

博 士 論 文

群発地震の継続時間特性と震源分布の時空間発展

(Characteristics in duration and hypocenter migration of earthquake swarms)

弘前大学大学院理工学研究科

安全システム工学専攻環境安全科学専攻分野

雨澤 勇太

2022 年

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員である前田拓人教授には非常に熱心なご指導、ご鞭撻を賜りました。心より感謝いたします。先生の厳しくも温かい叱咤激励なくして本論文を書き切ることとはできませんでした。先生はご自身の激務にも関わらず、いつも丁寧に議論や添削をして下さいました。また、数えきれないほど多くの知識や知恵を授けてくださったのみならず、研究者として生きていく上での心構えをお教え下さいました。先生にご教示いただいたことは、今後の私の研究人生の基盤となるものであると思います。本当にありがとうございました。

小菅正裕弘前大学名誉教授には、学部時代から博士課程にかけて、ひとかたならぬご指導、ご鞭撻を賜りました。また、先生には国内外の学会や観測点保守など様々な場所に赴く機会を与えていただきました。このような場での経験が、私を大きく成長させてくれました。いつも興味深い話題で溢れていた先生の講義や日々の研究でご教示いただいたことは、自身の研究の位置づけや新たな問題を考えるにあたり、幾度も道筋を示して下さいました。心より感謝いたします。

弘前大学理工学研究科の片岡俊一教授、梅田浩司教授、上原子晶久准教授、堀内一穂助教には、大変お忙しい中、本論文を審査していただきました。また、本論文をまとめるにあたっての貴重なご意見、ご指導を賜りました。厚く御礼申し上げます。

弘前大学理工学研究科の高野智也助教には、着任早々でお忙しい中、本研究に関する議論やご意見を賜ったのみならず、キャリアパス相談など、様々な面でご助言いただきました。また、先生とのコーヒープレイクは心に潤いを与えて下さいました。心より感謝いたします。

弘前大学理工学研究科の教員・職員の皆様には、講義や実習を通して地球科学をはじめとする様々な分野の知見を幅広くご教授いただきました。厚く御礼申し上げます。この経験が、自身の学際的な研究姿勢に大きな影響を与えていると感じます。

弘前大学地震学研究グループの皆様には、年齢差を気にせず自由闊達に議論していただけたとともに、幅広い研究テーマについて学ぶ機会を与えていただきました。皆様のおかげで充実した学生生活を送ることができました。心より感謝いたします。

本論文の図の作成には、GMT6 (Wessel et al., 2019) を使用しました。震源再決定には HypoDD (Waldhauser & Ellsworth, 2000) を使用しました。第3章の相互相関関数の計算には GISMO (Thompson & Reyes, 2017) を使用しました。地震波形データの処理には The Seismic Analysis Code (SAC; Goldstein & Snoke, 2005) を使用しました。震源データには気象庁一元化震源カタログ並びに JUICE (Yano et al., 2017) を使用しました。地震波形データは気象庁、防災科学技術研究所 Hi-net、弘前大学および、東北大学の観測点において観測されたものを使用しました。検測値には、気象庁および弘前大学の手動検測値を使用しました。標高データには、SRTM15+V2.1 (Tozer et al., 2019) を使用しました。記して感謝いたします。

最後に、これまで遠方での長きにわたる学生生活を支えてくれた家族に、心より御礼申しあげます。本当にありがとうございました。

概要

群発地震は、地震数が時間とともに冪関数的に減衰する通常の本震－余震型の地震系列とはその継続時間特性が大きく異なる。群発地震の地震活動を表す時系列は時間的に不規則な消長を呈し、継続時間は数時間から数年と多様である。しかし、そのような活動の時間的特徴が何によって規定されているのかは、いまだ明らかにされていない。群発地震の時空間的振る舞いについて理解を深めることは、群発地震という現象の理解を進展させるために重要である。また、このことは群発地震の継続時間を予測するということにつながり、社会的にも重要な課題である。そこで本研究では、拡散的な震源マイグレーション（地震活動域の時空間変化；以下、震源マイグレーションと表記する）を伴う群発地震（以下、群発地震と略記）の継続時間を規定する要因の解明を目的として、(1) 複数の群発地震の比較、(2) 特に長期継続しているものの詳細な解析という二つのアプローチで研究を行った。

まず、東北日本内陸における複数の群発地震について検討を行った。これまでの研究で、人工注水の坑井周辺や火山地熱地域における群発地震について拡散的な震源マイグレーションが観測され、これは流体の移動による間隙流体圧の時空間変化に対応すると考えられてきた。断層における間隙流体圧の上昇は、有効法線応力を低下させるため地震が誘発される。そこで、本研究では解析対象の群発地震について観測された震源マイグレーションに対し、統一的な基準を設けて間隙流体圧が時空間的に等方拡散するようなモデルを当てはめ、その拡散係数を推定した。群発地震の積算地震数の増加が時間とともに減衰することに着目し、解析対象期間内の総地震数の 90%に達した時点までを継続時間と定義し、定量化した。これらを比較した結果、両者の間に強い負の相関関係があることが判明した。この相関関係は -0.5 から -1.0 の冪指数を持つ冪乗則に従う。このことから、拡散係数が大きく、時空間的な発展が速い群発地震の継続時間は短期的である（逆もまた同じ）ということが初めて明らかになった。

次に、東北日本で発生している群発地震の中でも 10 年以上の長期に渡り継続しているものの一つである秋田県森吉山地域の群発地震に着目し、その発生・駆動メカニズムを詳細に検討した。森吉山地域の群発地震について観測される地震波形記録の S 波の後には特徴的な S-S 散乱波群（DSW: Distinct Scattered Wave-packet）が報告されている。本研究では DSW の波形形状の時間変化を系統的に調査し、DSW の発生源位置を地震計アレイ解析に基づき推定した。その結果、DSW 形状は数時間から数日という短期間で変化することを検出した。また、DSW 発生源位置は群発地震域深部の深さ 13 km 付近に推定され、これは先行研究で推定された地震波速度構造の低速度・低 V_p/V_s 比の領域上端に相当することが明らかになった。このような速度構造の領域には水やガスを主とする流体が存在することが先行研究で指摘されている。このことと、DSW の短期間内変化を考慮すると、DSW 発生源には水やガスを主とする流体が存在しており、その時空間変化が DSW 形状の時間変化に現れていると考えられる。さらに、DSW 発生源から供給された流体がその直上の領域において間隙流

体圧を上昇させ、群発地震を発生させたと考えられる。

続いて、森吉山地域の群発地震について高精度に震源位置を再決定し、長期的な群発地震の震源分布の時空間発展を高空間分解能で調査した。その結果、群発地震の震源は複数のクラスターに分かれて分布しており、初期の活動は空間サイズが1 km 程の狭い領域に限られるが、その後、群発地震域は約4年かけて拡散的に成長していったことや、その内部では複数の指向的な震源マイグレーションが発生していたことが明らかになった。さらに、震源が時空間的に近接する地震グループに対して、波形形状と震源メカニズム解の類似性を調べた。その結果、群発地震初期では類似性が高いグループが集中し、その後の活動では少数であることが判明した。以上から、活動初期の領域には走向・傾斜が同様な断層が多数存在していたことと、その後の活動では、断層運動が異なるか震源付近に強い不均質が存在するために、震源が近接するが波形形状が異なることが示唆される。

最後に、以上の結果に対し総括的な議論を行った。本研究で見出された群発地震の継続時間と拡散係数の逆相関関係が、他地域の群発地震についても同様に成立しているかを先行研究で独立に推定された値を用いて検討した。その結果、この逆相関関係は群発地震の発生環境によらず、世界各地で発生する群発地震一般に成立することが判明した。また、先行研究で拡散係数は媒質の浸透率に比例し、流体の粘性率に反比例することが理論的に示されている。流体の粘性率は温度に関係するが、本研究で解析した群発地震域周辺の地温勾配は地域間で大きく異ならず、森吉山地域と同様な地震波速度構造の特徴が複数地域で見られたことから、流体の粘性率は地域間で大きく異ならず、継続時間の多様性への寄与は小さいと考えられる。したがって、群発地震域における浸透率の違いが群発地震の継続時間の多様性に大きな影響を与えていると考えられる。また、森吉山地域の群発地震にみられた地震活動のゆっくりかつ複雑な時空間発展は、群発地震域における浸透率の空間的不均質性が強いことを示唆する。このため、群発地震域全体の平均的な浸透率が低く、群発地震を長期継続させていると考えられる。

群発地震の継続期間が何によって規定されているのかはこれまで全く不明であったが、本研究により、それが震源マイグレーションの拡散係数に逆相関していることが明らかになった。また、浸透率の空間不均質性が群発地震の継続時間に大きな影響を与えている可能性が判明した。本研究で得られた結果は、群発地震が流体によってどのように駆動されているのかを理解するために重要なものであるとともに、震源マイグレーションの拡散係数から群発地震の継続時間を予測するという点で重要な役割を果たすと考えられる。

目次

| | |
|--|----|
| 謝辞..... | i |
| 概要..... | ii |
| 第1章 序論..... | 1 |
| 1.1 群発地震に関する従来の研究..... | 1 |
| 1.1.1 地震活動の分類と群発地震..... | 1 |
| 1.1.2 群発地震の発生環境と発生要因..... | 2 |
| 1.1.3 群発地震の時系列と継続時間..... | 5 |
| 1.2 本研究の目的と本論文の構成..... | 6 |
| 第2章 群発地震の継続時間と震源マイグレーションの拡散係数..... | 11 |
| 2.1 はじめに..... | 11 |
| 2.2 使用データと手法..... | 12 |
| 2.2.1 東北日本内陸における群発地震活動..... | 12 |
| 2.2.2 群発地震の継続時間の定量化..... | 12 |
| 2.2.3 震源マイグレーションの拡散係数の推定..... | 13 |
| 2.3 結果..... | 14 |
| 2.3.1 震源マイグレーションの拡散係数の推定結果..... | 14 |
| 2.3.2 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係..... | 14 |
| 2.4 議論..... | 15 |
| 2.4.1 震源決定精度の推定結果への影響の検討..... | 15 |
| 2.4.2 下限マグニチュードの推定結果への影響の検討..... | 16 |
| 2.4.3 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係の解釈..... | 16 |
| 2.5 まとめ..... | 19 |
| 第3章 森吉山地域の群発地震における Distinct Scattered Wave-packet (DSW) の時間変化..... | 53 |
| 3.1 はじめに..... | 53 |
| 3.2 DSW 形状の時間変化..... | 53 |
| 3.3 DSW の発生源..... | 55 |
| 3.3.1 アレイ観測・使用データ..... | 55 |
| 3.3.2 センブランス解析..... | 55 |
| 3.3.3 DSW 発生源位置の推定..... | 56 |
| 3.4 議論..... | 57 |

| | | |
|------------|--|-----|
| 3.4.1 | DSW 発生源位置 | 57 |
| 3.4.2 | DSW 形状の時間変化の要因 | 58 |
| 3.5 | まとめ | 59 |
| 第4章 | 森吉山地域における群発地震の震源分布の時空間発展 | 95 |
| 4.1 | はじめに | 95 |
| 4.2 | 高精度相対震源再決定 | 95 |
| 4.3 | 群発地震の震源分布の時空間発展 | 97 |
| 4.4 | 震源が近接する地震波形の類似性と群発地震活動の推移の対応 | 99 |
| 4.4.1 | 震源が近接する地震の地震波形形状の類似性 | 99 |
| 4.4.2 | 震源が近接する地震の震源メカニズム解の類似性 | 101 |
| 4.5 | 議論 | 102 |
| 4.5.1 | 群発地震活動が長期継続する要因 | 102 |
| 4.5.2 | 震源が近接する地震波形形状・震源メカニズム解の類似性の時空間変化 | 104 |
| 4.6 | まとめ | 106 |
| 第5章 | 議論 | 129 |
| 5.1 | 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の負の相関関係 | 129 |
| 5.2 | 群発地震の震源分布の時空間発展・継続時間と浸透率の空間不均質性 | 130 |
| 5.3 | 今後の展望 | 132 |
| 第6章 | 結論 | 142 |
| Appendix A | Double Difference 法 | 144 |
| 参考文献 | | 149 |

第1章

序論

地震数が時間とともに規則的に減少する本震－余震型の地震活動に対して、群発地震は地震数が不規則に時間変化するような地震活動である (e.g., Mogi, 1963). 群発地震の多くは微小地震や極微小地震 (宇津, 2001) から構成される. 群発地震は地震活動が不規則に時間変化するという点で、特に異質な地震活動であり、その継続時間は数日から数年と極めて多様である. しかし、群発地震の継続時間の多様性が何によってもたらされているのかは未だ明らかにされていない. この問題の解明は、群発地震の発生のメカニズムを理解する上で不可欠である. また、群発地震は同様な規模の地震が特定地域で発生し続けるという現象である. よって、その継続時間の規定要因を解明することは、地震一般の発生メカニズムの理解を深めるためにも重要である. さらに、有感地震を伴うような群発地震が人間居住地の近傍で発生した場合、昼夜を問わず発生し続ける地震は、現地住民に対し精神的不安や地震酔いなどの身体的不調をもたらす (例えば、1965年 松代群発地震). また、群発地震のなかには、マグニチュード6を超えるような地震が連続するものもある (例えば、2000年 新島－神津島群発地震). このような群発地震が人間居住地の近傍で発生した場合、それは災害の誘因となる. この場合、群発地震の継続時間の不透明さは復旧・避難計画の策定に対しての大きな障害となる. したがって、群発地震の継続期間が何によって規定されているのかを解明することは、学術的意義のみならず防災と減災の観点からの社会的意義も大きいと言える. 以下では、これまでの群発地震に関する研究を概観し、本研究の目的と構成を述べる.

1.1 群発地震に関する従来の研究

1.1.1 地震活動の分類と群発地震

地震活動の時系列は、本震－余震型、前震－本震－余震型、群発地震型の3パターンに大別される (e.g., Mogi, 1963; 宇津, 1970) (図 1.1). 本震－余震型では、時系列内で最大マグニチュードの地震である本震が発生した後に、それよりもマグニチュードの小さい余震が発生する. 前震－本震－余震型では、本震の前に本震よりもマグニチュードの小さい前震が発生し、本震が発生した後は余震が発生する. 余震の発生数は、本震発生からの経過時間とともに時間の冪関数で減少することが経験的に知られており、これは改良大森公式と呼ばれる (宇津, 1957). 一方、群発地震の地震活動時系列は改良大森公式には従わない. 群発地震の地震数は時間的に不規則に消長し、本震－余震型の地震活動と明瞭に区別される.

群発地震は、時系列内の地震の最大マグニチュードとその次に大きなマグニチュードの差 (マグニチュードギャップ) の違いによっても、本震－余震型、前震－本震－余震型と区

別される。マグニチュードギャップは、一般的に本震－余震型の時系列では 1.0 以上となることが経験的に知られている (Båth 則; Båth, 1965)。一方、群発地震の場合はマグニチュードギャップが 1.0 より小さく、群を抜いてマグニチュードが大きな地震 (本震) を欠き、同規模の地震が多数発生するような地震活動であると言える。

群発地震は時系列内の地震のマグニチュードにより、さらに第一種群発地震と第二種群発地震に分類される (宇津, 1970) (図 1.2)。第一種群発地震は、マグニチュードが比較的小さいような地震活動が時間的に不規則に消長するようなタイプの群発地震である。第二種群発地震は、複数の本震－余震型が続発するような群発地震で、それぞれの本震のマグニチュードは同等である。第二種群発地震に相当する群発地震の例として、1980 年 Vanuatu 群発地震 (Holtkamp & Brudzinski, 2011) や 2000 年伊豆諸島群発地震 (e.g., 宇津, 1999) が挙げられる。宇津 (1999) は、これら二つのタイプの群発地震について、それぞれの特徴を次のようにまとめている。第一種群発地震は、火山・地熱地帯で多く、火山活動に関連するものもあり、地下の流体の圧力増加・移動に伴う応力変化によって発生する群発地震はこのタイプになる。このタイプの場合、マグニチュード 7.0 を超える地震を伴うものは稀である。第二種群発地震は、火山とは無関係の場合が多く、プレート間地震として発生するものもある。一つの本震による応力変化によって隣接地域に別の本震が誘発され、本震－余震型の系列が続発する場合が多い。このタイプの場合、マグニチュード 8.0 に近い大地震の群発もある。

本論文で扱う群発地震のほとんどが第一種群発地震に相当すると考えられるが、第一種と第二種を分ける客観的な基準はない。そこで本研究では、特にこれらを分けて扱わず、地震活動の時系列が改良大森公式に従わないようなものを群発地震と定義する。

1.1.2 群発地震の発生環境と発生要因

群発地震の主要な発生環境として、火山地域 (e.g., Yukutake et al., 2011; Shelly et al., 2016)、地熱地域 (e.g., Chen & Shearer, 2011; Chen et al., 2012)、人工注水の坑井周辺 (e.g., Horton, 2012; Keranen et al., 2014) が挙げられるが、上記のいずれのカテゴリーにも属さない地域においても観測されている (e.g., Jenatton et al., 2007; Fischer et al., 2014; Kapetanidis et al., 2015; Ruhl et al., 2016; Hauksson et al., 2019)。また、近年の海域における観測の充実に伴い、海域のプレート境界においても群発地震が多数検出され、それらと、プレート境界型地震やスロー地震との関連性が議論されている (e.g., Nishikawa & Ide, 2017, 2018; Hoskins et al., 2021; Nishikawa et al., 2021)。

近年における地震観測技術の高度化・高感度地震観測点の稠密化により、微小地震・極微小地震 (宇津, 2001) の検知能力が向上した (上野・他, 2002; Okada et al., 2005)。また、高精度震源再決定法 (e.g., Waldhauser & Ellsworth, 2000) の開発により高精度な震源分布が得られるようになった。これらの研究および技術の発展により、解析の時空間的な分解能が飛躍的に向上し、群発地震の発生と駆動のメカニズムや群発地震域における複数の小断

層の分布形態についての議論が進展してきた (e.g., Prejean et al., 2010; Yukutake et al., 2011; Vavryčuk et al., 2013; Yoshida & Hasegawa, 2018a, b; Yoshida et al., 2017, 2019). さらに、検出済みの地震波形をテンプレートとして、これとの地震波形の相互相関に基づき未検出の地震を網羅的に検出するテンプレートマッチング法 (e.g., Shelly et al., 2007; Peng & Zhao, 2009) が群発地震に適用されるようになった。この手法により、これまで人的に検知されていた地震数を大きく上回る数の微小地震が検知され、群発地震の地震活動の時空間発展が非常に高い時空間分解能で明らかにされてきた (e.g., Shelly & Hill, 2011; Shelly et al., 2013a, 2013b, 2015, 2016; Ross et al., 2020). また、近年急速に開発が進められている地熱発電やシェールガス掘削に伴う地下への人工的な注水によって群発地震が誘発されており、その解析を通して、群発地震と高圧流体の関係性が明らかにされてきた (e.g., Horton, 2012; Goebel et al., 2016; Wang et al., 2017).

これまでの研究で考えられてきた群発地震の発生要因は、(1) 弱面への流体の浸入による間隙流体圧の上昇、(2) 非地震性プロセスによる応力擾乱に大別される。(1) の場合、火山周辺や地熱地域、人工注水の坑井周辺など地下に流体が豊富に存在するような場所で群発地震が観測されることがその根拠とされる。一般に、断層における間隙流体圧が上昇すると、地震が発生しやすくなる状態になる。これは次のように説明される。地震は断層面に沿った急激な滑り破壊であり、これは断層面における剪断応力が断層面の摩擦強度に達して発生すると考えられている。岩石中における剪断破壊の発生条件は次式の Coulomb の破壊基準によって記述される (e.g., Shearer, 2019).

$$\tau_{\theta} = \tau_0 + \mu \sigma'_{\theta} = \tau_0 + \mu (\sigma_{\theta} - P) \quad (1.1)$$

ここで、 τ_{θ} [Pa] は角度 θ [°] の断層面における剪断応力、 τ_0 [Pa] は断層面における固着力、 σ'_{θ} [Pa] は断層面における有効法線応力、 σ_{θ} [Pa] は断層面における法線応力、 P [Pa] は間隙流体圧、 μ は摩擦係数である。(1.1) 式は、断層面における剪断応力が、そこでの固着力と摩擦力の和に達したときに剪断破壊が起きると解釈される。断層面へ流体が浸入すると、断層面の間隙流体圧が上昇して有効法線応力が低下するため、流体が存在しない場合には地震が発生しにくいような向きの断層面であっても地震が発生し得る状態になる。

間隙流体圧の時空間変化によって群発地震が駆動されるメカニズムは、人工注水に伴う群発地震の解析 (e.g., Terakawa et al., 2012) や地震活動の計算機シミュレーションにより明らかにされてきた (e.g., Yamashita, 1999; Hainzl, 2004; Jansen et al., 2019). Terakawa et al. (2012) は、Basel (Switzerland) で行われた地熱貯留層への涵養注水に伴う微小地震群について、それらの震源メカニズム解を用いて地震発生域における間隙流体圧の大きさを推定した。この方法は Focal Mechanism Tomography (Terakawa et al., 2010) と呼ばれ、広域応力場から期待される断層面の向きと推定された断層面の向きの相違をもとに、式 (1.1) に基づき断層面における間隙流体圧の大きさの空間分布を推定することができる。解析の

結果、注水点周辺の約 500 m 内の領域で 10 MPa を超える高間隙流体圧が推定され（最大 17 MPa）地震活動の時空間変化は、高間隙流体圧領域の時空間変化と調和的であることが明らかになった。Yamashita (1999) は、半無限一様均質弾性体中に垂直かつ矩形の断層を仮定し、断層下部の高流体圧領域から流体が断層内を拡散しつつ、断層面内の各要素が式 (1.1) にしたがって剪断破壊するようなモデルで地震活動をシミュレートした。この際、間隙率を断層の滑りとともに増大させている。シミュレーションの結果、次のようなことが明らかにされた。まず、新たな間隙の生成に必要な臨界滑り量が十分に小さい場合、地震発生により新たに破壊した領域内で間隙が生成され、そこへ周囲から流体が流入する。これにより、破壊域の先端では強度が一時的に高まり、結果として大きな滑りに発展するのを阻害する効果をもたらす。ゆえに、本震のように規模が群を抜いて大きな地震が起こらず、地震活動は群発地震的になる（図 1.3）。このことは、空隙生成に必要な臨界滑り量が小さく、流体に富んでいるような環境では、群発地震的な地震活動になりやすいことを示している。このことについて、Yamashita (1999) は群発地震が火山地域や中央海嶺付近など破碎度が高い地域で起こりやすい傾向がある (Mogi et al., 1963) ことと整合的であると指摘している。

(1) の断層面への流体の浸入による間隙流体圧の上昇が主要因であると考えられるような群発地震では、群発地震活動に伴って拡散的な震源マイグレーション（地震活動域が時空間的に移動する現象）がしばしば観測される。Shapiro et al. (1997) は、一様均質媒質中の単一圧力点での矩形関数的な間隙流体圧の上昇を仮定すると、間隙流体圧が時空間的に等方拡散し、その圧力点から前線面までの距離が時間の 0.5 乗に比例して発展するようなモデル（以下、Shapiro モデルと表記する。）を提案した。さらに、このモデルをドイツ大陸深部掘削計画 KTB (Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland) における立坑の深度 9,030–9,100 m で行われた人工注水に伴い発生した群発的な地震活動に適用した。その結果、注水点から地震活動域の最外縁部までの距離の時空間発展（震源マイグレーションの前線部）とモデルから期待される間隙流体圧の時空間発展が調和的であることを見出した（図 1.4 (a)）。さらに、Shapiro et al. (2002) は、上記と同様の解析を Fenton Hill (New Mexico, USA) と、Soultz-sous-Forêts (Alsace, France) での人工注水に伴って発生した群発的な地震活動に適用し、いずれについても震源マイグレーションの前線部が Shapiro モデルでよく説明されることを示した（図 1.4 (b), (c)）。その後、震源マイグレーションを伴う自然群発地震についても Shapiro モデルの適用が試みられた。Ventura & Vilaro (2000) および Saccorotti et al. (2002) は、Vesuvius 火山 (Campania, Italy) で、Parotidis et al. (2003) および Hainzl (2004) は West Bohemia-Bogtland (Nový Kostel, Czech) で、Hill & Prejean (2005) は Mammoth 火山 (California, USA) でそれぞれ観測された地震活動の震源マイグレーションの前線部が Shapiro モデルでよく近似されることを示した。同様の解析が世界各地の自然群発地震と人工注水に伴う群発地震について行われ、震源マイグレーションを伴う群発地震の震源分布の時空間発展が概ねこのモデルで説明されることが明らかにされた。

(2) の非地震性プロセスによる応力擾乱が駆動メカニズムとして考えられる様な群発地震は、ダイクの貫入 (e.g., Okada & Yamamoto, 1991; Toda et al., 2002; Sigmundsson et al., 2015) や非地震性すべり (e.g., Lohman & McGuire, 2007; Wicks et al., 2011; Himematsu & Furuya, 2015) による応力場の変化に伴って発生すると考えられている。Toda et al. (2002) は、2000 年伊豆諸島群発地震の発生メカニズムとして、測地学的データをもとにダイク貫入による応力速度の継続的な上昇を提案し、地震活動時系列のタイプは、応力増加が急激である場合は本震-余震型になり、それが継続である場合は群発地震型になるという議論を展開した。Lohman & McGuire (2007) は、Salton trough (California, USA) で観測された群発地震について、群発地震のみから計算される地殻変動量だけでは、観測された地殻変動を説明できないことから、非地震性すべりによって群発地震がトリガーされた可能性を指摘した。また、これらの群発地震では、震源分布の時空間発展が経過時間の 1 乗に比例する震源マイグレーションが観測され、これは非地震すべりの速さと同様な特徴であることが指摘されている (e.g., Hayashi & Morita, 2003; Lohman & McGuire, 2007; Roland & McGuire, 2009; Wicks et al., 2011)。

1.1.3 群発地震の時系列と継続時間

本震の大きさで決まる本震-余震型の地震活動の時系列とは異なり、群発地震の継続時間は極めて多様であり、数日程度で終息するものから数年以上継続するものもある。これまでも、群発地震の継続時間特性に着目した研究が行われてきたが (e.g., Benoit & McNutt, 1996; Vidale & Shearer, 2006; Vidale et al., 2006; Llenos et al., 2009; Llenos & Michael, 2019; Llenos & van der Elst, 2019; Hauksson et al., 2019), 何が群発地震の継続時間を規定しているのかといった議論が不足している。そのため、群発地震の継続時間の多様性が何によってもたらされているのかは未だ明らかにされていない。

先述の通り、本震-余震型の地震活動では、最大地震である本震が発生した後に、それよりも規模の小さい余震が発生し、その数は時間とともに冪関数的に減少することが経験的に知られている (改良大森公式)。一方、群発地震の時系列は改良大森公式に従わず、時間的に不規則に消長する (e.g., Hainzl & Ogata, 2005; Llenos et al., 2009; Okutani & Ide, 2011)。ゆえに、改良大森公式に礎をおく統計数理的モデル (例えば、ETAS モデル (Ogata, 1988)) のみで、群発地震の時系列を説明・予測することは困難である。一方で、ETAS モデルを改良して群発地震的な地震活動も説明可能にした統計数理的なモデルが提案されている (e.g., Kumazawa & Ogata, 2014; Llenos & Michael, 2019)。しかし、これらは地震活動の時系列をよく説明するものの、点過程としての地震活動から経験的に導かれたモデルであるため、モデルパラメータがどのような物理的情報を反映しているのかを知ることが難しい。そのため、統計数理的アプローチのみで群発地震の継続時間を規定する要因を探るのは現段階では困難であると言える。

1.2 本研究の目的と本論文の構成

以上で概観したように、震源マイグレーション・非地震性すべりといった群発地震に付随する現象の解析を通して、ある地域で発生した群発地震の震源分布がどのように時空間発展し、どのようなメカニズムで駆動されているかが明らかにされてきた。複数の群発地震を比較し、共通項や差異を議論した例もある (e.g., Benoit & McNutt, 1996; Vidale & Shearer, 2006; ; Vidale et al., 2006; Passarelli et al., 2018) ものの、研究例がまだ少なく、十分に議論されていない。特に、群発地震の継続時間が何によって規定されているのかという問題は未解決のままであった。高品質な観測波形記録と震源カタログが蓄積され、地震活動を時空間的に高分解能で解析することが可能になったいま、これまで解明されてこなかった群発地震の継続時間を規定する要因を研究することは、群発地震という現象の理解を進展させるために重要である。また、このことは群発地震の継続時間を予測するということにつながり、社会的にも重要な課題である。

そこで、本研究では拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震（以下では、群発地震と略記する。）の継続時間の多様性に着目し、それを規定する要因の解明を目的として、次の二つのアプローチをとる。

- (1) 継続時間が様々な複数の群発地震について、時空間発展の特徴量の一つである震源マイグレーションの拡散係数を推定し、群発地震の継続時間との関係を調べる。
- (2) その中で特に長期継続しているものに注目し、地震活動の時空間発展や発生・駆動メカニズムについての詳細な検討を行う。

本論文の構成は、以下の通りである。第1章では、群発地震についての過去の研究を概観した上で、問題点および本研究の目的とアプローチを明らかにした。第2章では、東北日本内陸における複数の群発地震を対象に、震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係を調べる。第3章と第4章では、第2章で扱った群発地震のうち、活動が長期継続している森吉山地域における群発地震に着目し、その発生と継続の物理的メカニズムについて検討を行う。このうち第3章では、観測波形記録のSコード波部分に現れる特徴的な波群の時間変化と発生源の位置を推定し、それらとこの地域における群発地震の関係を議論する。続く第4章では、震源位置を高精度に再決定し、森吉山地域における群発地震の震源分布の時空間発展を高分解能で明らかにするとともに、波形相関にもとづき波形形状が群発地震活動の推移とともにどのように変化するかを検討することで、本地域における群発地震の長期継続の要因を議論する。以上を踏まえ、第5章では総括的な議論を行うとともに、今後期待される研究について言及し、第6章では本論文の結論を述べる。

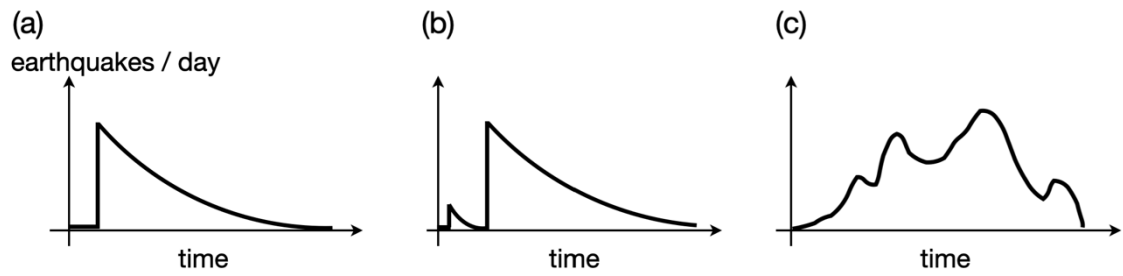


図 1.1 地震活動の時系列のパターン (a) 本震-余震型, (b) 前震-本震-余震型, (c) 群発地震型

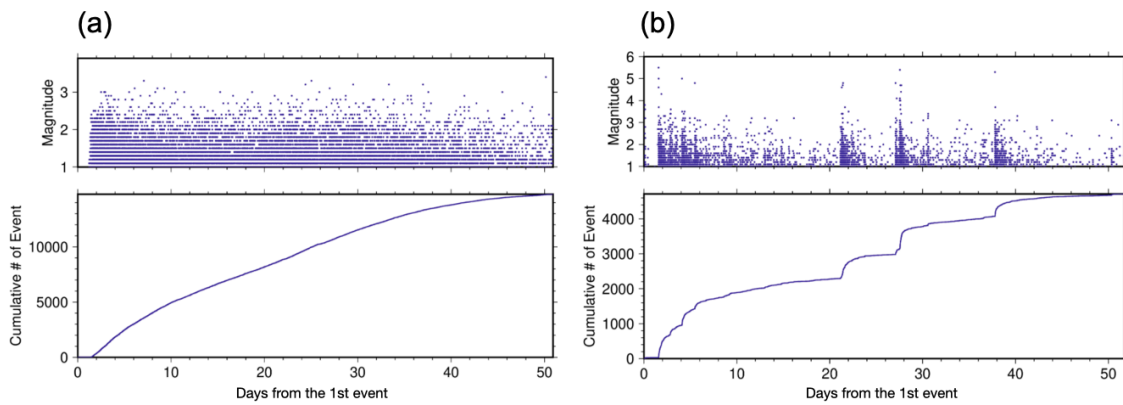


図 1.2 第一種群発地震と第二種群発地震の地震活動時系列の例. (a) 第一種群発地震のマグニチュードの時系列 (上段) および積算地震数の時系列 (下段). (b) 第二種群発地震のマグニチュードの時系列 (上段) および積算地震数の時系列 (下段).

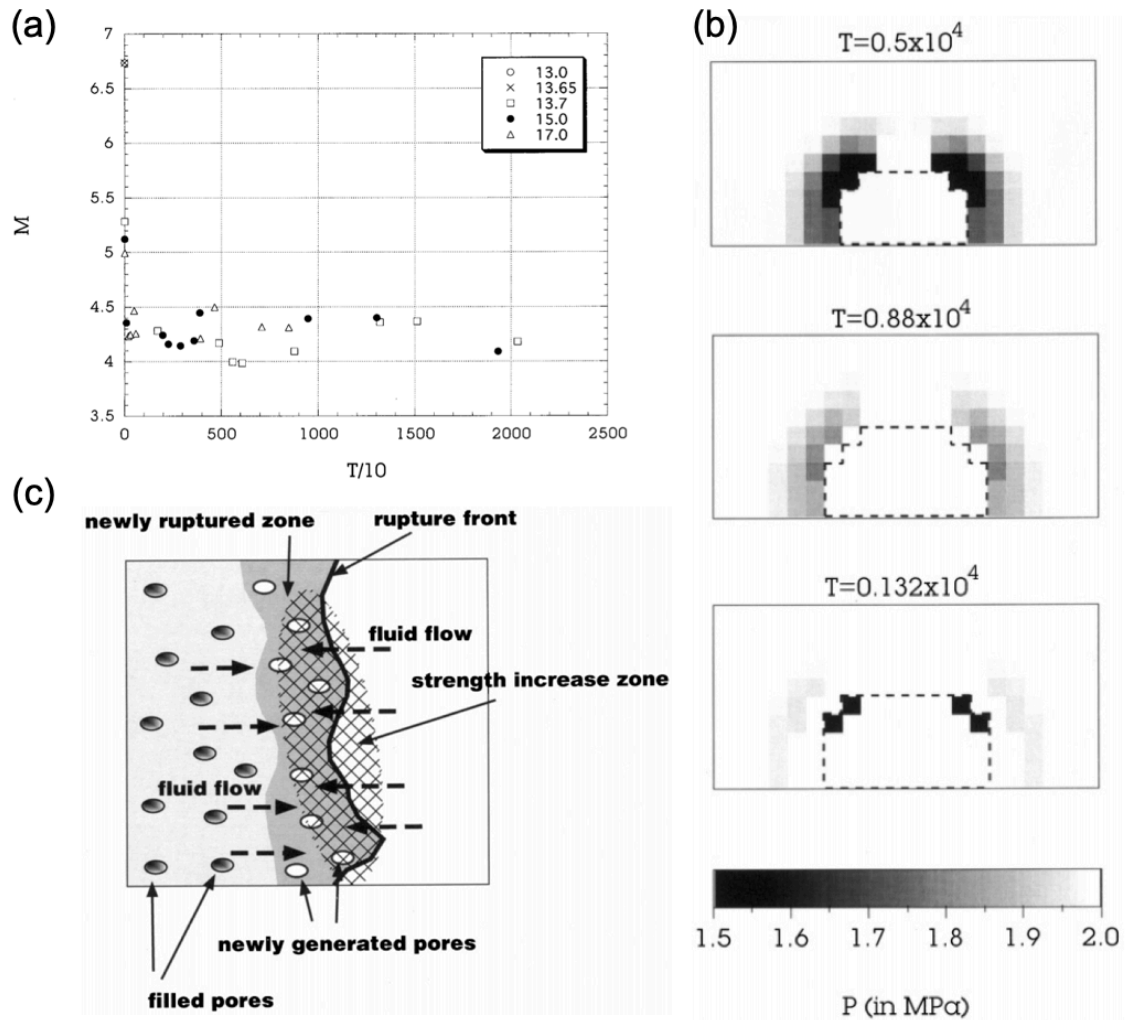


図 1.3 Yamashita (1999) による群発地震のシミュレーション. (a)シミュレーション結果のマグニチュードの時系列. シンボルの種類は断層全域における有効応力 [MPa] を, T と M は無次元化した時刻とマグニチュードをそれぞれ表す (Yamashita 1999 Figure, 3a). (b) 間隙流体圧の時空間変化. T は無次元化した時刻を, P [MPa] は断層モデルの要素における間隙流体圧を示す. 破線は無次元化時刻 T における破壊の先端を表す (Yamashita 1999, Figure 4). (c) 群発地震のシミュレーションのイメージ図 (Yamashita 1999, Figure 5).

