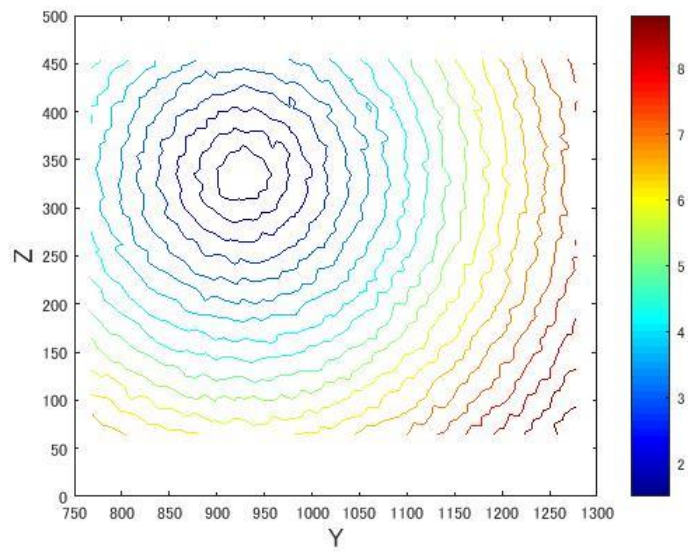


- ・アスペリティサイズ 10km×10km
- ・地震モーメント: $M_0 = 1.50 \times 10^{19}$ (Nm) ($M_j = 7.2$)
- ・0.5km×0.5km の小断層に分割
- ・各小断層に中村・宮武型のすべり関数を与えた

図 4.6-2 想定した面震源モデル



- (a) 破壊開始時刻に揺らぎを与えない場合
 破壊開始点から円形の破壊進行を仮定 ($V_r=2.7\text{km/s}$)
 破壊開始時刻は破壊フロントが小断層の中心に達した時刻とする。



- (b) 図(a)に対して破壊の開始時刻に揺らぎを与えた場合
 小断層の破壊時刻の基準点位置 (左図では中心) に乱数で
 X, Y 方向の揺らぎを与え、その位置に破壊フロントが達した
 時を破壊開始時刻とする。

図 4.6-3 各小断層の破壊開始時刻の設定

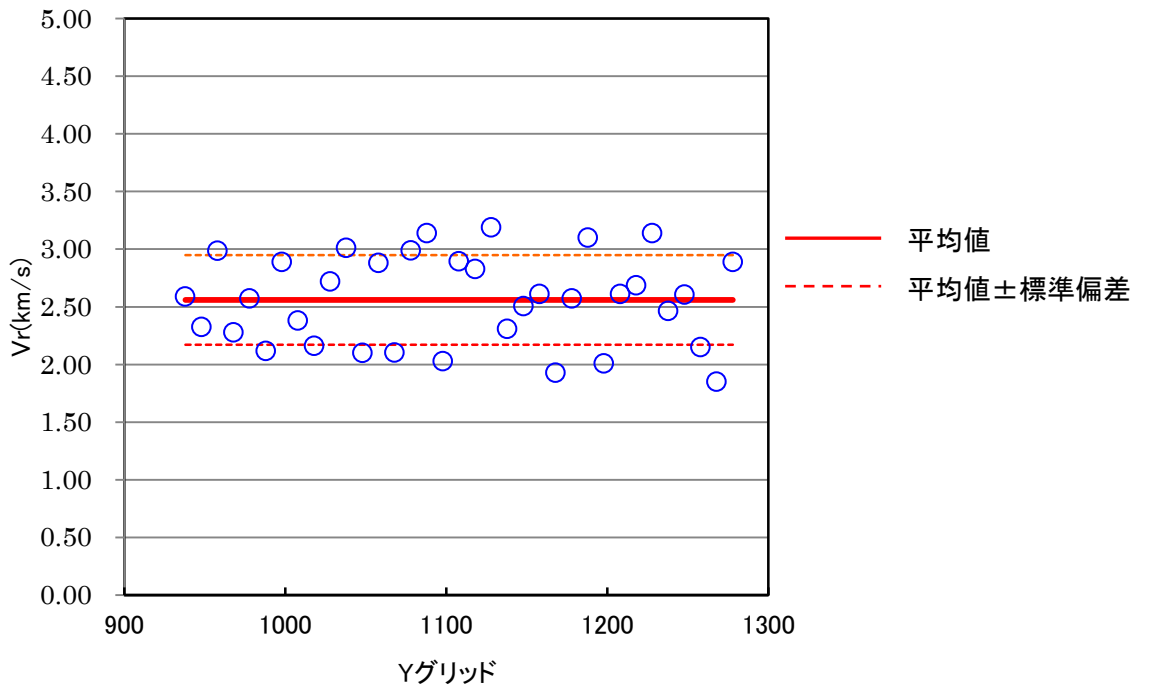
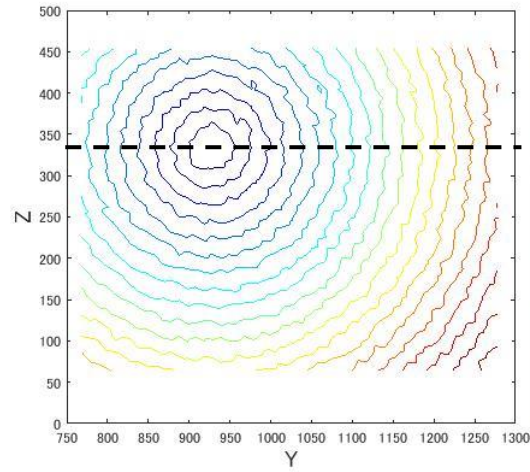
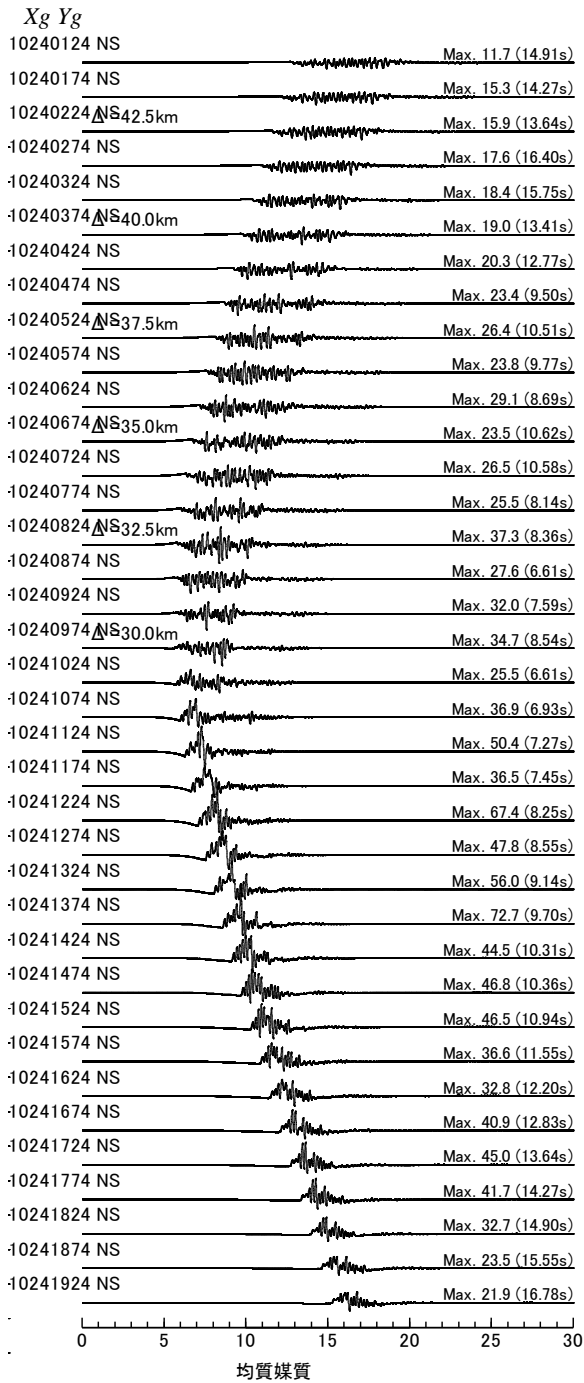
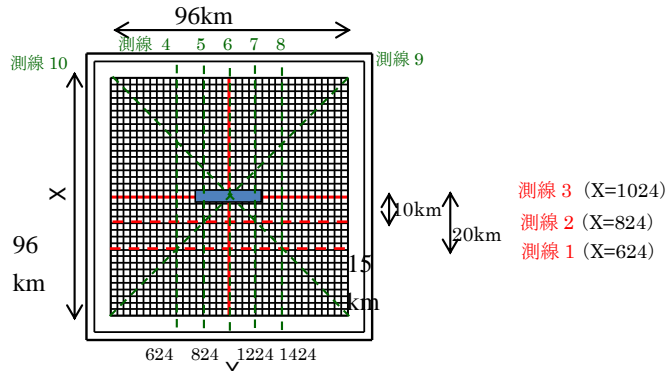
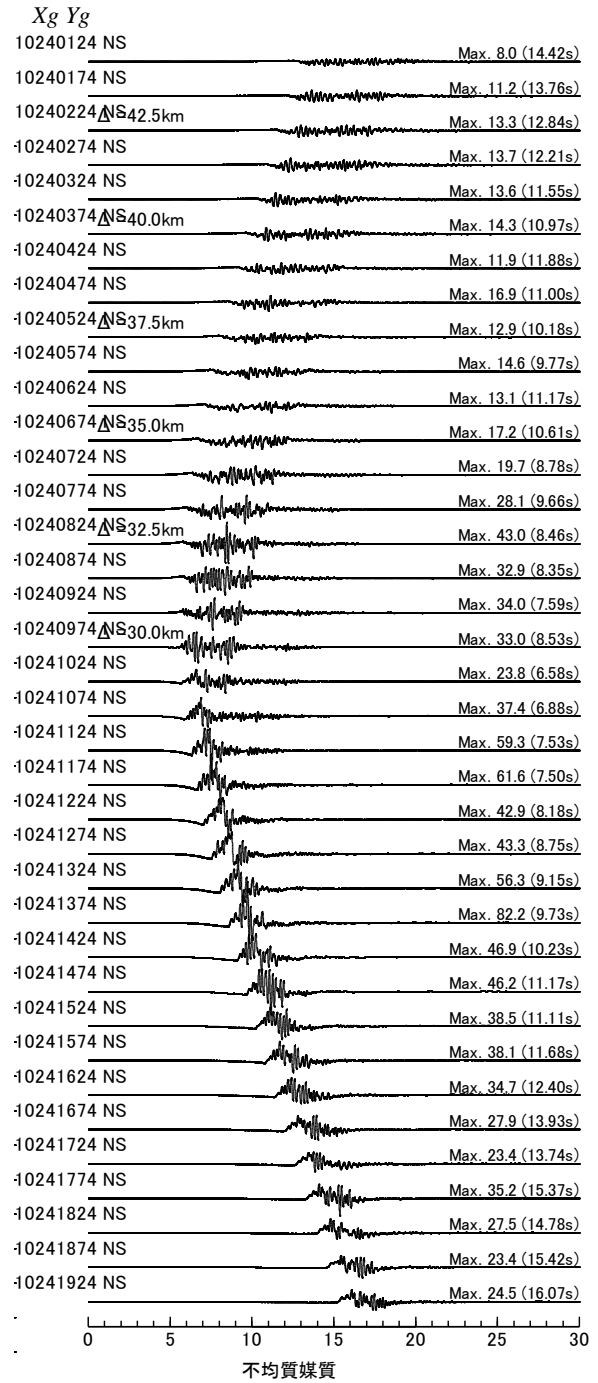


図 4.6-3(c) 断層破壊速度のばらつき

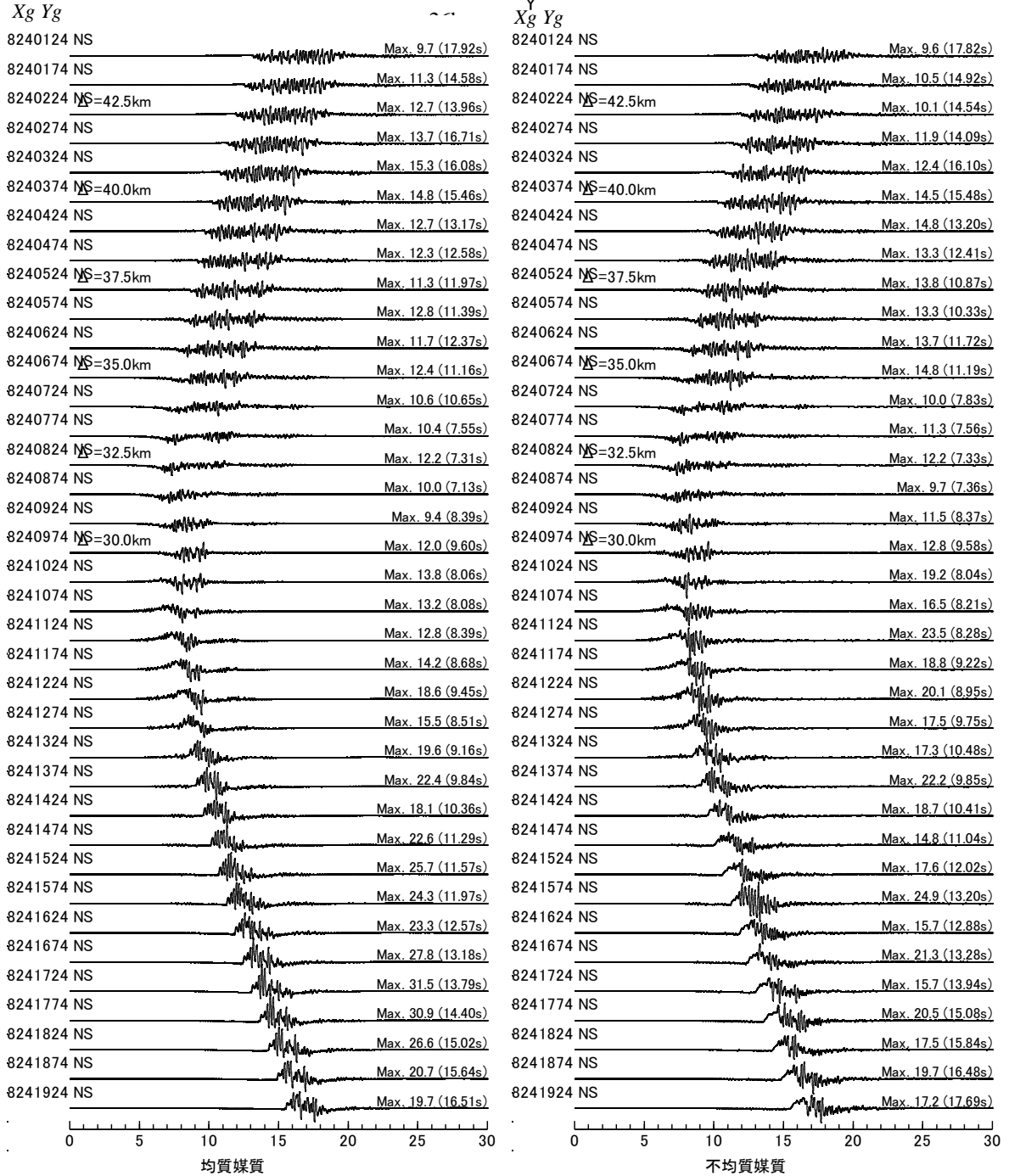
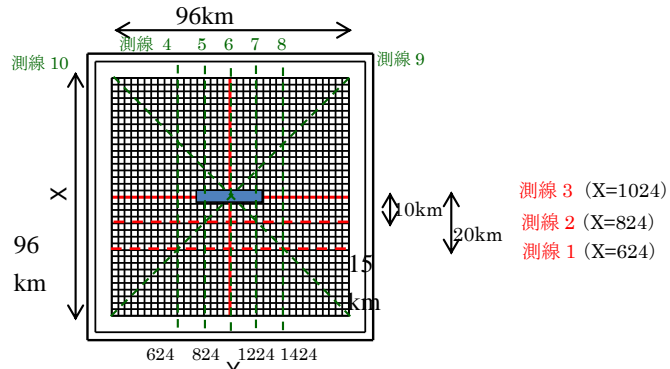