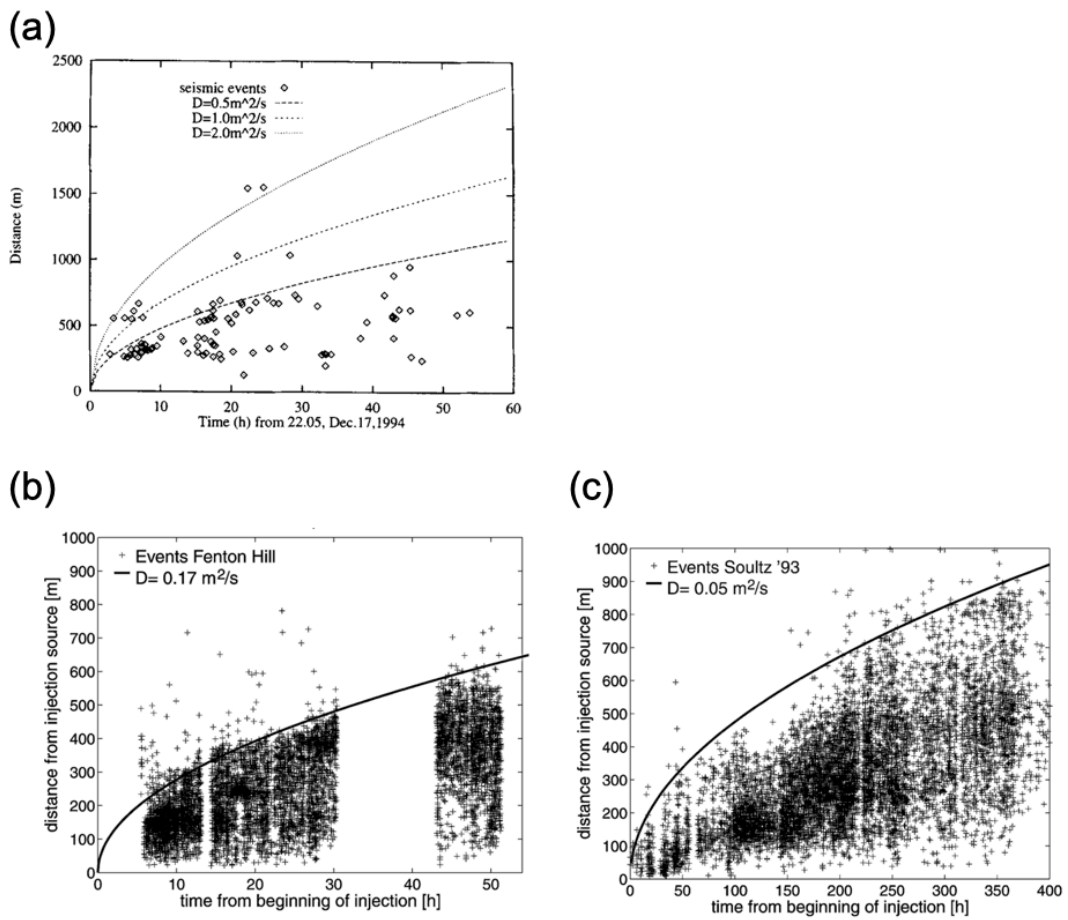


図 1.4 震源マイグレーションの例. (a) KTB での注水実験に伴う地震活動の時空間発展. 菱形はそれぞれの地震について, 経過時間と拡散開始点からの距離の点である. 破線および点線は拡散係数 D [m^2/s] に対応した拡散曲線を表す (Shapiro et al. 1997, Figure 1). (b) Fenton Hill での人工注水に伴う地震活動の時空間発展. +印はそれぞれの地震について, 経過時間と拡散開始点からの距離の点である. 実線は拡散係数 D [m^2/s] に対応した拡散曲線を表す (Shapiro et al. 2002, Figure 2a) (c) Soultz での人工注水に伴う地震活動の時空間発展. 図の見方は (b) と同様である (Shapiro et al. 2002, Figure 2b).

第2章

群発地震の継続時間と震源マイグレーションの拡散係数

本章は Amezawa et al. (2021, *Earth, Planets and Space*, 73, 148) の内容をもとに執筆した。

2.1 はじめに

群発地震は、特に地震活動の継続時間という点で、通常地震系列と大きく異なる。第1章で言及したように、群発地震の活動時系列は改良大森公式(宇津, 1957)に従わず、地震数が不規則に消長する。また、群発地震の継続時間はきわめて多様であり、数日程度で終息するものから数年以上継続するものもある。しかし、何が群発地震の継続時間に多様性をもたらしているのかは明らかにされていない。群発地震の継続時間を規定する要因を明らかにし、それを定量評価することは、群発地震の発生メカニズムの理解を深めるために重要である。また、群発地震の継続時間の理解からその終息時期を予測できれば、防災および減災のために有用な情報が得られることが期待される。そのためには、複数の群発地震の震源分布の時空間発展の特徴量を抽出し、それと継続時間との対応を調べるという方法が有効なアプローチの一つである。

群発地震に関する研究では、地震活動域が時間とともに移動する現象(震源マイグレーション)の解析が多く行われてきた。第1章で述べたように、一様均質媒質中で単一圧力点からの流体圧の等方拡散を記述する Shapiro モデル(Shapiro et al., 1997)から期待される流体圧拡散の前線部の時空間発展が、震源マイグレーションの前線部のそれと調和的であることが、人工注水の坑井周辺や火山地熱地域で発生する震源マイグレーションを伴う群発地震について確認されている。そのため、地殻内の間隙流体圧の時空間変化による断層面の有効法線応力の低下が、これらの地域における群発地震の駆動要因の一つとして考えられてきた。

震源マイグレーションの拡散係数は、群発地震の震源分布の時空間発展の特徴量である。よって、複数の群発地震についてこれを推定し、群発地震の継続時間とともに比較することで、群発地震の継続時間を規定する要因についての議論が可能になる。しかしながら、震源マイグレーションの前線部に対しどのように Shapiro モデルを適用するのかについての統一的な基準はなく、複数の群発地震についての比較は困難である。そこで、本研究では Shapiro モデルの適用基準を設け、東北日本内陸における震源マイグレーションを伴う複数の群発地震を対象として、一貫した方法で震源マイグレーションの拡散係数(以下、拡散係数と略記する。)を推定した。さらに、拡散係数と群発地震の継続時間の間にどのような関係があるのかを調べた。

2.2 使用データと手法

2.2.1 東北日本内陸における群発地震活動

本研究では、東北日本内陸の5地域における群発地震を解析対象とした。2011年東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0; 2011-03-11 14:46:18.12 (UT+9) 以下、東北沖地震と略記する。) 発生後に、それまで顕著な地震活動が観測されていなかった東北日本内陸の複数地域において、地震活動が誘発された。特に、森吉山 (図 2.1 (a)), 角館 (図 2.1 (b)), 月山 (図 2.1 (c)), 仙台大倉 (図 2.1 (d)), 米沢-喜多方地域 (図 2.1 (e)) においては、震源マイグレーションを伴う群発地震活動がほぼ同時期に誘発された。これらは、東北沖地震による静的応力変化が負の領域に位置しているにもかかわらず誘発されたこと (Terakawa et al., 2013), 地震活動域下部の地震波速度が周囲よりも低く推定されたこと (Okada et al., 2015), 震源マイグレーションが観測されたこと (Kosuga, 2014; Okada et al., 2015; Yoshida & Hasegawa, 2018a, b) から、東北沖地震による東北日本の応力場の変化によって、地殻中部に貯留されていた高圧の流体が上昇してきて駆動した地震活動であると考えられている。

これらの群発地震の震源分布は、いずれも 4-6 km 程度の空間サイズである (図 2.2) が、その継続時間は大きく異なる (図 2.3)。具体的には、角館 (図 2.3 (b)), 月山 (図 2.3 (c)), および仙台大倉地域 (図 2.3 (d)) の群発地震活動が、数ヶ月程度で終息しているのに対し、森吉山地域 (図 2.3 (a)) と米沢-喜多方地域 (図 2.3 (e)) の一部では、地震活動度は活動初期に対して大きく低下しているものの、活動開始から 10 年余り経過した今なお地震活動が継続している。

本研究では、これらの領域 (図 2.1 (a)-(e)) について、気象庁一元化震源カタログに記載されている、2011年3月11日から2019年12月31日の間に発生した地震のうち、震源の深さが 20 km 以浅かつ、気象庁マグニチュード 1.0 以上の地震を対象に解析を行なった。米沢-喜多方地域の群発地震活動は、空間的にも時間的にも複数のクラスターに分かれている (Yoshida & Hasegawa, 2018b) ため、それぞれ米沢-喜多方 A, B, C, D と分割し独立のデータセットとして扱った (図 2.2 (e), 図 2.4)。また、このうち A と B については、地震活動が開始してから約 50 日までの期間とその後の期間で地震活動の様相が著しく異なる (図 2.5) ため、Yoshida & Hasegawa (2018b) と同様に地震系列を時間的に分割し、それぞれ A-1, A-2, B-1, B-2 とした。

2.2.2 群発地震の継続時間の定量化

群発地震の活動時系列は改良大森公式に従わないものの、時間とともに徐々に減衰していく。本研究ではこの性質をもとに、群発地震の活動継続時間を定量化した。図 2.6 に本研究で解析対象とした群発地震のマグニチュードと積算地震数の時系列を示す。いずれの群発地震も、解析対象期間の後半になるにつれ地震数が減少し、初期に比べて地震活動度が大きく低下していることがわかる。このことに着目し、本研究では群発地震の終息タイミング

を、対象とする群発地震の積算地震数が、その解析対象期間内における全地震数の 90% に達した時点とし、これを EVT90 [day] と定義した。

2.2.3 震源マイグレーションの拡散係数の推定

本研究では、群発地震の震源マイグレーションに対し、その最外部（前線）が単一圧力点（拡散原点）からの間隙流体圧の等方拡散で記述される Shapiro モデルを適用して、震源マイグレーションの拡散係数を推定した。このモデルによると、一様均質媒質中の単一圧力点で矩形関数的な流体圧の上昇が起きた場合、流体圧の等方的な時空間変化は

$$r = \sqrt{4\pi Dt} \quad (2.1)$$

のように記述される。ここで、 r [m] は拡散原点からの距離、 t [s] は拡散開始時刻からの経過時間、 D [m²/s] は拡散係数である。実際に観測された震源マイグレーションの前線部を式 (2.1) で記述するためには、まず震源マイグレーションの拡散原点を推定する必要がある。これまでの自然群発地震についての研究では、時間・空間原点は最初に観測された地震の発震時と震源位置とされることがほとんどであった。しかし、真の拡散原点は未知であるため、最初の地震に拡散原点を固定してしまうと、震源マイグレーションの拡散係数の推定にバイアスを与えてしまう恐れがある。そこで本研究では、理論拡散曲線とフィッティングに使用したデータの RMS 残差が最小になるように、グリッドサーチによって拡散原点を推定した。サーチする空間グリッド間隔は水平方向・深さ方向にいずれも 0.5 km とした。拡散が開始する時間（時間原点）についても拡散原点の位置（空間原点）と同様に予備的なグリッドサーチを行ったが、空間原点のみサーチした場合の結果とほぼ同様の結果となったことと、いくつかの結果で時間原点が地震活動に対して著しく過去に設定されてしまうことが確認された。そこで、時間原点は解析対象領域での最初の地震の発生時刻とした。

理論拡散曲線のフィッティングは、以下のように行った。本研究で扱った複数の群発地震の中には、前項で定義した群発地震の継続時間 EVT90 [day] に達する前に震源マイグレーションが停止したものがあるため、フィッティングに使用するデータの期間を統一する必要がある。このため、全ての解析対象地域の群発地震で震源マイグレーションが観測されている共通の期間として、それぞれの群発地震の積算地震数が全地震数の 30% に達した期間までのデータをフィッティングに用いた。次に、フィッティングを行う期間内に発生した全ての地震について、拡散原点の空間位置から震源までの距離と、最初の地震の発生時刻からの経過時間を求めた。このうち距離データに対して、発生時間順に 20 地震ずつ半数重複させながら、距離の 90 パーセンタイル値を震源マイグレーションの前線部として抽出した。なお、90 パーセンタイル値を用いたのは外れ値を除外するためである。拡散係数は、式 (2.1) の両辺を 2 乗して線形化し、最小二乗法で推定した。

2.3 結果

2.3.1 震源マイグレーションの拡散係数の推定結果

解析を行った各群発地震の結果を図 2.7 に示す。ほとんどの群発地震では、フィッティングを行った期間内で震源マイグレーションが確認できたが、米沢-喜多方 A-2 については明瞭な震源マイグレーションが確認できなかったため、理論拡散曲線のフィッティングは行わなかった。理論拡散曲線のフィッティングを行ったものについては、拡散係数 D [m^2/s] の推定誤差 ($\pm 2\sigma$) を考慮しても、震源マイグレーションの前線部に対して概ね良好なフィットが得られた。拡散の空間原点のグリッドサーチ結果を図 2.8 に示す。解析に用いたデータセットの最初の地震の震源位置は、拡散の空間原点をグリッドサーチしたときの残差が大きい領域に分布している。これから、最初の地震の震源位置が必ずしも拡散の空間原点となるわけではなく、空間原点のグリッドサーチを行う必要性があったと言える。

以上の結果と比較するために、拡散の空間原点を最初の地震の震源位置とし、全期間の地震を用いてフィッティングを行った場合の結果を図 2.9 に示す。いずれも図 2.7 に比べて、明らかに震源マイグレーションの前線面へのフィットが悪いことがわかる。このことから、前節において設定した拡散係数を推定するための基準は妥当であったと言える。

推定された震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] を、各群発地震の EVT90 [day] とともに表 2.1 にまとめた。本研究によって推定された拡散係数の値の範囲は $0.01\text{--}2 \text{ m}^2/\text{s}$ であった。本研究で扱った群発地震のうち、森吉・角館・仙台大倉・米沢-喜多方地域について、先行研究でそれぞれ独立な方法で推定されていた拡散係数の推定値は、 $0.01\text{--}5 \text{ m}^2/\text{s}$ であり (Kosuga, 2014; Okada et al., 2015; Yoshida & Hasegawa, 2018a, b), 本研究の結果はこれらから大きく逸脱するものではない。

2.3.2 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係

本研究で推定した群発地震の震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] と継続時間 EVT90 [day] の間には、相関係数 -0.85 の明瞭な負の相関があることが明らかとなった (図 2.10)。この負の相関関係は、 $EVT90 \sim D^{-0.5}$ から $EVT90 \sim D^{-1.0}$ の冪乗則に従う。このことから、拡散係数が大きい場合には、群発地震の継続時間は短い (逆もまた同じ) と言える。本研究では全群発地震活動 90% の地震が発生するまでの時間をもって群発地震の継続時間と定義したが、その基準値をさまざまに変化させた EVT-N [day] (N は 50-95 の値) と拡散係数 D [m^2/s] の間にも、一貫して負の相関関係が成り立っている (図 2.11)。

2.4 議論

2.4.1 震源決定精度の推定結果への影響の検討

2.3 節では気象庁一元化震源カタログを使用した。拡散係数の推定には拡散原点から震源までの距離を用いるため、使用する震源カタログの震源決定精度の影響を受ける。そこで本項では、より高精度に再決定された震源カタログである Japan Unified hIgh-resolution relocated Catalog for Earthquakes (JUICE) (Yano et al., 2017) を用いて、同様の解析を行い、本研究で得られた結果の妥当性を確認した。

JUICE は高精度相対震源再決定法の一つである Double-Difference 法 (Waldhauser & Ellsworth, 2000; Appendix A) を用いて、既知の震源位置を高精度に再決定した震源カタログである。JUICE には、防災科学技術研究所の Hi-net カタログに記載されている地震のうち、日本列島周辺で 2001 年から 2012 年までに発生した深さ 40 km 以浅の 110 万地震に対して再決定された震源位置が含まれている。図 2.12 は、本研究で解析対象とした群発地震の 2011 年から 2012 年に発生したマグニチュード 1.0 以上の地震の震央分布を、JUICE と気象庁一元化震源カタログを用いて比較したものである。JUICE による震源分布の空間的なばらつきは、気象庁一元化震源でのプロットに対して一般的に小さい。一方、JUICE は高精度に推定された震源のみからなるカタログであるため、気象庁一元化震源と比べて地震活動の網羅性は低い。

JUICE 震源を用いた場合の震源マイグレーションの前線部に対する理論拡散曲線のフィッティング結果を図 2.13 に示す。ほとんどの群発地震について、震源マイグレーションの前線部に対する概ね良好なフィットが得られた。ただし、森吉山地域の群発地震に対する結果については、震源マイグレーションの前線部をうまく抽出することができていないと判断したため、継続時間との比較から除外した。JUICE を用いた場合の拡散の空間原点のグリッドサーチ結果を図 2.14 に示す。気象庁一元化震源を用いた場合と同様に、解析に用いたデータセットの最初の地震の震源位置は、拡散の空間原点をグリッドサーチしたときの残差が大きい領域に分布している。このことから、より震源位置の精度が高い JUICE を用いた場合でも、最初の地震の震源位置が必ずしも拡散の空間原点となるわけではないことがわかる。

JUICE を用いて推定した震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] と、JUICE を用いた場合の継続時間 EVT90 [day] を表 2.2 にまとめた。震源マイグレーションの拡散係数は、気象庁一元化震源を用いて求めた場合の値 (表 2.1) とは異なるが、推定値のオーダーは同様である。図 2.15 に JUICE を用いた場合の震源マイグレーションの拡散係数と EVT90 を両対数プロットした結果を示す。気象庁一元化震源を用いた場合の結果 (図 2.10) と同様に、両者の間に強い負の相関が認められる。この場合、負の相関関係は $\text{EVT90} \sim D^{-0.5}$ の冪乗則に従うように見える。しかし、JUICE におけるカタログの上限期間が短いために、いくつかの群発地震に対して継続時間が正しく評価できていない可能性を考慮すると、この小

さめの冪指数は見かけ状のものであると考えられる。

2.4.2 下限マグニチュードの推定結果への影響の検討

使用した震源カタログが、あるマグニチュード以上の地震をもれなく検知できているか否かは、拡散係数および群発地震の継続時間 EVT90 [day] の推定に影響を与える。気象庁一元化震源の東北日本内陸における下限マグニチュードは、 $M_J = 1.0\text{--}1.5$ 程度 (M_J : 気象庁マグニチュード) であると考えられている (e.g., Nanjo et al., 2010)。各群発地震のマグニチュード別頻度分布を気象庁一元化震源、JUICE についてそれぞれ作成したものを、図 2.16, 図 2.17 に示す。ほとんどの領域について、マグニチュード 1.0 以上で概ね Gutenberg-Richter の法則 (Gutenberg & Richter, 1944) をみたしており、頻度分布は直線的に分布しているが、一部の領域では直線から外れているように見える。そこで本項では、下限マグニチュードを 1.5 とより厳しく設定して、下限マグニチュードが 1.0 の場合と同様の解析を行ない、本研究で得られた結果の妥当性を検討した。

図 2.18 に下限マグニチュード 1.5 とした場合の理論曲線のフィッティング結果を、図 2.19 に拡散の空間原点のグリッドサーチ結果を示す。また、JUICE を用いた場合についても同様な検討を行った (図 2.20, 図 2.21)。気象庁一元化震源および、JUICE を用いて、下限マグニチュードを 1.5 として推定した拡散係数 D [m^2/s] と群発地震の継続時間 EVT90 [day] をそれぞれ表 2.3, 表 2.4 にまとめた。また、図 2.22 に気象庁一元化震源と、JUICE を用いて推定された拡散係数と EVT90 を両対数プロットした結果を示す。どちらについても、下限マグニチュードが 1.0 の場合と同様に、負の相関関係が認められる。前項での議論と同様に JUICE を用いた場合の結果では、気象庁一元化震源を用いた場合に比べて冪指数が小さい。冪指数は下限マグニチュードが 1.0 の場合の結果と同等であることから、この冪指数の違いは下限マグニチュードではなく、前項で述べたように、使用した震源カタログに収録されている期間の違いに起因していると考えられる。

2.4.3 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係の解釈

震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間

震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間が逆相関するという関係は、地震活動が高速で拡散していく群発地震ほど短期間で終息する (その逆も然り) ということを意味する。Shapiro et al. (1997) によると、Shapiro モデルにおける流体圧の拡散係数は浸透率に比例し、流体の粘性に反比例する。ここで、浸透率 K [m^2] は $K = (\mu/\rho g) k$ で表され、 ρ [kg/m^3] は密度、 μ [$\text{Pa}\cdot\text{s}$] は流体の粘性係数、 g [m/s^2] は重力加速度、 k [m/s] は透水率 (Darcy の透水係数) である。したがって、これらのパラメタが群発地震の継続時間に関係すると考えられる。以下では、先行研究での群発地震の解釈をもとに、これらのパラメタが群発地震の継続時間にどのように影響しているか議論する。

Hauksson et al. (2019) は, Cahuilla Valley (California, USA) で観測された群発地震が, $0.006\text{--}0.01\text{ m}^2/\text{s}$ という非常に低い震源マイグレーションの拡散係数を持つことと, その活動が 2 年以上にわたって長期継続していることを報告した. また, 群発地震が長期化した要因として, 群発地震域に分布する硬質な深成岩による低浸透率な環境を指摘した. 一方, 地震活動が比較的短期間 (数時間から数日) で終息した群発地震については, 以下のような解釈がなされている. Yukutake et al. (2011) は箱根火山における群発地震について, 震源マイグレーションの拡散係数を推定し, $0.5\text{--}1.0\text{ m}^2/\text{s}$ という比較的高い推定値を得た. また, 高精度に再決定された震源位置から, 群発地震の震源分布は鉛直方向に長辺を持つ, 厚さ 1 km 程の面的な分布であり, それが複数存在することを明らかにした. さらに, この面的な震源分布と比較的高い拡散係数の推定値から, この群発地震は高浸透率な断層破碎帯に高圧の流体が浸入することによって駆動された可能性があることを指摘した. Shelly et al. (2016) は Long Valley caldera (California, USA) における群発地震について, 震源マイグレーションの拡散係数を推定し, Yukutake et al. (2011) と同様の $1\text{ m}^2/\text{s}$ という比較的高い推定値を得た. この研究報告では, 群発地震域が活動的火山のカルデラ内に位置していることから, この群発地震は地震活動域の深部に存在するマグマ溜まりから脱ガスして生じた水や二酸化炭素を主体とする比較的粘性率の低い流体によって駆動された可能性を指摘した.

以上の群発地震についての解釈から, 群発地震の継続時間は, 地殻の浸透率が高い場合や駆動要因である流体の粘性係数が低い場合には短期的である傾向がわかる. また, これらのパラメータは, 間隙流体圧の時空間変化に影響しており, 群発地震活動の時空間変化を規定していると考えられる. これらのパラメータを天然の群発地震発生域で直接計測・推定することは困難であるが, 震源マイグレーションの拡散係数を介しての推量は可能である.

本研究で明らかになった冪乗則からの示唆

震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係は, -0.5 から -1.0 を冪指数にもつ冪乗則となることが本研究で明らかになった. 以下では, 群発地震の継続時間が, 震源マイグレーションの継続時間と等しいと仮定した上で, この冪乗則について議論する.

震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] と, 群発地震の継続時間 t [s] について, $t \propto D^{-0.5}$ to $D^{-1.0}$ が成り立つとき, 式 (2.1) から, $r \propto D^{0.5}(D^{-1.0})^{0.5}$ to $D^{0.5}(D^{-0.5})^{0.5} = D^0$ to $D^{0.25}$ となる. これは, r は D に比例した有限の値を持ち, 群発地震が永続したとしても, 群発地震域は無限に拡がらないことを示している. 実際, 本研究で解析を行なった森吉山地域 (図 2.1 (a), 2.2 (a)) における群発地震は, 10^3 日以上継続しているが, その震源分布は 4–5 km 程度の領域に収まっている. 解析を行なった他の地域における群発地震域の空間サイズも森吉山地域のものと同様である (図 2.2). また, 地殻内には無数の弱面が存在し, そこへの無尽蔵の流体供給が行われるならば, 間隙流体圧が高い領域が無限に拡がり, 群発地震は震源マイグレーションの拡散係数の値によらず, 永続的にその震源分布を時空

間発展させると考えられる。しかしながら、実際には群発地震の継続時間は有限であり、 r は D に比例した有限の値を持つと考えられる。これらのことから、地殻内における流体貯留域のサイズまたは、群発地震域への流体供給レートは、地域によらずほぼ同等であることが示唆される。

震源マイグレーションの停止

本研究で解析を行なった群発地震の中には、震源マイグレーションが停止した後も地震活動が継続したものが存在する（例えば、図 2.7(h)）。以下では、震源マイグレーションがある距離で停止する理由と、その後も地震活動が継続する理由について考察を行う。

間隙流体圧の時空間変化が拡散方程式に従う場合、間隙流体圧の大きさは拡散原点からの距離とともに減少する。したがって、流体が無限に供給されない場合、間隙流体圧によって変化する断層面の有効法線応力の大きさは、拡散原点から断層までの距離が大きくなるほど減少する。このため、群発地震発生から時間が経過し、流体供給点から震源マイグレーションの前線部までの距離が増加すると、ある距離以遠では有効法線応力の低下が地震すべりの発生に不十分となり、震源マイグレーションが停止すると考えられる。

一方、震源マイグレーションが停止した後も地震活動が継続する場合がある。ある領域内の地震活動が維持されるための条件の一つとして、地震同士の相互作用が挙げられる。これは、ある地震による局所的な応力擾乱が、別の地震を誘発するというものである。Hainzl (2004) は、1 辺 3 km の平面が複数の小断層に分けられているような断層モデルを設定し、間隙水圧が断層の深部側から時間とともに上昇していくような状況で、群発地震をシミュレートした。この際、個々の小断層では、地震発生後に非地震性の余効すべりが発生することで、群発地震域において局所的に応力が擾乱され、他の断層では Coulomb の破壊基準にしたがって地震が発生する。シミュレーションの結果、震源マイグレーションは設定した領域の境界で停止する（それ以遠には断層が存在しない）が、その後も地震活動が継続することがわかった。これは、各断層における余効すべりによる応力擾乱によって地震が連鎖したためであると指摘している。しかし、上記のシミュレーションでの地震活動は時間とともに減衰していくように見えるため、非常に長期にわたって継続するような群発地震の地震活動が維持される条件としては不十分である。地震活動を長期的に維持する条件の候補としてこの他に考えられるものは、流体の追加供給による高間隙流体圧状態の保持や、比較的高速な断層強度の回復などである。

2.5 まとめ

本章では、東北日本内陸で発生した複数の群発地震について、震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係を調べた。

異なる地域間の群発地震について比較を行うために、各群発地震の拡散の時空間原点から各震源までの距離と経過時間を一貫した方法で推定し、震源マイグレーションの前線部を抽出した。フィッティングに用いるデータの期間は、各群発地震において解析対象期間内に発生した総地震数の30%に達するまでの期間とし、Shapiro et al. (1997) で提案された流体圧の等方拡散モデルを震源マイグレーションの前線部に当てはめ、震源マイグレーションの拡散係数を推定した。また、群発地震の継続時間は、対象とする群発地震の積算地震数が、その解析対象期間内に発生した総地震数の90%に達した時点までとした。

解析の結果、拡散係数と群発の継続時間の間には強い負の相関があることが明らかになった。この相関関係は、 -0.5 から -1.0 の冪指数を持つような冪乗則に従う。

震源マイグレーションの継続時間と群発地震の継続時間が等しいと仮定すると、本章で明らかになった冪乗則 $t \propto D^{-0.5}$ to $D^{-1.0}$ が成り立つとき、 $r \propto D^0$ to $D^{0.25}$ となる。このことは、 r は D に比例した有限の値を持ち、群発地震が永続したとしても、群発地震域は無限に広がらないことを示しており、地殻内における流体貯留域のサイズまたは、群発地震域への流体供給レートは、地域によらずほぼ同等であることを示唆する。

本章で解析を行なった群発地震の中には、震源マイグレーションが停止した後も地震活動が継続したものが存在する。拡散原点からの距離とともに、間隙流体圧が低下するため、ある距離以遠では有効法線応力の低下が地震すべりの発生に不十分になることで、震源マイグレーションが停止すると考えられる。また、その後も地震活動が継続する理由としては、群発地震そのものによる局所的な応力擾乱、流体の追加供給による高間隙流体圧の保持、比較的早い断層強度の回復といった要因が考えられる。

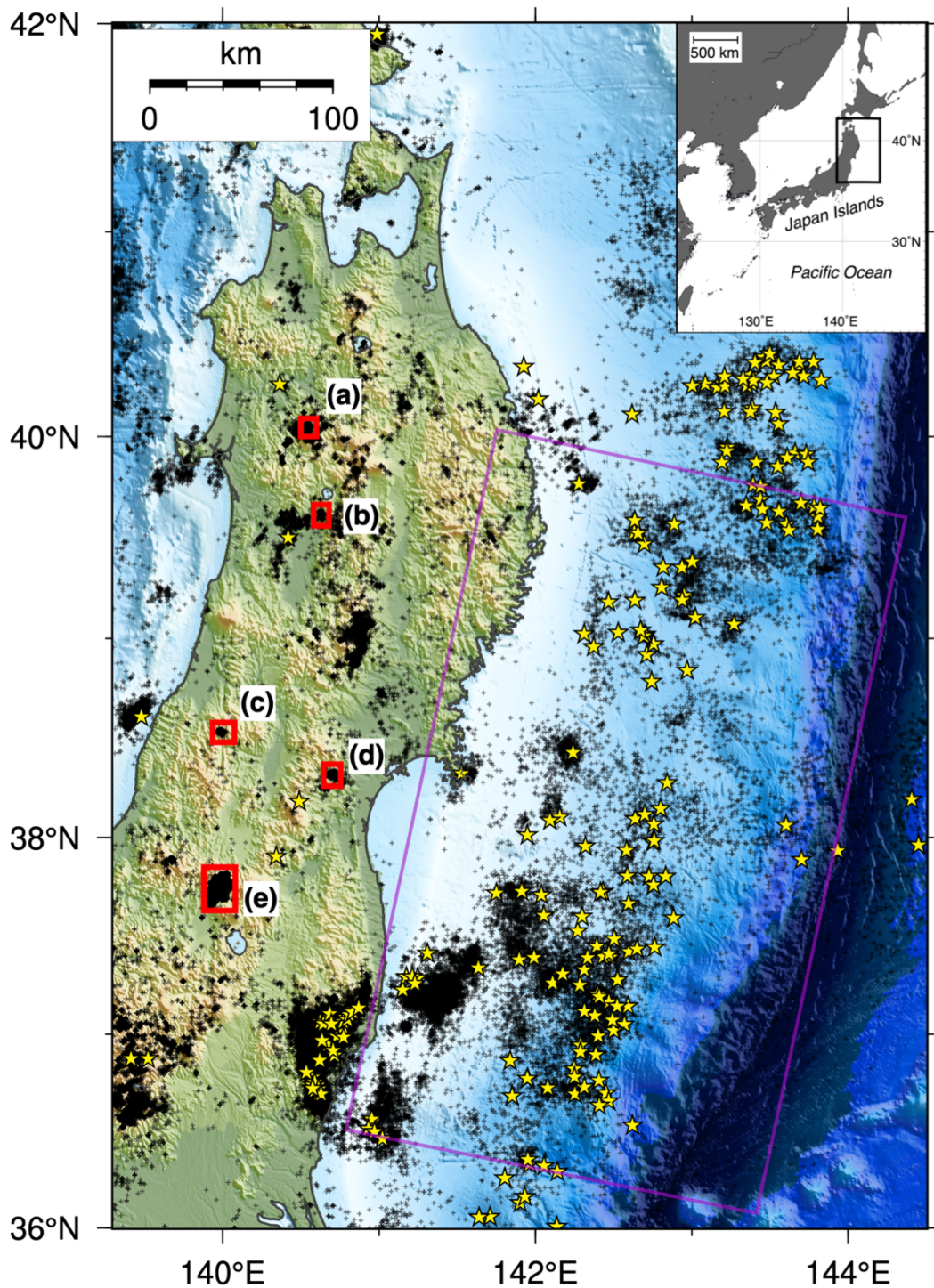


図 2.1 東北日本における 2011–2019 年の地震活動。黒色の+印は深さ 20 km 以浅，マグニチュード 1 以上の地震の震央位置，星印はそのうちマグニチュードが 5 以上のものをそれぞれ表す。赤枠は (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢–喜多方地域における群発地震域の位置を表す。紫枠は 2011 年東北地方太平洋沖地震の断層モデルを表す (Yamazaki et al., 2018)。

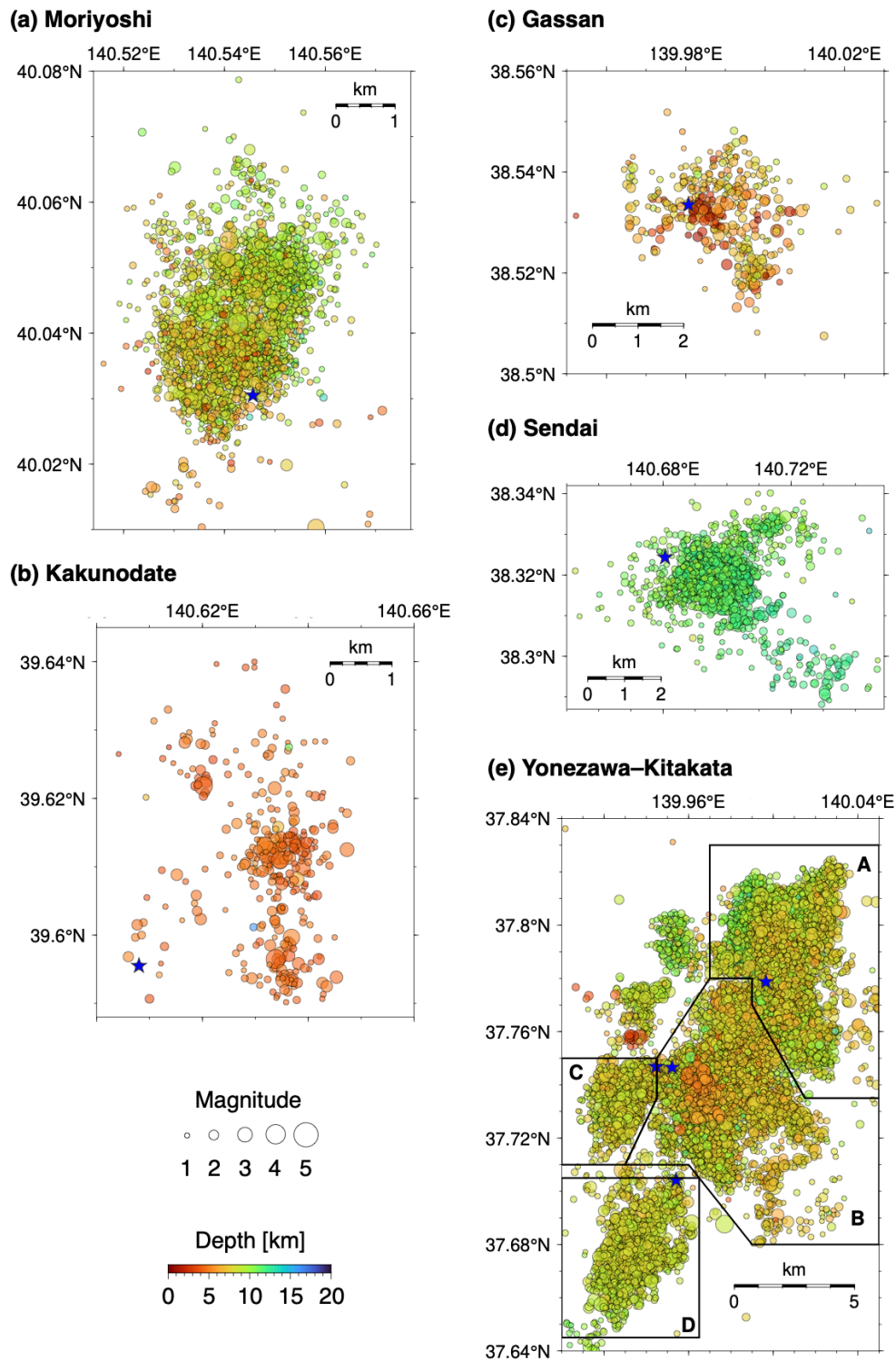


図 2.2 (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢-喜多方地域における震源分布. 丸は 2011-2019 年に発生したマグニチュード 1 以上の地震について震源の深さを色で、マグニチュードを丸の大きさで表す. 青色の星印は各領域における最初の地震の震央を表す. (e) の黒枠は米沢-喜多方地域の群発地震について、本研究で分割した小領域 (A-D) を表す.

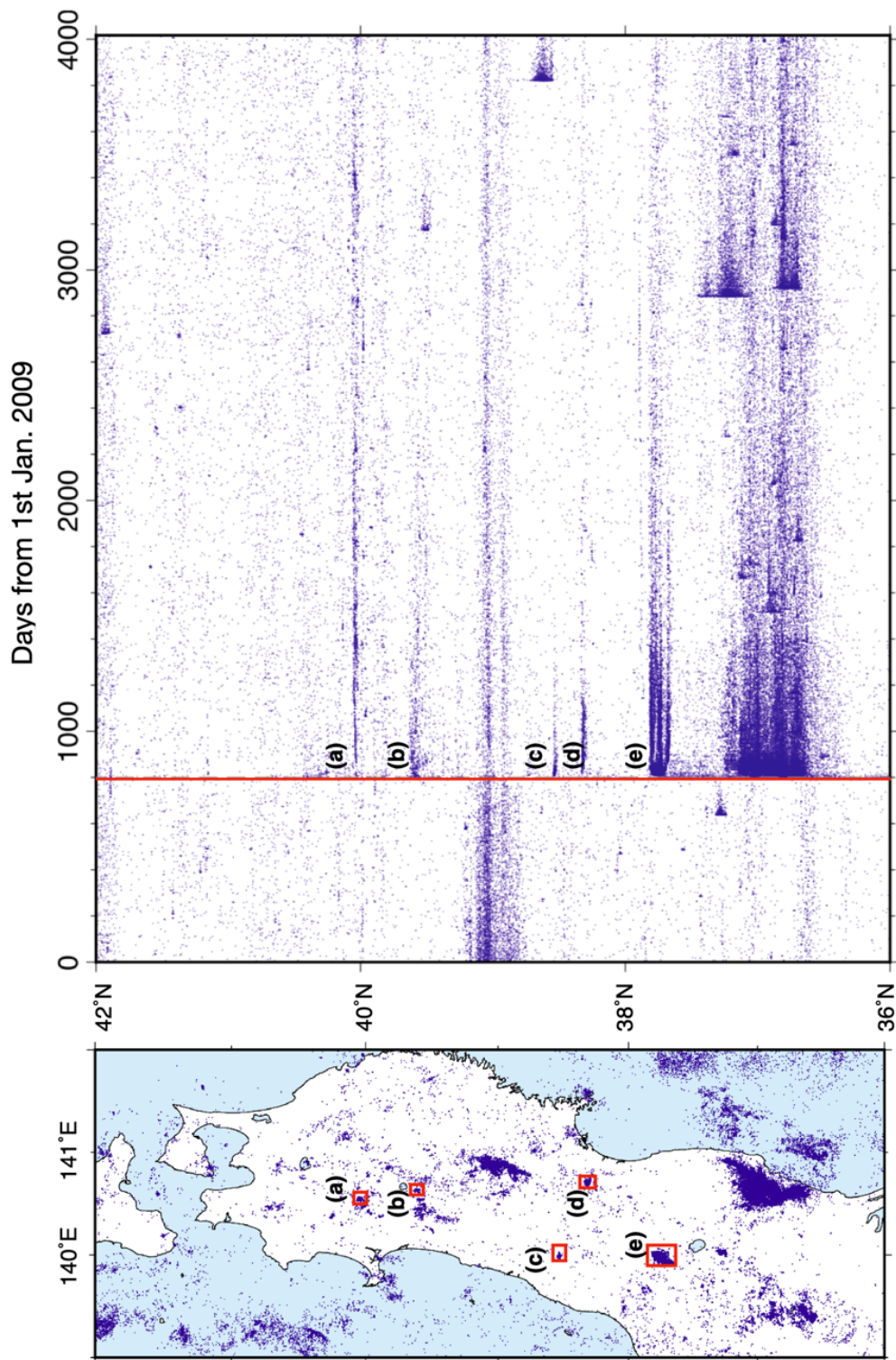


図 2.3 東北日本の地震活動の時間空間変化 (深さ 20 km 以浅, マグニチュード 1 以上). 左図の赤枠は図 2.1 における赤枠と同様. 右図の赤線は 2011 年東北地方太平洋地震の発生時刻を表す.

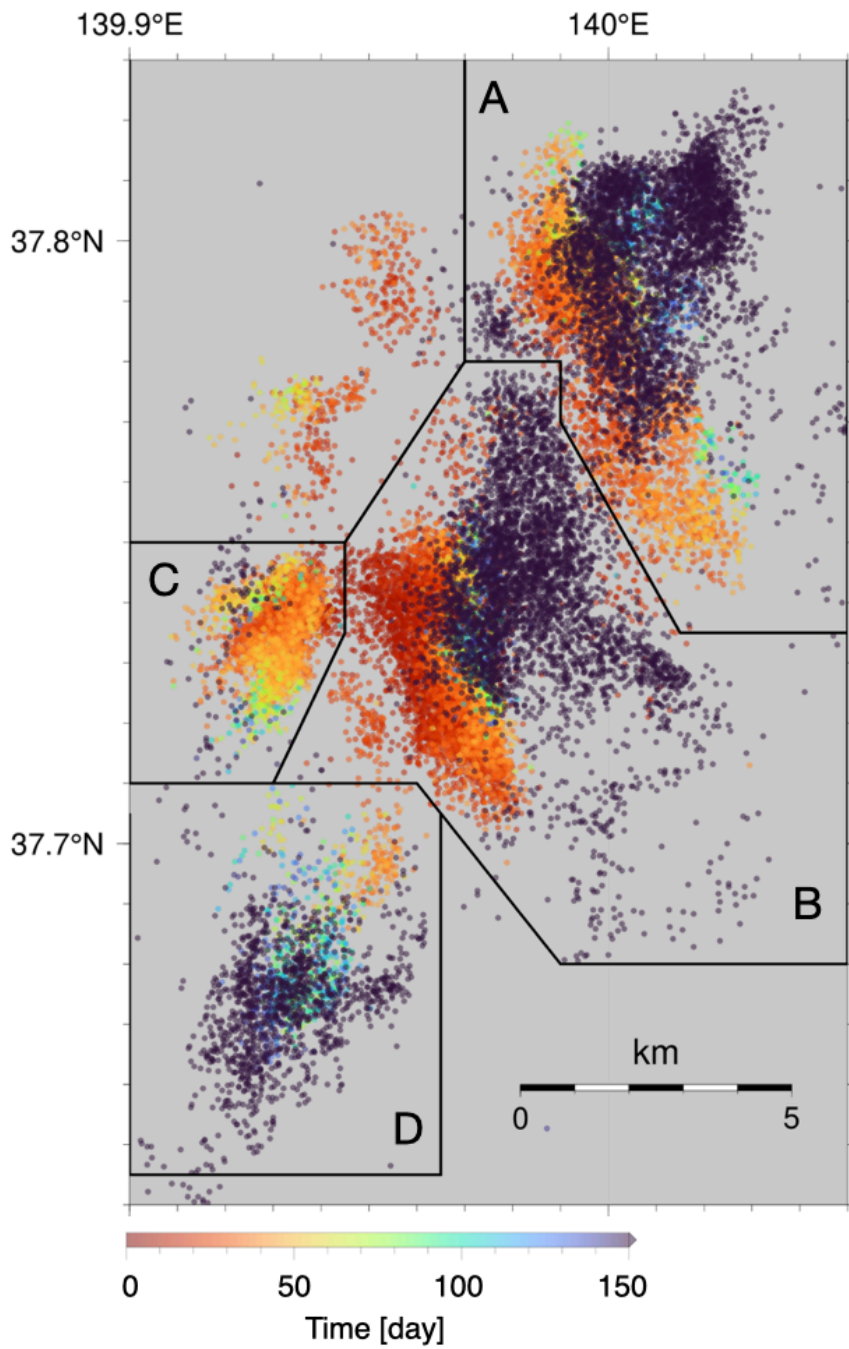


図 2.4 米沢－喜多方地域における群発地震活動の震央位置の時間変化. 丸は 2011–2019 年に発生したマグニチュード 1 以上の地震の震央を示す. 丸の色は 2011–03–11 からの経過日数を表す. 黒枠は米沢－喜多方地域の群発地震について、本研究で分割した小領域 (A–D) を表す.

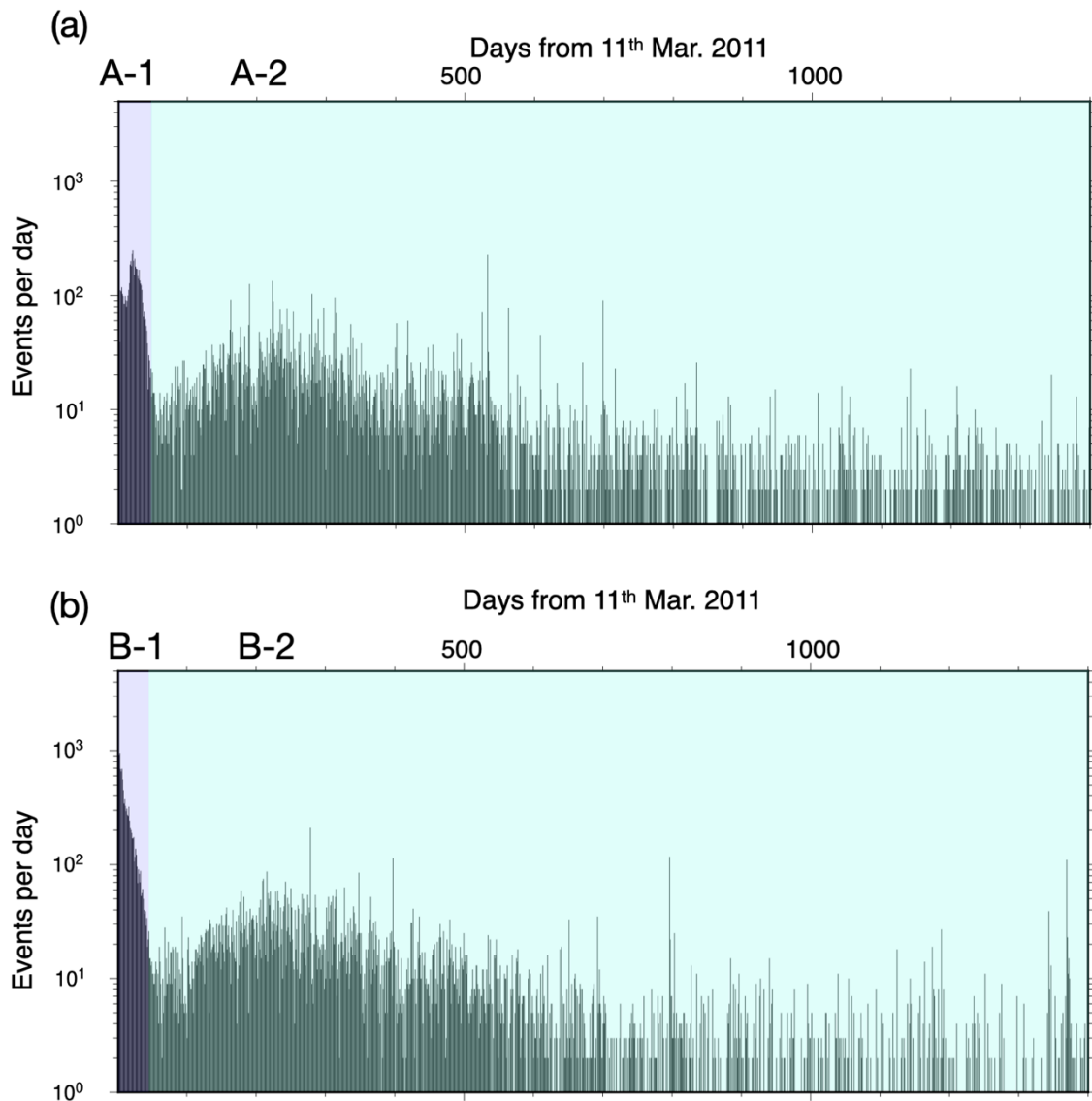


図 2.5 (a) 米沢-喜多方 A および, (b) B 領域における日別地震数の時間変化. 紫色と緑色の期間は本研究において定義した A-1, B-1 と A-2, B-2 の期間を表す.

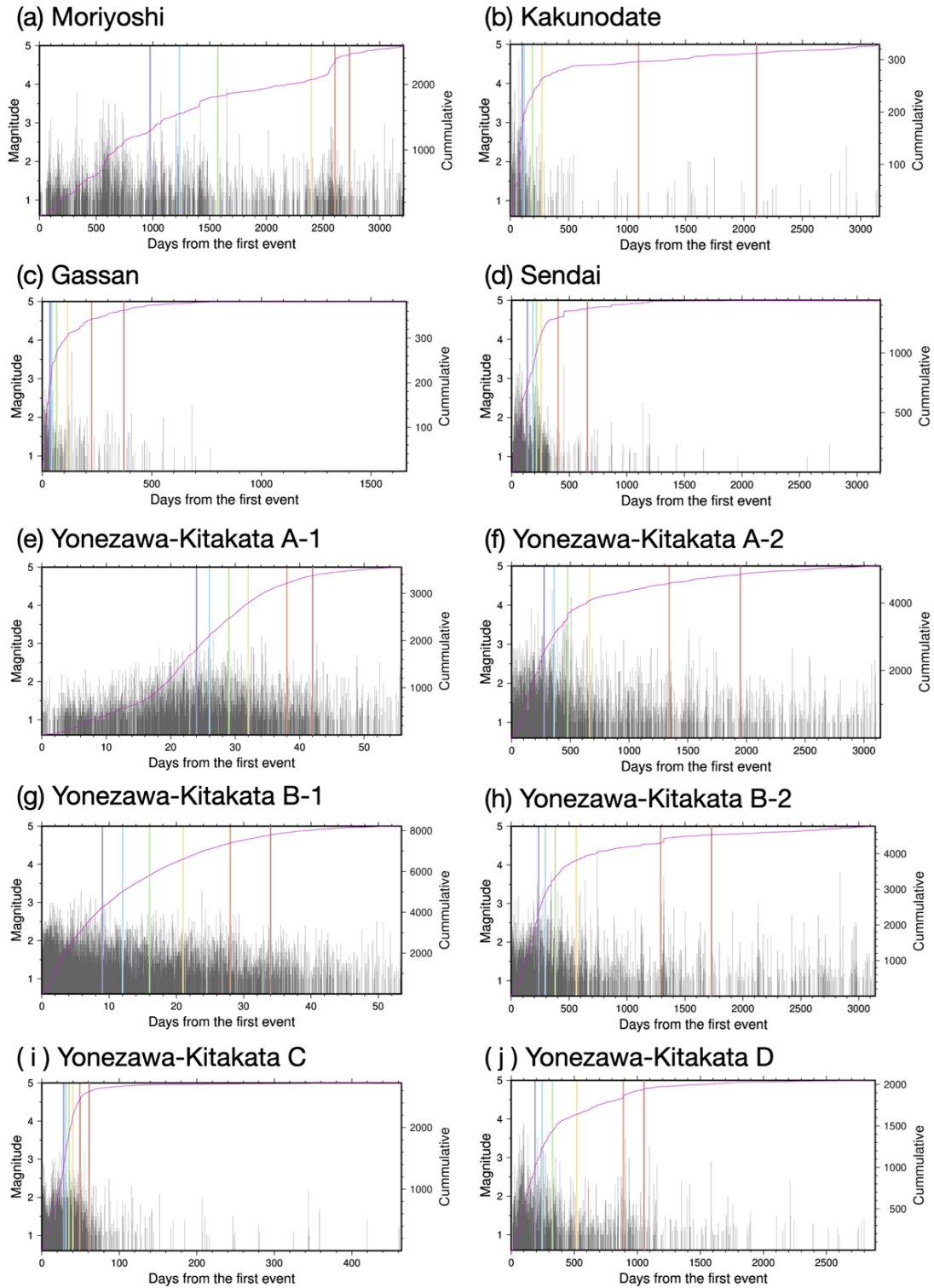


図 2.6 本研究で解析した群発地震の各領域におけるマグニチュードの時系列（黒色の実線）および積算地震数の時系列（紫色の曲線）。色付きの実線は EVT-N [day] の日数を示し、各色は EVT50（紺色）、EVT60（水色）、EVT70（緑色）、EVT80（黄色）、EVT90（橙色）、EVT95（茶色）を表す。

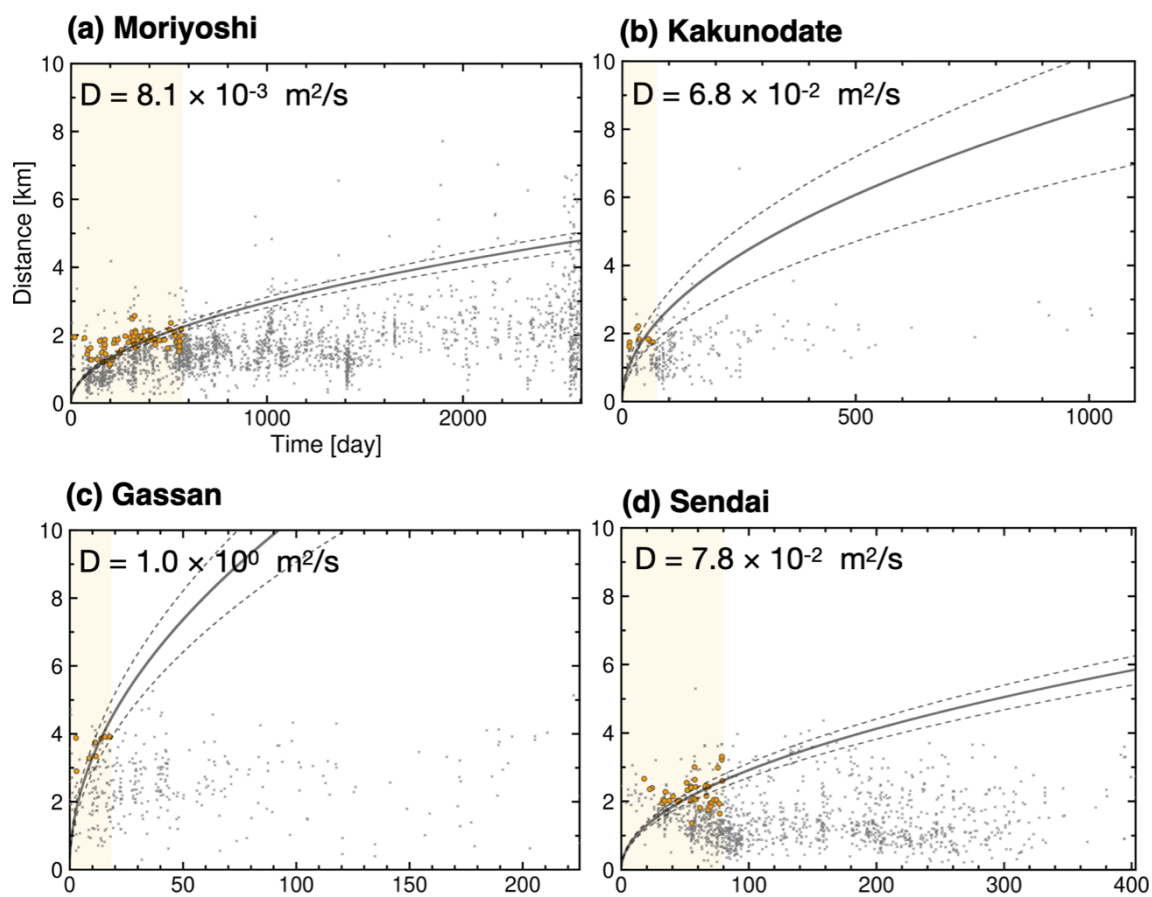


図 2.7 震源マイグレーションの拡散曲線のフィッティング結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 についての結果. 黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット. オレンジ色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータを表す. 実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す. 破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す.

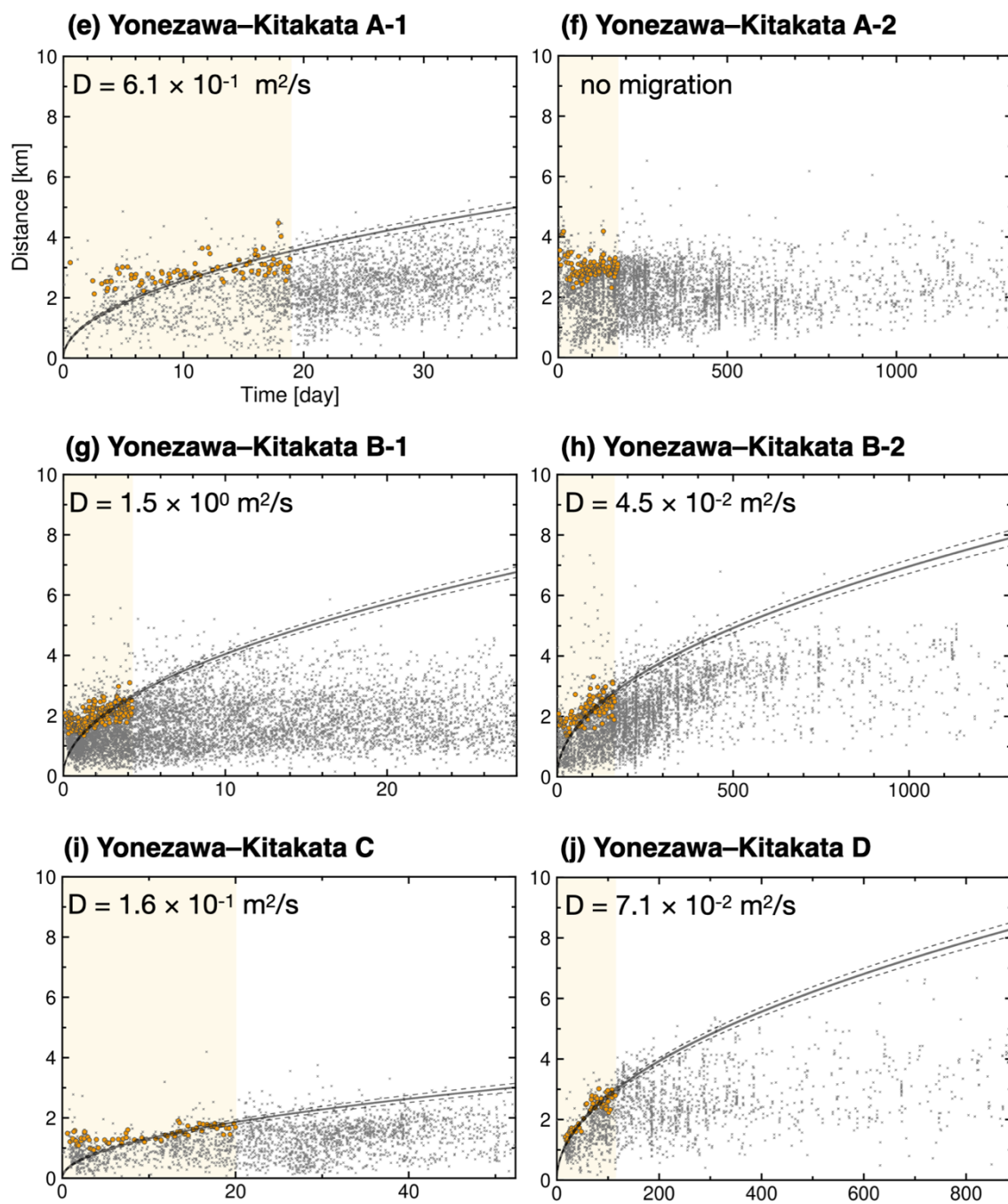


図 2.7 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

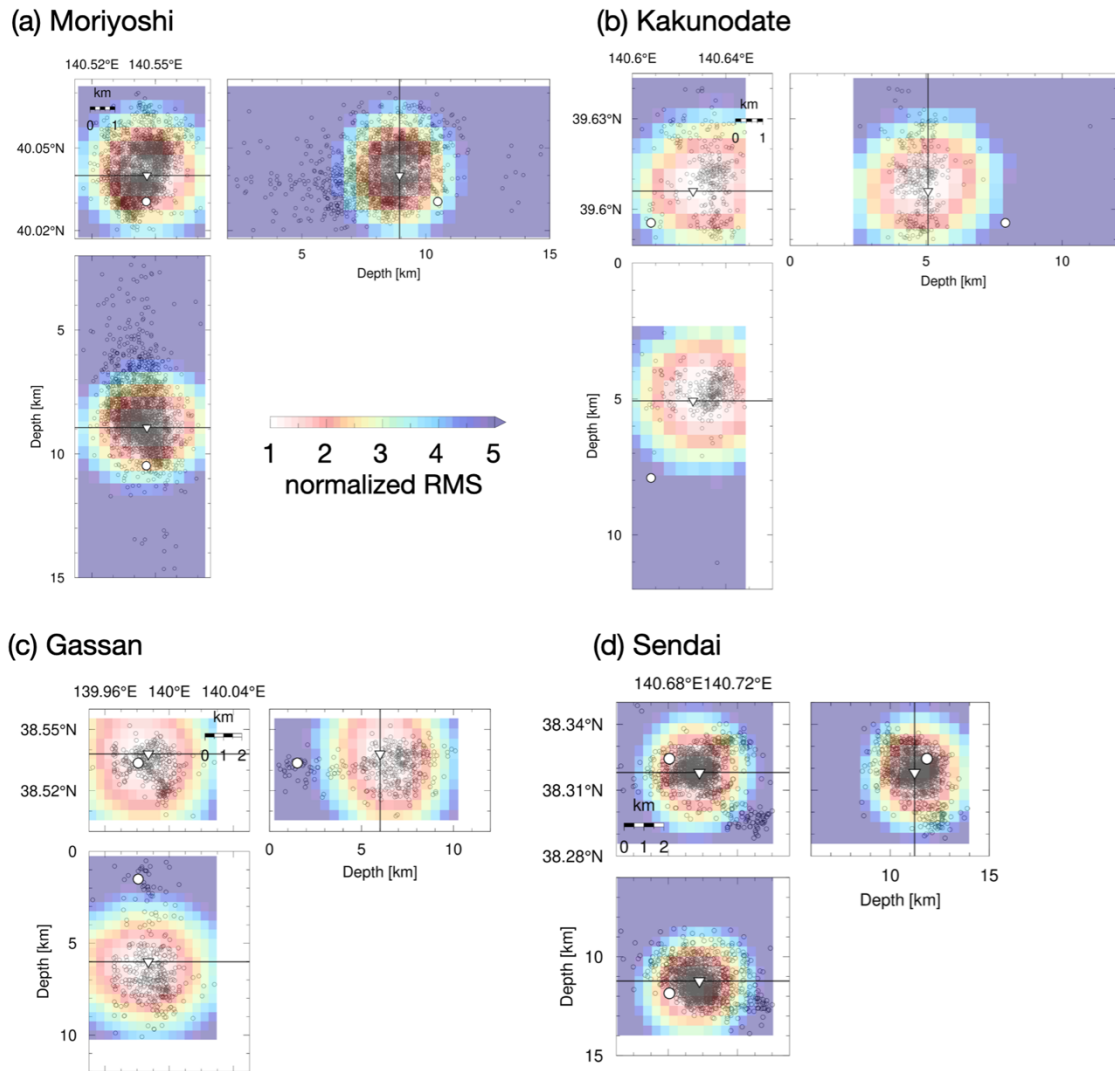
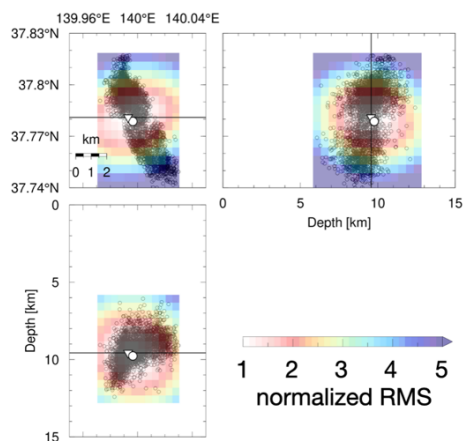
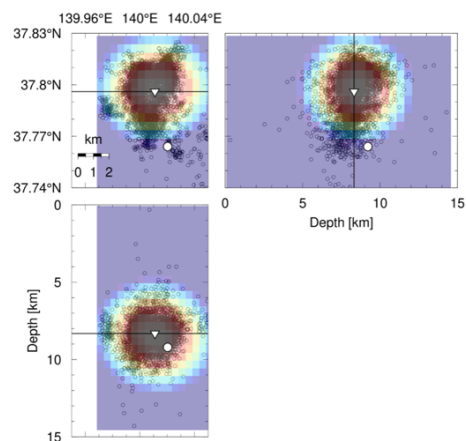


図 2.8 拡散の空間原点のグリッドサーチ結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 における結果. 色は最小値で規格化したフィッティング RMS を表す. 白色の逆三角形はフィッティング RMS が最小のグリッド位置を示す. 白色の丸は最初の地震の震源位置を示す. 黒色の中抜き丸は解析に用いた地震の震源位置を示す. 黒色の実線は深さ断面と水平断面の位置を示す.

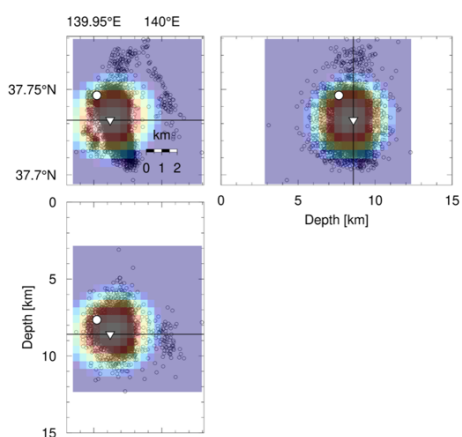
(e) Yonezawa–Kitakata A-1



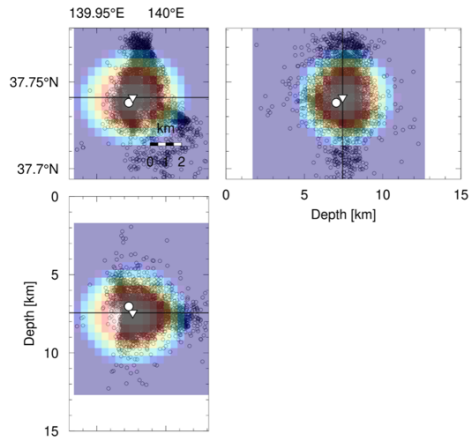
(f) Yonezawa–Kitakata A-2



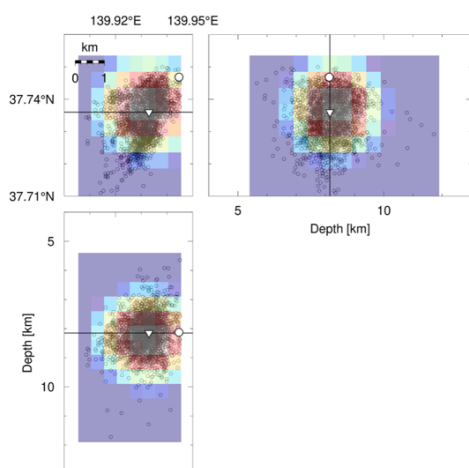
(g) Yonezawa–Kitakata B-1



(h) Yonezawa–Kitakata B-2



(i) Yonezawa–Kitakata C



(j) Yonezawa–Kitakata D

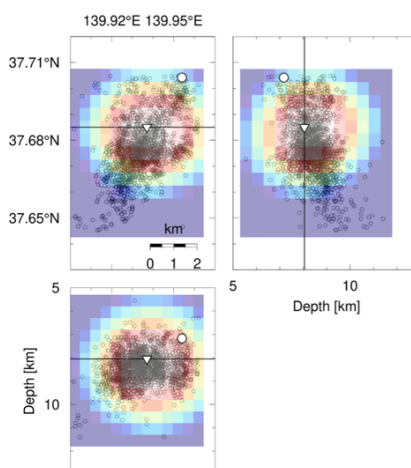


図 2.8 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

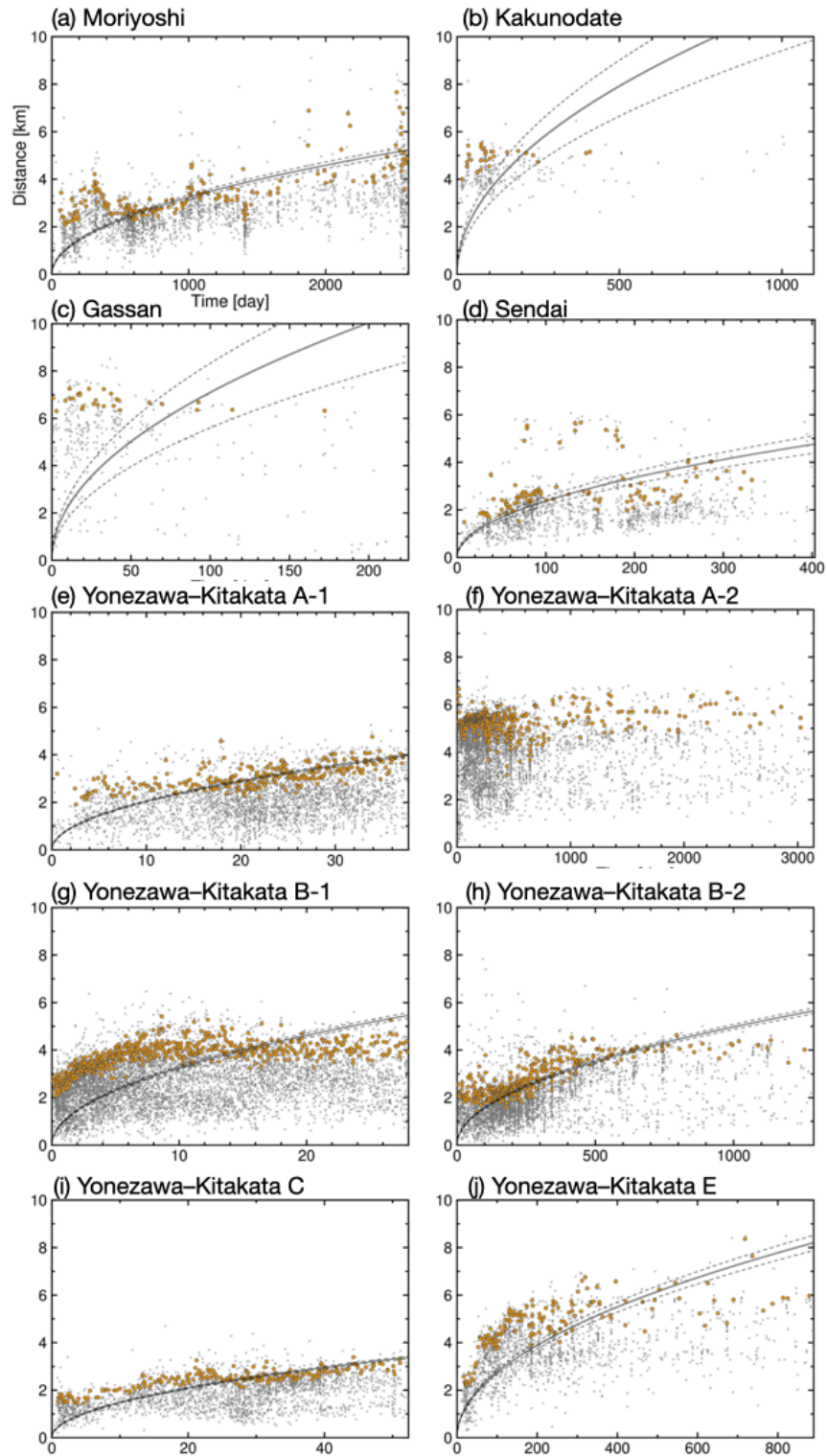


図 2.9 拡散の空間原点を最初の地震の震源位置とし、全期間の地震を用いてフィッティングを行った場合の結果。黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット。オレンジ色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータを表す。実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す。破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す。

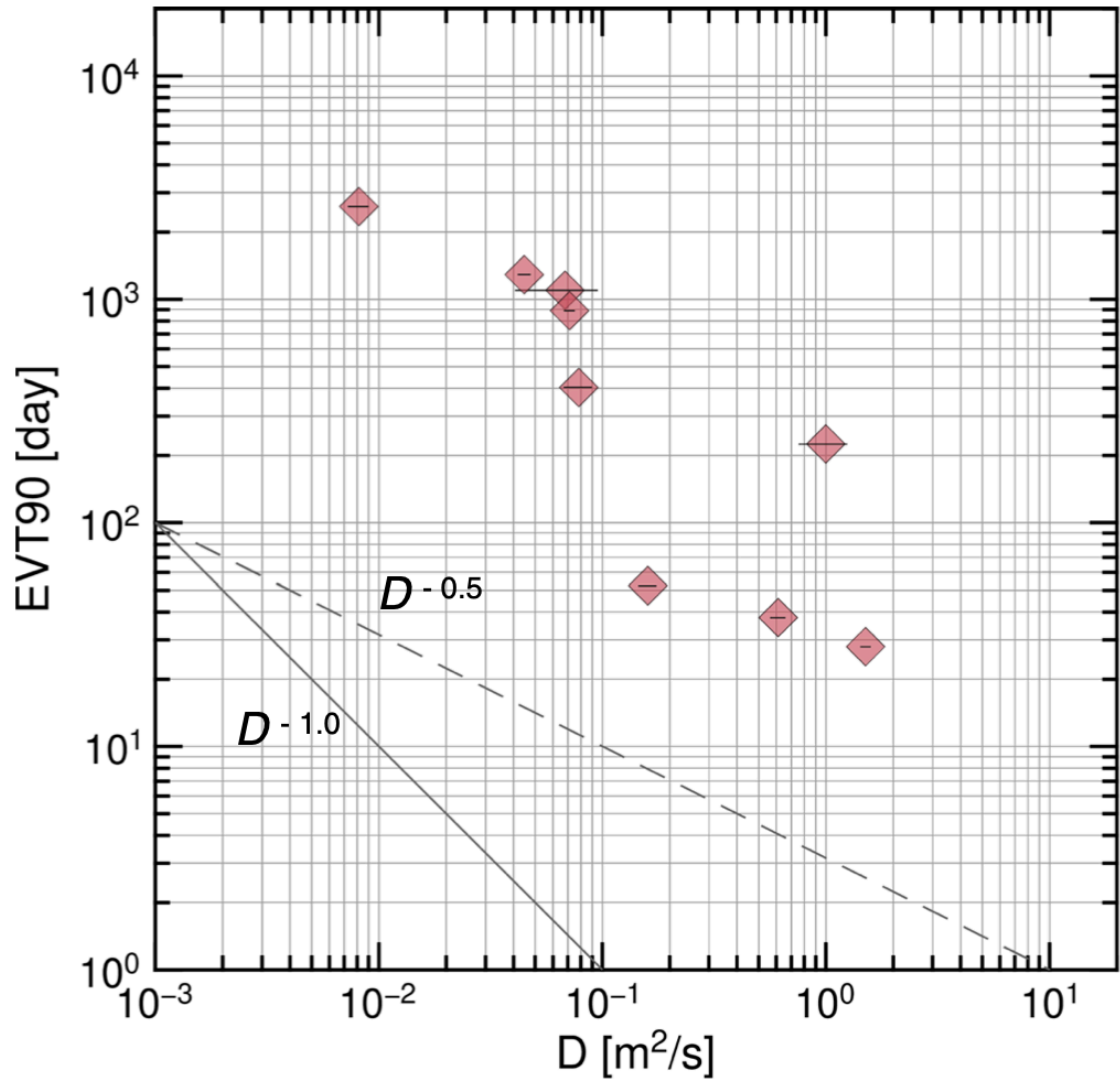


図 2.10 拡散係数 D と EVT_{90} の散布図. 赤色の菱形は本研究で推定した震源マイグレーションの拡散係数 D [m²/s] と EVT_{90} [day] を表す. 各プロットの誤差棒は震源マイグレーションの拡散係数の 2σ 範囲を示している.