(a) 均質媒質



(b) 不均質媒質

図 4.6-4 断層直上に沿った速度波 X 成分 (測線 3)



(a) 均質媒質

(b) 不均質媒質

図 4.6-5 断層からのオフセット 10km の線に沿った速度波 X 成分 (測線 2)

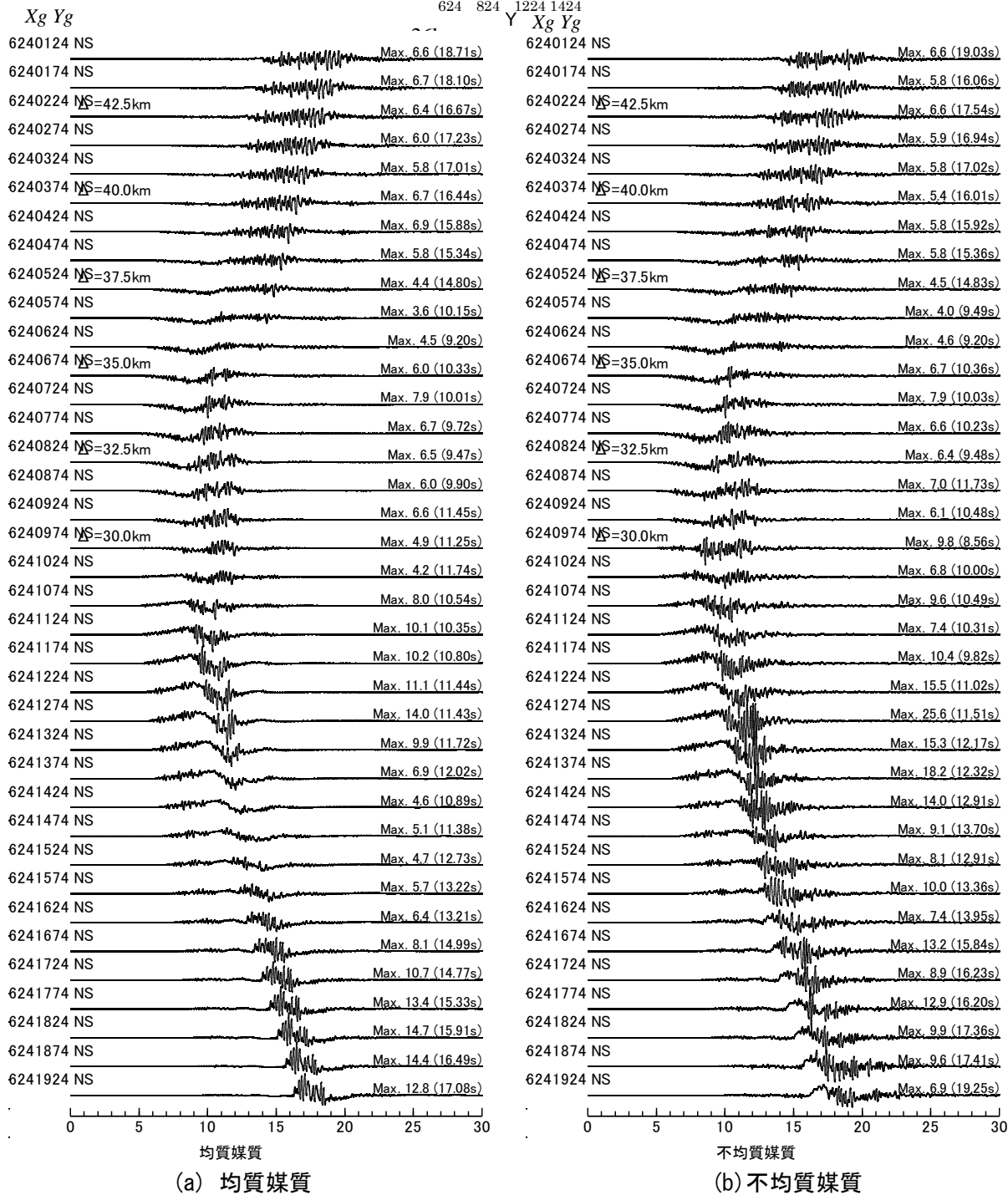
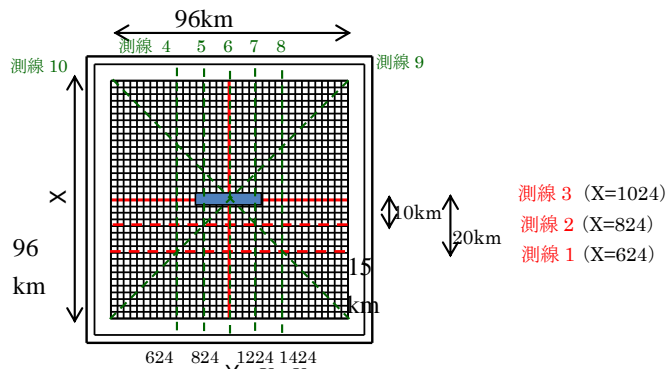


図 4.6-6 断層からのオフセット 20km の線に沿った速度波 X 成分(測線 1)

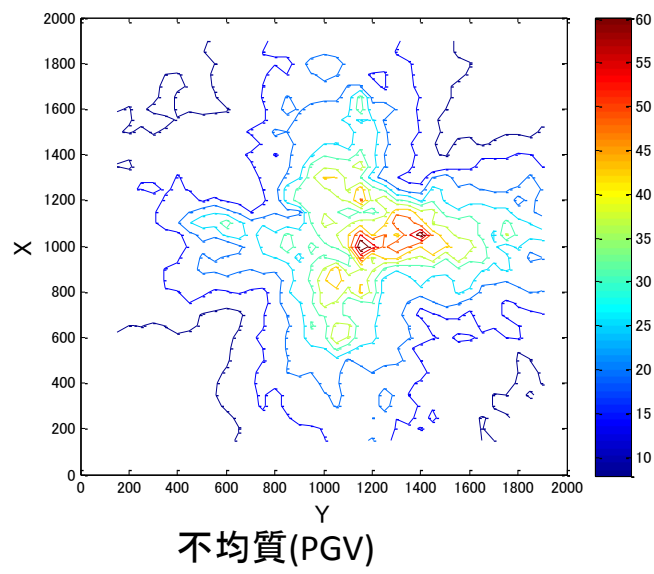
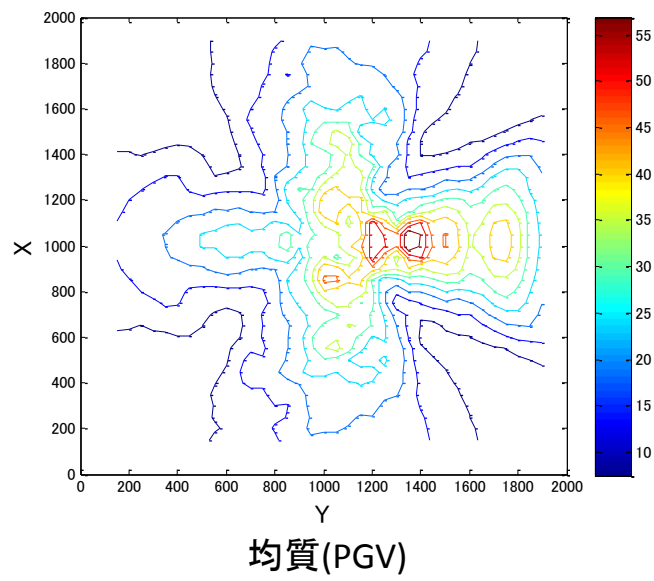
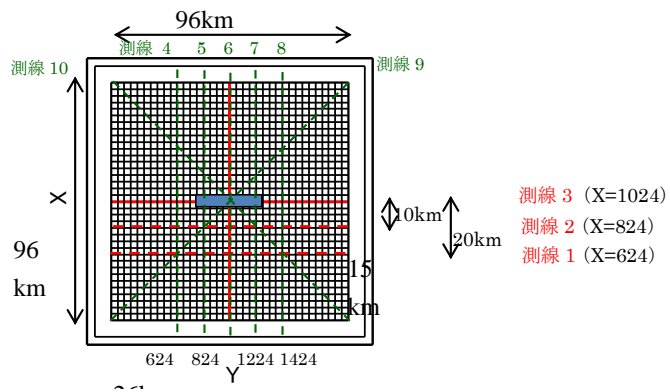


図 4.6-7 水平 2 成分の二乗和平方根



PGV(cm/s)

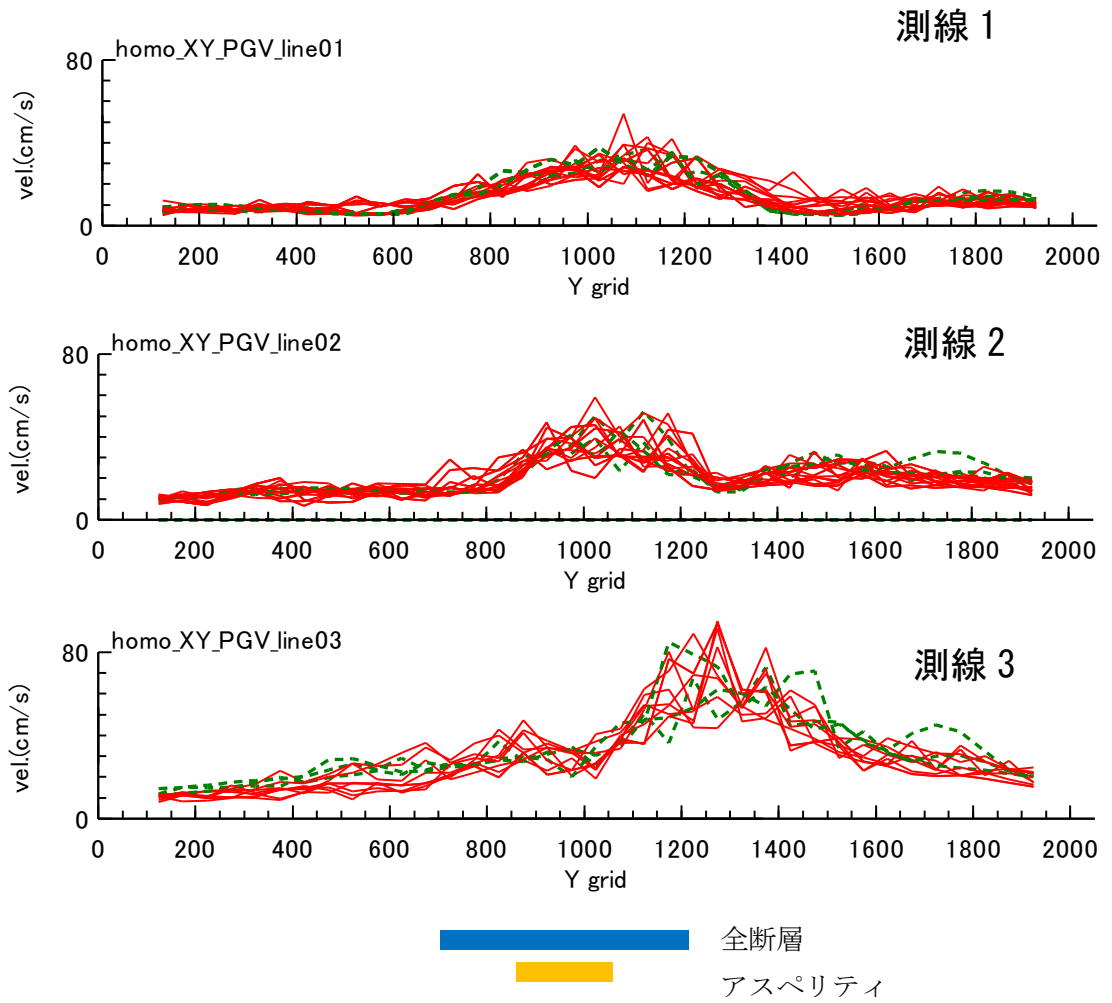


図 4.6-8 Y 軸に平行な測線上での PGV の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

PGV(cm/s)

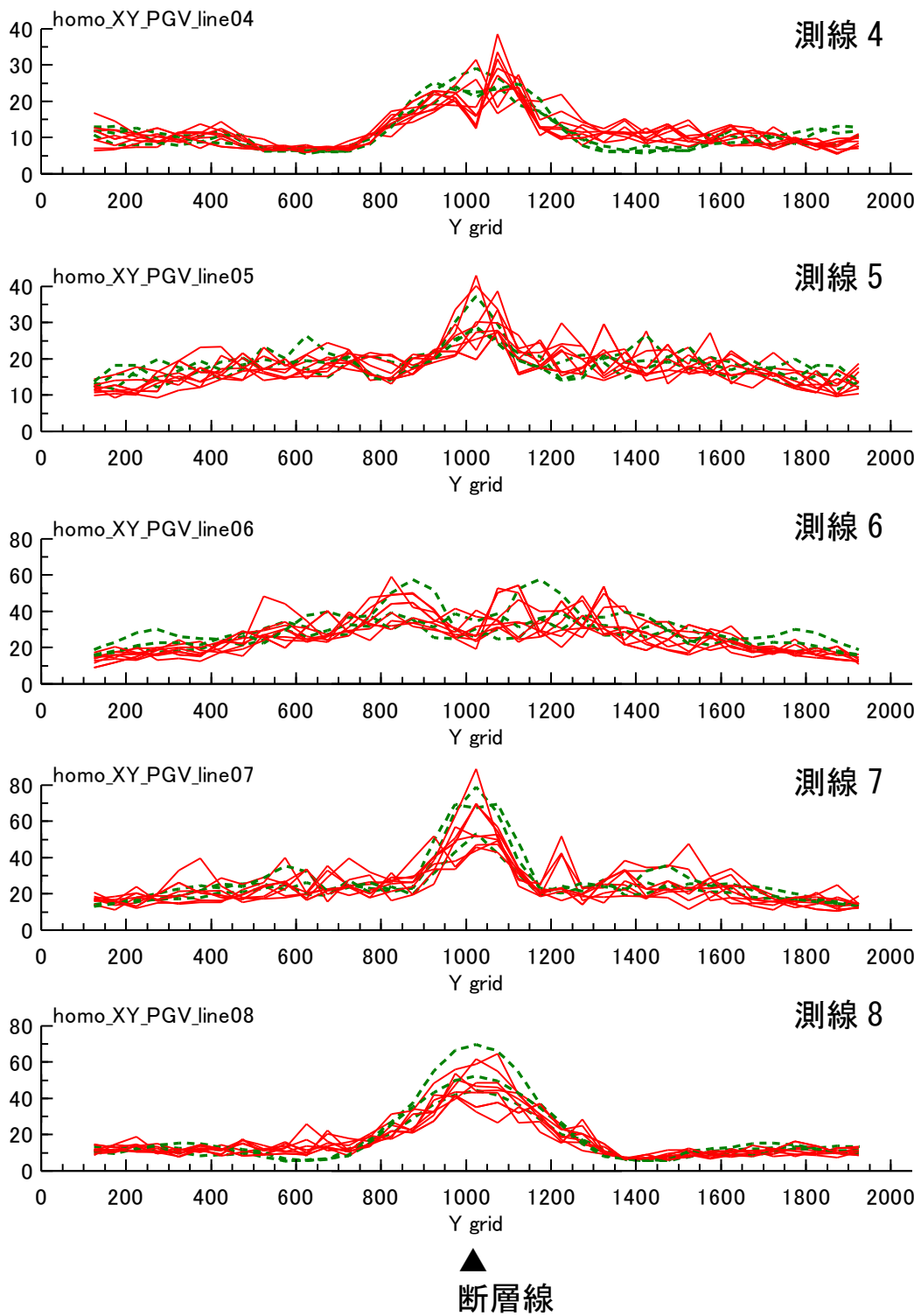
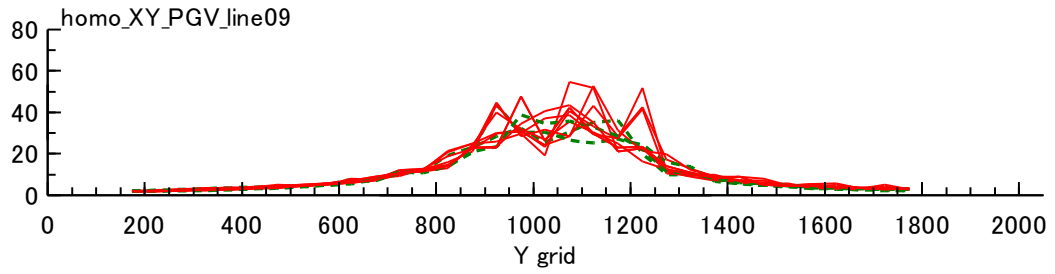