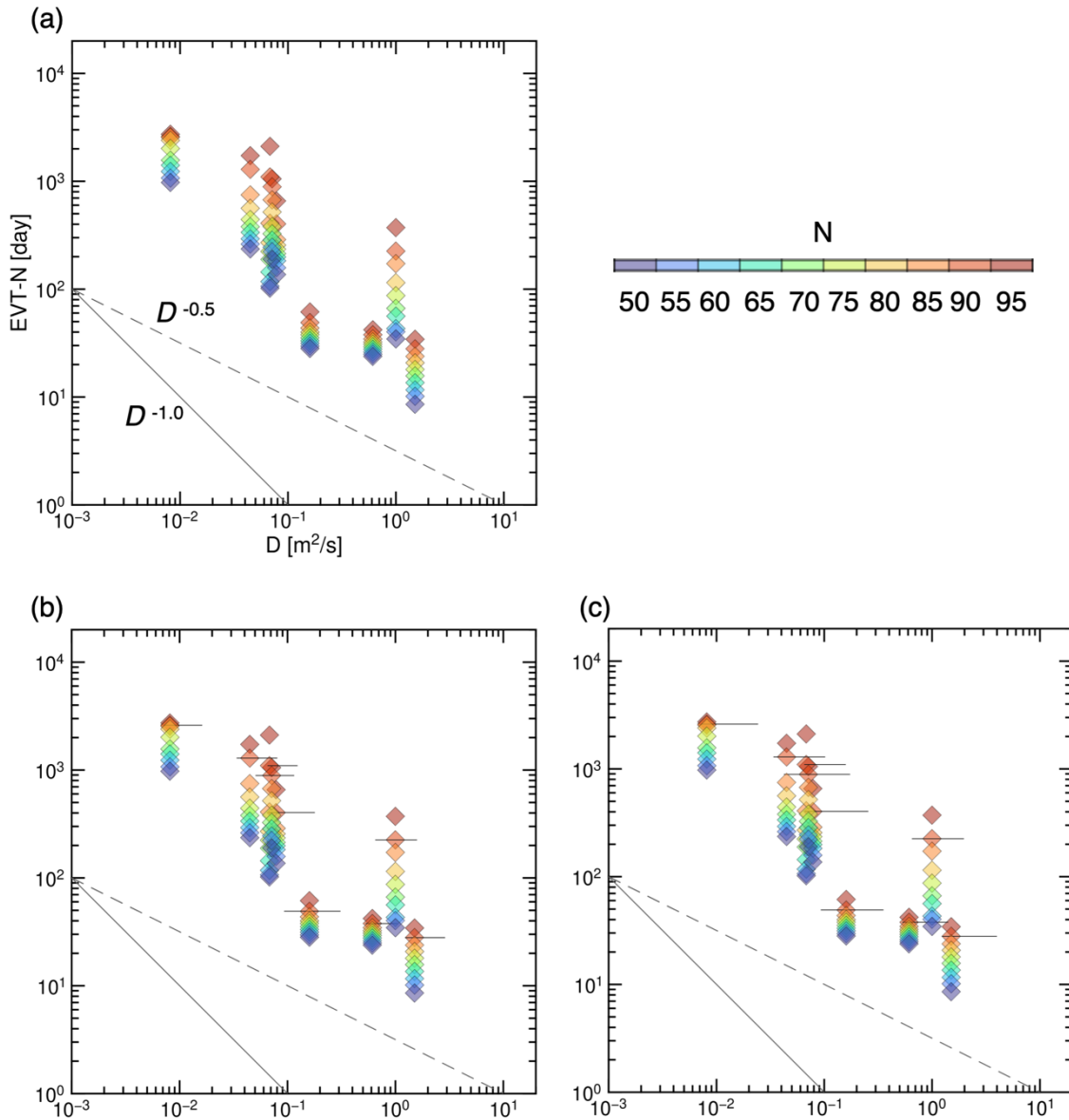


図 2.11 拡散係数 D と $EVT \cdot N$ の散布図および、拡散原点の不確か性に基づく D のばらつきの評価。菱形の色は $EVT \cdot N$ [day] の N の値を表す。(a), (b), (c) の菱形に付随する横棒は、最小値で規格化したフィッティング RMS が 1.5, 2.0, 3.0 以下となる場合の拡散係数 D の範囲を示す。灰色の実線と点線は、それぞれ $D^{-0.5}$ と $D^{-1.0}$ に比例する直線を表す。

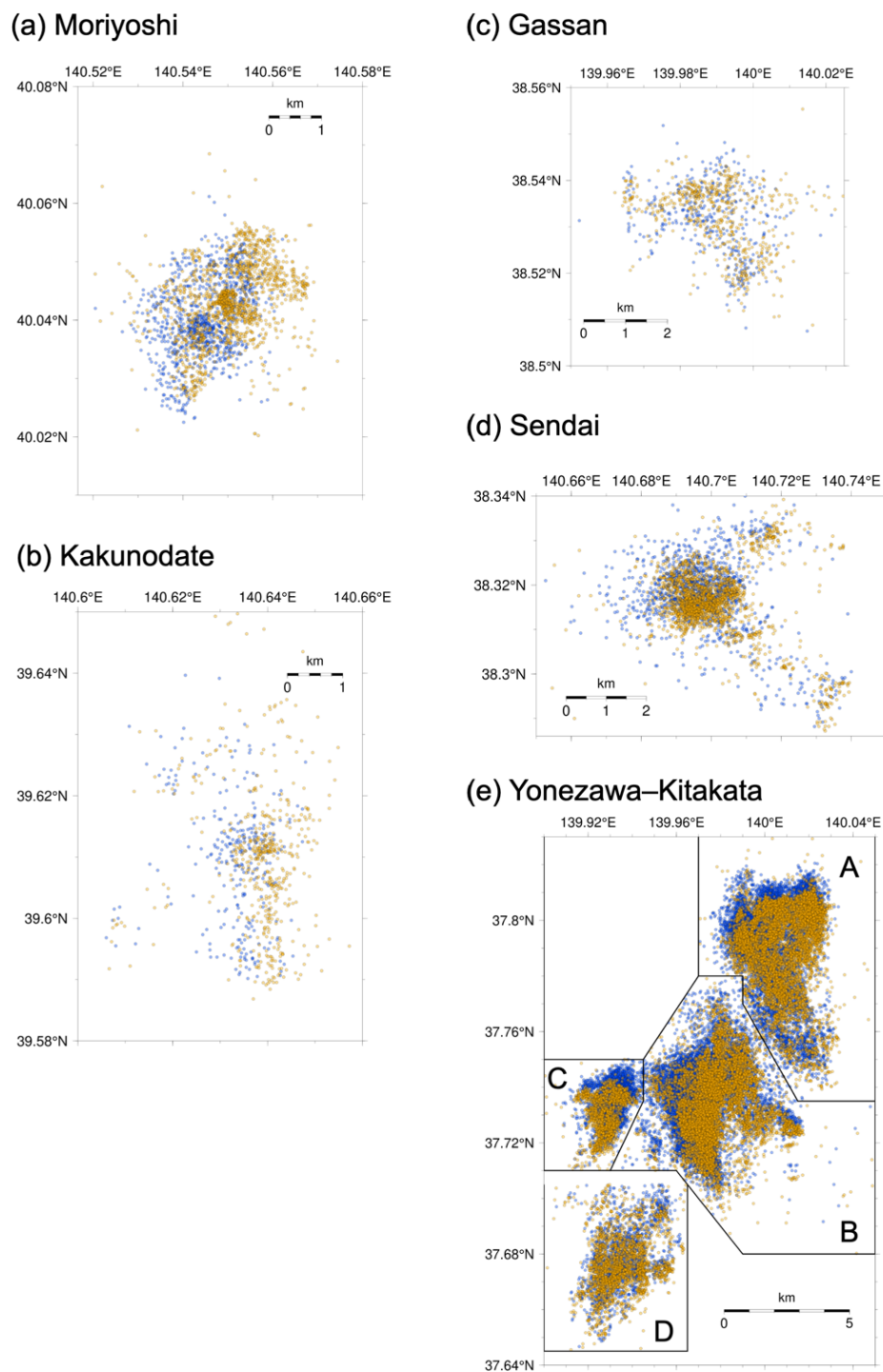


図 2.12 JUICE (Yano et al., 2017) と気象庁一元化震源の震源分布の比較. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢-喜多方 地域における結果. 解析対象の群発地震域における 2011-2012 年に発生したマグニチュード 1 以上の地震について、オレンジ色の丸は JUICE の震央、青色の丸は気象庁一元化震源の震央をそれぞれプロットしている.

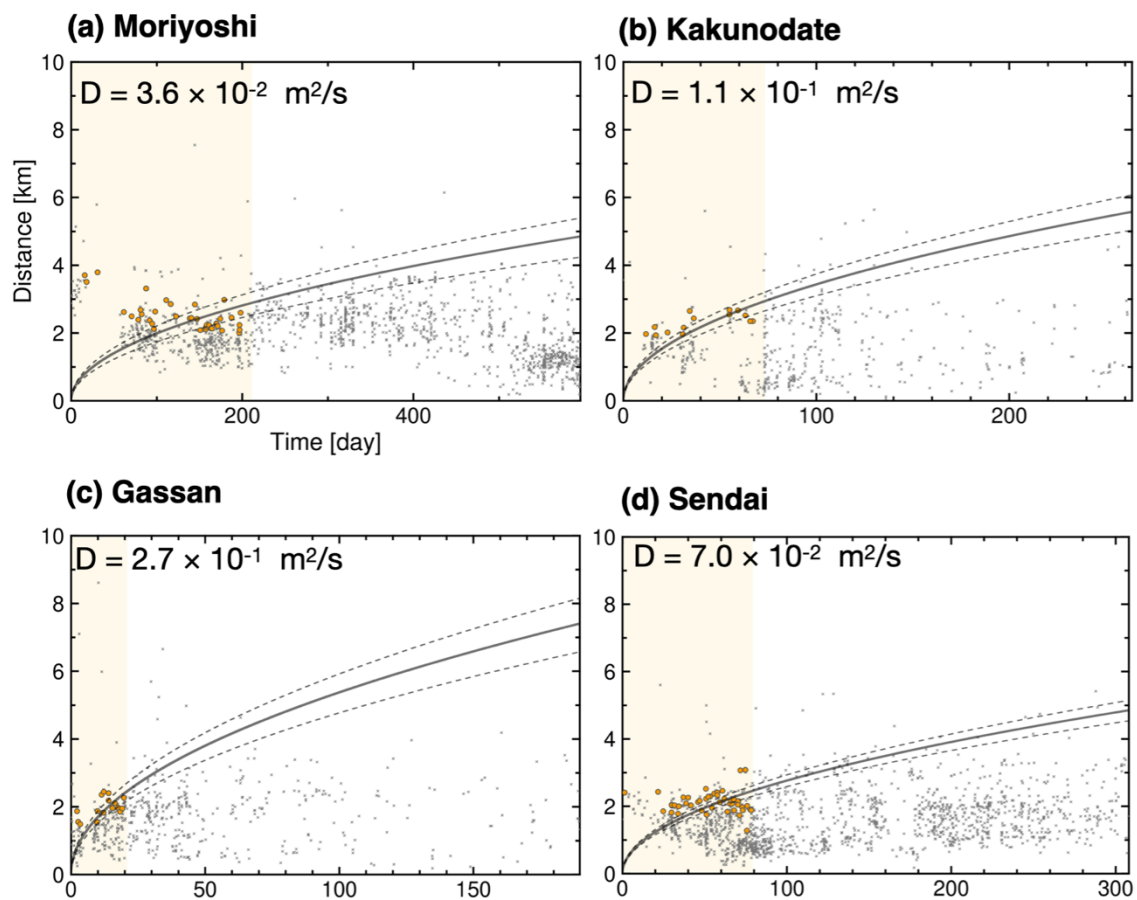


図 2.13 JUICE (Yano et al., 2017) を用いた場合の震源マイグレーションの拡散曲線のフィッティング結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 についての結果. 黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット. オレンジ色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータを表す. 実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す. 破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す.

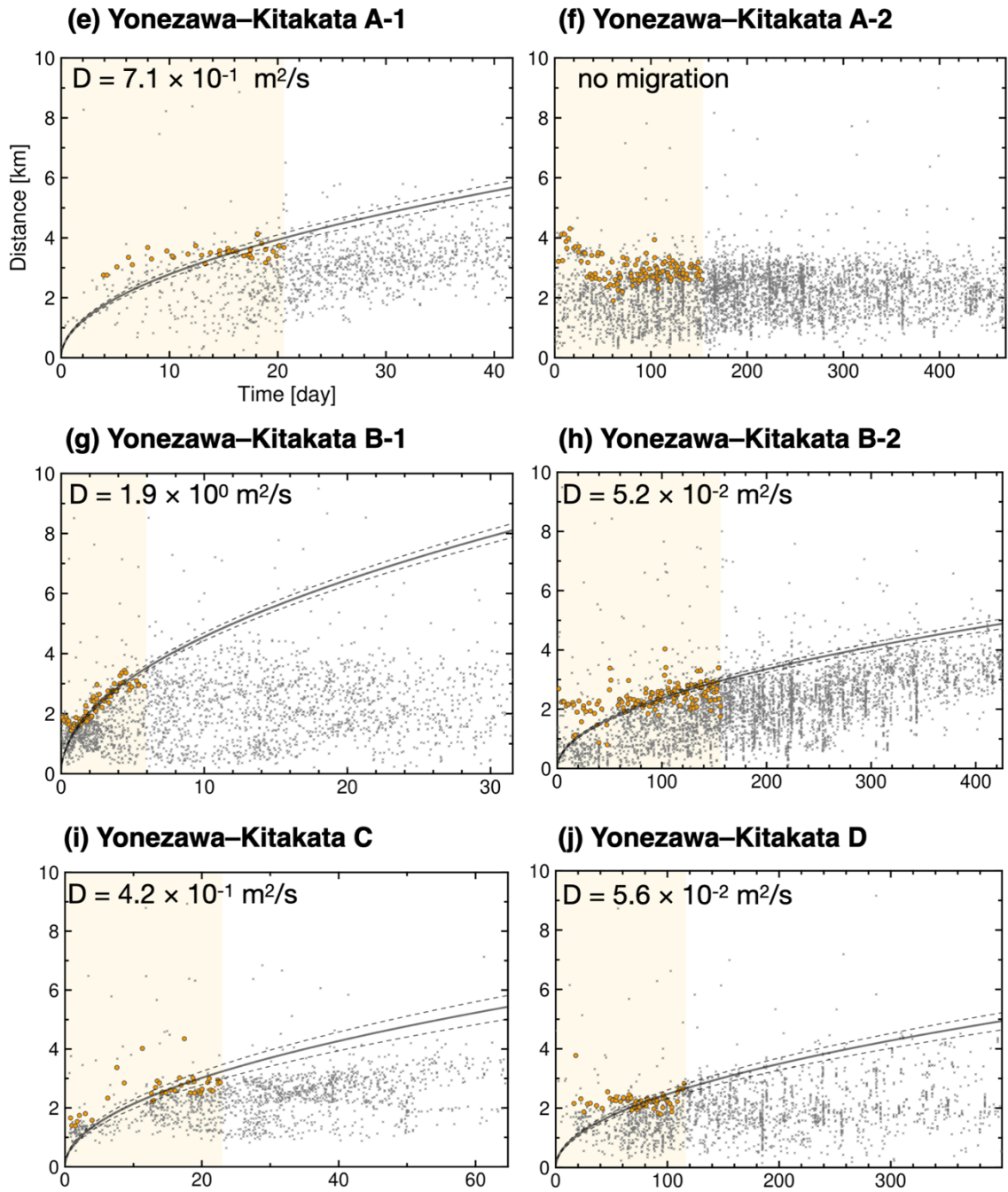


図 2.13 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

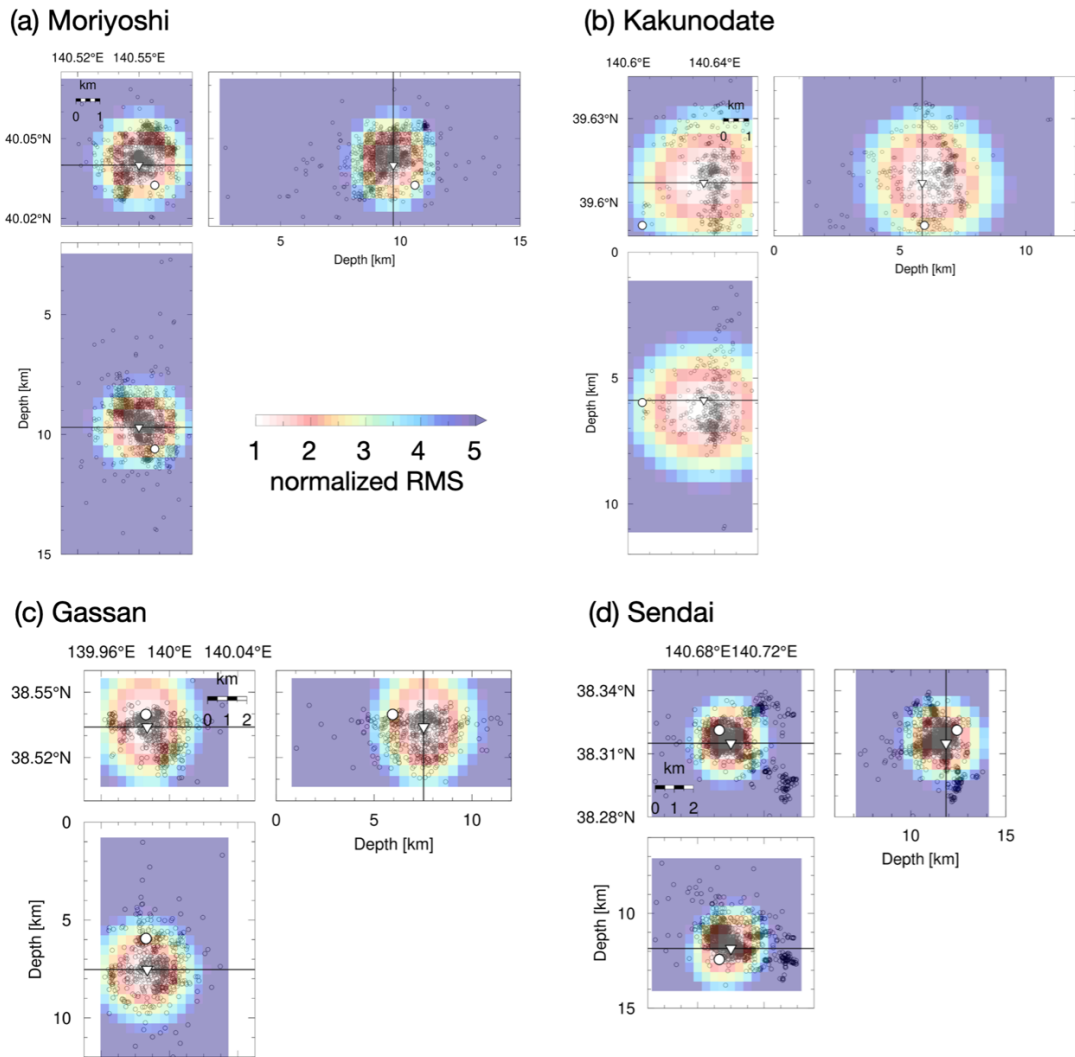


図 2.14 JUCE (Yano et al., 2017) を用いた場合の拡散空間原点のグリッドサーチ結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 における結果. 色は最小値で規格化したフィッティング RMS を表す. 白色の逆三角形はフィッティング RMS が最小のグリッド位置を示す. 白色の丸は最初の地震の震源位置を示す. 黒色の中抜き丸は解析に用いた地震の震源位置を示す. 黒色の実線は深さ断面と水平断面の位置を示す.

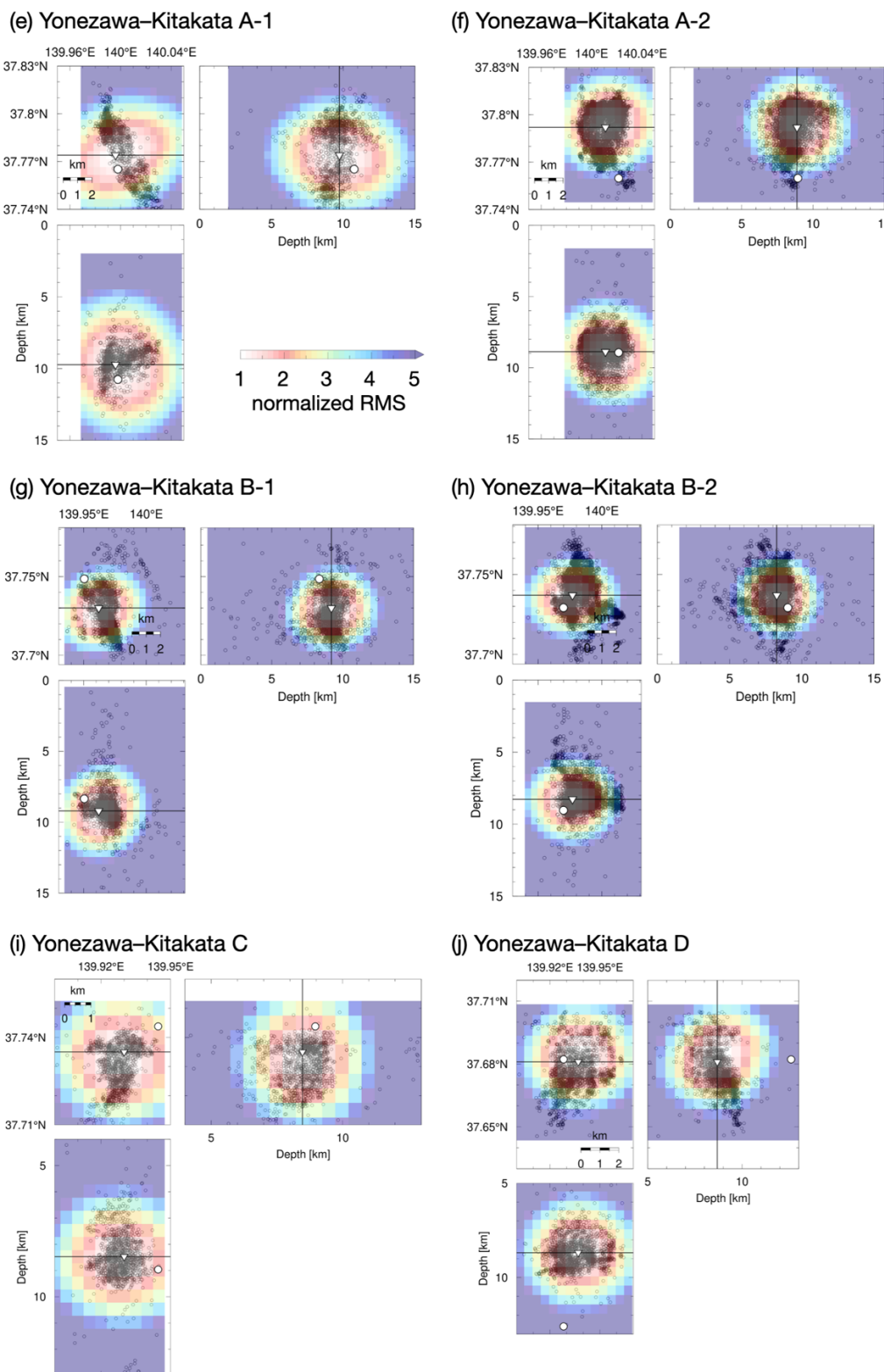


図 2.14 (続き) (e) 米沢-喜多方 A-1 (f) 米沢-喜多方 A-2 (g) 米沢-喜多方 B-1 (h) 米沢-喜多方 B-2 (i) 米沢-喜多方 C, (j) 米沢-喜多方 D における結果.

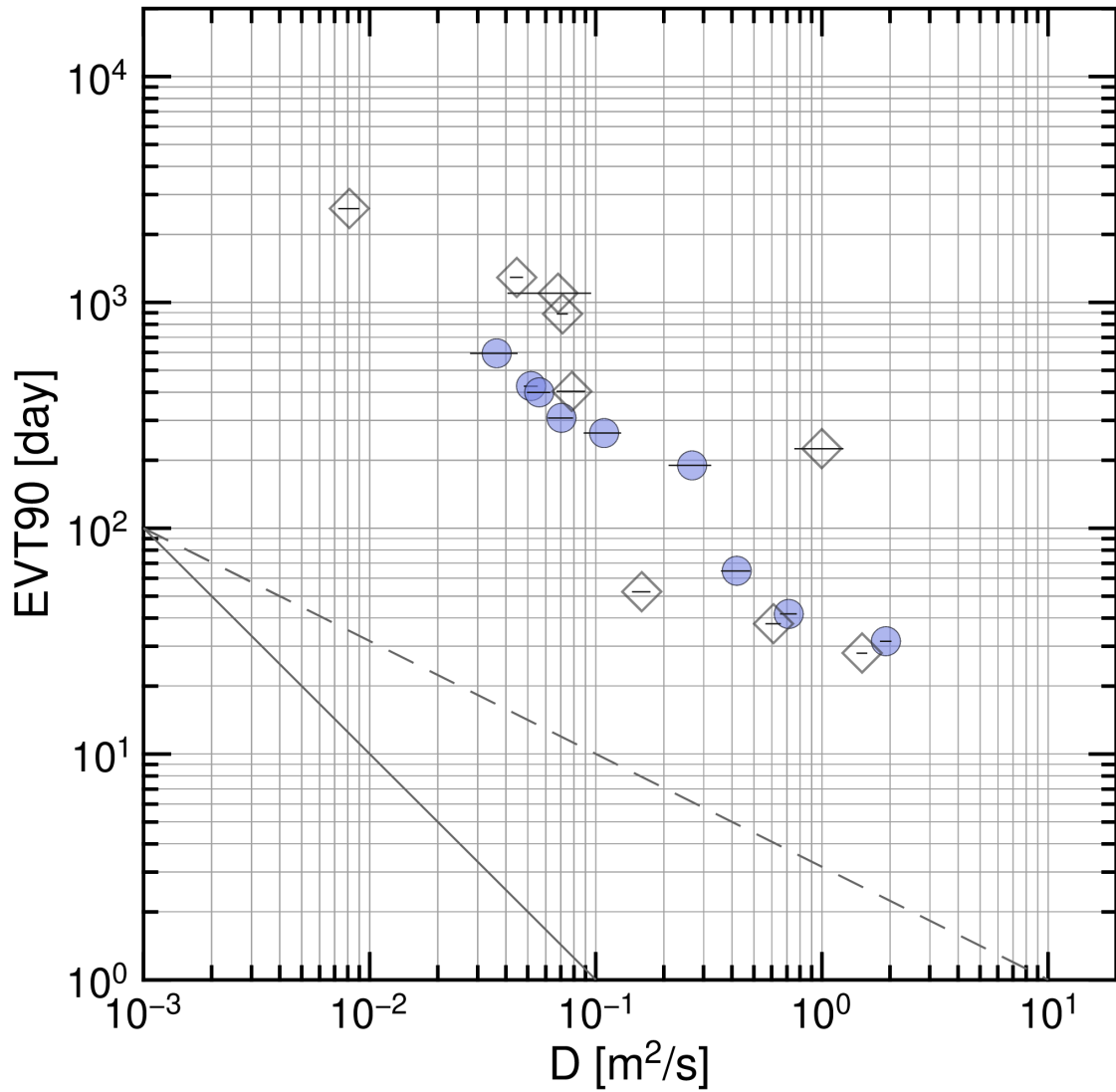


図 2.15 JUICE (Yano et al., 2017) を用いた場合の拡散係数 D と EVT90 の散布図. 紫色の丸は JUICE を用いて推定した震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] と EVT90 [day] を表す. 各プロットの誤差棒は震源マイグレーションの拡散係数の 2σ 範囲を示している. 比較のために図 2.10 の結果を中抜きの菱形と誤差棒で示す.

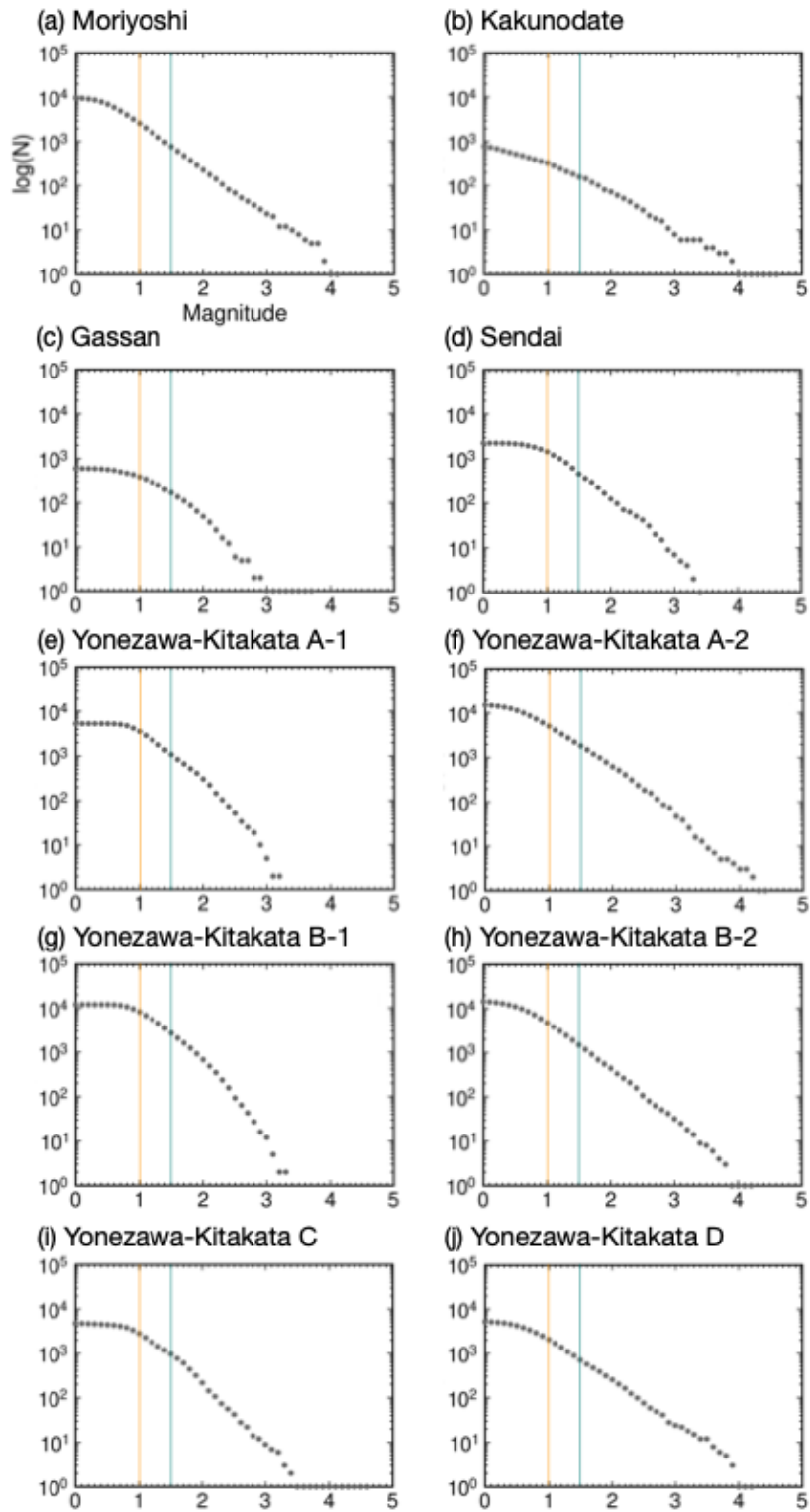


図 2.16 各群発地震における地震の規模別頻度分布. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢-喜多方 A-1 (f) 米沢-喜多方 A-2 (g) 米沢-喜多方 B-1 (h) 米沢-喜多方 B-2 (i) 米沢-喜多方 C (j) 米沢-喜多方 D についての結果. オレンジ色と緑色の線はマグニチュード 1.0 および 1.5 の境界を示す.

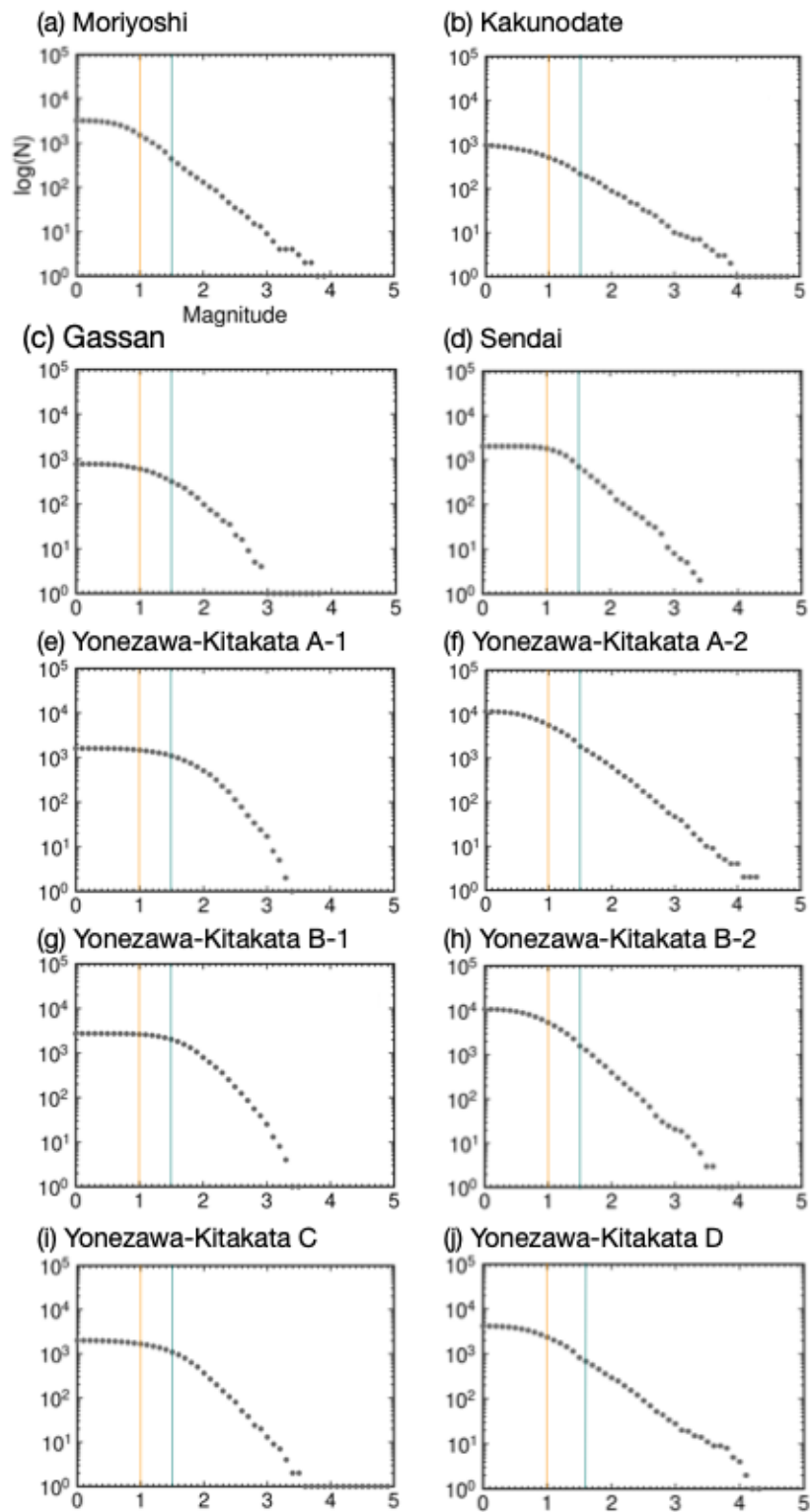


図 2.17 各群発地震における地震の規模別頻度分布 (JUICE (Yano et al., 2017) についての結果).
 凡例は図 2.16 と同様.

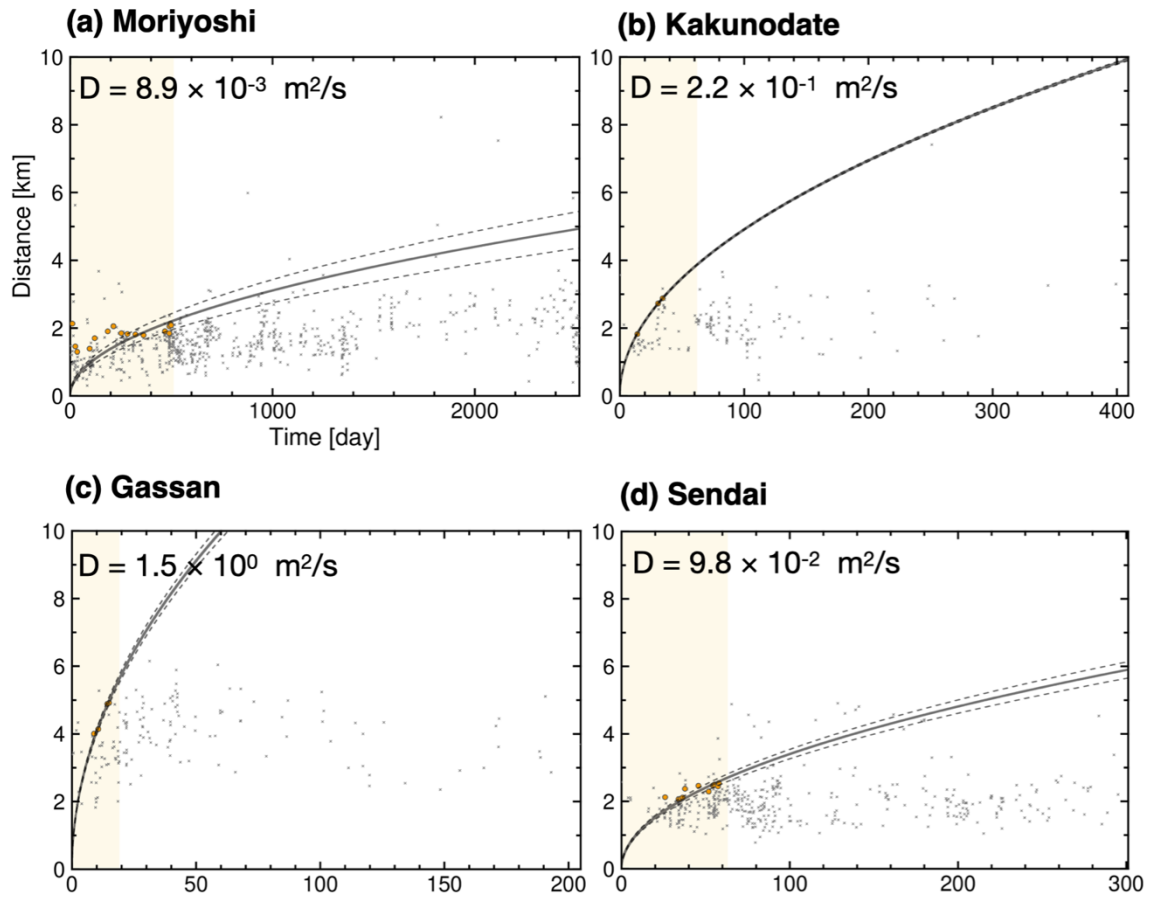


図 2.18 下限マグニチュードを 1.5 とした場合の震源マイグレーションの拡散曲線のフィッティング結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 についての結果. 黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット. オレンジ色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータを表す. 実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す. 破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す.

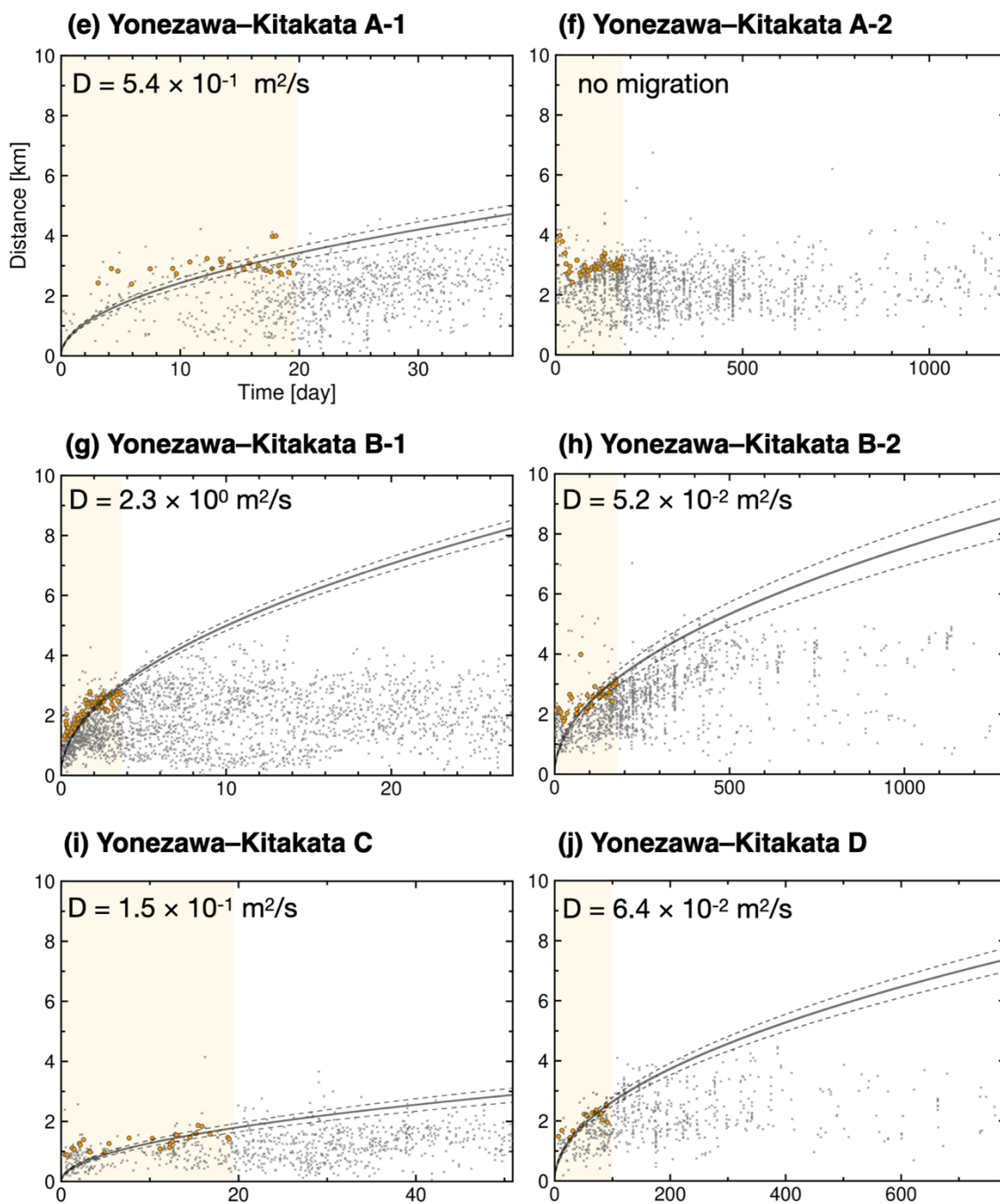


図 2.18 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

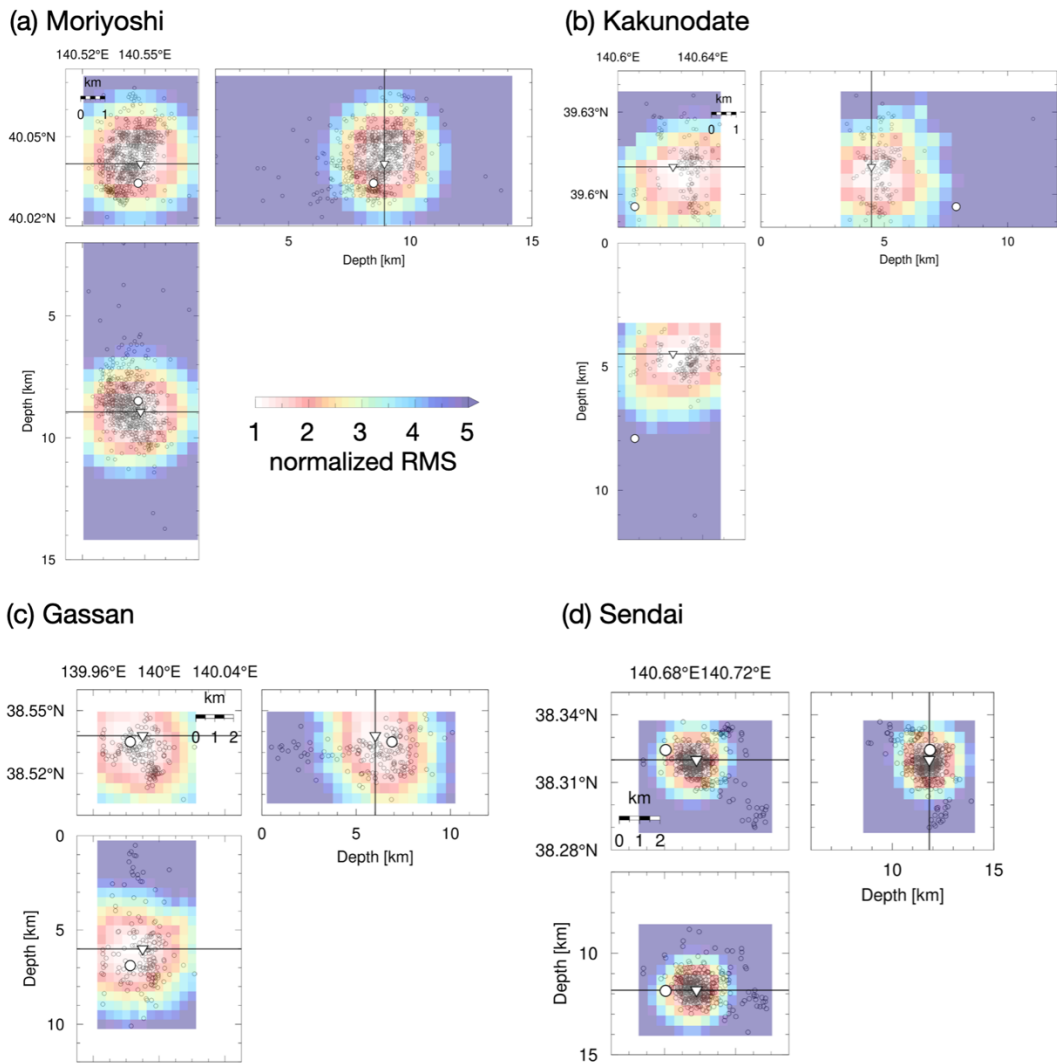


図 2.19 下限マグニチュードを 1.5 とした場合の拡散空間原点のグリッドサーチ結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 における結果. 色は最小値で規格化したフィッティング RMS を表す. 白色の逆三角形はフィッティング RMS が最小のグリッド位置を示す. 白色の丸は最初の地震の震源位置を示す. 黒色の中抜き丸は解析に用いた地震の震源位置を示す. 黒色の実線は深さ断面と水平断面の位置を示す.

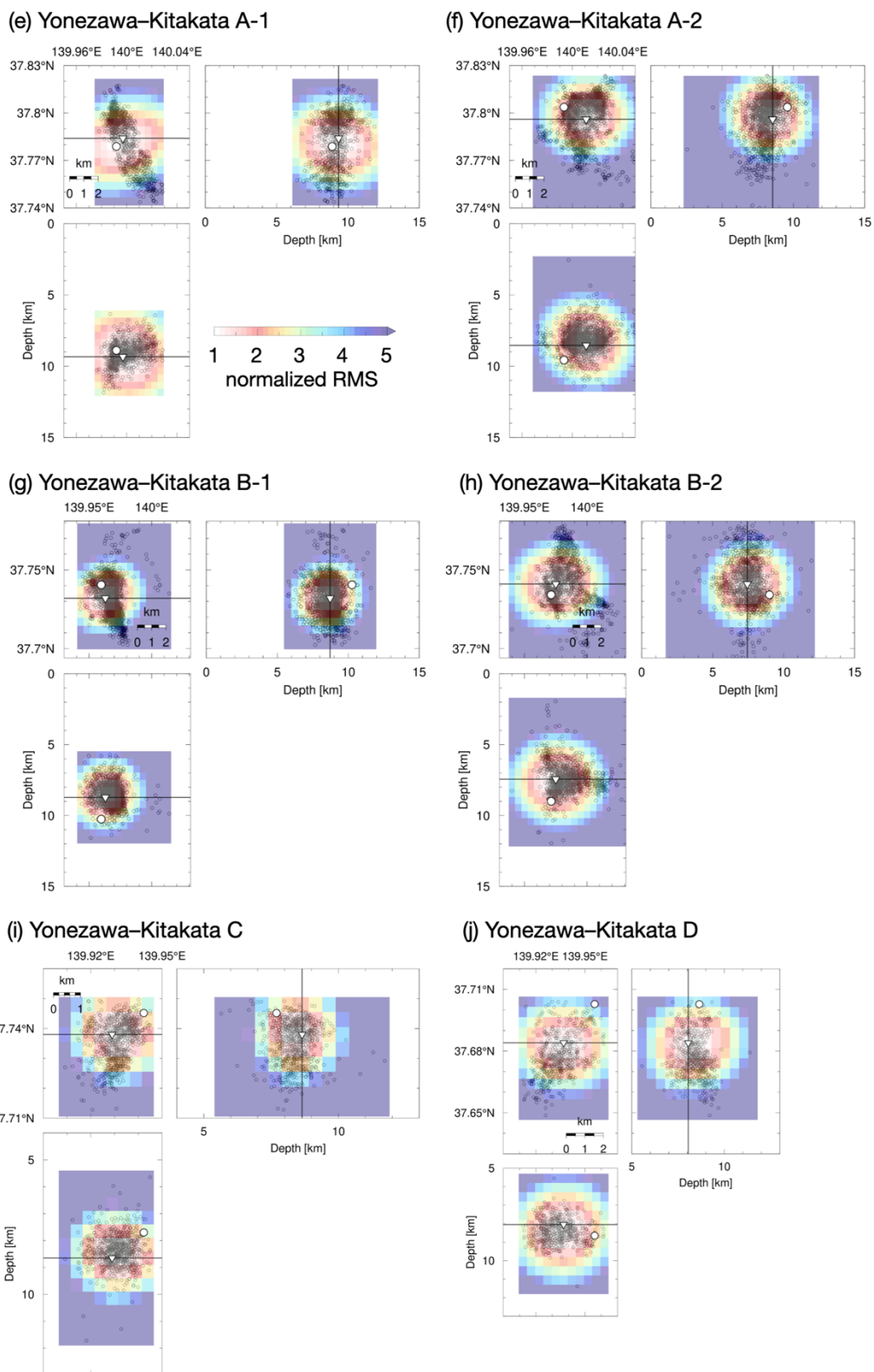


図 2.19 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果。

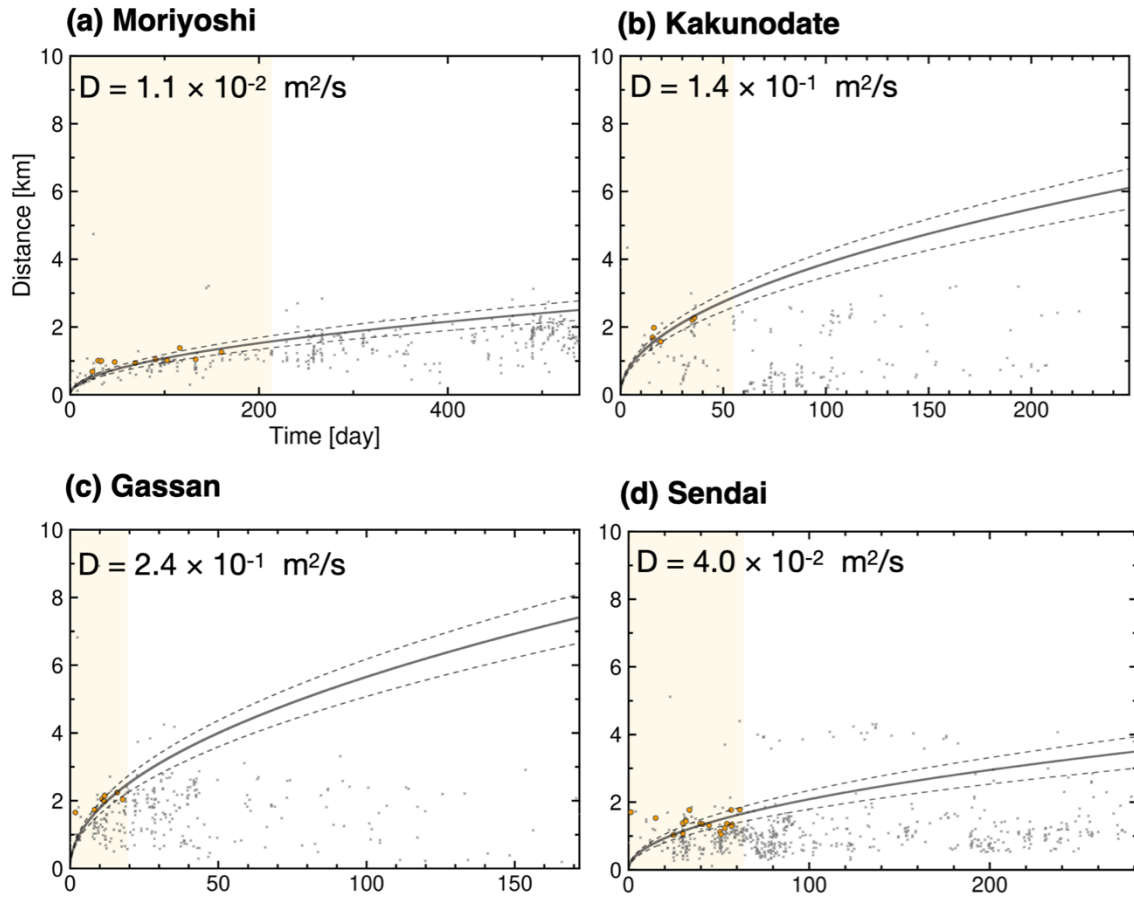


図 2.20 JUICE (Yano et al., 2017) を用いて下限マグニチュードを 1.5 とした場合の震源マイグレーションの拡散曲線のフィッティング結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 についての結果. 黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット. オレンジ色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータを表す. 実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す. 破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す.

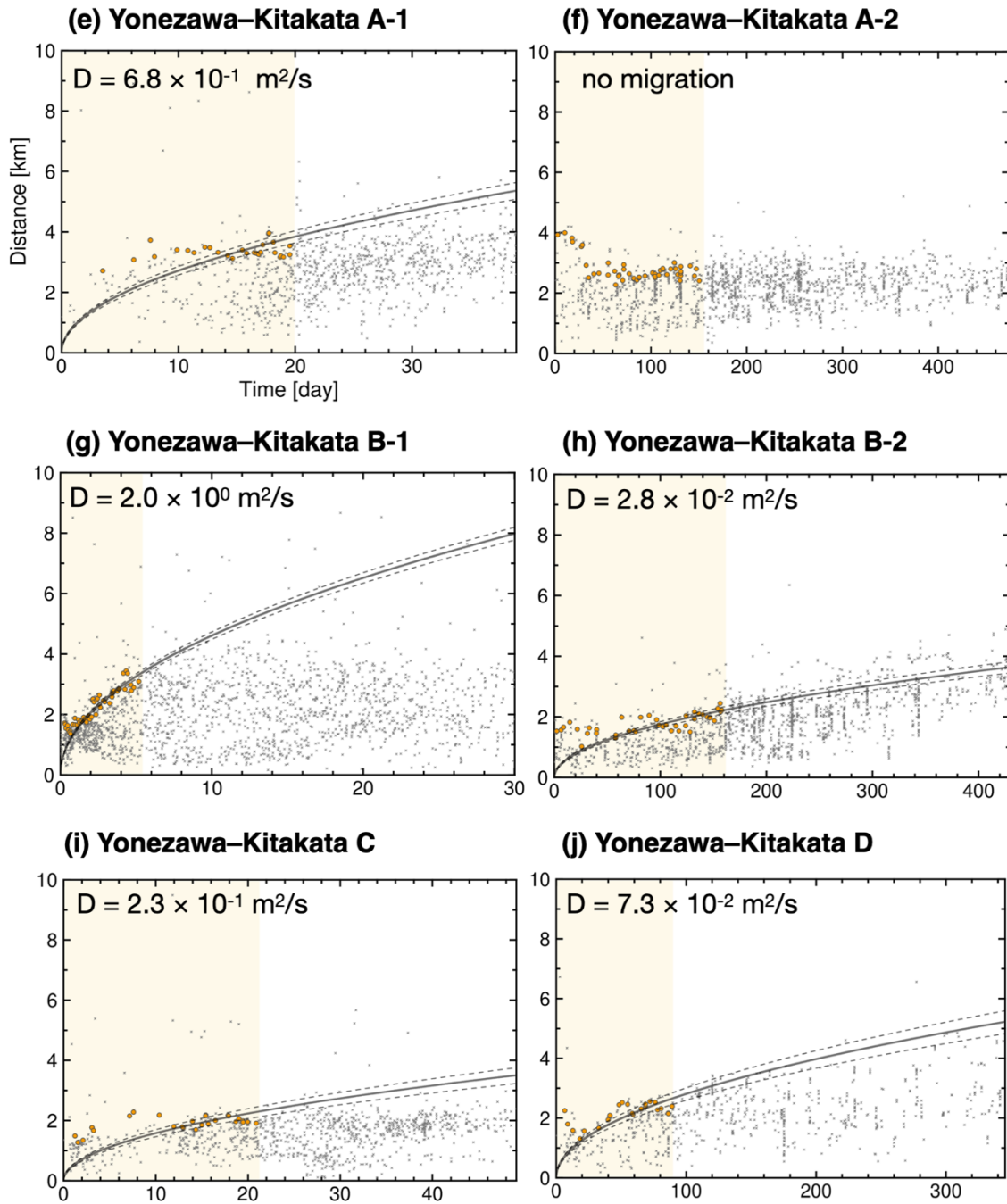


図 2.20 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

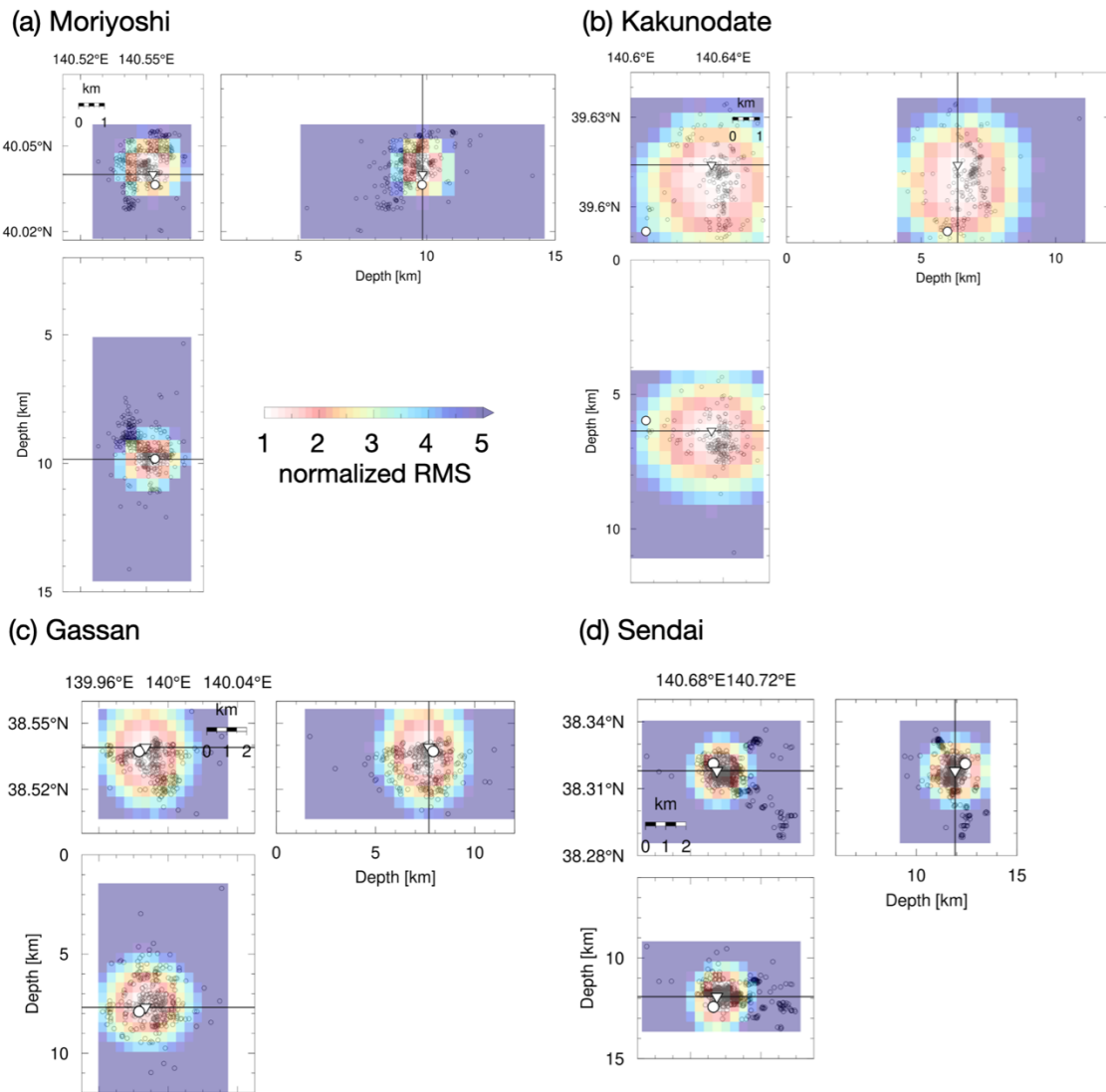


図 2.21 JUCE (Yano et al., 2017) を用いて下限マグニチュードを 1.5 とした場合の拡散空間原点のグリッドサーチ結果. (a) 森吉 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 における結果. 色は最小値で規格化したフィッティング RMS を表す. 白色の逆三角形はフィッティング RMS が最小のグリッド位置を示す. 白色の丸は最初の地震の震源位置を示す. 黒色の中抜き丸は解析に用いた地震の震源位置を示す. 黒色の実線は深さ断面と水平断面の位置を示す.

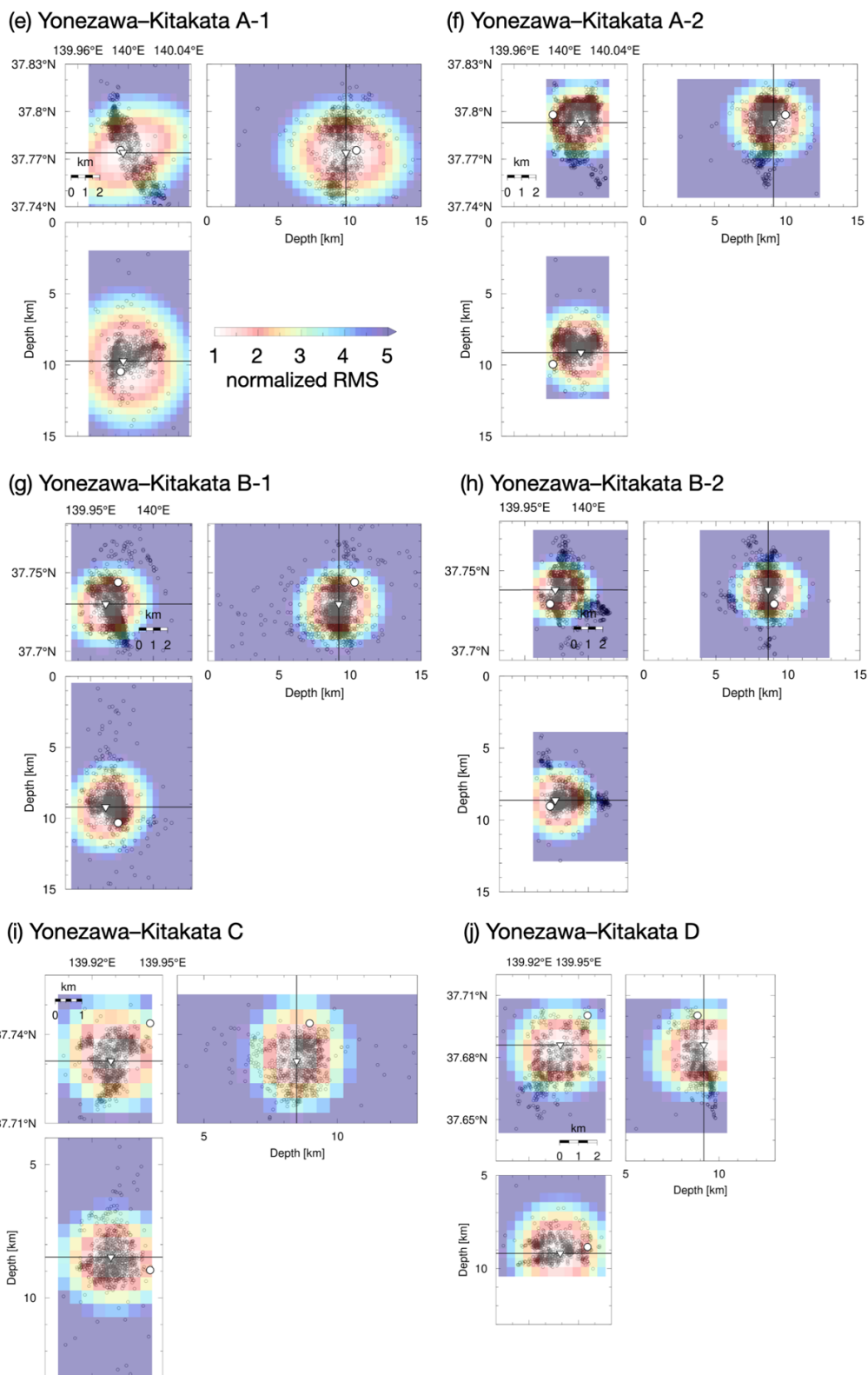


図 2.21 (続き) (e) 米沢–喜多方 A-1 (f) 米沢–喜多方 A-2 (g) 米沢–喜多方 B-1 (h) 米沢–喜多方 B-2 (i) 米沢–喜多方 C, (j) 米沢–喜多方 D における結果.

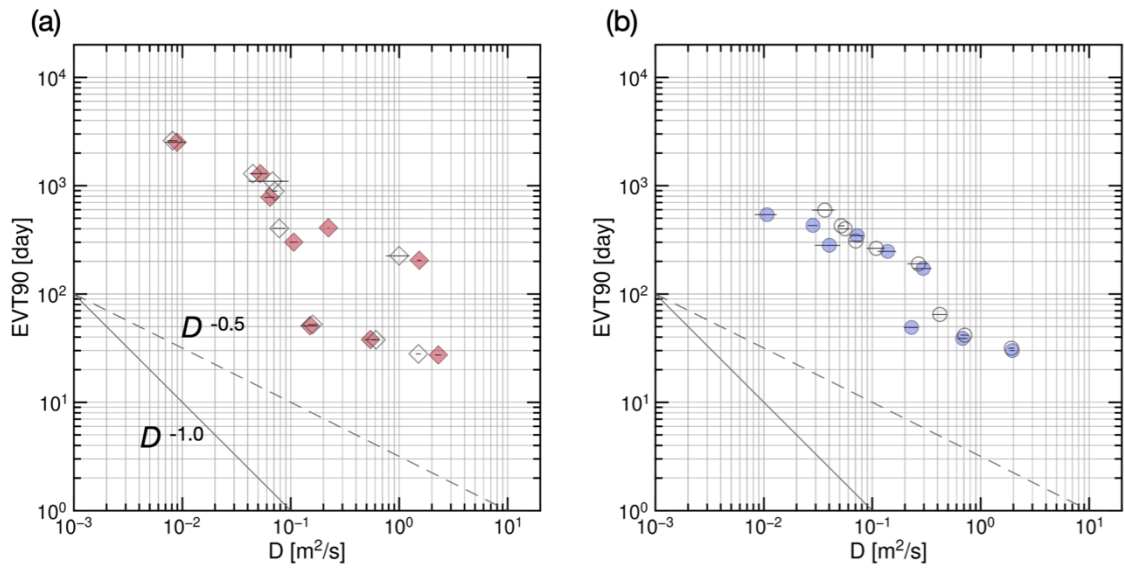


図 2.22 下限マグニチュードを 1.5 とした場合の拡散係数 D と EVT90 の散布図. (a) 気象庁一元化震源カタログを用いた場合の結果. 比較のために図 2.10 の結果を中抜き菱形と誤差棒で示す. (b) JUICE (Yano et al., 2017) を用いた場合の結果. 比較のために図 2.15 の結果を中抜き菱形と誤差棒で示す.