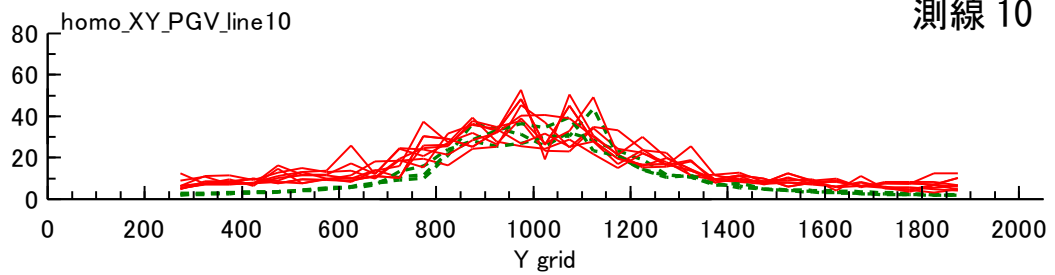
図 4.6-9 X 軸に平行な測線上での PGV の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

PGV(cm/s)

測線 9



測線 10



▲
断層線中心

図 4.6-10 X 軸に対して 45° の測線上での PGV の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

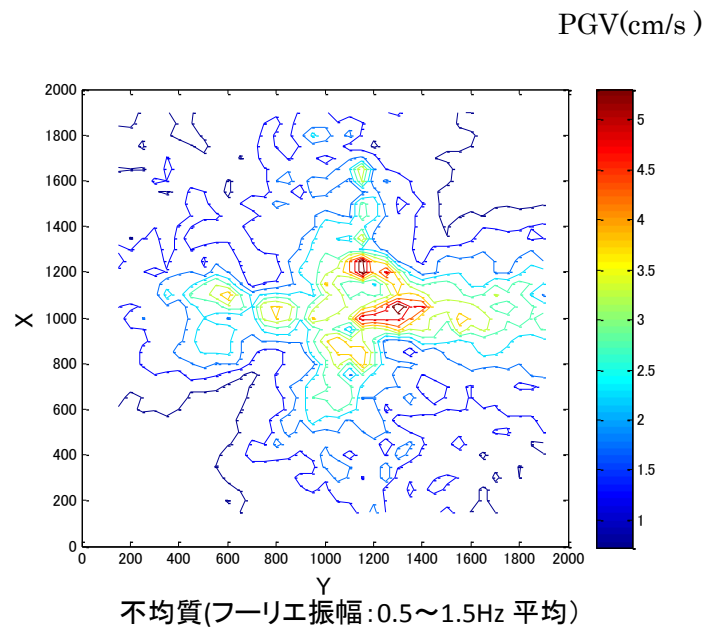
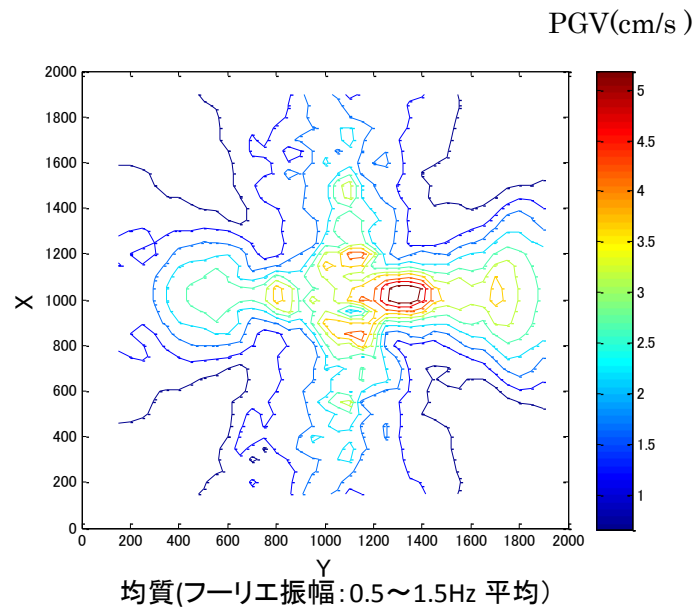


図 4.6-11 水平 2 成分のフーリエ振幅の二乗和平方根
(中心周波数 1Hz)

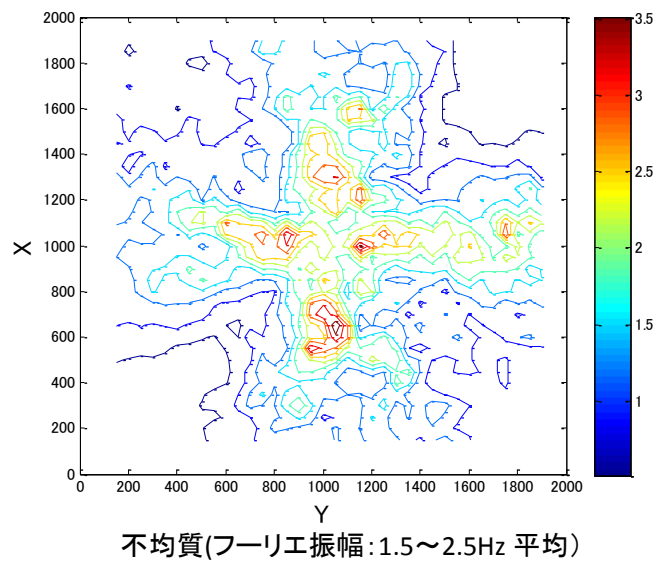
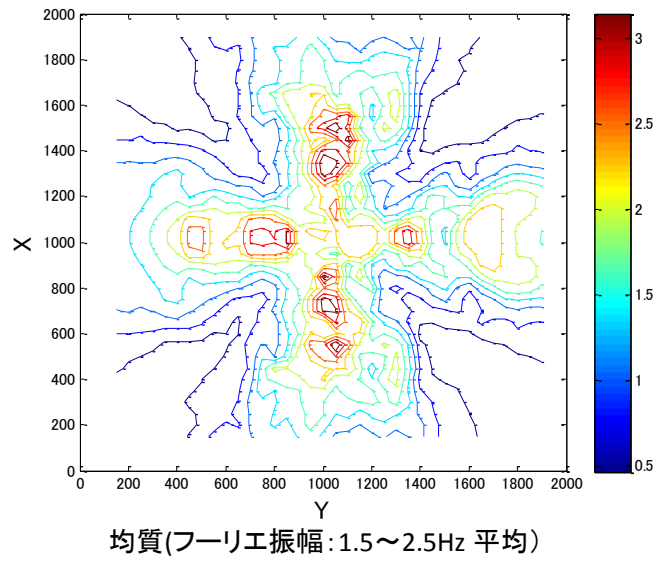


図 4.6-12 水平 2 成分のフーリエ振幅の二乗和平方根
(中心周波数 2Hz)

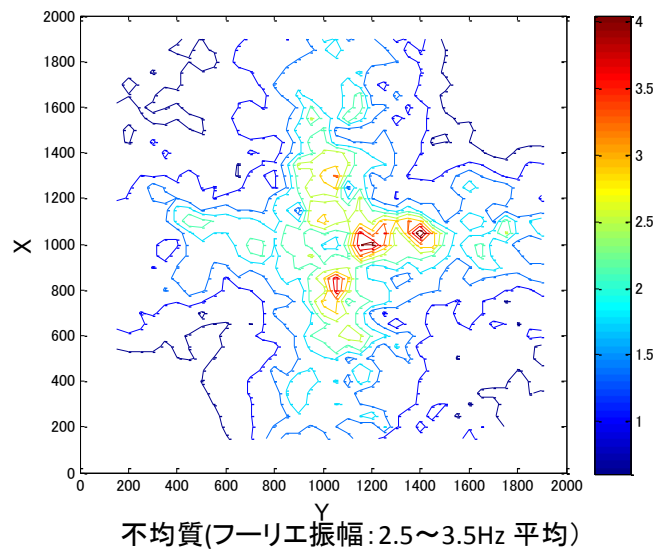
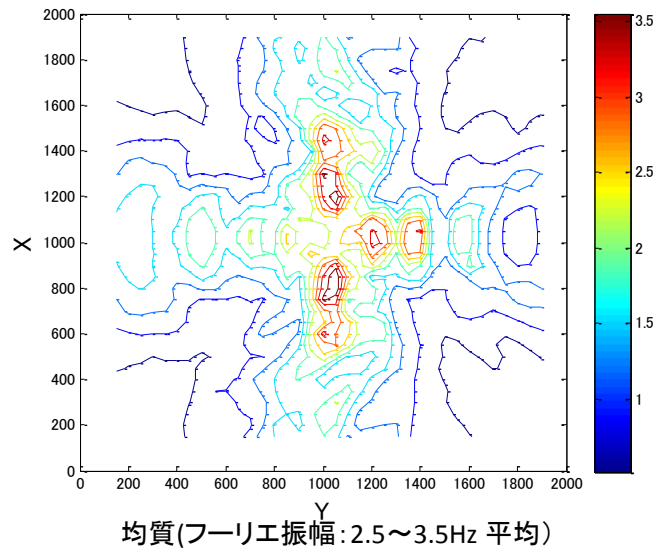
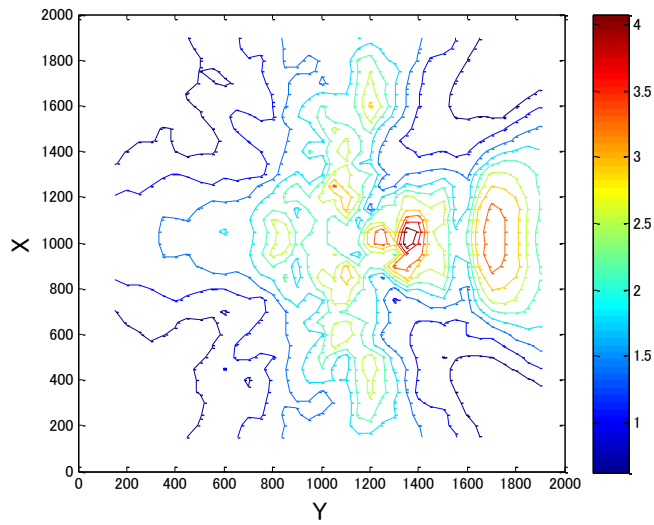
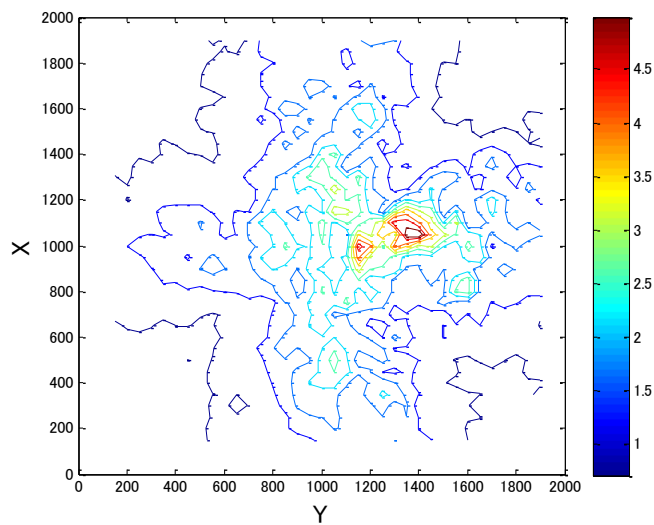


図 4.6-13 水平 2 成分のフーリエ振幅の二乗和平方根
(中心周波数 3Hz)