表 2.1 気象庁一元化震源を用いて推定した各領域の EVT90 [day] および、震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] とその 2σ 範囲

| Area | EVT90 [day] | D [m^2/s] | $D - 2\sigma$ [m^2/s] | $D + 2\sigma$ [m^2/s] |
|-----------------------|-------------|-------------------------------|---|---|
| Moriyoshi | 2604 | 0.00813 | 0.00727 | 0.00899 |
| Kakunodate | 1098 | 0.0680 | 0.0408 | 0.0953 |
| Gassan | 225 | 0.999 | 0.756 | 1.24 |
| Sendai | 403 | 0.0784 | 0.0672 | 0.0896 |
| Yonezawa-KitakataA-1 | 38 | 0.610 | 0.563 | 0.657 |
| Yonezawa-Kitakata B-1 | 28 | 1.50 | 1.43 | 1.58 |
| Yonezawa-Kitakata B-2 | 1289 | 0.0447 | 0.0417 | 0.0476 |
| Yonezawa-Kitakata C | 52 | 0.160 | 0.145 | 0.174 |
| Yonezawa-Kitakata D | 889 | 0.0713 | 0.0674 | 0.0751 |

表 2.2 JUICE (Yano et al., 2017) を用いて推定した各領域の EVT90 [day] および、震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] とその 2σ 範囲

| Area | EVT90 [day] | D [m^2/s] | $D - 2\sigma$ [m^2/s] | $D + 2\sigma$ [m^2/s] |
|-----------------------|-------------|-------------------------------|---|---|
| Moriyoshi | 595 | 0.0364 | 0.0278 | 0.0451 |
| Kakunodate | 264 | 0.109 | 0.0885 | 0.129 |
| Gassan | 190 | 0.266 | 0.210 | 0.323 |
| Sendai | 308 | 0.0704 | 0.0616 | 0.0793 |
| Yonezawa-KitakataA-1 | 42 | 0.713 | 0.653 | 0.773 |
| Yonezawa-Kitakata B-1 | 32 | 1.92 | 1.81 | 2.01 |
| Yonezawa-Kitakata B-2 | 426 | 0.0517 | 0.0482 | 0.0552 |
| Yonezawa-Kitakata C | 65 | 0.420 | 0.358 | 0.482 |
| Yonezawa-Kitakata D | 400 | 0.0562 | 0.0496 | 0.0627 |

表 2.3 下限マグニチュードを 1.5 とし、気象庁一元化震源を用いて推定した各領域の EVT90 [day] および、震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] とその 2σ 範囲

| Area | EVT90 [day] | D [m^2/s] | $D - 2\sigma$ [m^2/s] | $D + 2\sigma$ [m^2/s] |
|-----------------------|-------------|-------------------------------|---|---|
| Moriyoshi | 2517 | 0.00891 | 0.00697 | 0.0109 |
| Kakunodate | 409 | 0.222 | 0.220 | 0.224 |
| Gassan | 205 | 1.53 | 1.46 | 1.60 |
| Sendai | 301 | 0.107 | 0.0979 | 0.115 |
| Yonezawa-KitakataA-1 | 38 | 0.543 | 0.474 | 0.612 |
| Yonezawa-Kitakata B-1 | 27 | 2.29 | 2.14 | 2.44 |
| Yonezawa-Kitakata B-2 | 1289 | 0.0524 | 0.0444 | 0.0604 |
| Yonezawa-Kitakata C | 51 | 0.150 | 0.126 | 0.175 |
| Yonezawa-Kitakata D | 781 | 0.0642 | 0.0573 | 0.0710 |

表 2.4 下限マグニチュードを 1.5 とし、JUICE (Yano et al., 2017) を用いて推定した各領域の EVT90 [day] および、震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s] とその 2σ 範囲

| Area | EVT90 [day] | D [m^2/s] | $D - 2\sigma$ [m^2/s] | $D + 2\sigma$ [m^2/s] |
|-----------------------|-------------|-------------------------------|---|---|
| Moriyoshi | 539 | 0.0107 | 0.00827 | 0.0131 |
| Kakunodate | 248 | 0.139 | 0.112 | 0.165 |
| Gassan | 172 | 0.295 | 0.238 | 0.352 |
| Sendai | 282 | 0.0401 | 0.0296 | 0.0507 |
| Yonezawa-KitakataA-1 | 39 | 0.681 | 0.610 | 0.752 |
| Yonezawa-Kitakata B-1 | 30 | 1.96 | 1.85 | 2.06 |
| Yonezawa-Kitakata B-2 | 430 | 0.0284 | 0.0255 | 0.0313 |
| Yonezawa-Kitakata C | 49 | 0.230 | 0.196 | 0.265 |
| Yonezawa-Kitakata D | 345 | 0.0728 | 0.0621 | 0.0834 |

第3章

森吉山地域の群発地震における

Distinct Scattered Wave-packet (DSW) の時間変化

本章は Amezawa et al. (2019, *Earth, Planets and Space*, 71, 132) の内容をもとに執筆した。

3.1 はじめに

地震波形の直達波の後には、振幅が指数関数的に減衰しながら尾を引くような波形が観測される。これは地殻内のランダムな不均質によって直達波が散乱された結果生じる波群で、コーダ波と呼ばれる (Aki, 1969)。一方、地下に周囲との速度コントラストが非常に大きい領域 (流体、クラック、岩体などの領域あるいは面) が存在すると、それによって直達波は強く散乱 (あるいは反射) され比較的大きな振幅の散乱波 (あるいは反射波) としてコーダ波中に現れる。第2章で解析対象とした群発地震の一つである森吉山地域では、東北沖地震後に群発地震が誘発された (図 3.1)。この群発地震の地震波形記録の S コーダ部分に特徴的な波群 (図 3.2) が観測されることが報告されていた (Kosuga, 2014)。これらの波群は高周波成分が卓越し、S 波的な振動を呈する。また、単純な反射波的な波形ではなく、1 秒程度の継続時間を持つ。以上の特徴から Kosuga (2014) は、これらの波群は地下に局在する強い不均質によって S 波が多重散乱されて生じた S-to-S 散乱波群であると指摘している。

本章では、森吉山地域で観測されるこの特徴的な散乱波群 (DSW: Distinct Scattered Wave-packet) について、群発地震について得られた多数の地震波形記録を利用し、DSW 形状が時間的にどのように変化するかを系統的に調査する。さらに、地震計アレイ観測データを用いたセンブランス解析によって DSW の発生源位置を推定する。その後、以上で得られた結果をもとに、本地域における群発地震と DSW の時間変化の関係について議論する。

3.2 DSW 形状の時間変化

DSW 部分のみの時間変化に注目するために、震源位置と震源メカニズム解が類似する地震を群発地震を構成する地震群から抽出する必要がある。そのために、震源位置が近接し、直達波の相互相関が高いという条件で地震をグルーピングし、同じグループ内の地震波形における DSW 形状の時間変化を調べた。

震源位置が近接する地震を抽出するために、Double-Difference 法 (Waldhauser & Ellsworth, 2000; 以下、DD 法と略記する; Appendix A) で震源位置を高精度に再決定した。解析には 2011 年 3 月から 2016 年 11 月に森吉山北方で発生したマグニチュード 0.0 以上

の地震を用いた。DD法では震源が近接する地震ペアについて、ある観測点における観測走時の差と理論走時の差を求め、これらの差 (double difference) を最小にするように震源位置を再決定する。この方法の利点は、震源が近接し、地震波の伝播経路がほぼ同一とみなせる地震ペアの走時差を用いることで、速度構造の不確実性の影響をキャンセルし、地震ペアの震源位置を相対的に精度よく決定できるという点である。DD法による震源再決定では、differential time データとして手動検測値から作成したもの (カタログデータ) と、地震波形の相互相関に基づく相対走時から作成したもの (CC データ) の2種類のデータを用いることができる。本章ではカタログデータのみを用い、double difference データの作成には気象庁による手動検測値 115,212 個に加え、Amezawa et al. (2019) の共著者の一人が独自に手動検測を行なって得られた 13,813 個を用いた。震源再決定後の震源分布を図 3.3 (a) に示す。同時期の気象庁一元化震源カタログの震源分布 (図 3.3 (b)) に対し、再決定震源の分布では震源決定精度の向上に伴い震源分布のばらつきが抑えられ、複数の小クラスタに分かれていることや、全体としては東傾斜の面的な構造が確認できるようになった。

続いて、直達波形状が類似する地震を抽出するために、以下のように地震のグルーピングを行なった。まず、1 辺 1 km のグリッドを 0.5 km 重複させながら再決定震源を分割した。次に、グリッド内の地震について群発地震周辺の定常観測点 3 点 (N.ANIH, N.KZNH, N.GJOH (図 3.1)) で観測された地震波形記録の P 波・S 波部分について、1 秒間の波形をそれぞれ切り出し、2-16 Hz の帯域通過フィルターをかけた。これらについて、グリッド内の全ての地震ペアについて相互相関係数の最大値を計算し、その平均が 0.85 以上となる地震をグループとした。以上を各グリッドについて行い、地震数が 5 以上となるグループを以下の解析に用いた。

各グループの震源位置を図 3.4 に示す。また、各グループの N.ANIH 観測点で観測された地震波形について、地震波の相互相関関数の計算を行った帯域である 2-16 Hz でフィルタリングしたものを図 3.5 に示す。いずれのグループにおいても、震源が近接しており、直達波形状がよく類似していることから、震源位置と断層運動が類似する地震を抽出できていると考えられる。しかし、この帯域では高周波成分が卓越する DSW は不明瞭で、その形状の時間変化を調べられない。DSW 形状の時間変化の解析を行うために、以下のような処理を施した。まず、同じグループに分類された地震の地震波形記録により高周波帯域である 8-24 Hz でフィルタリングした (図 3.6)。その結果、2-16 Hz 帯域での波形 (図 3.5) よりも DSW 部分が明瞭になったが、S 波の振幅が DSW に対して大きいため S 波部分の波形と DSW 部分の波形形状を同時に比較しにくい。そこで、8-24 Hz でフィルタリングした波形から、エンベロープ波形を作成し、Auto Gain Control (AGC) 処理を施して S 波部分の振幅を抑え、DSW 部分の振幅を強調した。AGC 処理では 0.1 秒の時間窓を移動させながら、時間窓内のエンベロープ波形に対し、その RMS 振幅の逆数を乗じることで、S 波よりも振幅の小さい DSW の振幅を強調表示した。

以上の信号処理を施した南北動成分と東西動成分のエンベロープ波形を、それぞれ図 3.7

と図 3.8 に示す. その結果, 同一グループ内の直達波形状は類似しているが, DSW 形状は著しく異なっており, それらは時間変化していることが明らかになった. また, 同じグループ内の地震について時間的に隣り合う地震の発生時刻の差を計算したところ, DSW 形状の時間変化は数時間から数日という比較的短期間で発生する場合があることが判明した (図 3.9).

3.3 DSW の発生源

3.3.1 アレイ観測・使用データ

DSW の発生源位置を推定するために, アレイ解析を行ってその見かけスローネスとアレイに対する到来方位角を推定した. 解析には, 弘前大学が森吉山北方に設置した地震計アレイ (図 3.1, Array) において, 2012 年 11 月から 2013 年 1 月の期間内に観測された地震波形記録を用いた. アレイは Sercel inc. 製の固有周期 1 s の 3 成分速度型地震計 (L-4C-3D) 9 台で構成され, データは (株) 計測技研製のデータロガー (HKS-9550) を用い, サンプリング周波数 200 Hz, A/D 変換分解能 24 bit でコンパクトフラッシュに連続収録された. アレイの形状は図 3.10 に示すような, 1 辺の長さが約 700 m の L 字型をしている. 本アレイで, エイリアシングを避けて解析が可能な周波数は 6.1 Hz 以下であることと, DSW が高周波に卓越することを考慮し, 以下の解析では 3–12 Hz のバンドパスフィルターをかけた波形を用いた.

3.3.2 センブランス解析

DSW の見かけスローネスとアレイへの到来方位角を推定するため, センブランス解析 (Neidell & Taner, 1971) を行なった. センブランス解析では, アレイへの入射波が全て平面波であると仮定し, アレイを構成する各観測点において観測されたある時間窓内の地震波形について,

$$S(t, s_x, s_y) = \frac{\sum_{j=1}^M [\sum_{i=1}^N u_i(t_j - \tau_i + T_{0i})]^2}{N \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N u_i(t_j + T_{0i})^2} \quad (3.1)$$

で定義されるセンブランス値 $S(t, s_x, s_y)$ にもとづき, アレイへ入射する地震波の見かけスローネスと到来方位角を推定する. ここで s_x, s_y [s/km] はそれぞれ x, y 方向の見かけスローネス, N はアレイを構成する観測点数, $u_i(t_j)$ [m/s] は時刻 t_j [s] における, 観測点 i での波形の振幅, M は時間窓内のサンプル数, τ_i [s] は観測点 i と基準観測点との走時差, T_{0i} [s] は観測点間の高度差による到達時刻差の補正值 (静補正) である. 式 (3.1) の分母は, アレイを構成する各観測点での地震波形の 2 乗振幅値の和を表す. また, 式 (3.1)

の分子は、仮定した見かけスローネスによる到達時刻差を補正した地震波をスタックした波形の 2 乗振幅値を表す。したがって、仮定した見かけスローネスが実際に観測されたものと近い場合、 $S(t, s_x, s_y)$ は大きくなり、一致すると 1.0 となる。本研究では 0.33 秒の時間窓を移動させながら、時間窓内の波形に対して見かけスローネス成分 (s_x, s_y) を変えつつセンブランス値を計算した。

センブランス解析の結果の例を図 3.11 に示す。P 波および S 波部分では見かけスローネスと到来方向の両方に鋭いピークがあり、到来方位各は震央の方位とよく一致している。一方、S 波が到達してから約 3 秒後に DSW が方位 N180° 付近から、約 0.15 s/km のスローネスでアレイに入射していることがわかる。図 3.12 にセンブランス解析の推定結果から算出したアレイへの到来方位角、見かけスローネスならびに入射角のヒストグラムを示す。入射角は、S 波速度を 3.5 km/s (一定) と仮定して見かけスローネスから推定した。解析の結果、DSW は方位 N150°–N180° から約 0.125–0.170 s/km の見かけスローネスを持ち、26°–36° の入射角でアレイに入射していることが明らかになった。

3.3.3 DSW 発生源位置の推定

センブランス解析により、DSW の入射方位と見かけスローネス、入射角が推定されたので、それらの方向でどれほど離れた発生源から DSW がアレイに到来したのかを P 波と DSW の到達時刻差を用いて推定した。解析には、センブランス値が 0.81 以上(最大値 0.90) となるような見かけスローネスと入射方位の推定値を用いた。また、DSW のセンブランス値の平均が、地震波形記録の東西成分の方が南北成分よりも高いため、以下の解析では東西成分のみを使用した。

具体的には、以下の方法で DSW 発生源位置を推定した。DSW は S-to-S の一回散乱によって生じ、P 波速度は 5.8 km/s、S 波速度は 3.5 km/s で一定の媒質中を伝播すると仮定した。まず、アレイ周辺の空間(39.9°N–40.2°N, 140.35°E–140.70°E, 深さ 0–15 km)を 0.005° × 0.005° × 0.2 km のグリッドに分割する。次に、各グリッドを DSW の発生源としたときの、DSW のアレイへの到来方位角、入射角、P 波との走時差を解析に使用した各 DSW について計算する。そして、これらのパラメータが実際に観測された値の範囲になるようなグリッドを探索し、全てのパラメータが観測値の範囲内であれば、そのグリッドに加点する。なお、各パラメータの観測値は、見かけスローネスが 0.125–0.170 s/km、到来方位角が N150°–N180°、入射角が 26°–36°、P 波と DSW の走時差が 3.8–4.5 s である。走時差については、DSW の到来時の幅を考慮しつつ目視で読み取った。以上を全ての震源とグリッドの組み合わせについて行い、求まった得点の空間分布うち、高得点のグリッド位置を DSW 発生源の推定位置とした。

得られた得点の空間分布を図 3.13 に示す。これより、DSW 発生源位置は群発地震クラスターの南方約 1 km の深さ約 13 km に推定された。本研究の推定結果は、Kosuga (2014) において source-scanning algorithm (Kao & Shan, 2004) に基づく手法で走時データを用い

て求められた DSW の発生源位置の最適推定位置 (図 3.14) に対し、北東に 5 km ほどずれたが、深さは調和的であった。

3.4 議論

3.4.1 DSW 発生源位置

本研究によって、DSW 発生源が群発地震活動域のほぼ真下に存在することが明らかになった。本研究で得られた DSW 発生源の水平位置は、Kosuga (2014) の最適推定位置 (図 3.14) とは水平位置的に異なるものの、Kosuga (2014) で行われた source-scanning algorithm に基づく DSW 発生源の推定結果における高 brightness の領域に含まれている。この方法は、散乱源位置を仮定したときに、震源から散乱源を経由して観測点に到達するのに要する時間を計算し、その時間に観測された地震波形のエネルギーを散乱源位置に brightness 値として投影することで、振幅が大きい信号 (この場合は DSW) が生成された領域を推定する方法である。しかし、この方法では周囲の観測点での走時データが基になるので、推定位置が大幅にずれることはないが、高 brightness の領域が等走時線に沿うようになり、信号発生源についての方位の分解能はあまり高くない。これに対し、本研究ではセンブランス解析で DSW 発生源の位置を推定した。この方法では、必ずしも振幅の大きな信号の到来方向が推定されるとは限らないが、振幅よりも波形形状の相互相関を重視しているため、到来方位角と見かけスローネスの推定精度は高い。よって、センブランス解析を用いた本研究の結果の方が、方位に関しては精度が良いと考えられる。一方で、この方法は基本的にアレイ 1 点からの推定であるため、方位以外の要素 (平面位置や深さ) については十分に抑えられているとは言えない。また、本研究では地震波速度を一定と仮定し、P 波と DSW の到達時刻差は目視で読み取ったため、DSW 発生源位置の推定結果はこれらによる不確実性を内包している。しかしながら、本研究の推定結果は、Kosuga (2014) による推定結果の高 brightness 領域の範囲内に含まれる。本研究と Kosuga (2014) では異なる手法で DSW 発生源位置が推定され、両手法には一長一短があるにも関わらず、両者の推定結果は大きく異ならない。このことは、いずれの結果も真の DSW 発生源位置に対する推定結果として妥当であることを示している。

Okada et al. (2015) の地震波速度トモグラフィ結果 (図 3.15) から、森吉山北方の群発地震域下の深さ約 13 km 以深には、地震波の低速度域が存在することが知られていた。この低速度域における V_p/V_s 比は 1.61–1.73 と推定されており、さらに深部の低速度域や、脊梁山脈の火山下のマグマだまりに相当する領域での V_p/V_s 比 (~1.7–1.9) と比較して低い。そのため、この領域では高アスペクト比の間隙に、メルトではなく水やガスのような流体が存在する可能性が指摘されている (Okada et al., 2015)。最近、同様な議論が箱根火山においてより定量的かつ高空間分解能で行われた。Yukutake et al. (2021) は、箱根火山において地震波速度トモグラフィ結果と Takei (2002) の理論的研究により提案された間隙

のアスペクト比と V_p/V_s 比の関係をもとに、深さ 6 km と 9 km における間隙と流体の存在形態について定量的に考察し、マグマだまりの直上に水やガスが豊富な領域が存在する可能性を指摘している。また、この領域内では地震が発生せず、浅部では地震が発生していることから、領域内の温度は脆性-延性破壊の境界温度である 350°C よりも高温になっている可能性を指摘している。一方、本研究で得られた DSW 発生源の推定位置は、森吉山下に推定された低速度・低 V_p/V_s 比の領域の上端付近に相当する (図 3.15)。第四紀火山である森吉山では、現在のところ顕著な火山活動は認められておらず、活火山である箱根火山における状況とは異なるが、地下の速度構造の状況は類似しており、DSW 発生源には高温高压の流体が存在する可能性がある。

3.4.2 DSW 形状の時間変化の要因

本研究では、直達波の相互相関と高精度に再決定した震源位置に基づき、震源位置および断層運動がほぼ同一と考えられる地震グループを抽出した。その後、同じグループの地震波形の DSW 部分に着目し、DSW 形状の時間変化を調べたところ、DSW 形状が時間変化していることを検出した。同じグループ内の直達波形状は類似しており、地震の震源位置および断層運動はほぼ同様であるので、DSW 形状の変化の要因は震源ではなく地震波の伝播経路にあると考えられる。DSW 形状の変化の要因として、その伝播経路における地震波速度不均質の時間変化と、DSW 発生源における散乱体形状の時間変化の一方または両方が考えられる。

地震波形形状の時間変化から、地殻内における地球物理学的な構造の時間変化を検出した例として以下のようなものがある。Wcisło et al. (2018) は West Bohemia-Bogtland で 2008 年に発生した群発地震に伴う地震波減衰を解析した。その結果、群発地震活動の活発化と、減衰定数の低下、CO₂ 自噴井 (Hartoušov mofett field) における CO₂ 噴出量の増加が同時期に検出されたことから、深部から CO₂ に富む流体が上昇して群発地震活動を励起し、さらに群発地震域周辺の地震波減衰構造を変化させた可能性を指摘している。Matsumoto et al. (2006) は岩手山周辺においてマグニチュード 6.1 の地震発生前後に行われた発破による人工地震と、アレイ観測データをもとに散乱体位置をアレイ解析で推定した。その結果、散乱体位置が地震発生前後 3 ヶ月間という短期間で数 km 移動したことが検出され、その要因として地震・火山活動に伴う地殻内流体の移動を指摘している。

本研究で検出した DSW 形状の時間変化は、数時間から数日という短期間内にかかる場合もある (図 3.9)。このことから DSW の伝播経路や DSW 発生源では、短期間内の構造変化が発生していると考えられる。また、このような短期的な変化から、地殻内において高速な流体移動が起きていることが示唆される。したがって、DSW の伝播経路の地震波速度不均質と DSW 発生源における散乱体形状の一方または両方の時間変化が、DSW 形状の時間変化に反映されている可能性がある。

3.5 まとめ

本章では森吉山地域で観測される特徴的な散乱波群（DSW）について、高精度な再決定震源位置と直達波の波形相関にもとづき地震波形をグルーピングし、グループ内で DSW 形状が時間的にどのように変化するかを系統的に調査した。また、地震計アレイ観測データを用いたセンブルランス解析を用いて DSW の発生源位置を推定した。

波形グルーピングの結果、グループ内の直達波の形状は類似しているが、DSW 形状は複雑に時間変化していることが明らかになった。また、DSW 形状は数時間から数日という短期間内に変化することがある。

DSW 発生源の位置は、森吉山北方の群発地震クラスターのほぼ直下の深さ約 13 km に推定された。これは、先行研究の地震波速度トモグラフィー結果における低速度・低 V_p/V_s 比の領域の上端付近に相当する。このことから、DSW 発生源における高温高圧の水やガスといった流体の存在が示唆される。

DSW 形状の時間変化の要因として、伝播経路における地震波速度不均質や地震波減衰構造の時間変化と、DSW 発生源における構造変化の一方または両方が考えられる。また、短期間内の DSW 形状の変化から、DSW の伝播経路あるいは DSW 発生源周辺における高速な流体移動が示唆される。

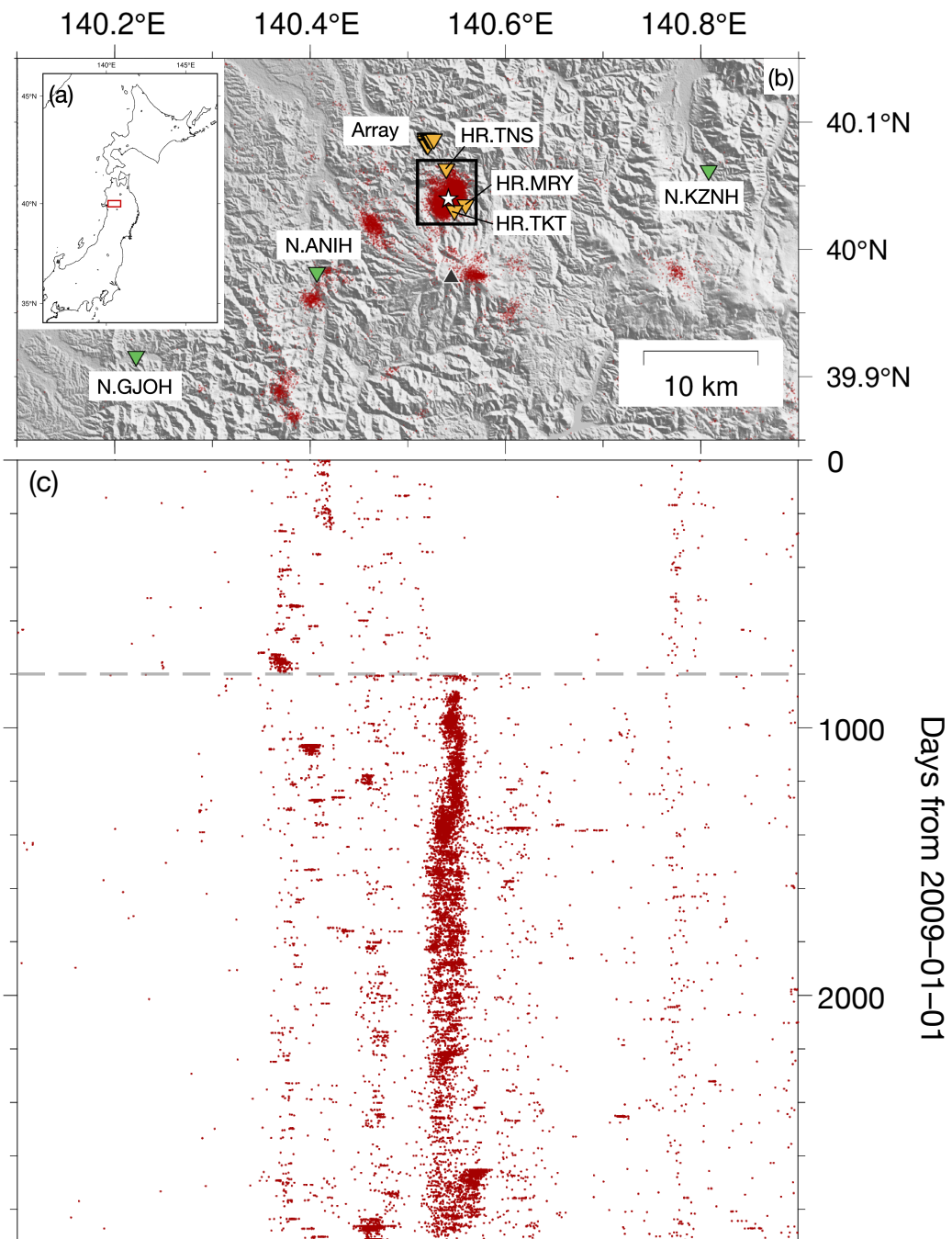


図 3.1 森吉山地域における地震活動と観測点分布. (a) 赤色の枠は (b) の範囲を示す. (b) 赤色の点は 2009 年から 2016 年までに発生した深さ 20 km 以浅、マグニチュード 1 以上の地震の震央位置を示す. 黒色の枠は本章で解析を行なった群発地震の位置を示す. 橙色と緑色の逆三角形は弘前大学による臨時観測点と防災科学技術研究所 Hi-net の観測点を示す. 白色の星は図 3.2 で表示した地震波形の震央を示す. 黒色の三角形は森吉山の山頂を示す. (c) 赤色の点は (b) にプロットした地震の時系列を示す. 灰色の点線は東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0) の発生日 (2011-03-14) を示す.

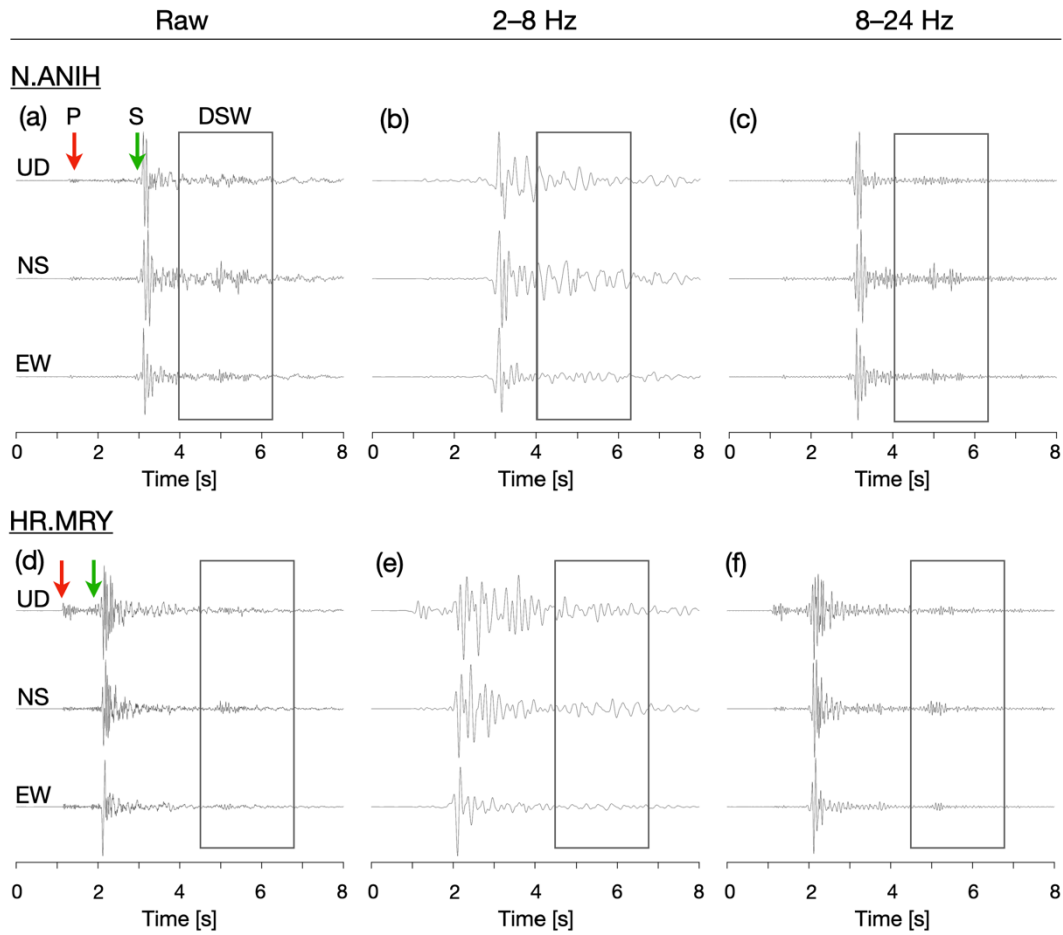


図 3.2 DSW の観測例. 2012-11-09 03:46:37 (UT+9) に発生したマグニチュード 2.7 の地震 (図 3.1 の白色の星印) について, (a)-(c) N.ANIH 観測点, (d)-(e) HR.MRY 観測点で観測した 3 成分速度波形. 振幅は最大値で規格化してある. (a)(d) は生波形, (b)(e) は 2-8 Hz の帯域通過フィルターをかけた波形, (c)(f) は 8-24 Hz の帯域通過フィルターをかけた波形を示している. 赤色と緑色の矢印はそれぞれ P 波と S 波の到達時刻を示す. 黒色の枠は DSW の現れる時間を示す.

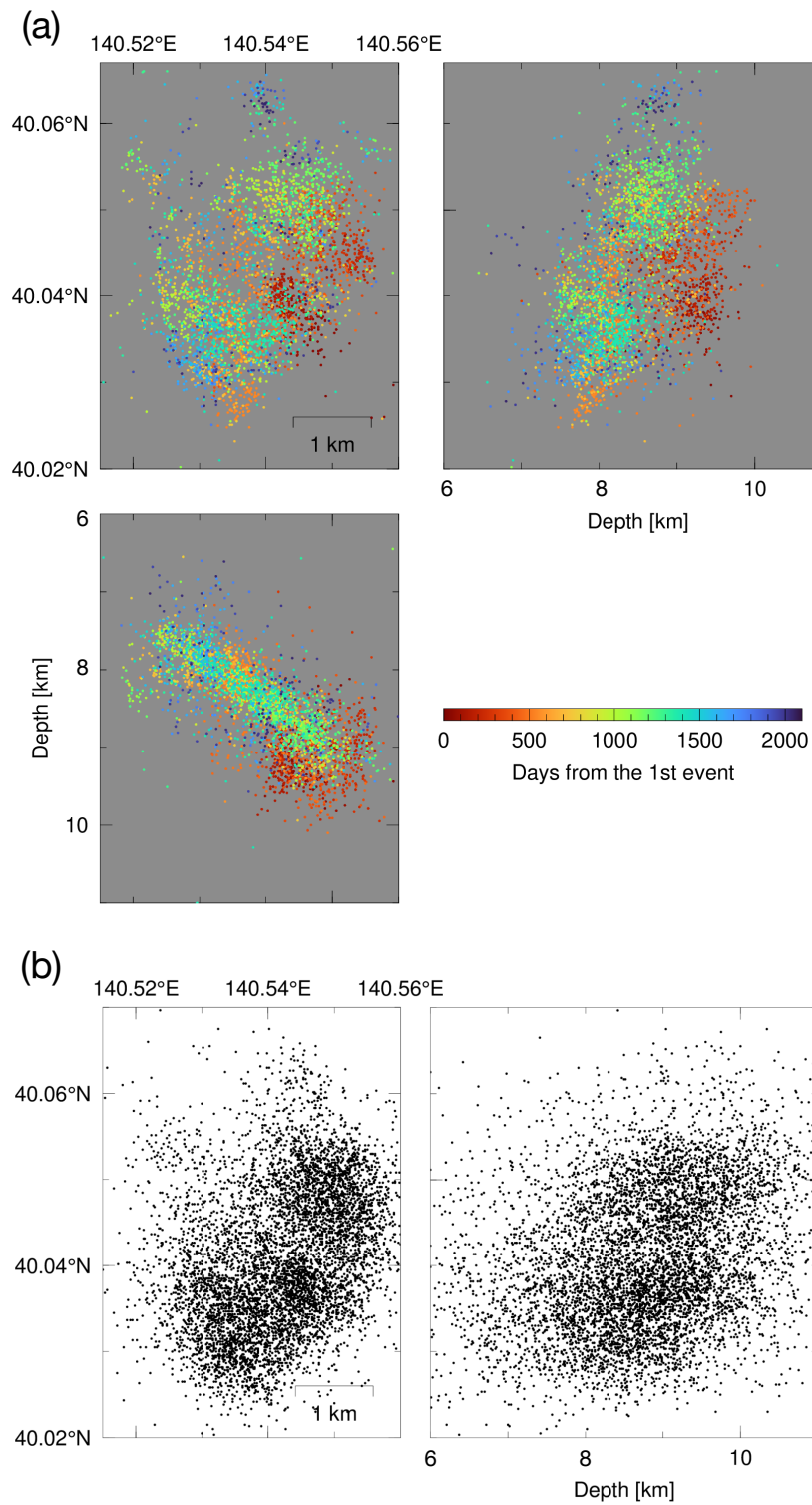


図 3.3 (a) 本研究で震源再決定を行った震源 (図 3.1 (b) の黒枠内の地震) の震源分布. 色は最初の地震からの経過日数を表す. (b) (a) と同じ期間の気象庁一元化震源の震源分布.

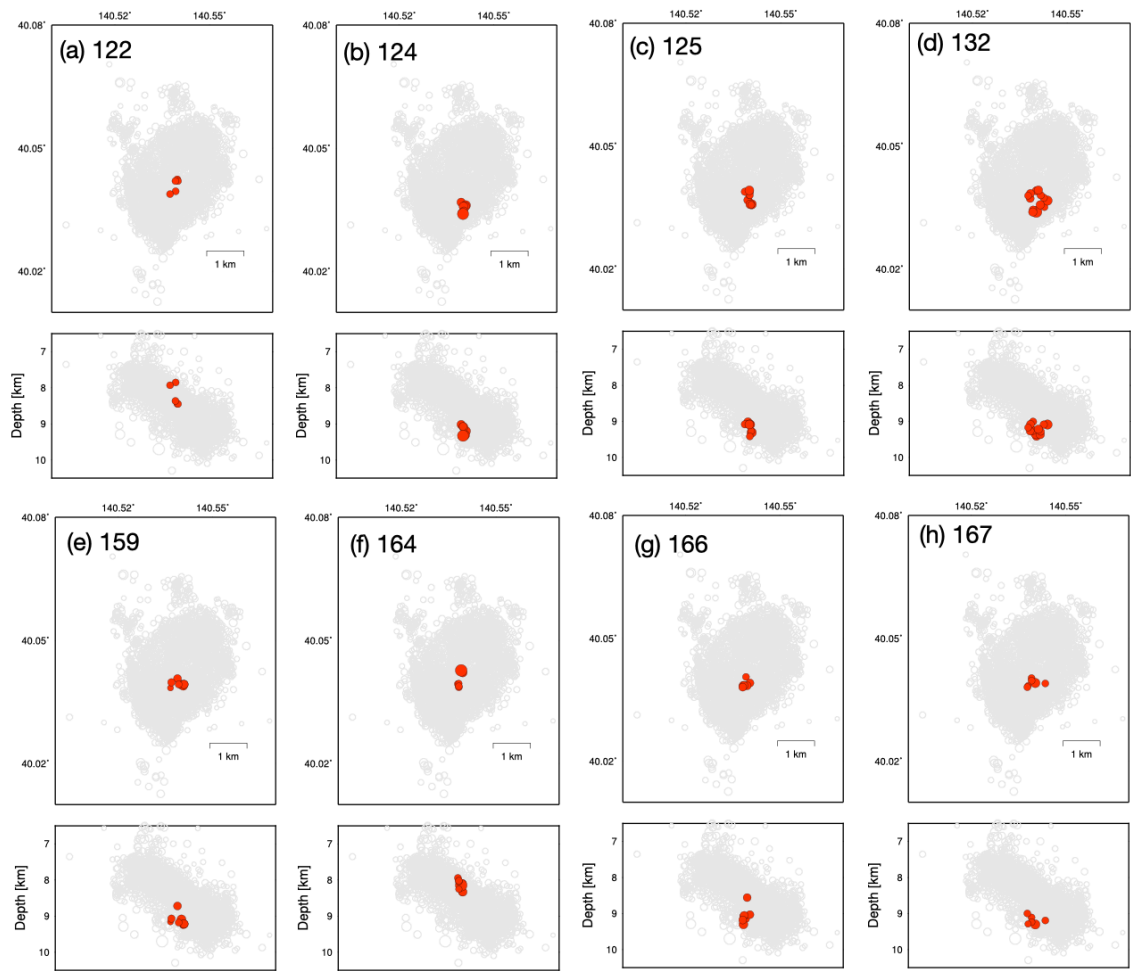


図 3.4 直達波の波形相関が高い地震グループ内の地震の震源分布. 赤色の丸はそれぞれの図の左上に示した ID のグループに属する震源位置を表す. 灰色の丸は本研究で解析に用いた全地震の震源位置を表す.

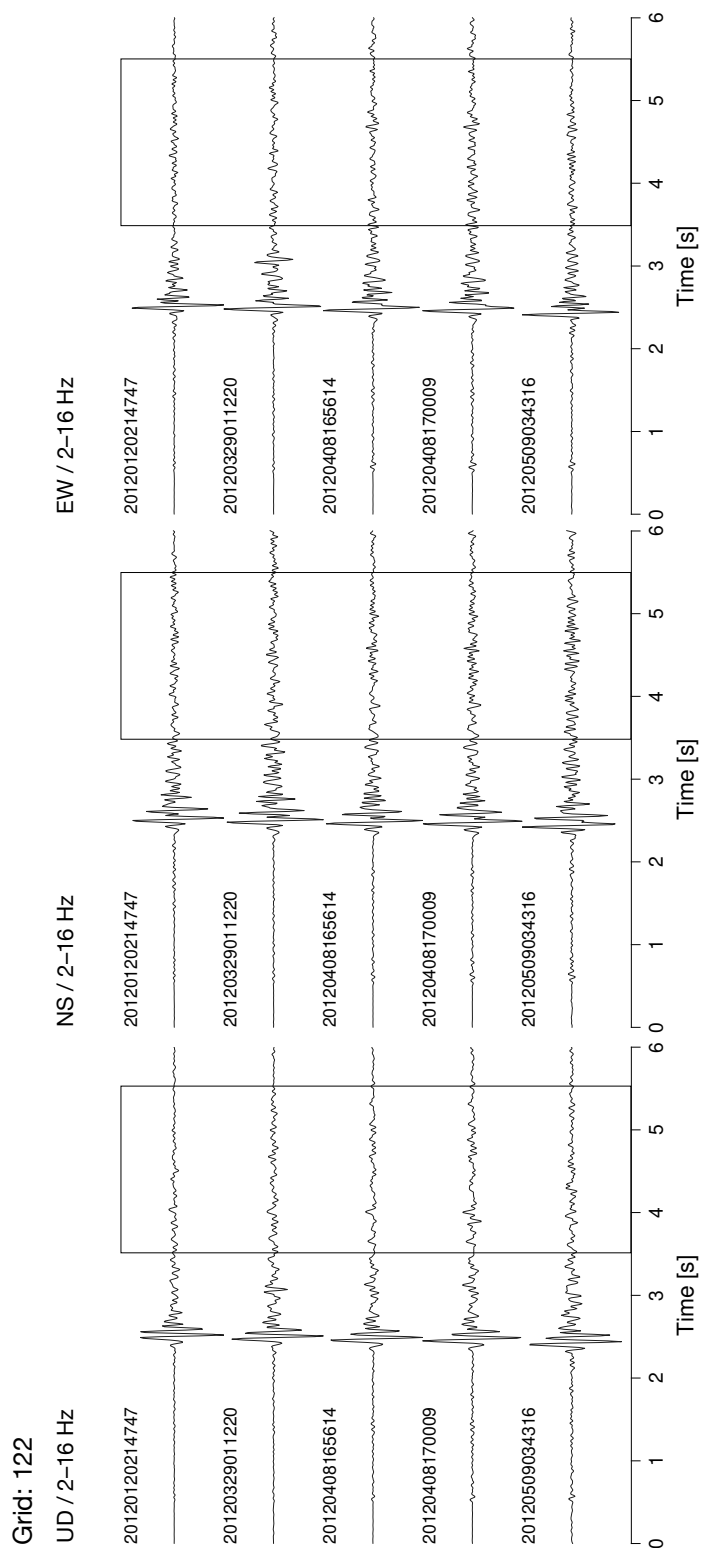


図 3.5 グループ ID122 内の地震の N.ANIH 点での速度波形. 左から上下動, 南北動, 東西動成分を示す. 2-16 Hz の帯域通過フィルタをかけ, 振幅は最大値で規格化してある. 黒棒は DSW の現れる時間を示す.

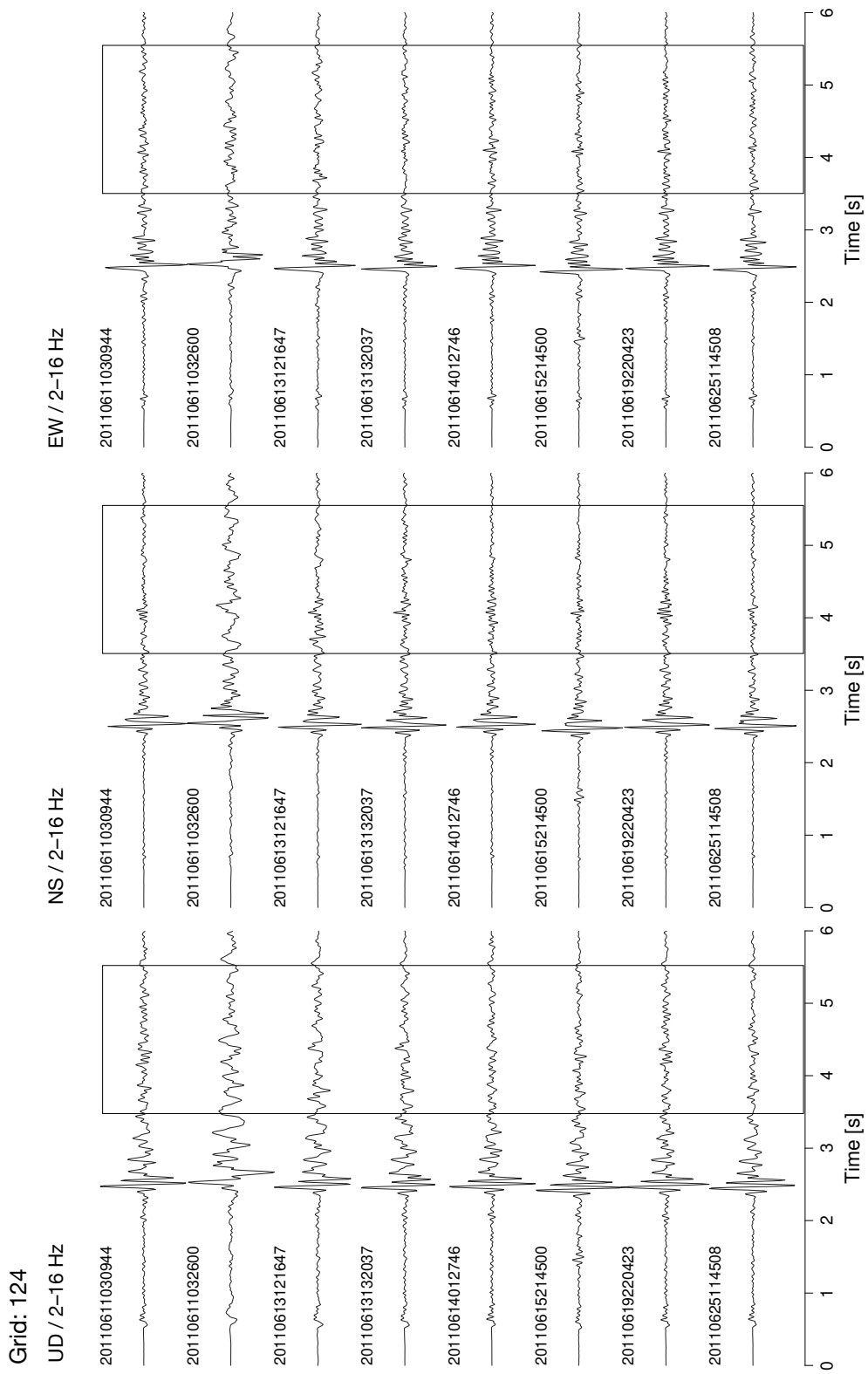


図 3.5 (続き) グループ ID124 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

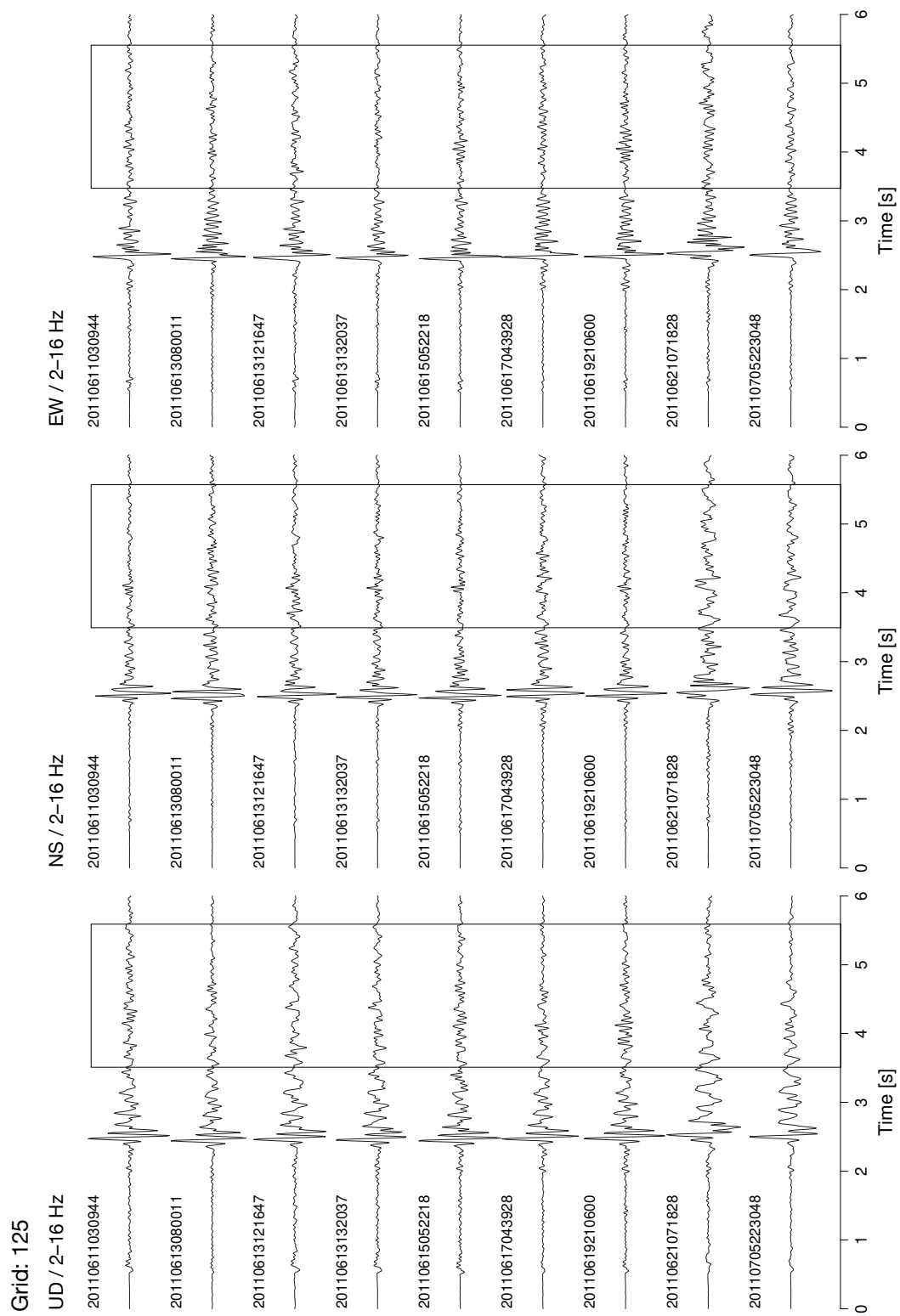


図 3.5 (続き) グループ ID125 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

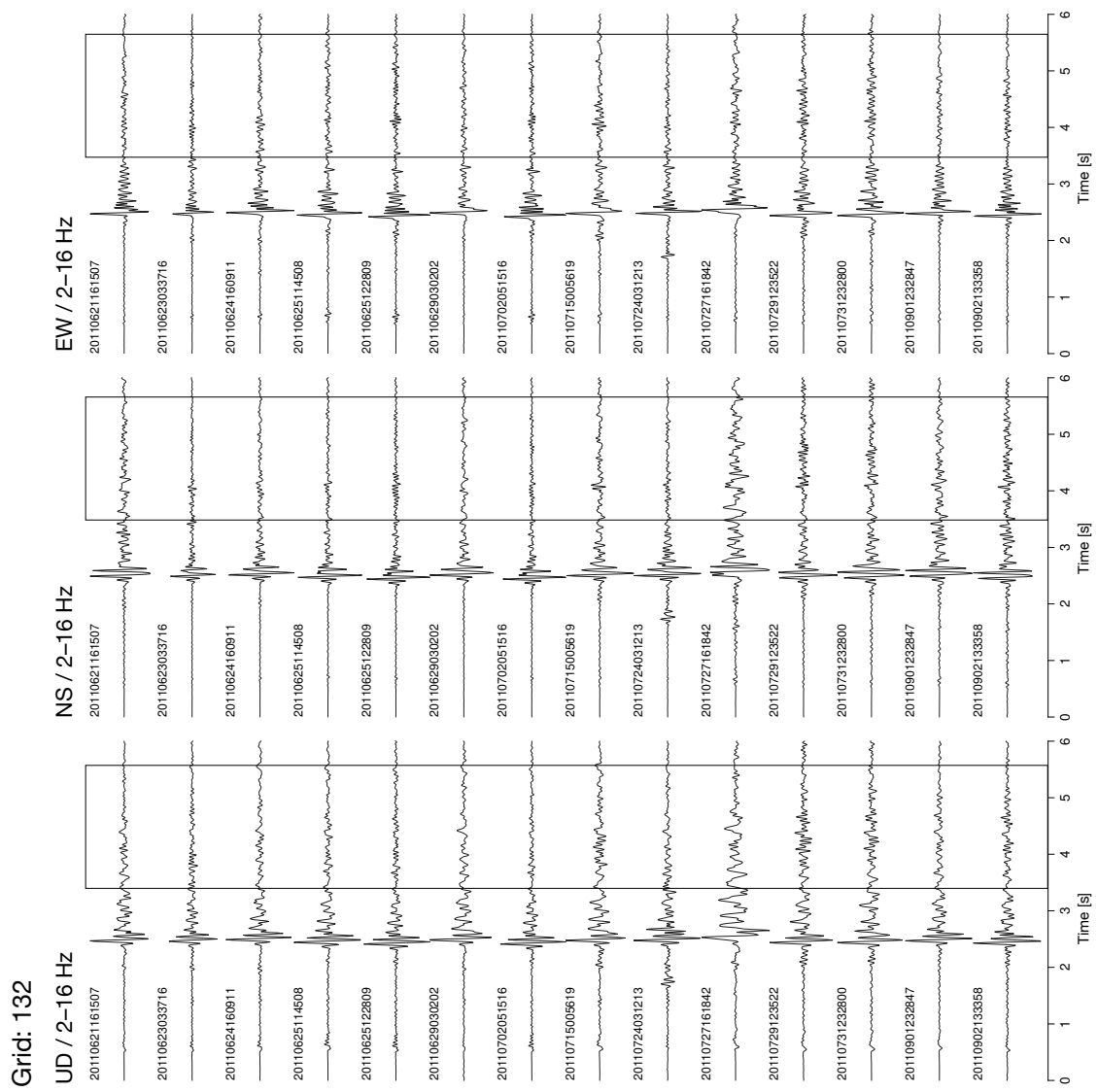


図 3.5 (続き) グループ ID132 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

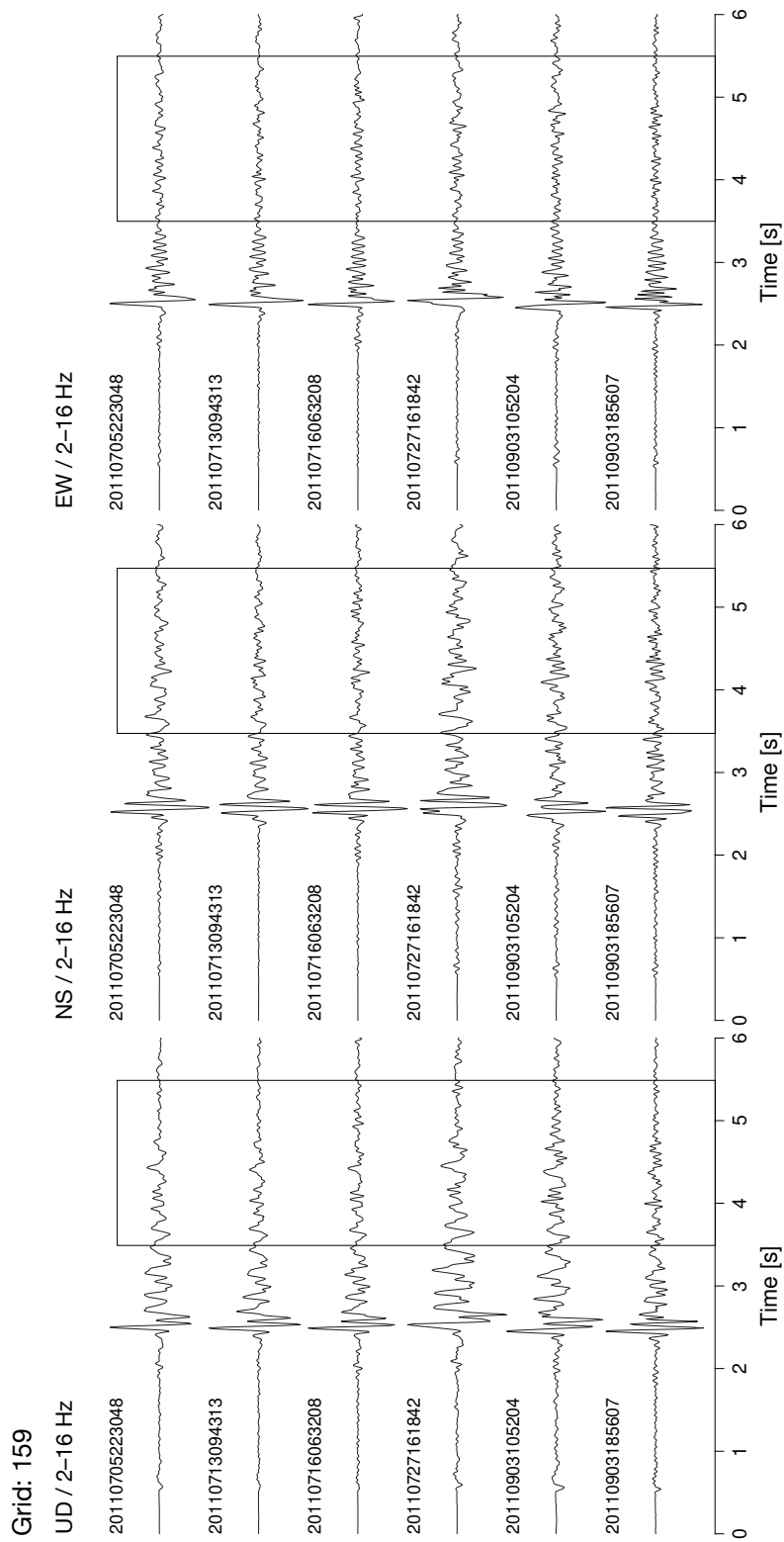


図 3.5 (続き) グループ ID159 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

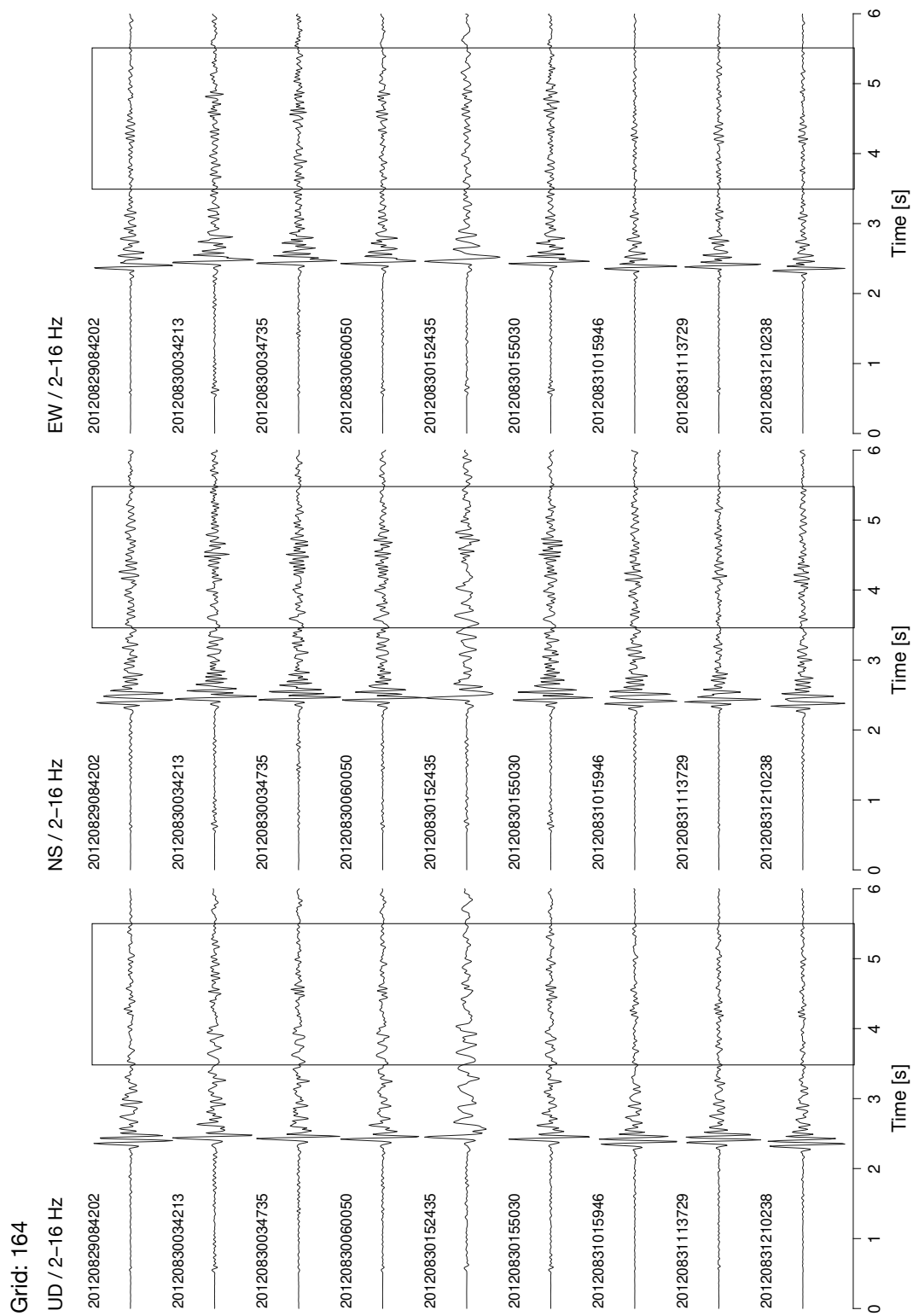


図 3.5 (続き) グループ ID164 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

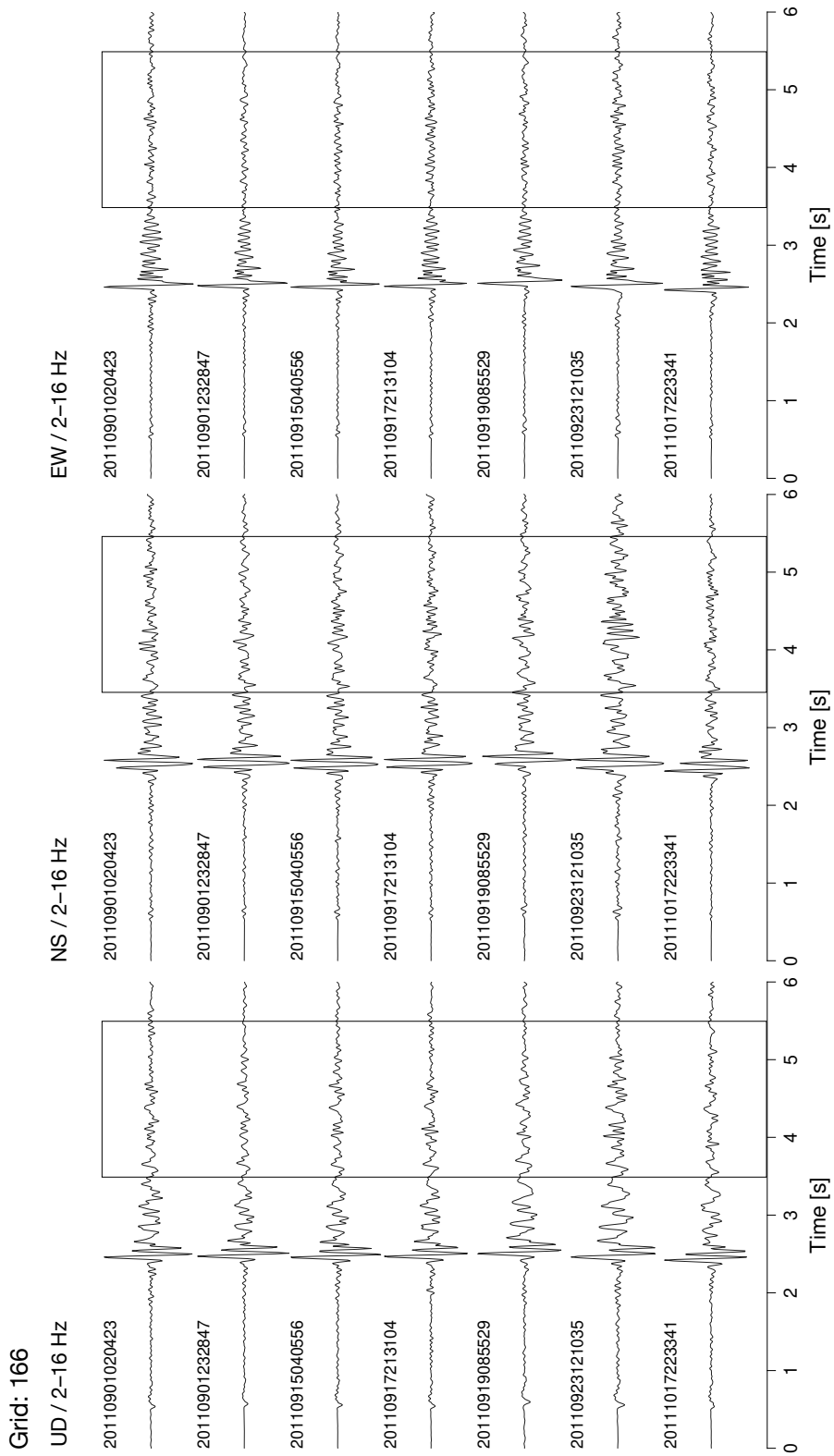


図 3.5 (続き) グループ ID166 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

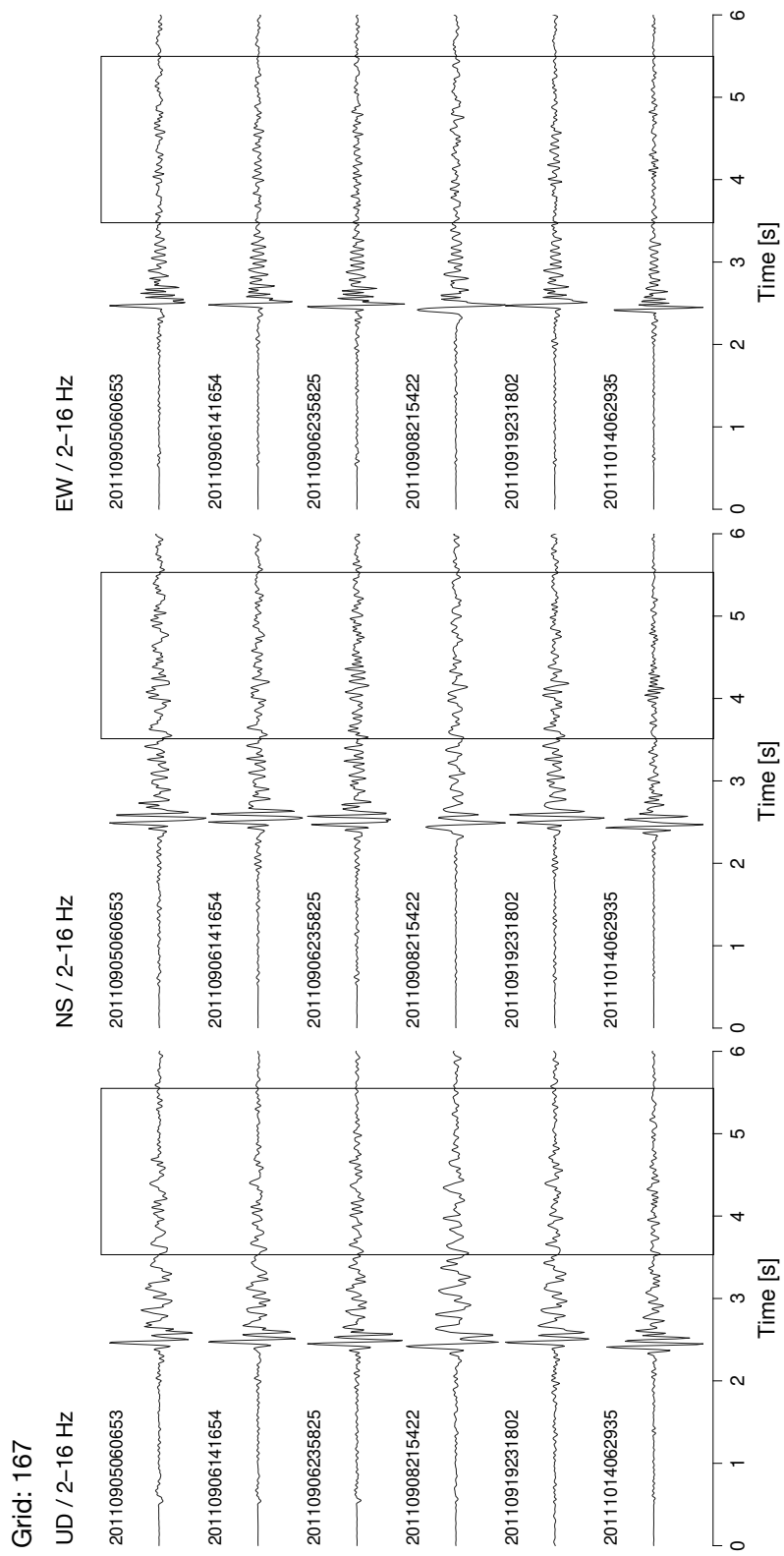


図 3.5 (続き) グループ ID167 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

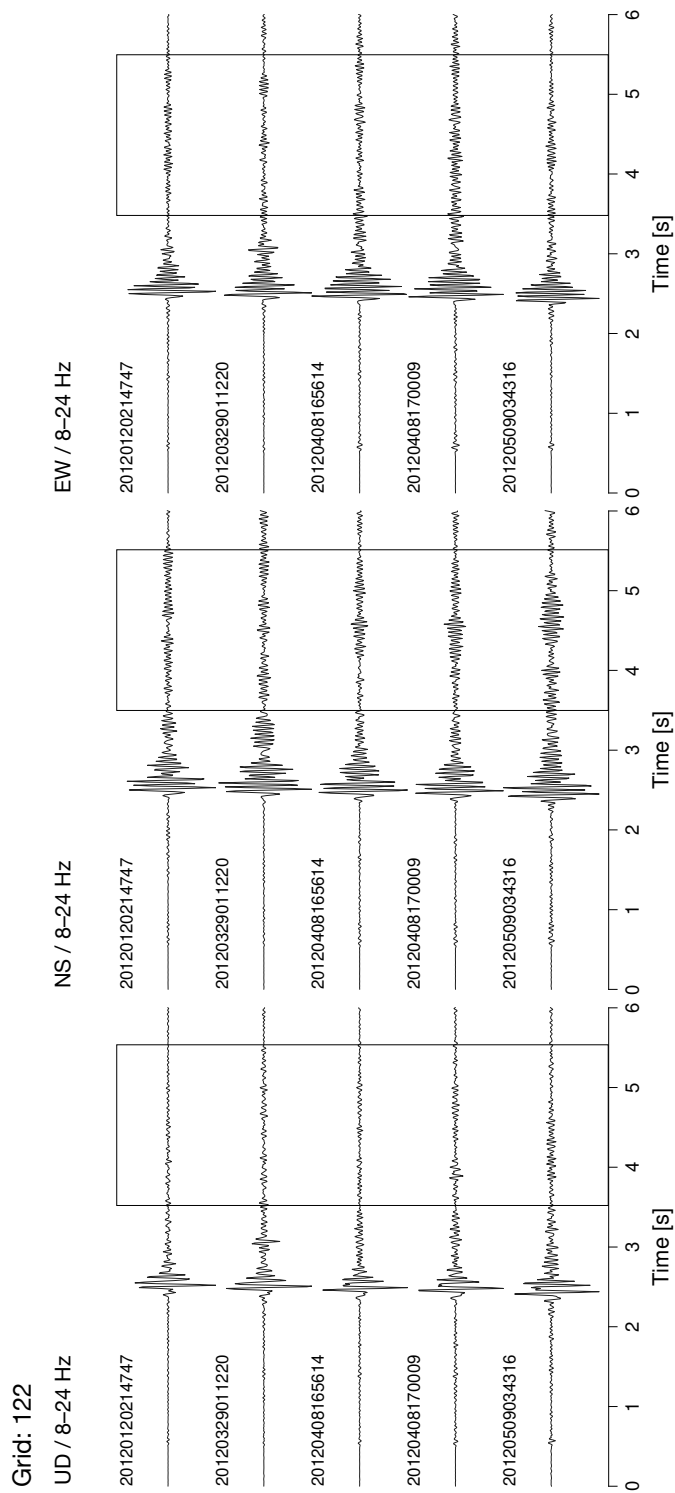


図 3.6 グループ ID122 内の地震の N.ANIH 点での速度波形. 左から上下動, 南北動, 東西動成分を示す. 8-24 Hz の帯域通過フィルタをかけ, 振幅は最大値で規格化してある. 黒棒は DSW の現れる時間を示す.