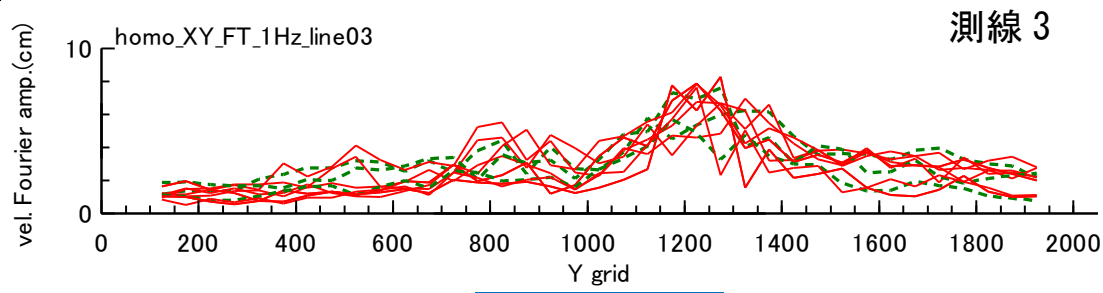
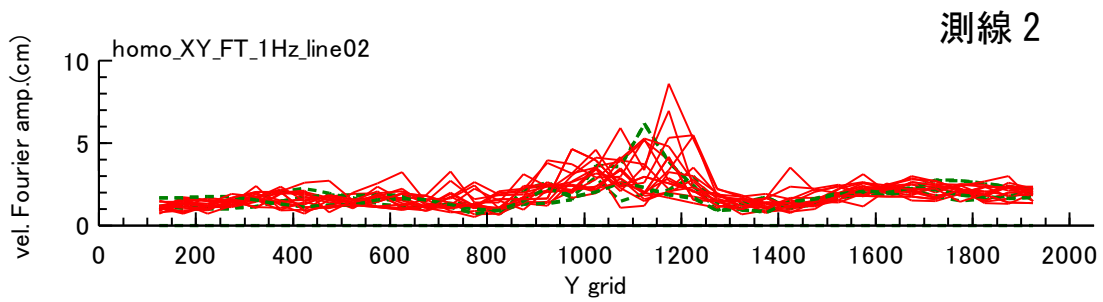
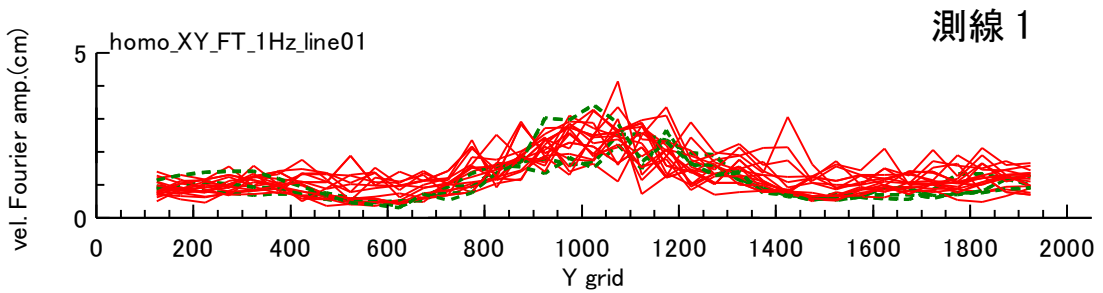
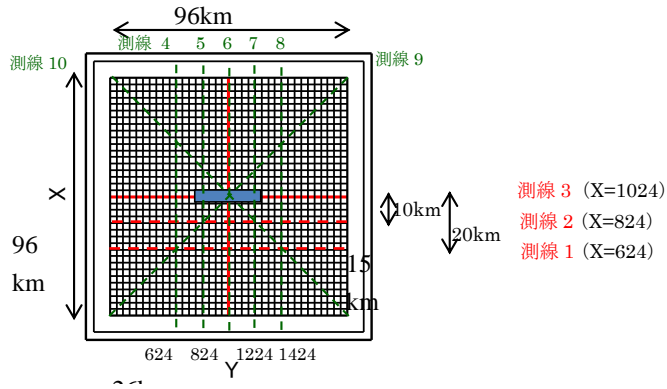


均質(フーリエ振幅 : 3.5~4.5Hz 平均)



不均質(フーリエ振幅 : 3.5~4.5Hz 平均)

図 4.6-14 水平 2 成分のフーリエ振幅の二乗和平方根
(中心周波数 4Hz)



全断層
 アスペリティ

図 4.6-15(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(1Hz)の分布
 (緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

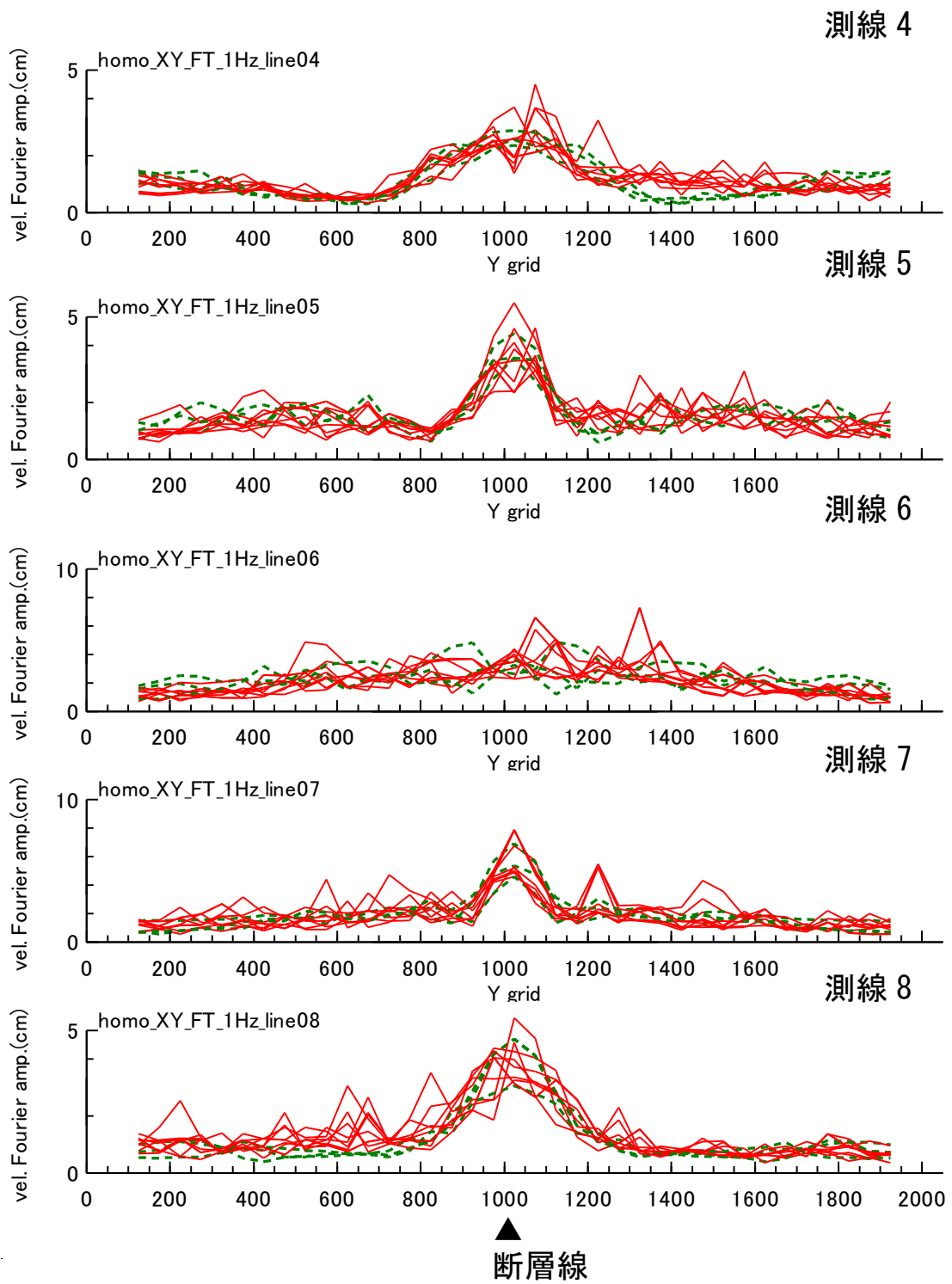
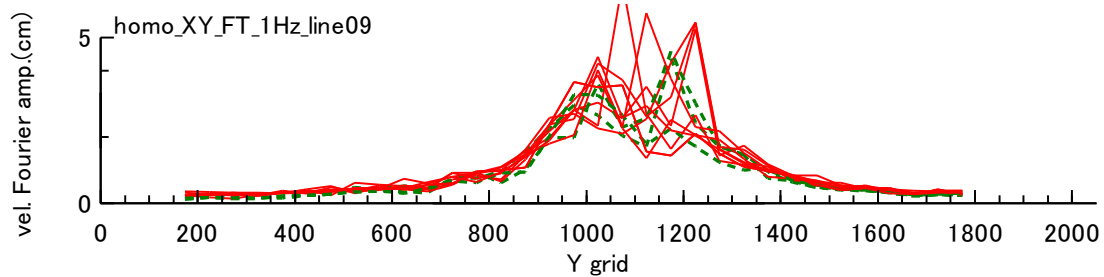


図 4.6-15(b) X 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(1Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

測線 9



測線 10

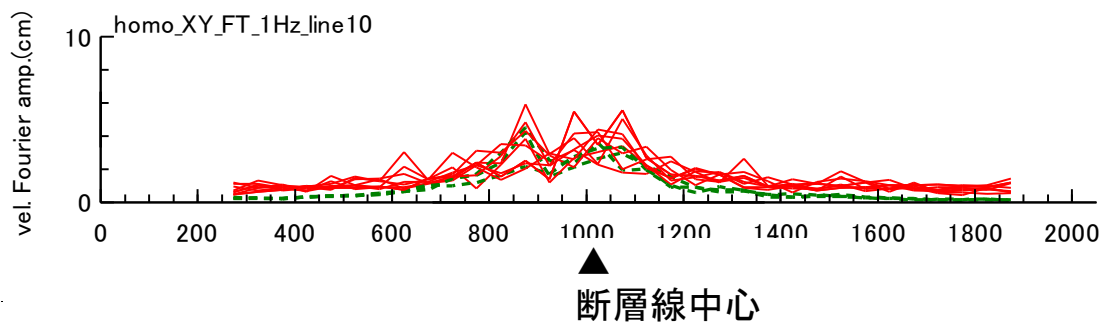
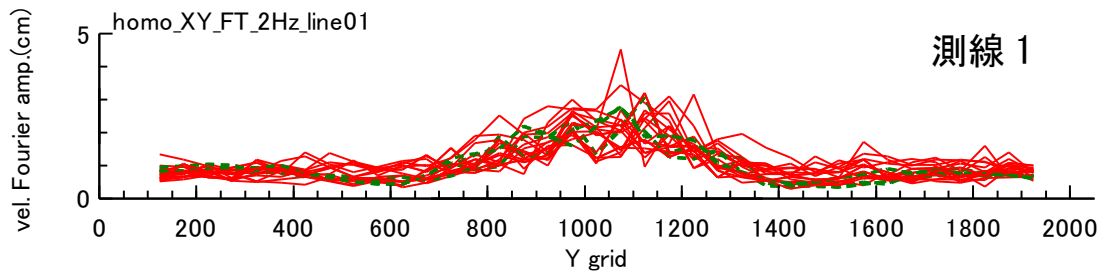
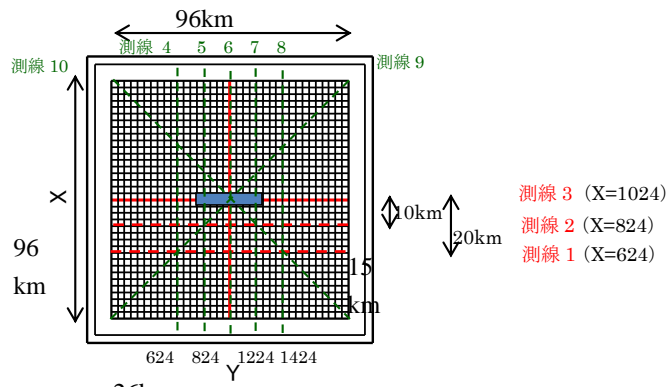
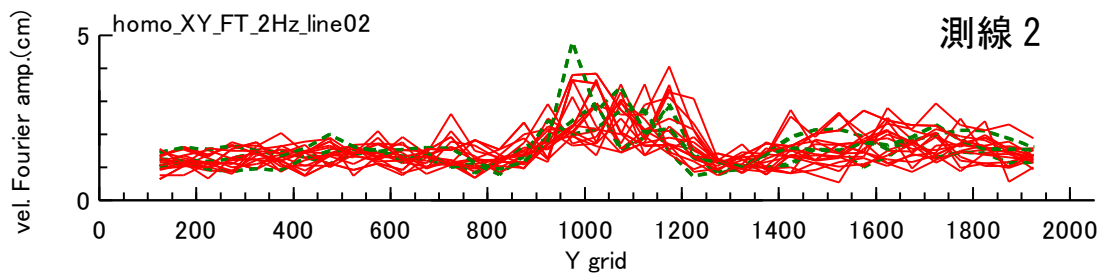


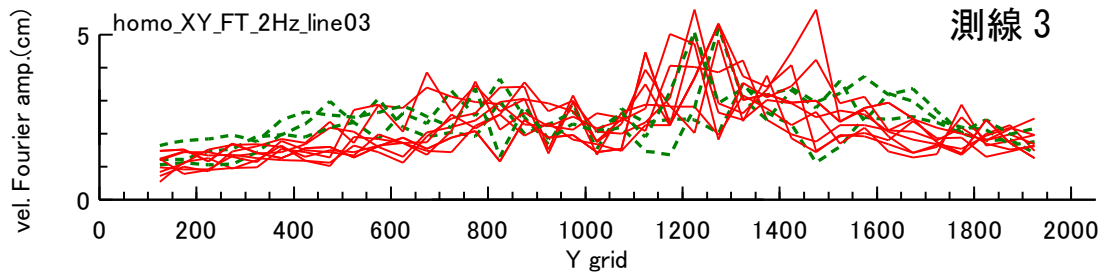
図 4.6-15(c) X 軸に対して 45° の測線上でのフーリエ振幅(1Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)



測線 1



測線 2



測線 3



図 4.6-16(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(2Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

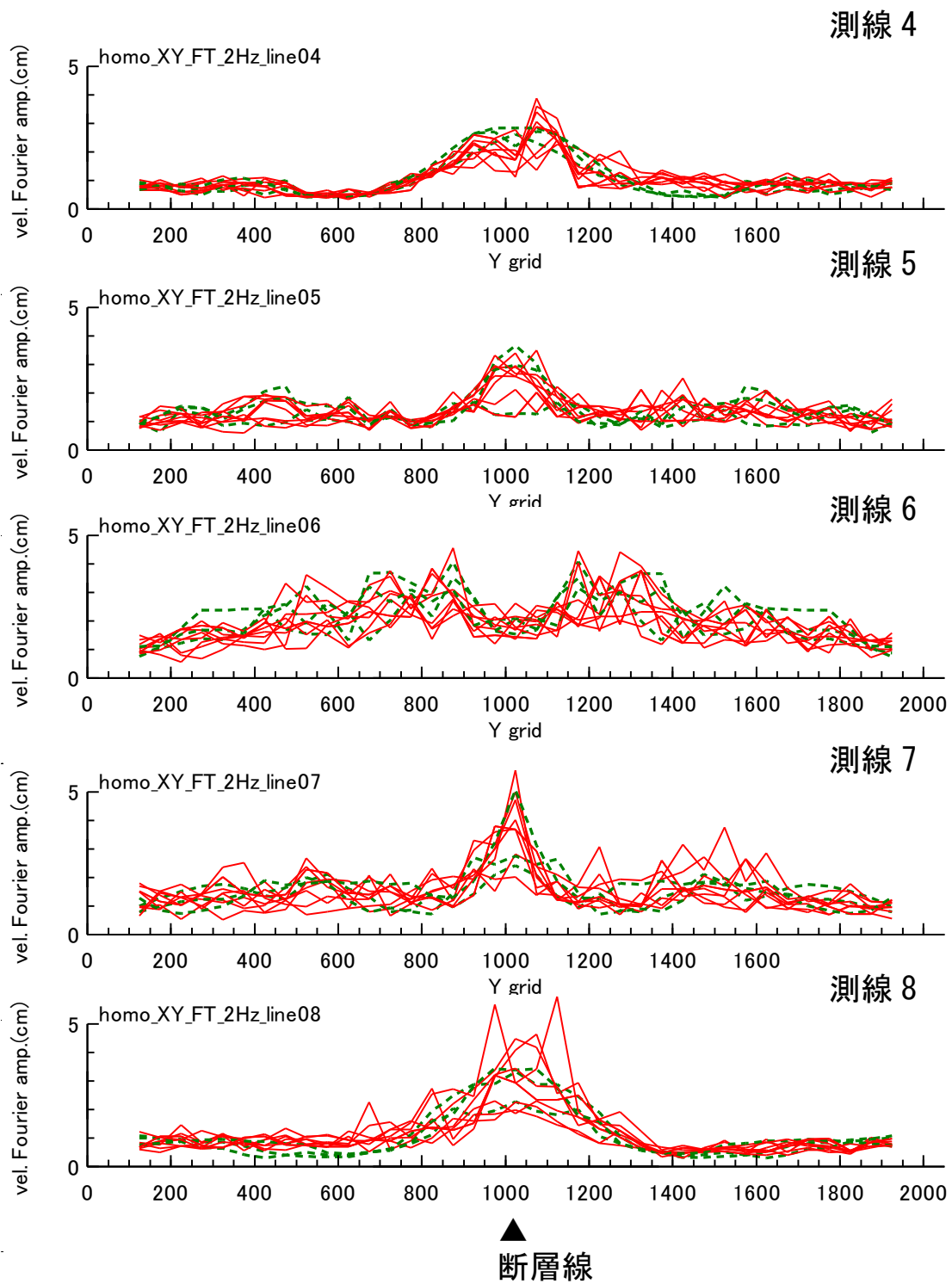
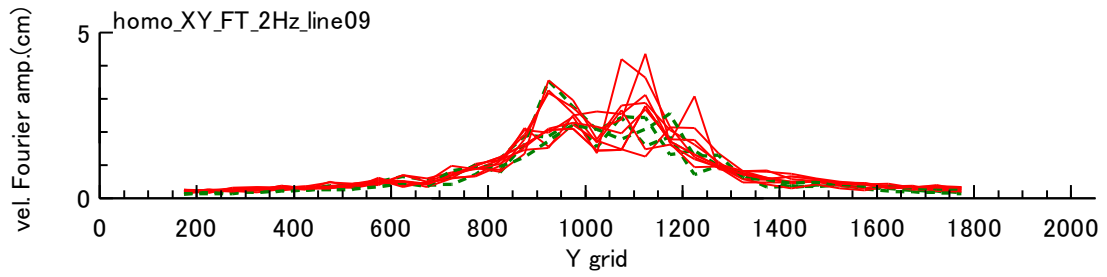


図 4.6-16(b) X 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(2Hz)の分布
 (緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

測線 9



測線 10

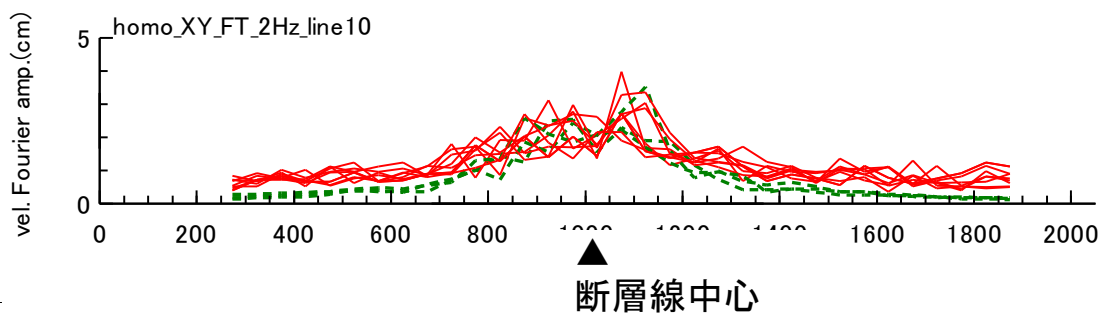


図 4.6-16(c) X 軸に対して 45° の測線上でのフーリエ振幅(2Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

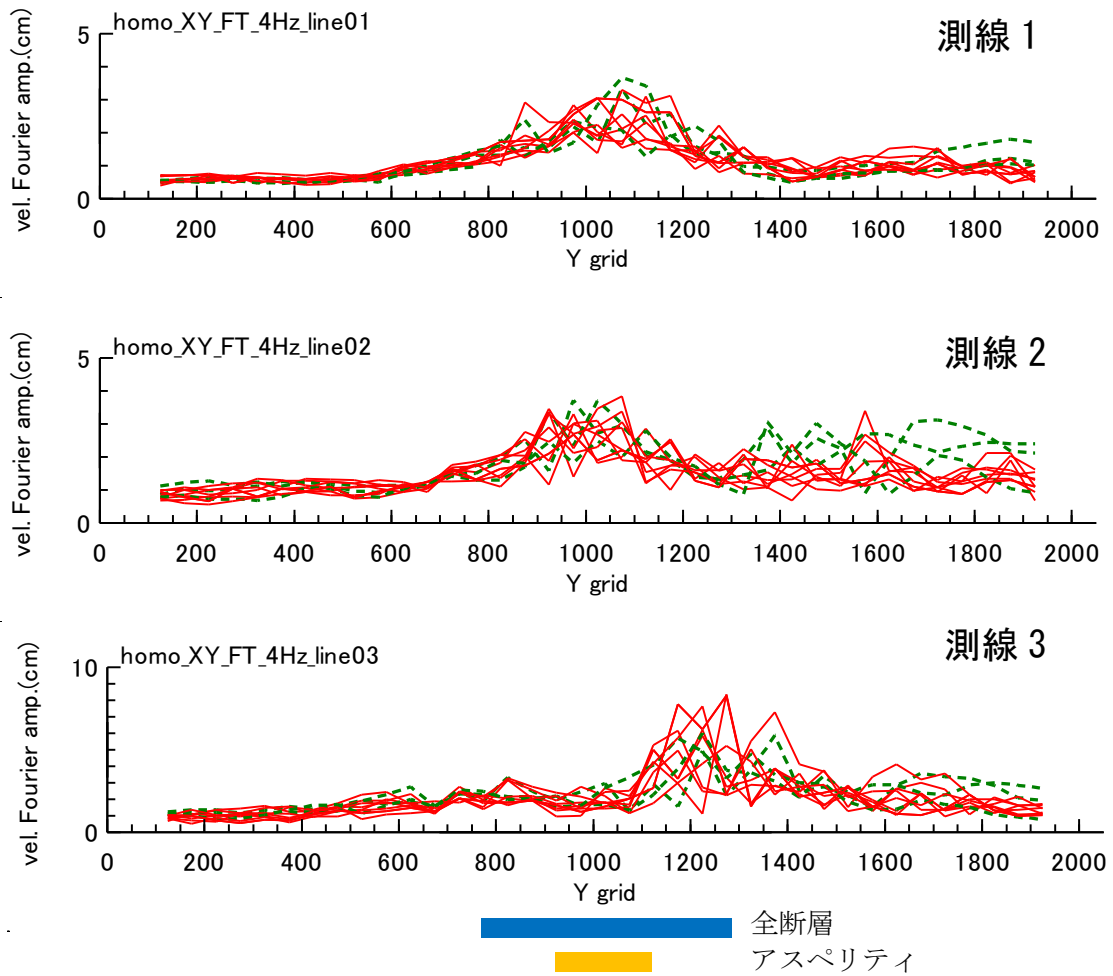
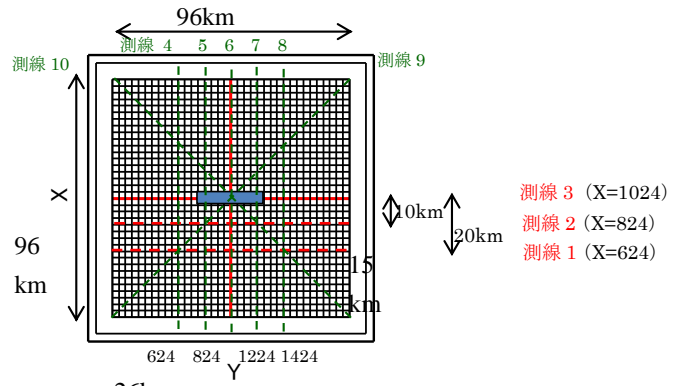


図 4.6-17(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(4Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

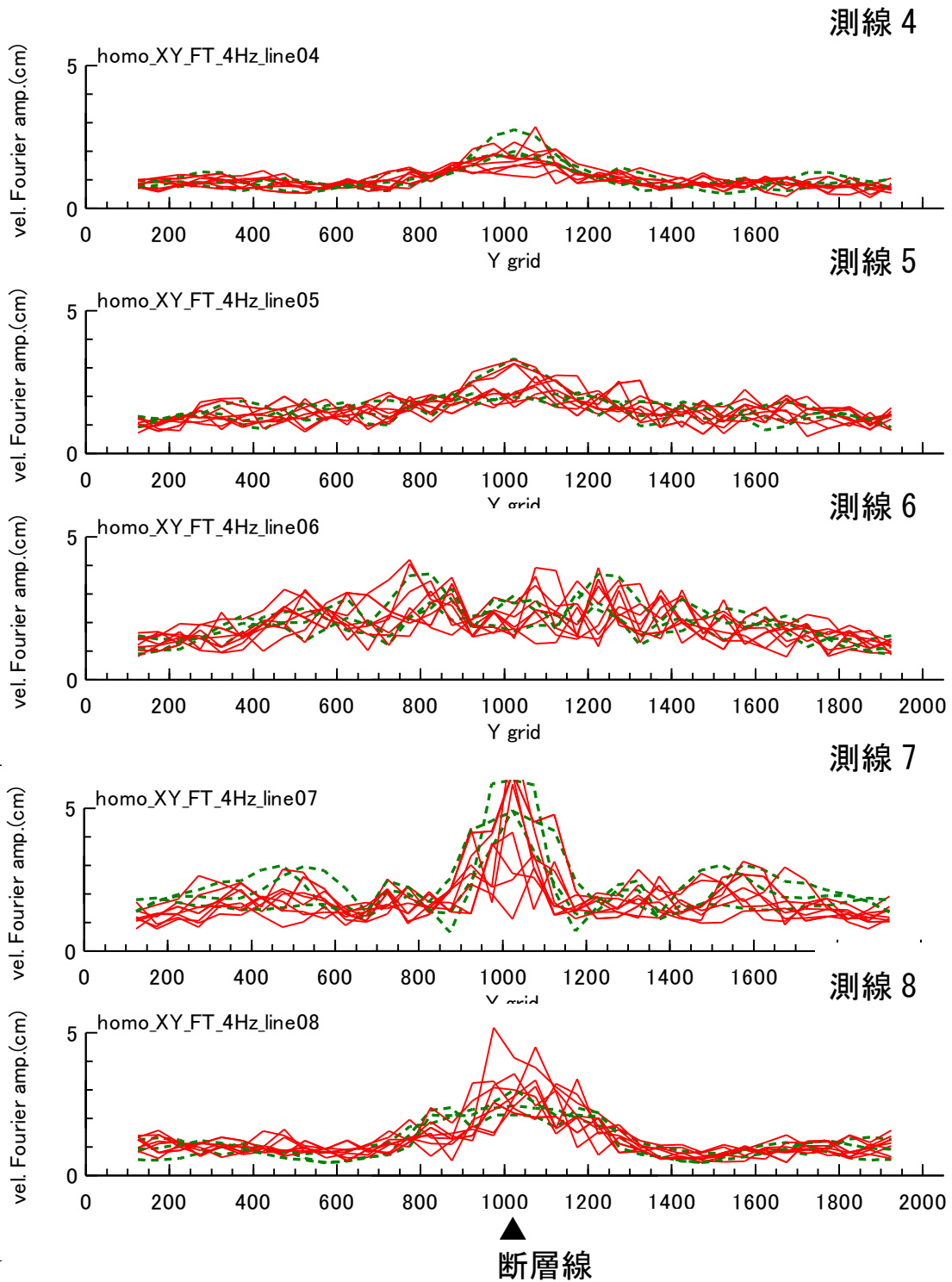
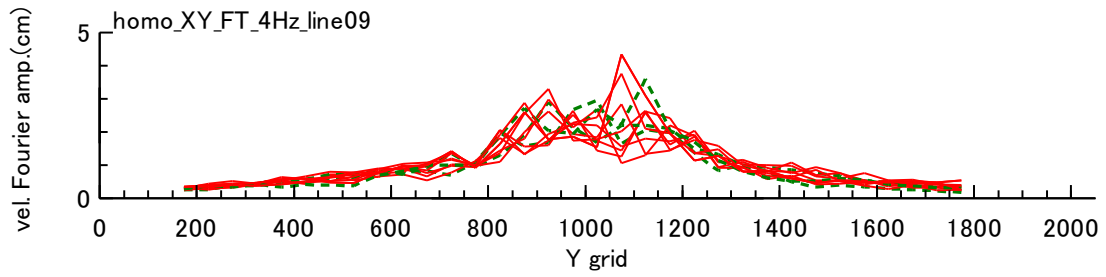


図 4.6-17(b) X 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(4Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

測線 9



測線 10

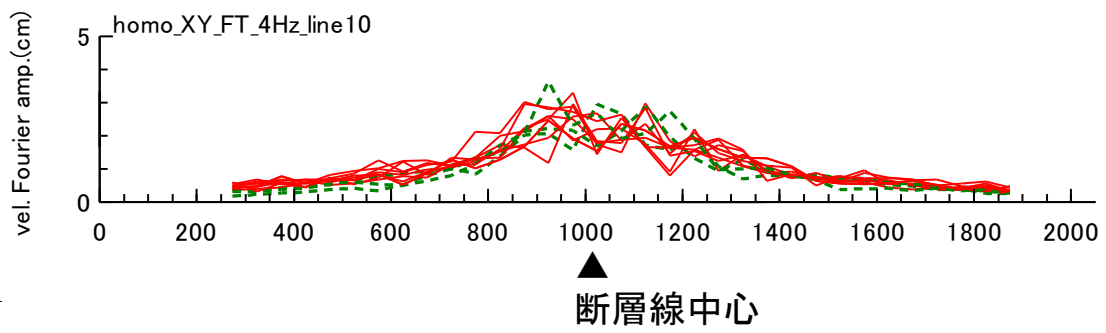


図 4.6-17(c) X 軸に対して 45° の測線上でのフーリエ振幅(4Hz)の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

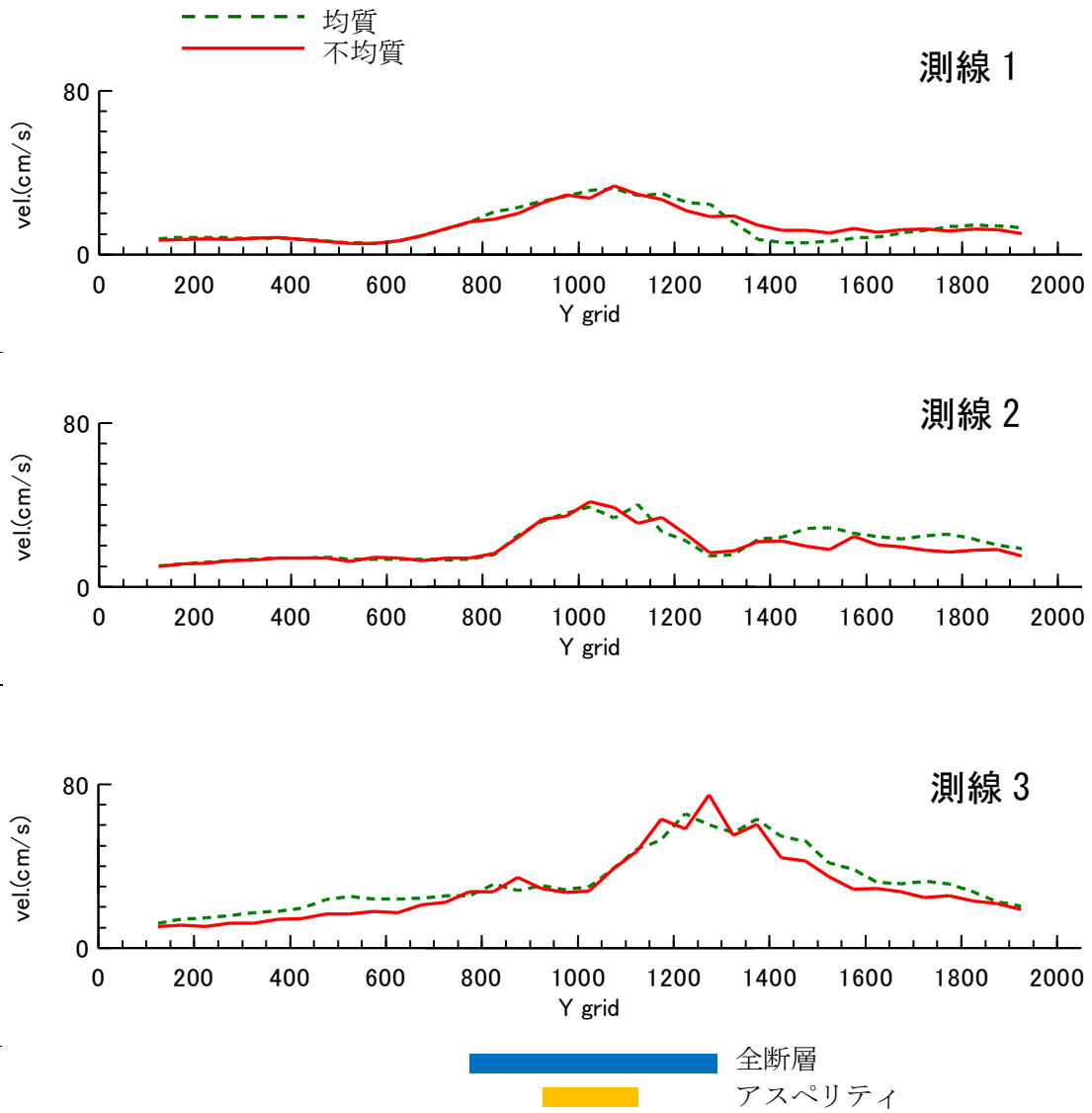


図 4.6-18(a) Y 軸に平行な測線上での PGV の平均値の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

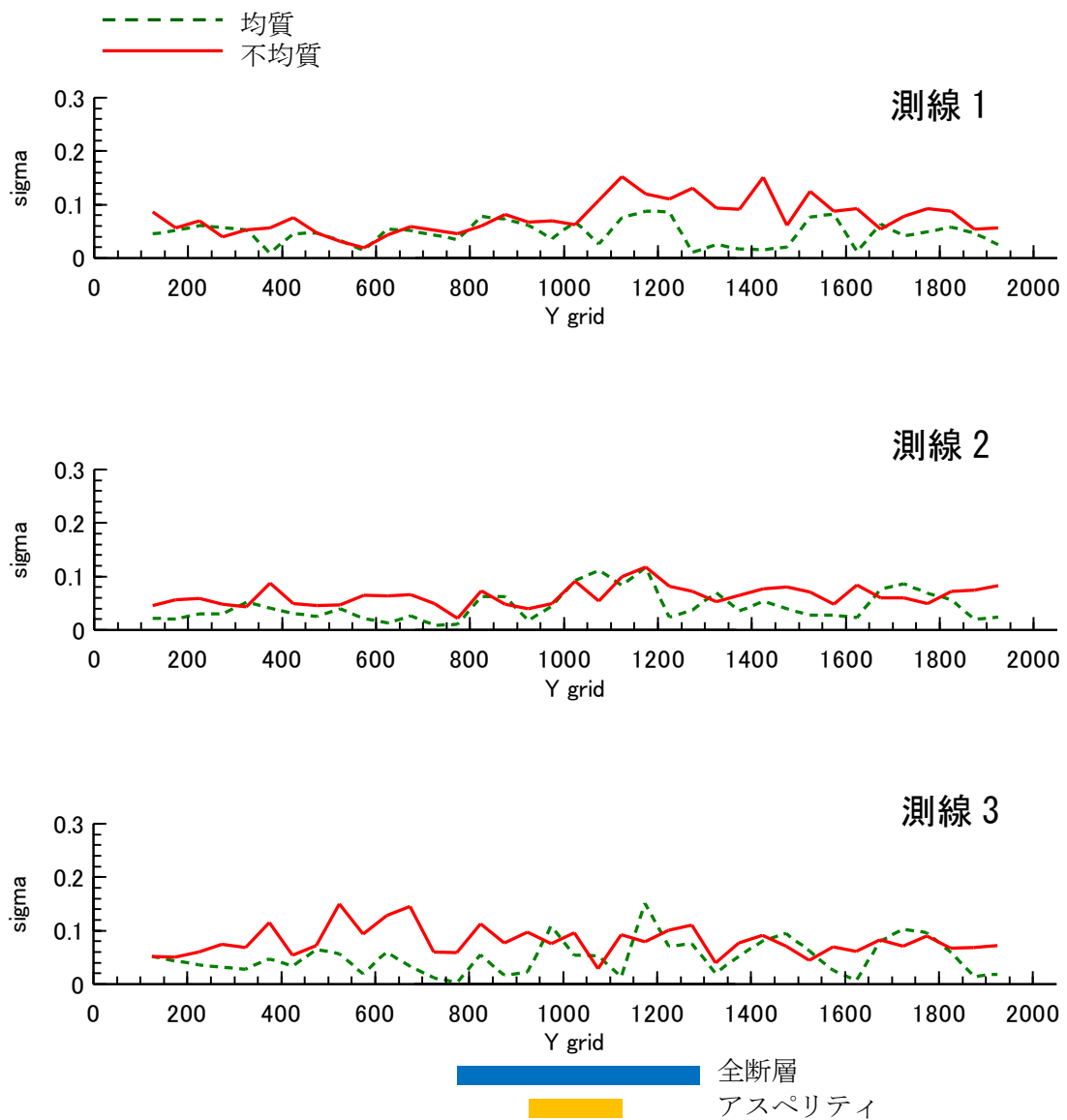


図 4.6-18(b) Y 軸に平行な測線上での PGV の対数標準偏差の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

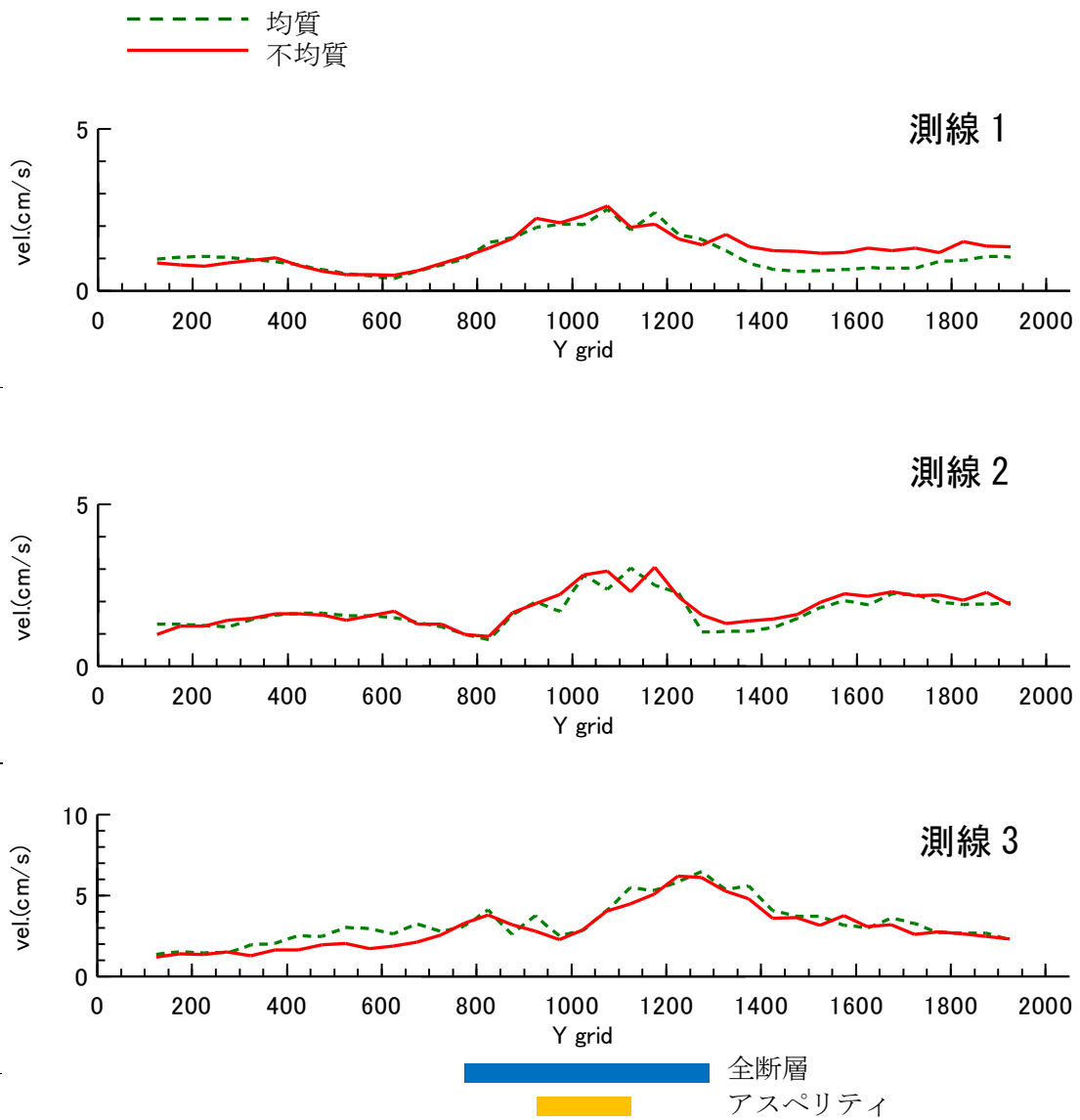


図 4.6-19(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(1Hz)の平均値の分布
 (緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

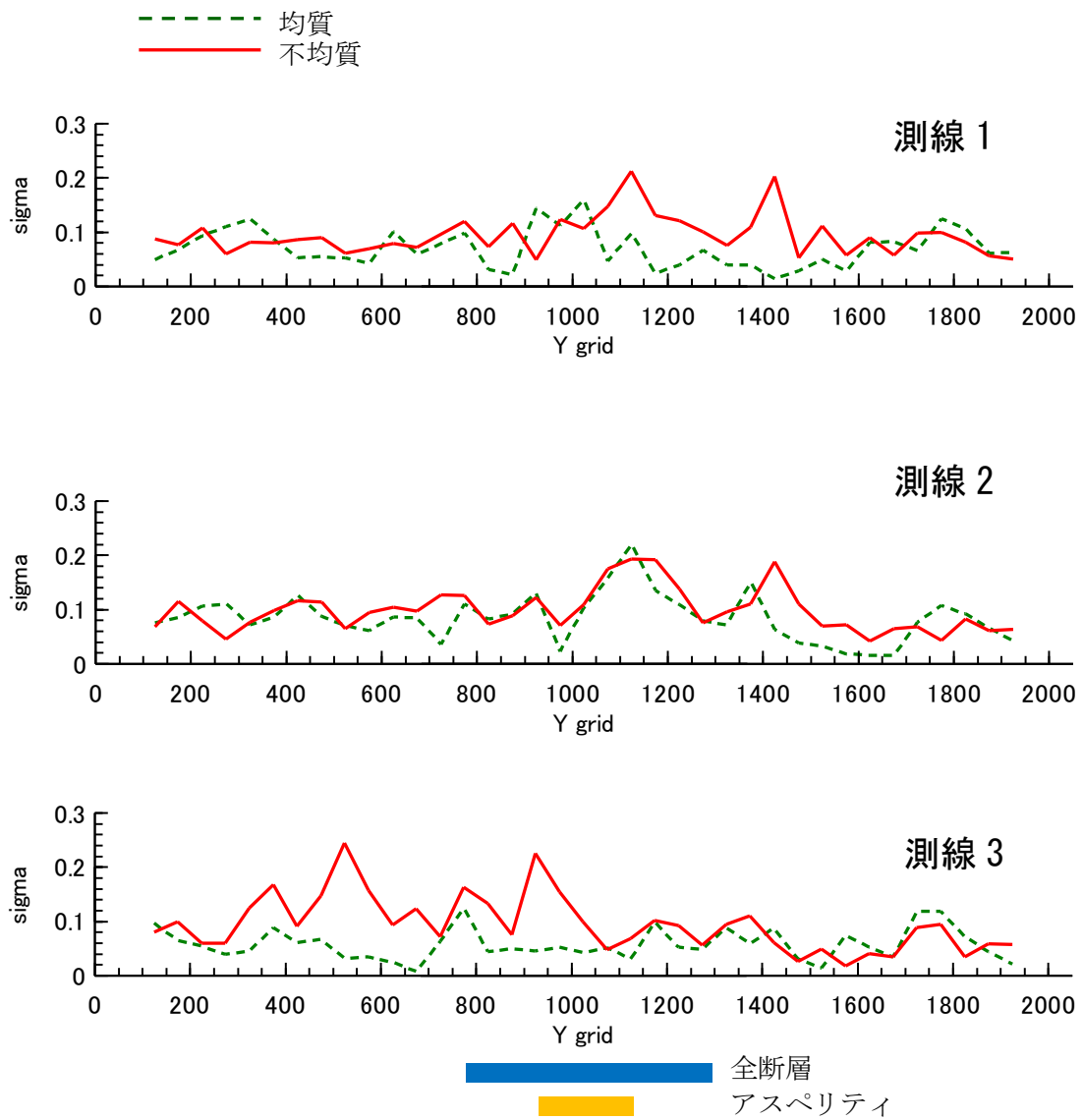


図 4.6-19(b) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(1Hz)の対数標準偏差の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

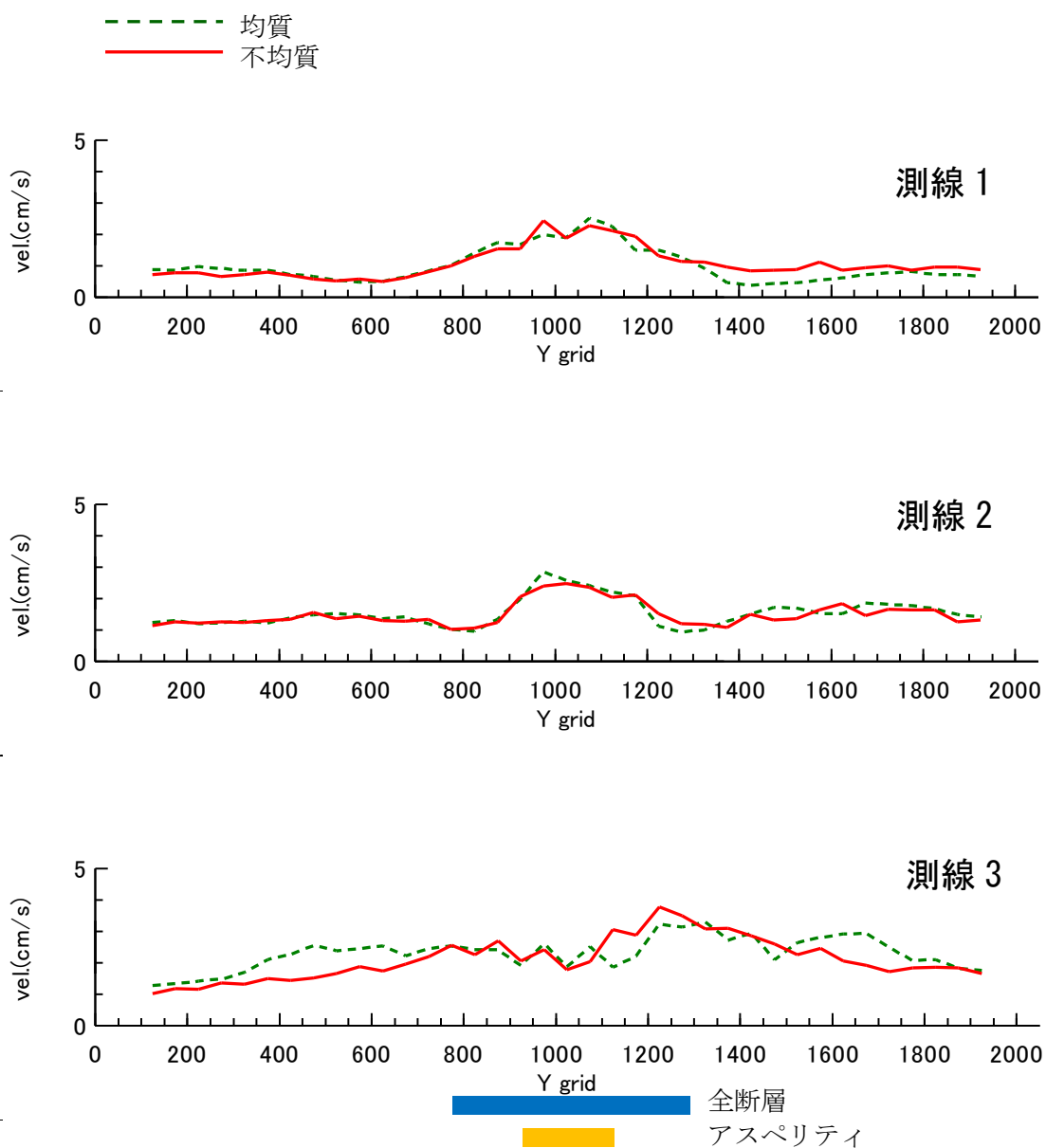


図 4.6-20(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(2Hz)の平均値の分布
 (緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

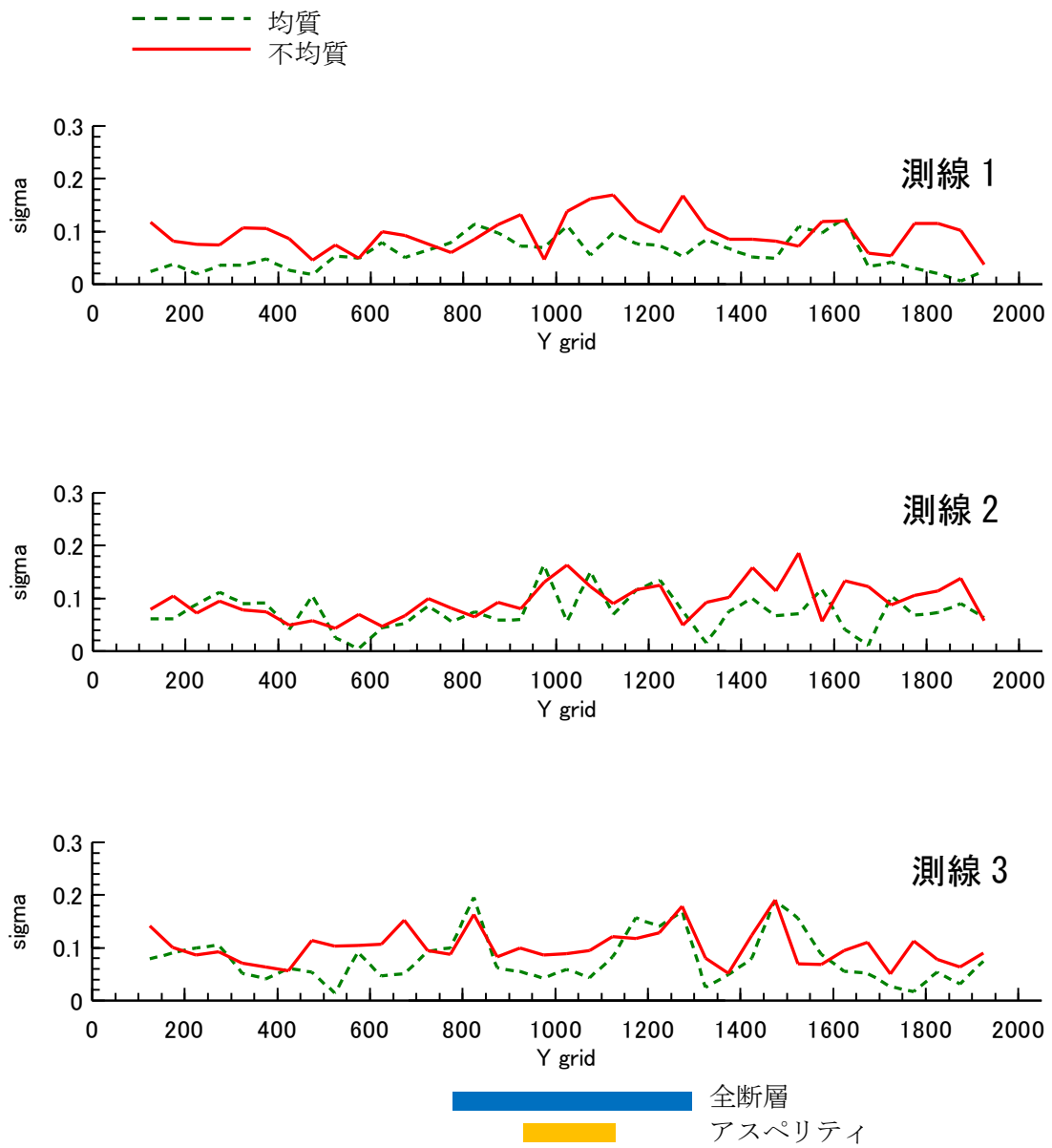


図 4.6-20(b) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(2Hz)の対数標準偏差の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

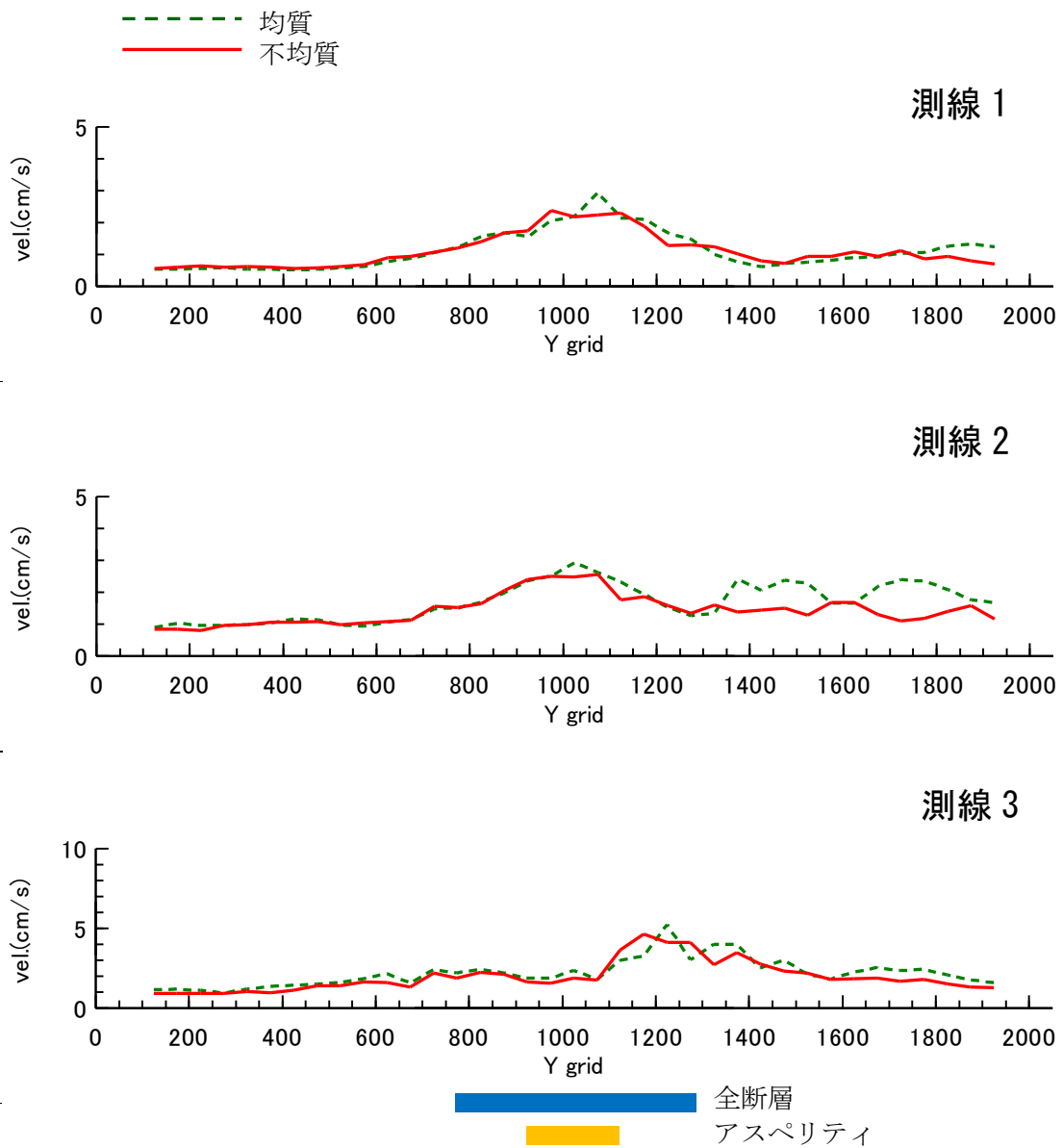


図 4.6-21(a) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(4Hz)の平均値の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

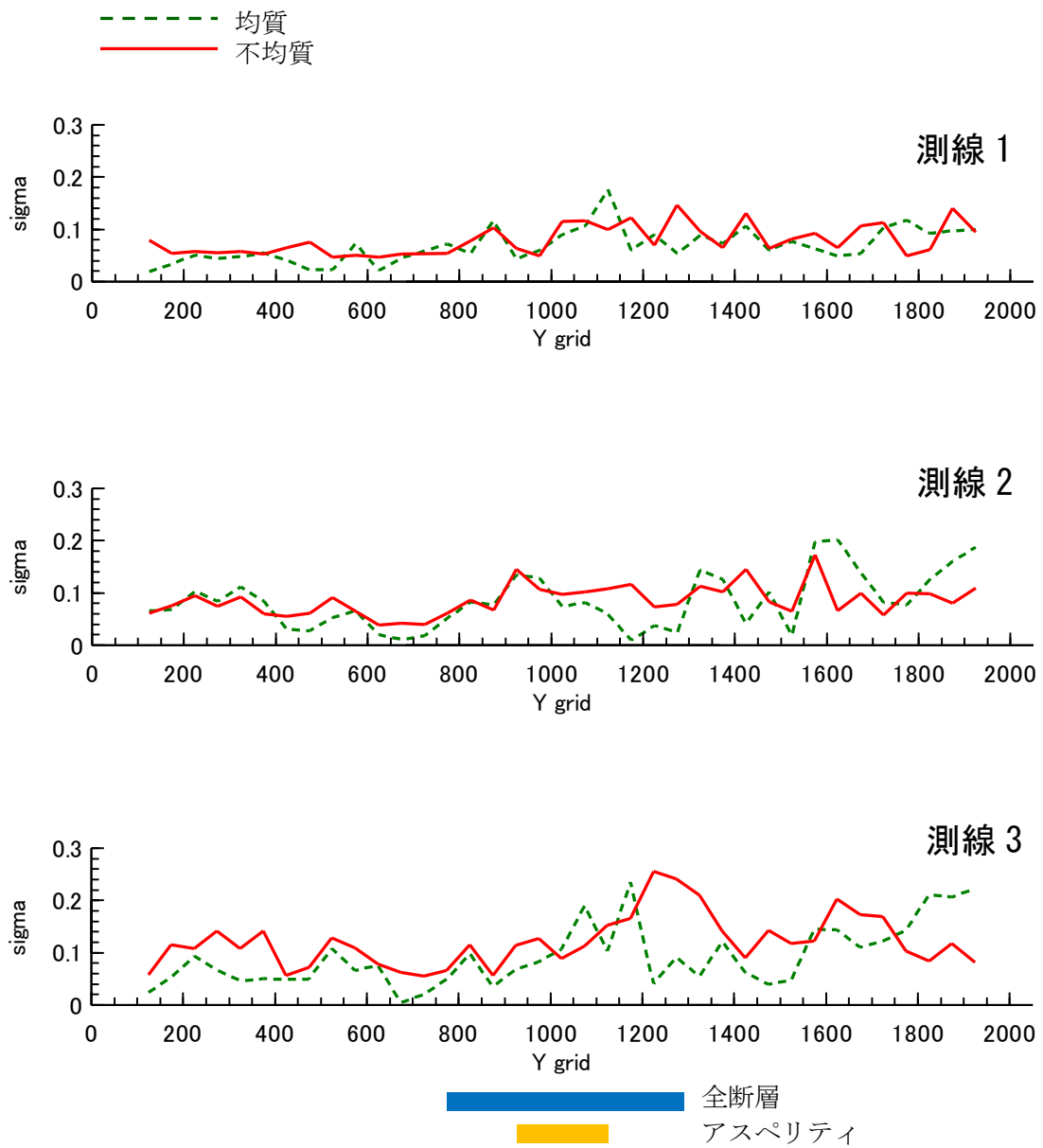


図 4.6-21(b) Y 軸に平行な測線上でのフーリエ振幅(4Hz)の対数標準偏差の分布
(緑破線：均質媒質、赤実線：不均質媒質)

4.7 まとめ

本章では3章で決定したパラメータ($a=4\text{km}$, $\varepsilon=0.05$)を用いて、2章に記した手法により点震源および面震源を仮定したシミュレーションを実施して、各検討項目に対して以下のような結果が得られた。

①点震源モデルによる振幅の距離減衰特性に対する影響

不均質媒体モデルでの振幅の平均値は幾何減衰を示す距離の -1 乗よりもやや大きく減衰し、 Q 値に換算すると 4Hz を中心周期とした速度波形に対して 195 と求まり、既往の結果と整合する。距離減衰式で用いられている粘性減衰係数(幾何減衰以外の減衰項)に換算すると、周期 $0.2\sim 1$ 秒で $-0.0045\sim -0.0005(\text{km})$ 程度に変化しており、既往の結果と整合する。したがって、今回検討対象とした震源距離 50km 程度までの距離範囲においては幾何減衰と不均質媒体による散乱で観測記録の距離減衰特性を説明できる。

②点震源モデルによる振幅のばらつきに対する影響

不均質媒体モデルでの振幅のばらつきは近距離からみられ、速度波形に対して対数標準偏差で 0.15 程度で、震源距離 $15\sim 50\text{km}$ の範囲ではほぼ一定である。各周期成分に対しては、方位の影響を取り除けば、周期 0.25 秒で 0.25 程度、周期 1 秒で 0.1 弱となる。距離減衰式にみられるバラツキは方位の影響も含まれているので、これを含めると、周期 0.25 秒で 0.3 程度、周期 1 秒で 0.2 強となる。既往の距離減衰式での地震内誤差は伝播特性と地盤特性のバラツキを表しており、これと比べると、周期 0.25 秒ではやや大きく、周期 1 秒でやや小さい。4.4節で述べる本研究による振幅の方位依存性が周期 0.25 秒(4Hz)においても平滑化があまり進まず、観測記録に基づく既往知見に比べると過大評価する傾向にあることを考慮すると、既往の距離減衰式での地震内誤差と不均質媒体での振幅のバラツキは同程度になる。以上から不均質媒体による散乱で既往の距離減衰式での地震内誤差をおおむね説明できるものと解釈できる。

③点震源による振幅の方位分布(震源放射特性)に対する影響

不均質媒体モデルでの振幅の方位依存性に均質媒質に対して変化が見られたが、等方化に至るような極端な変化は示さなかった。したがって短周期での方位依存性の等方化は不均質媒体による散乱効果では説明できず、他の要因、例えば、断層運動の複雑さなどを考える必要があるものと推測される。

④点震源による地震動の継続時間(包絡形)に対する影響

不均質媒体モデルでの振幅の継続時間は距離依存性を示し、観測記録に基づく既往の包絡形モデルの結果とおおむね一致し、継続時間の距離依存性が不均質媒体による散乱でお

おむね説明できることが確認された。本不均質媒体モデルは 2 章において、内陸地震の観測記録の包絡形を説明するように設定されたものであり、両者の対応は当然のこととも言えるが、本モデルによる結果で観測記録の継続時間の特性を不均質媒質による散乱効果により一般的に説明できることが再確認されたものと考えられる。

⑤面震源による地震動に対する影響

不均質媒体モデルでの面震源によるディレクティビティの効果を検討したところ、振幅の平均値については、均質媒体モデルとほぼ同様、破壊進行側の断層端では逆方向の断層端に比べて 2 倍程度大きく、周波数 (1Hz~4Hz) 周期 0.25~1 秒の範囲では周期による違いは小さいことを確認した。振幅のバラツキについては、均質媒体モデルに比べてやや大きくなるものの大きな違いはない。ここで用いた破壊伝播速度にバラツキに与えた一様な断層モデルに対して対数標準偏差で 0.1 程度と比較的小さく、4.3 で示した点震源での振幅のバラツキ 0.15 程度に比べて同程度ないしやや小さい。したがって、一様な断層モデルの場合には点震源の場合に比べてバラツキはあまり変化しないものと解釈できる。

第4章の参考文献

天池文男、植竹富一、八代和彦：内陸地殻内地震に対する伝播経路 Q_s 値特性、第12回日本地震工学シンポジウム論文集、pp.210-213、2006.

Boore, D.M. : Stochastic simulation of high-frequency ground motions based on seismological models of the radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, pp.1865-1894, 1983.

Boore, D.M. and Atkinson, G.M.: Ground-motion prediction equations for the average horizontal component of PGA, PGV, and 5%-damped PSA at spectral periods between 0.01 s and 10.0 s, *Earthquake Spectra*, 24, pp. 99-138, 2008.

Boore, D. M. and J. Boatwright : Average body-wave radiation coefficients, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74, pp.1615-1621, 1984.

Campbell, K.W., and Y. Bozorgnia : NGA ground motion model for the geometric mean horizontal component of PGA, PGV, PGD and 5% damped linear elastic response spectra for periods ranging from 0.01 to 10s, *Earthquake Spectra*, 24, pp.139-171, 2008.

Chiou, B.S.-J., Youngs R.R.: An NGA model for the average horizontal component of peak ground motion and response spectra, *Earthquake Spectra*, 24, pp.173-216, 2008.

Hoshiya, M. : Large fluctuation of wave amplitude produced by small fluctuation of velocity structure, *Phys. Earth and Planet. Interior*, 120, pp.201-217, 2000.

Imperator, W. and P.M. Mai : Broad-band near-field ground motion simulations in 3-dimensional scattering media, *Geophys. J. Int.*, 192, pp.725-744, 2013.

岩田知孝、入倉孝次郎：観測された地震波から震源特性・伝播経路特性及び観測点近傍の地盤特性を分離する試み、*地震* 2, 39, pp.579-593, 1986.

Jennings, P.C., Housner, W.G. and Tsai, N.C. : Simulated earthquake motions, *Earthq. Eng. Res. Lab., C.I.T.*, 1968.

地震調査研究推進本部 地震調査委員会：震源断層を特定した地震の強震動予測手法（「レシピ」）、2016年.

釜江克宏、入倉孝次郎、福知保長：地域的な震源スケーリング則を用いた大地震（M7級）のための設計用地震動予測、日本建築学会構造系論文集、416、pp.57-70、1990.

Kanno, T., Narita, A., Morikawa, N., Fujiwara, H. and Fukushima: A new attenuation relation for strong ground motion in Japan based on recorded data, Bull. Seism. Soc. Am., 96, pp. 879-897, 2006.

片岡正次郎、佐藤智美、松本俊輔、日下部毅明：短周期レベルをパラメータとした地震動強さの距離減衰式、土木学会論文集 A、62、pp.740-757、2006.

川瀬博、松尾秀典：日本地震工学会論文集、4、pp.33-52、2004.

瀬藤一起：カリフォルニアの被害地震と兵庫県南部地震、科学、Vol. 70(2), pp.93-97、1996.

小山順二：断層パッチのサイズ分布と不均質断層の震源スペクトル構造 -断層の不均質性と f_{max} -、地震 2、42、pp.475-484、1989.

Liu, H. L., and D. V. Helmberger: The 23:19 after-shock of the 15 October 1979 Imperial Valley earthquake : More evidence for an asperity, Bull. Seism. Soc. Am., 75, 689-708, 1985.

翠川三郎、大竹雄：地震動強さの距離減衰式にみられるバラツキに関する基礎的分析、日本地震工学会論文集、3、pp.59-70、2003.

村上洋介、野畑有秀、圓幸史朗：近畿地方の硬質地盤における中小地震の経時特性、日本建築学会大会学術講演梗概集B-2、構造 II、pp.113-114、2002.

中村洋光、宮武隆：断層近傍強震動シミュレーションのための滑り速度関数の近似式、地震 2、53、pp.1-9、2000.

日本建築学会：最新の地盤震動研究を活かした強震波形の作成法、4.1 幾何減衰、2009.

大堀道広、野畑有秀、村上洋介：高周波数帯域(1Hz 以上)での S 波放射特性の確認、日本建築学会学術講演梗概集. B-2、構造 II、pp.143-144、2002.

Satoh, T.: Empirical frequency-dependent radiation pattern of the 1998 Miyagiken-Nanbu Earthquake in Japan, Bull. Seism. Soc. Am. 92, pp.1032-1039, 2002.

佐藤智美、岡崎敦：2008 年岩手・宮城内陸地震震源域の中規模地震記録に基づく統計的グリーン関数法の経時特性モデル、日本建築学会構造系論文集、696、pp.247-256、2014.

佐藤智美、片岡正次郎：加速度応答スペクトルの放射特性補正係数の経験的モデルに関する研究、土木学会構造工学論文集、49A、pp.331-341、2003.

佐藤智美、巽誉樹：全国の強震記録に基づく内陸地震と海溝性地震の震源・伝播・サイト特性、日本建築学会構造系論文集、556、pp.15-24、2002.

Takemura, S., T. Furumura and T. Saito, Distortion of the apparent S-wave radiation pattern in the high-frequency wavefield: Tottori-ken Seibu, Japan, earthquake of 2000, Geophys. J. Int., 178, pp.950-961, 2009.

内山泰生、翠川三郎：震源深さの影響を考慮した工学的基盤における応答スペクトルの距離減衰式、日本建築学会構造系論文集、606、pp.81-88、2006.

5. 結論

本論文では、地震工学上重要である強震動が発生する震源から近距離の領域において、伝播経路における不均質媒体の散乱効果が地震動にどのような影響を及ぼしているかについて、数値シミュレーションに基づいた検討を行った。

まず、震源から観測点までの伝播経路に対してガウス型分布に従う不均質モデルを仮定し、差分法を用いた数値シミュレーションの試行を行い、不均質パラメータ(相関距離 a 、不均質強さ ε)の差異により計算波の振幅や包絡形に差異が生ずることを確認した。次に、地震観測記録に基づいて地殻等の伝播経路の不均質パラメータの推定を行い、本論文で対象としている近距離での観測記録の包絡形を説明できる不均質パラメータとして、 $a=4\text{km}$ 、 $\varepsilon=0.05$ が得られた。

上記の不均質モデルと不均質パラメータを用いて、点震源および面震源に対して地震動シミュレーション計算を行った。その結果、

- 1) 点震源による地震動の距離減衰特性については、計算された振幅の平均値は幾何減衰を示す距離の -1 乗よりもやや大きく減衰する。これを Q 値および距離減衰式の粘性減衰係数に換算すると、その絶対値や周波数依存性は既往の観測記録から推定されたものと整合する。したがって、今回検討した震源距離 50km 程度までの範囲における地震動の減衰は、幾何減衰および不均質媒体での散乱で観測記録にみられる距離減衰特性が説明可能と考えられる。
- 2) 点震源による地震動のばらつきについては、計算された振幅のばらつきは近距離から見られ、最大速度振幅に対して対数標準偏差で 0.15 程度で、震源距離 $15\sim 50\text{km}$ でほぼ一定である。各周期帯域では、方位のばらつきも含めると、周期 0.25 秒で 0.3 程度、周期 1 秒で 0.2 強である。これは、既往の距離減衰式での地震内誤差と同程度の値であることから、不均質媒体での散乱で距離減衰式での地震内誤差が説明可能と考えられる。
- 3) 点震源による地震動の継続時間については、計算された振幅の継続時間は距離とともに増加する。その値は近距離の観測記録に基づく既往の継続時間モデルとほぼ一致することから、不均質媒体での散乱で近距離の観測記録にみられる継続時間の距離依存性が説明可能と考えられる。
- 4) 点震源による地震動の方位分布については、均質媒質に対して変化が見られたが、既往研究で提案されている等方位化に至るような極端な変化は示さなかった。既往の研究では周期 0.5 秒程度以下の短周期では振幅の方位依存性がほとんどみられないことが指摘されており、このことを不均質媒体での散乱で説明することは困難で、他の要因、例えば、断層運動の複雑さなどを考える必要があるものと推察される。
- 5) 面震源による地震動については、計算された振幅に対するディレクティビティ効果を検討したところ、均質媒体でのものと大きな相違はみられず、震源近傍では不均質媒体にお

いてもディレクティビティ効果は強く現れることを確認した。

その結果、距離減衰式に見られる振幅の減衰特性およびばらつき、震源距離による継続時間の増加が伝播経路の不均質性で説明可能なことを指摘し、また、不均質媒体においても断層破壊伝播効果が強く現れることを確認し、従来検討されていなかった近距離の地震動に対する伝播経路の影響について、地震動評価の精緻化につながる新たな知見を得ることができた。

本論文においては、解析に要する時間が長いため、検討ケース数については必要最低限に近い数に留めて検討を行った。そのため計算波の分布形やランダム性については定量的な検定を行うことができなかった。今後、解析速度・効率の向上を図り、データ数の増大を図ることが望ましいと考えられる。また、本論文で用いた不均質媒質モデルや不均質パラメータは観測記録をおおむね説明できるものではあるが、今後、地震動のばらつきについてより定量的な検討を進めるためには、観測結果をさらに良く説明できるモデルやパラメータについての検討も必要であろう。

本論文に関連して発表した論文

<審査論文>

佐藤吉之、翠川三郎：地震動シミュレーションに対する3次元不均質媒質の影響に関する基礎的検討、日本地震工学会論文集、16、pp.27-39、2016.

佐藤吉之、翠川三郎：近距離の地震観測記録に見られる伝播経路の不均質の影響、日本地震工学会論文集、17、 pp. 1-15、 2017.

<国際会議.>

Sato, Y. and S. Midorikawa : A preliminary study on variability of Earthquake Ground Motions due to random inhomogeneity in propagation path, 8th International Conference on Urban Earthquake Engineering, Paper ID 01-100, 2011.

<シンポジウム>

佐藤吉之、翠川三郎：地震動ばらつき評価のための伝播経路の不均質パラメータの推定、第13回日本地震工学シンポジウム、pp.125-132、2010.

<口頭発表>

佐藤吉之、翠川三郎：伝播経路のランダム不均質による散乱減衰から求まる距離減衰係数に関する検討、日本建築学会大会学術講演梗概集B-2、構造Ⅱ、pp.181-182、2012.

佐藤吉之、翠川三郎：近距離の地震観測記録に適合する不均質パラメータに関する検討、日本建築学会大会学術講演梗概集B-2、構造Ⅱ、pp.1167-1168、2016.

謝辞

本論文をまとめるに当たり、東京工業大学の翠川三郎教授には終始変わらぬ丁寧なご指導をいただきました。自分自身での結果の解釈に自信が持てない場合には、解析の細部にまで目を配っていただき、考察・まとめについての確な方向に導いていただきました。また会社の業務のために研究が停滞しがちな状況であっても、打合せの場を設けていただき、少しずつでも前進させていただくとともに、叱咤激励のお言葉を掛けていただきました。このような親身なご指導のお蔭で本論文の完成に至ることができました。本当に感謝の念に堪えません。また論文の審査に当たって、東京工業大学の元結正次郎教授、山中浩明教授、盛川仁教授、松岡昌志准教授には、内容を丁寧に評価していただき、考察が不足している点などを的確にご指摘いただいたことを感謝いたします。また広島大学の三浦弘之准教授には東京工業大学に在職中、本研究の初期の段階での有益なご意見等をいただきました。大変ありがとうございました。また翠川研究室の神前芳美氏には事務連絡等でお世話になった他、研究室に伺った際には温かい言葉を掛けていただき、感謝いたします。

本論文は、著者が株式会社竹中工務店技術研究所での業務の傍ら、東京工業大学の社会人博士課程に入学して作成したものです。入学のきっかけを与えていただき、また日々励ましていただいた元上司の小林喜久二博士には深く感謝いたします。また業務を行いながら論文の作成を進めることは、会社内の多くの方にご迷惑をお掛けしたと存じます。そのような中、論文の完成まで辛抱強く見守っていただいた技術研究所長 東野雅彦博士および上司である地震工学部長 山本雅史博士には大変感謝いたします。また私がグループ長を務める地震動グループの天池文男博士、吉田治雄氏、久家英夫氏、井上修作博士、梅田尚子氏、寺島芳洋氏には、特に論文作成の最終段階において、余分に業務の負担を掛けてしまったことと思います。感謝するとともに、本論文の成果を活用して、今後、皆さんとともにグループの研究の質をより高めていかなければならないという気持ちを新たにいたしました。

本論文をまとめるに当たっては家族の支えも大きな力となりました。まず、長期間に亘り帰宅後や休日の作業にも黙って協力してくれた妻 英子と長男 峰輝、次男 峻登に感謝します。また多忙な折に手助けをしていただいた妻の母にも感謝します。最後に、本研究の基礎を成す修士課程までの教育を授けてくれた両親に感謝の意を表します。