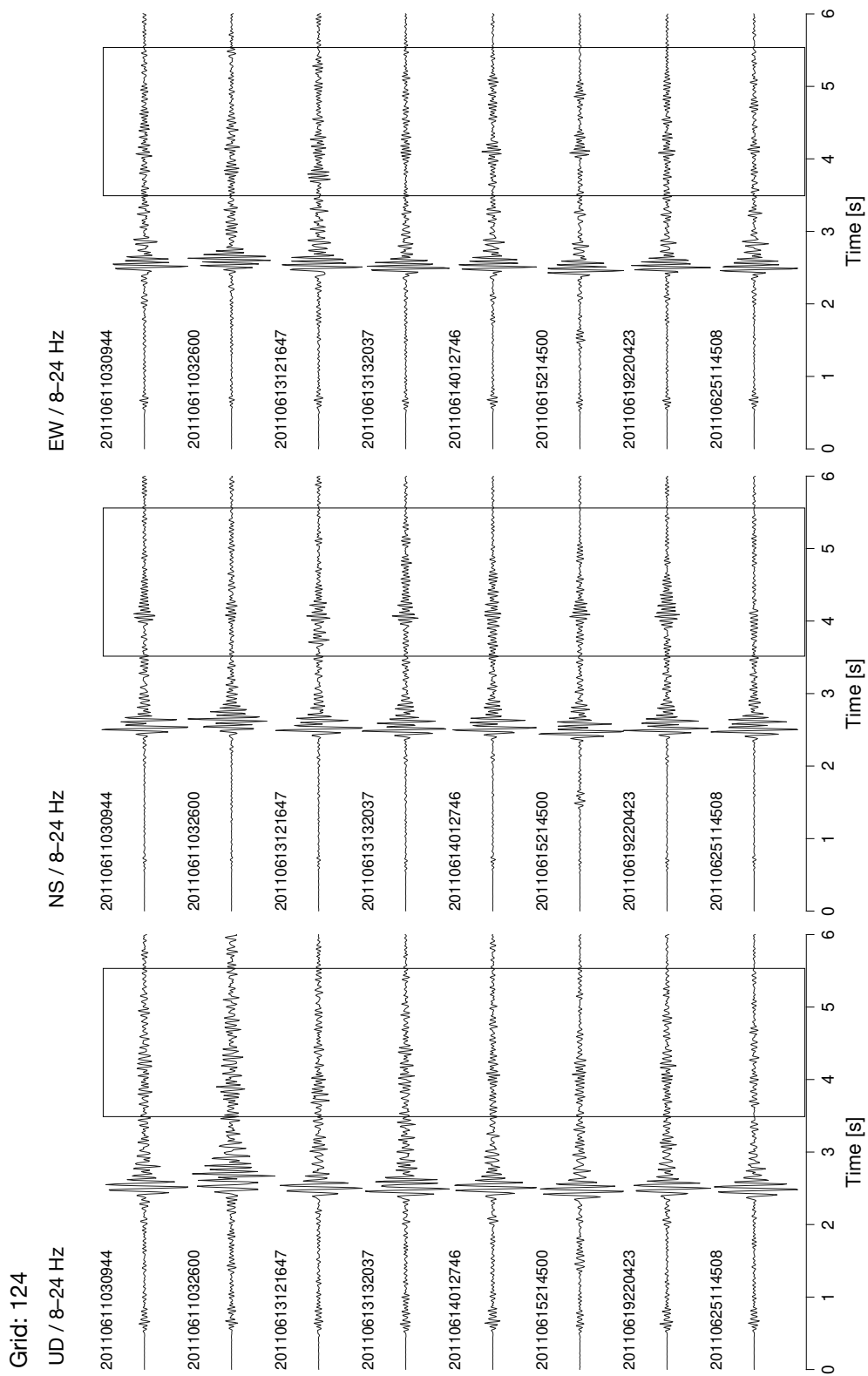


図 3.6 (続き) グループ ID167 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

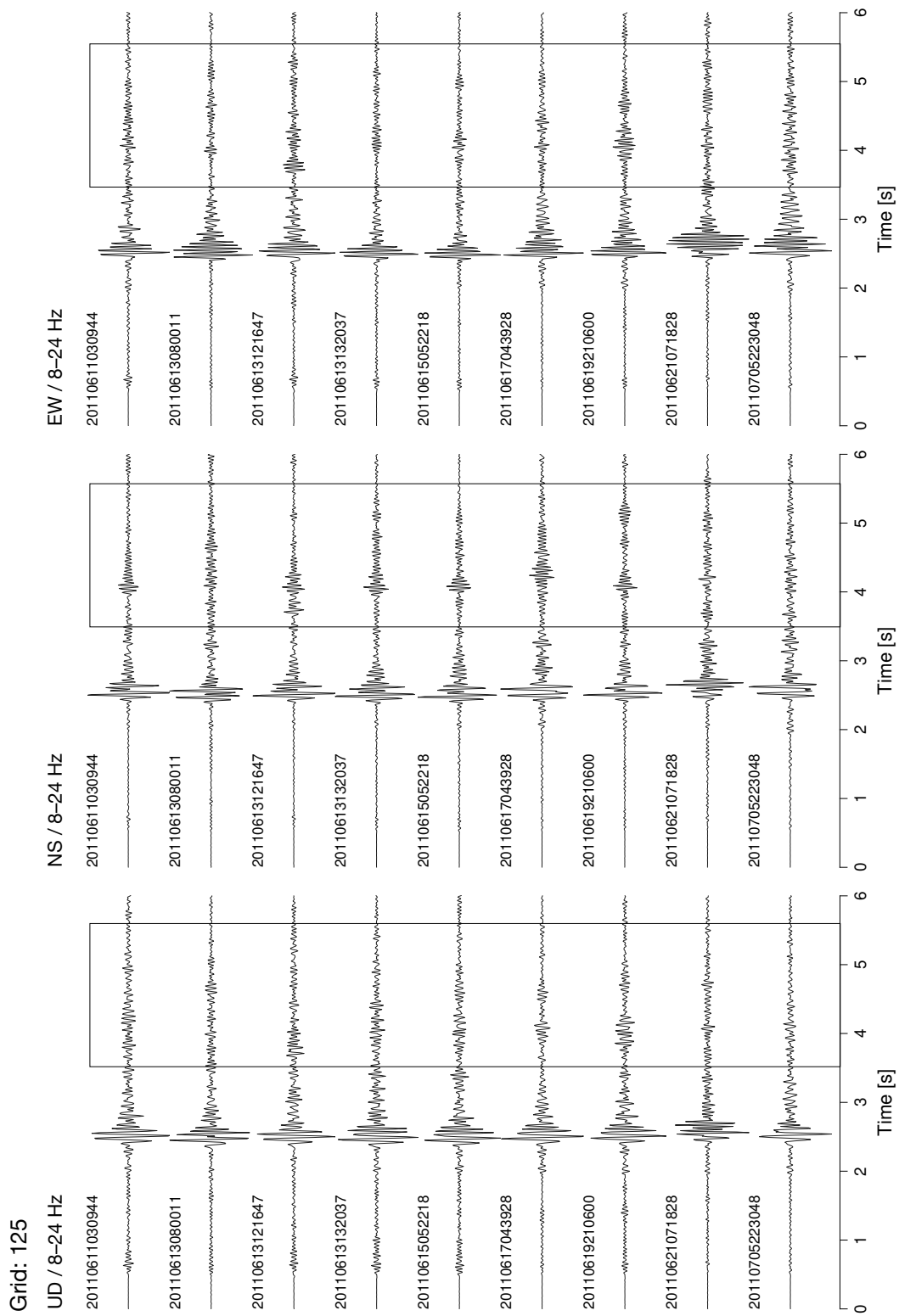


図 3.6 (続き) グループ ID125 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

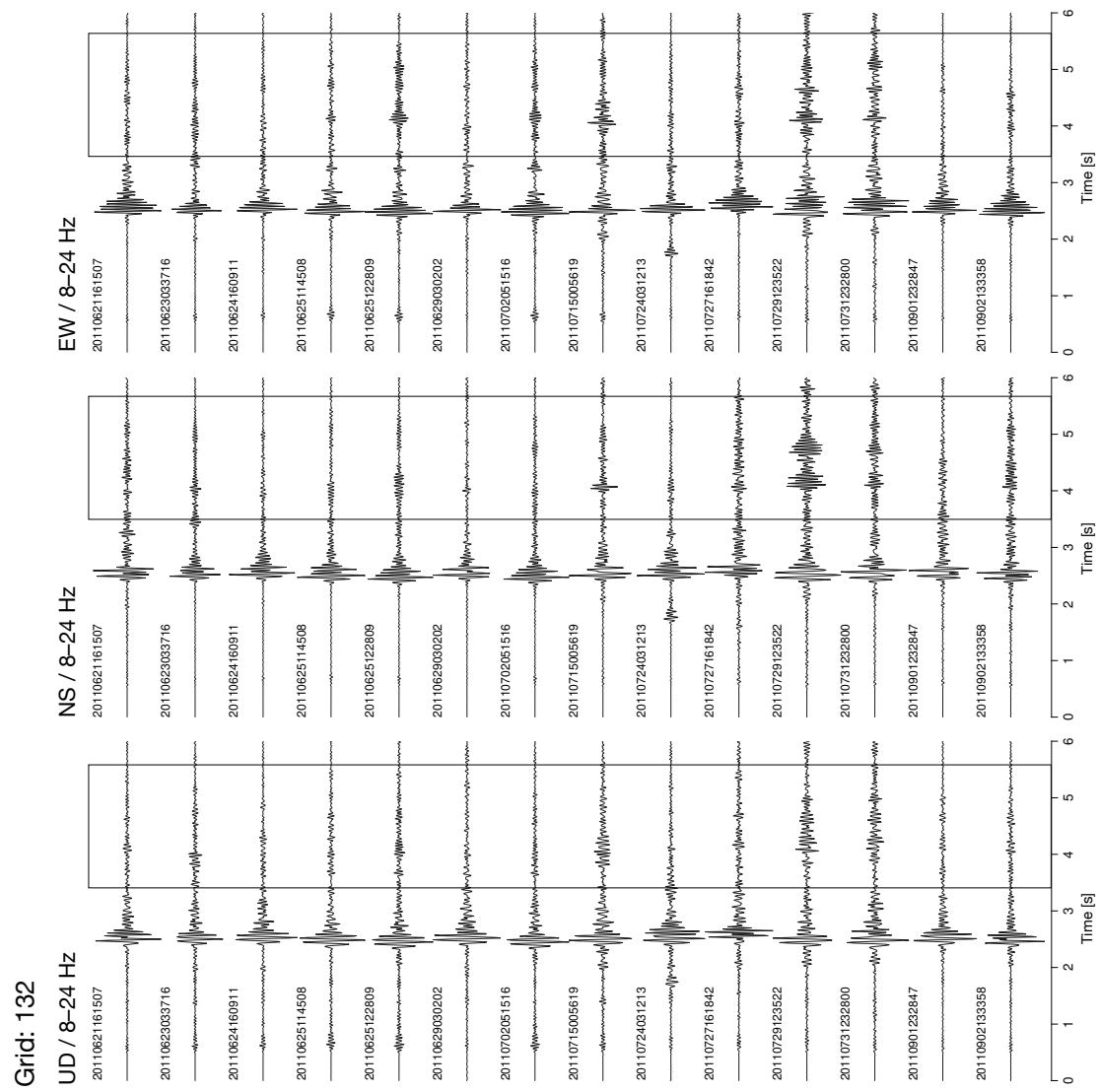


図 3.6 (続き) グループ ID132 内の地震の N.ANIH 点での速度波形。

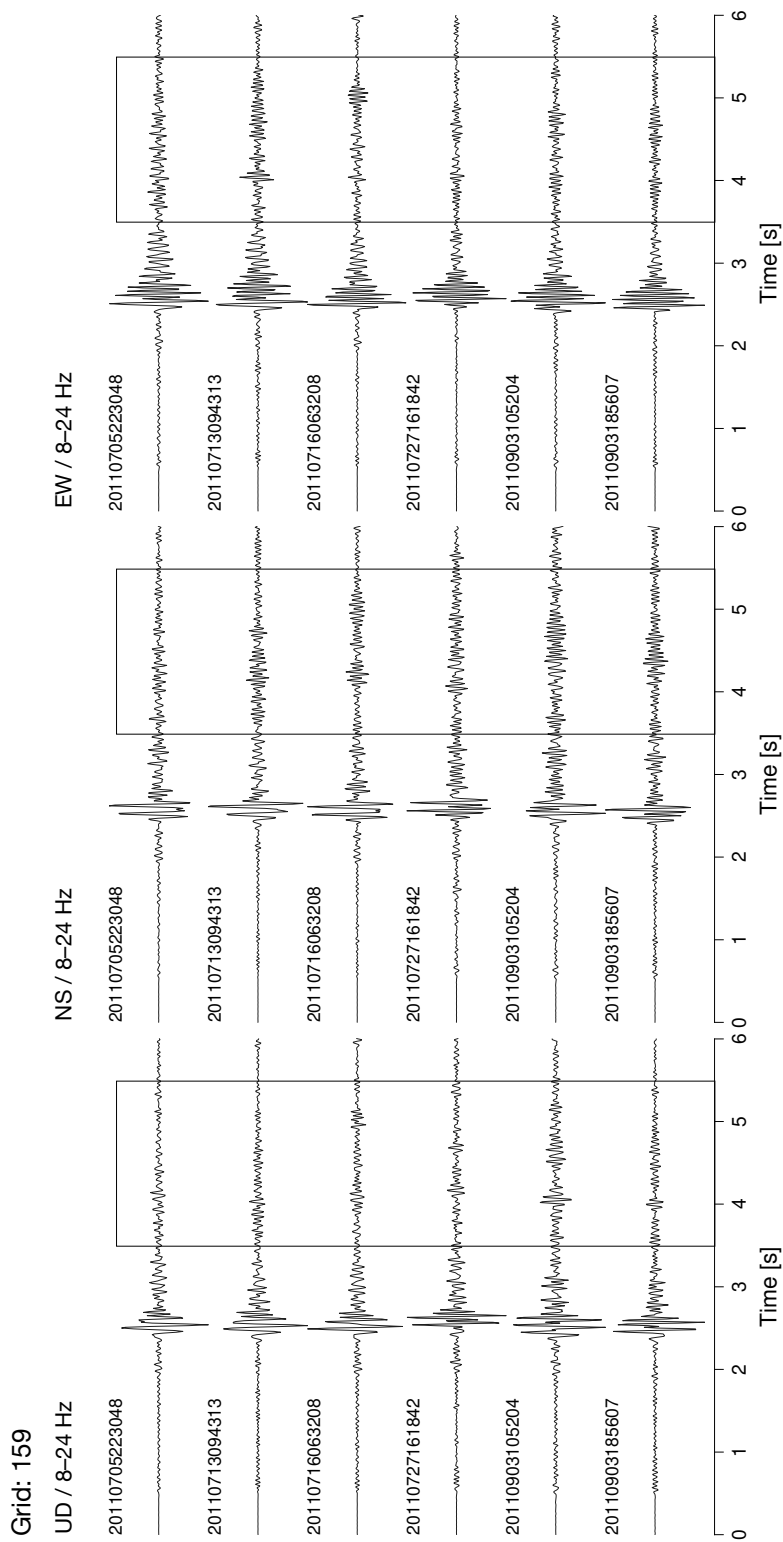


図 3.6 (続き) グループ ID159 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

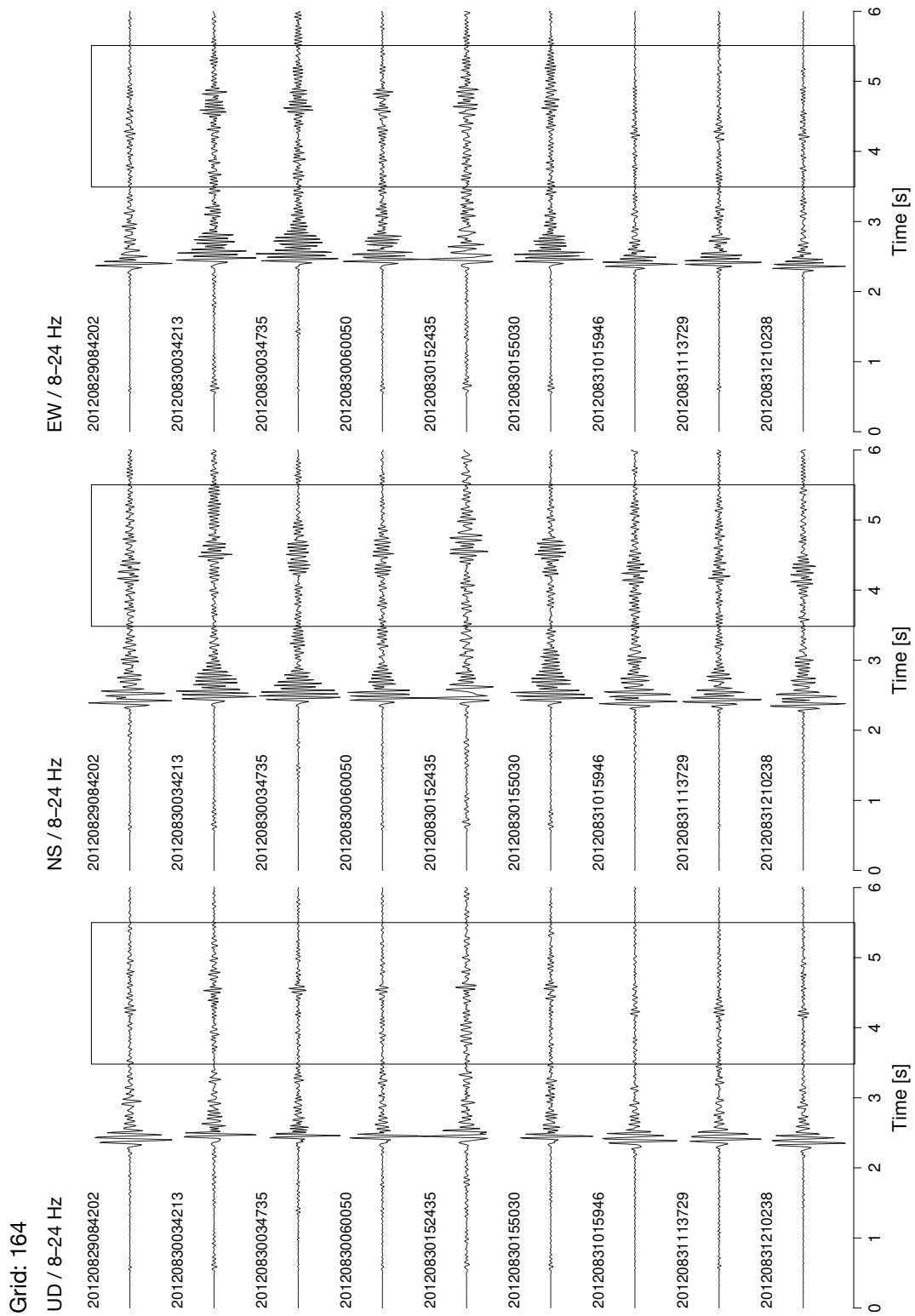


図 3.6 (続き) グループ ID164 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

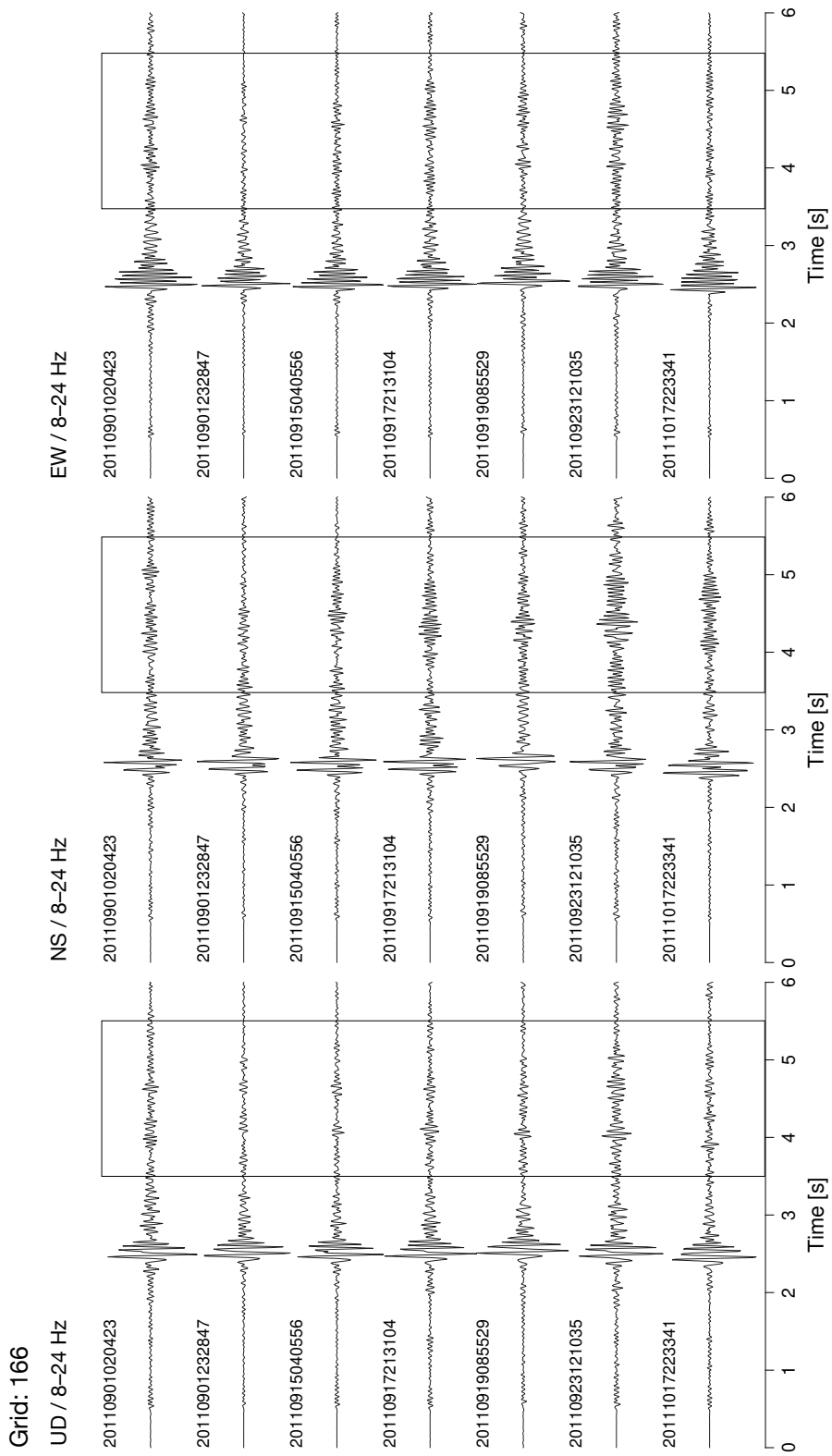


図 3.6 (続き) グループ ID166 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

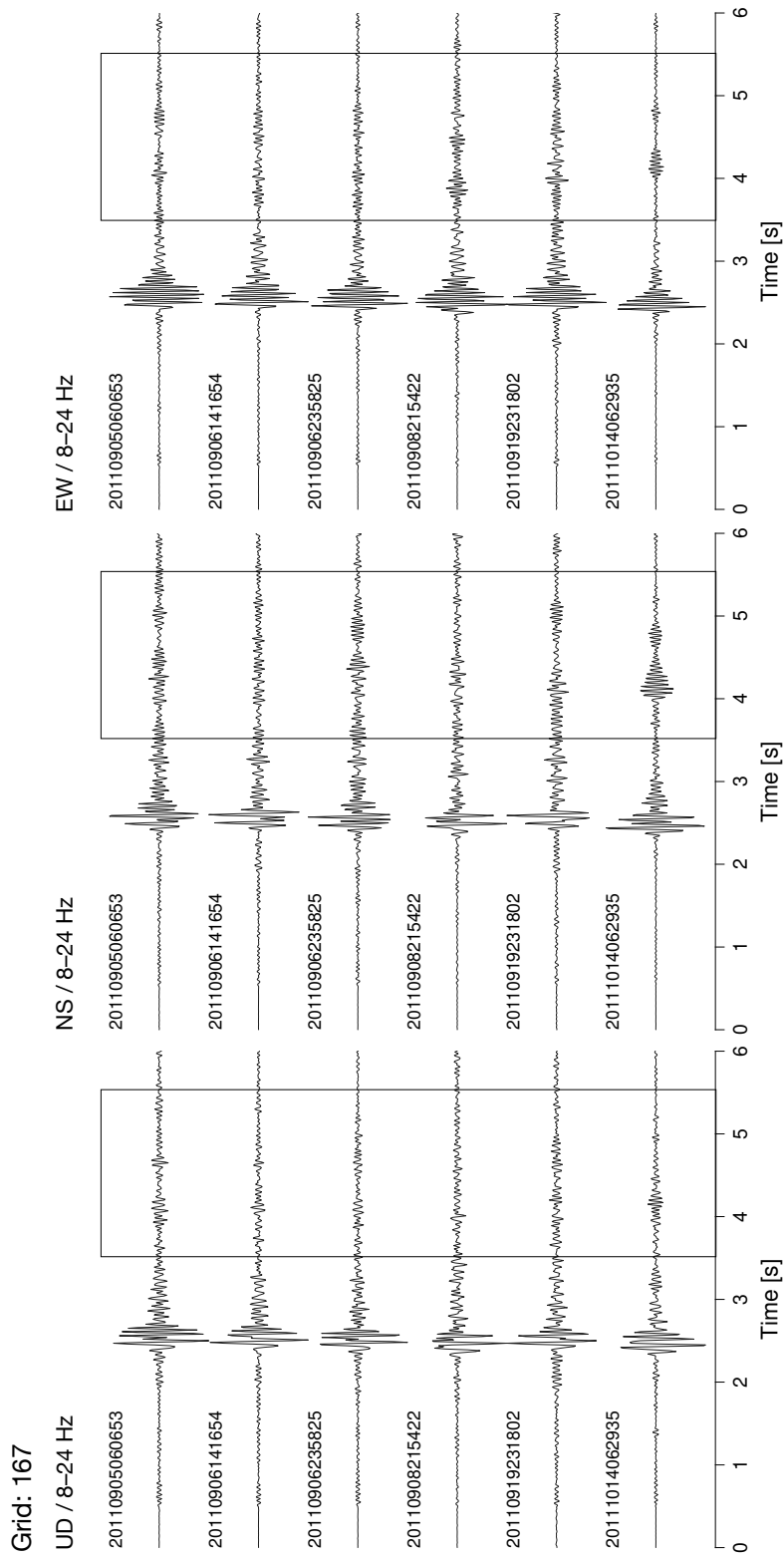


図 3.6 (続き) グループ ID167 内の地震の N.ANIH 点での速度波形.

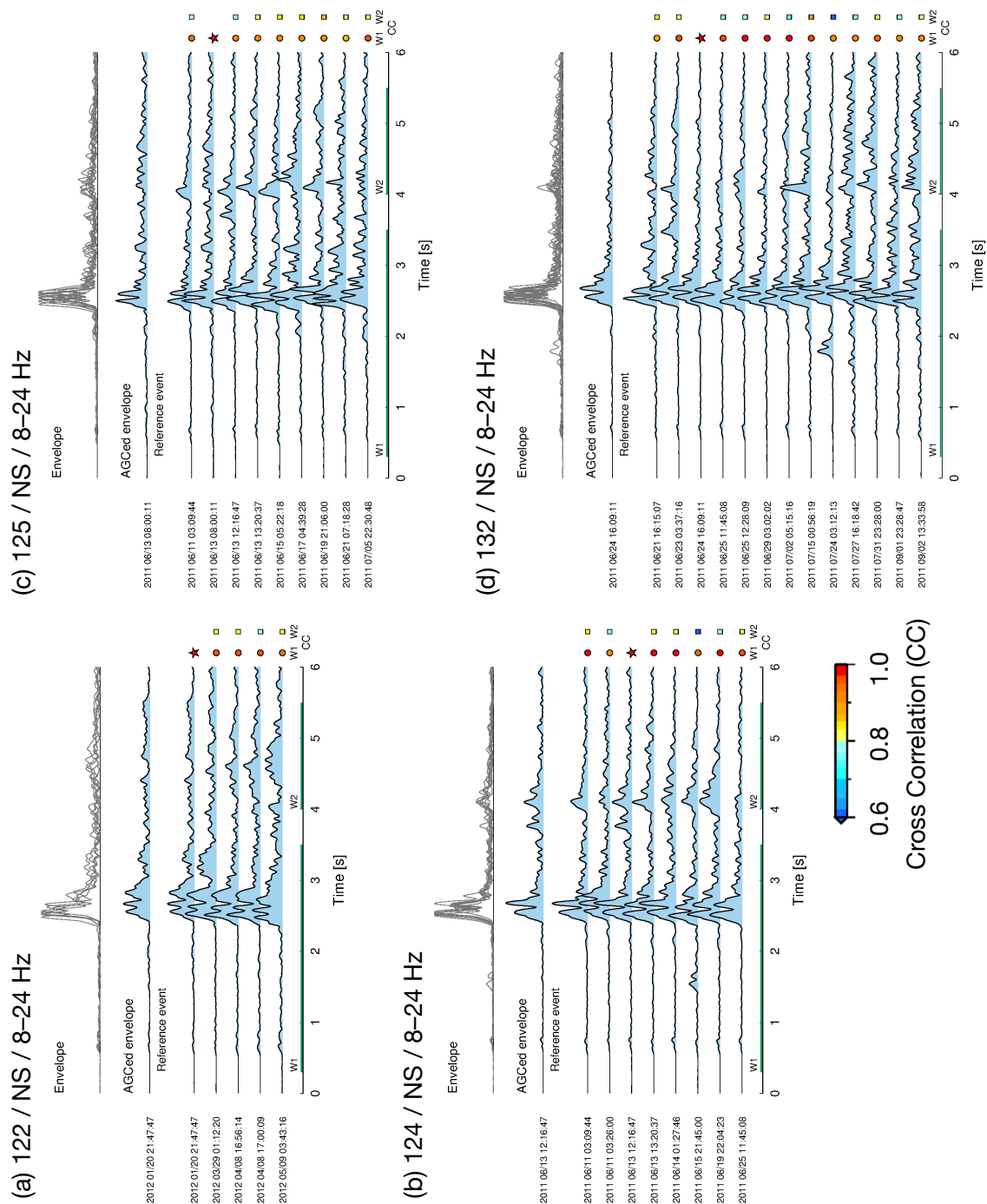


図 3.7 直達波の波形相関が高い地震グループのエンベロープ波形 (N.ANIH 観測点, 南北動成分, 8-24 Hz). (a)-(d) に地震グループ ID 122, 124, 125, 132 のエンベロープ波形を示す. それぞれの図の上段にグループ内のエンベロープ波形の重ね描きしてある. 右側の丸と四角の色は, 時間軸上の緑色の線で示す時間窓 (w1, w2) で, reference 波形 (星印) に対する各エンベロープ波形の相互相関を示す.

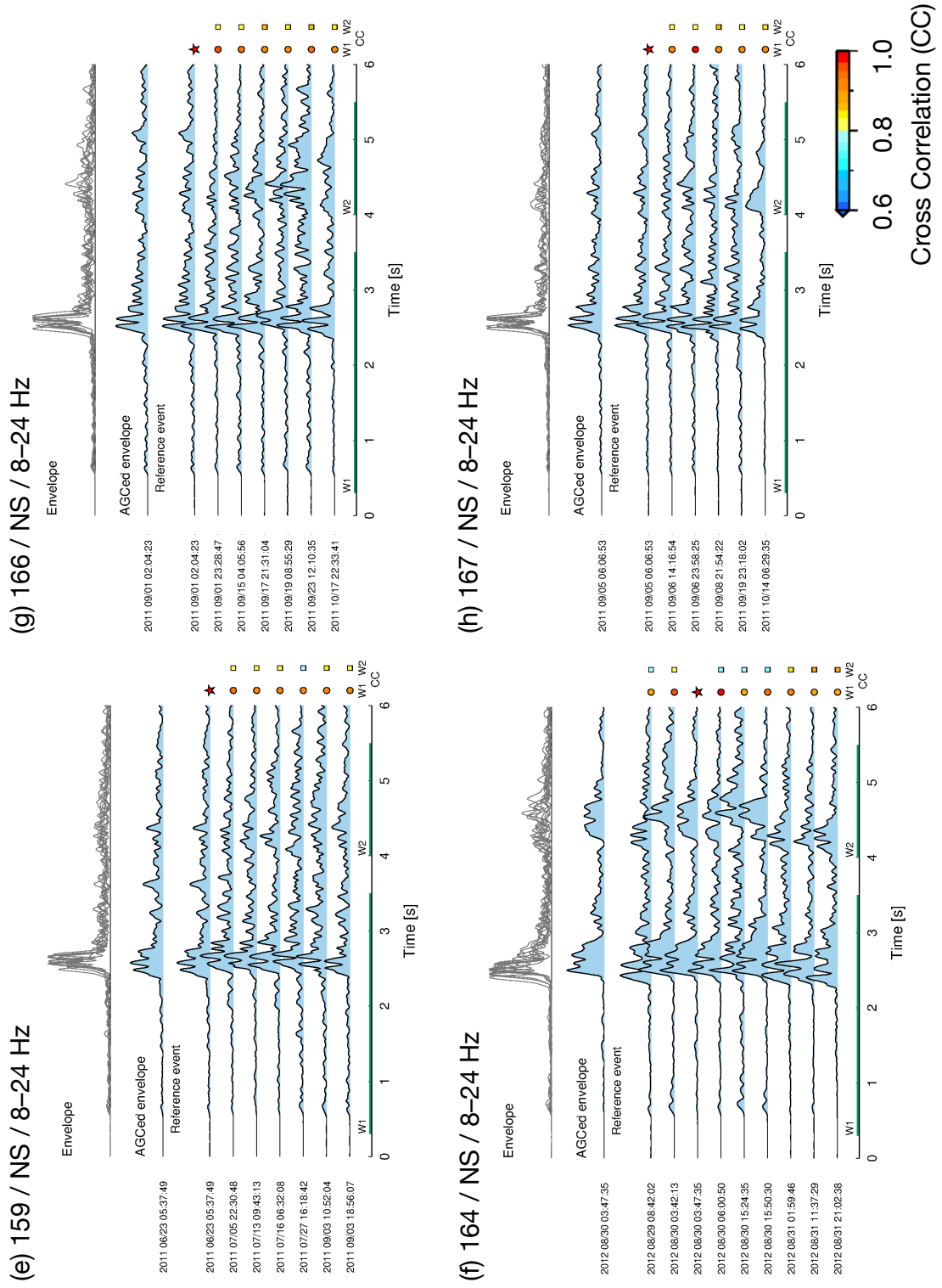


図 3.7 (続き) (e) ID 159, (f) 164, (g) 166, (h) 167 のエンベロープ波形 (N.ANIH 観測点, 南北動成分, 8-24 Hz) を示す。

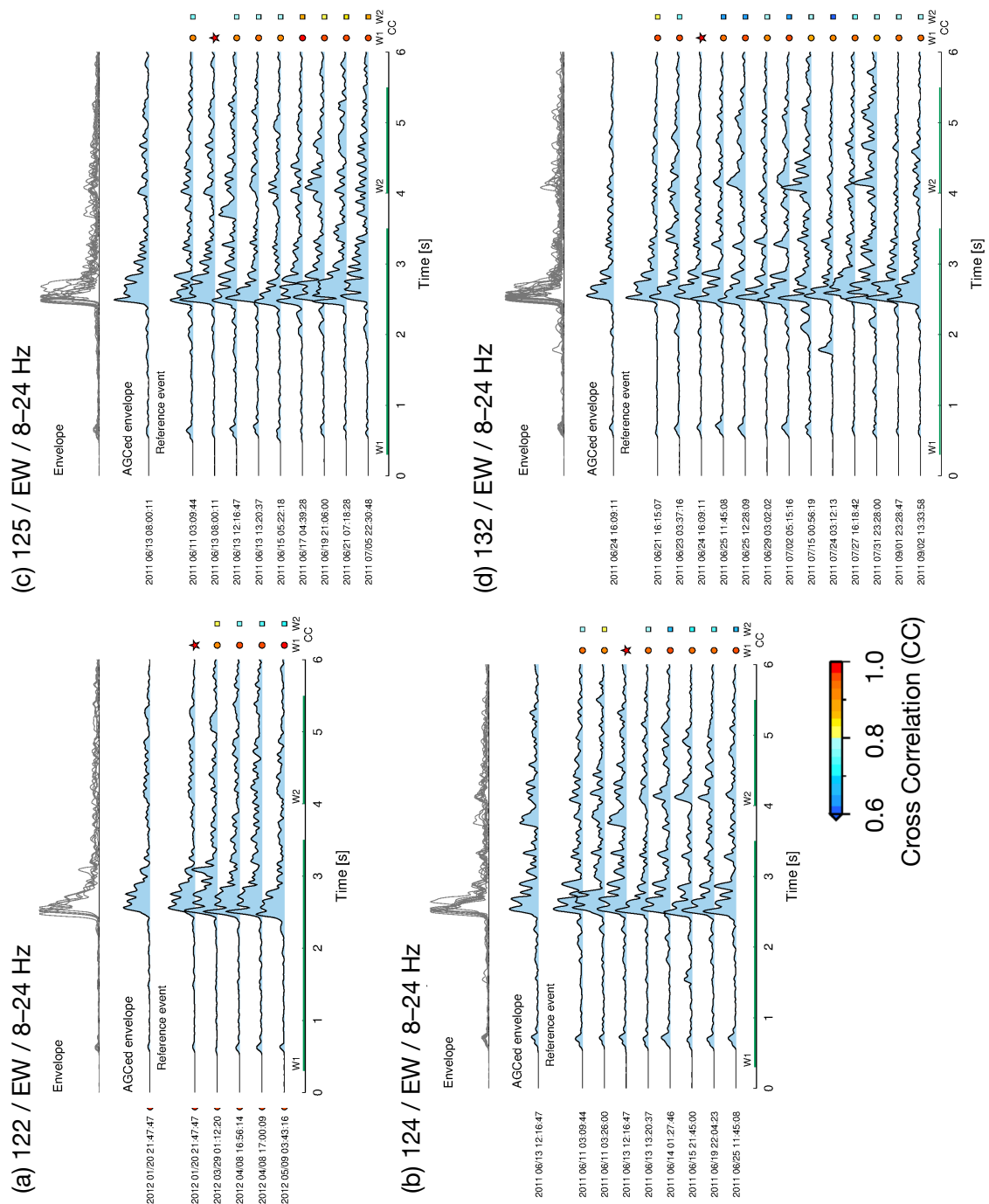


図 3.8 直達波の波形相関が高い地震グループのエンベロープ波形 (N.ANIH 観測点, 東西動成分, 8-24 Hz). (a)-(d) に地震グループ ID 122, 124, 125, 132 のエンベロープ波形を示す. それぞれの図の上段にグループ内のエンベロープ波形の重ね描きしてある. 右側の丸と四角の色は, 時間軸上の緑色の線で示す時間窓 (w1, w2) で, reference 波形 (星印) に対する各エンベロープ波形の相互相関を示す.

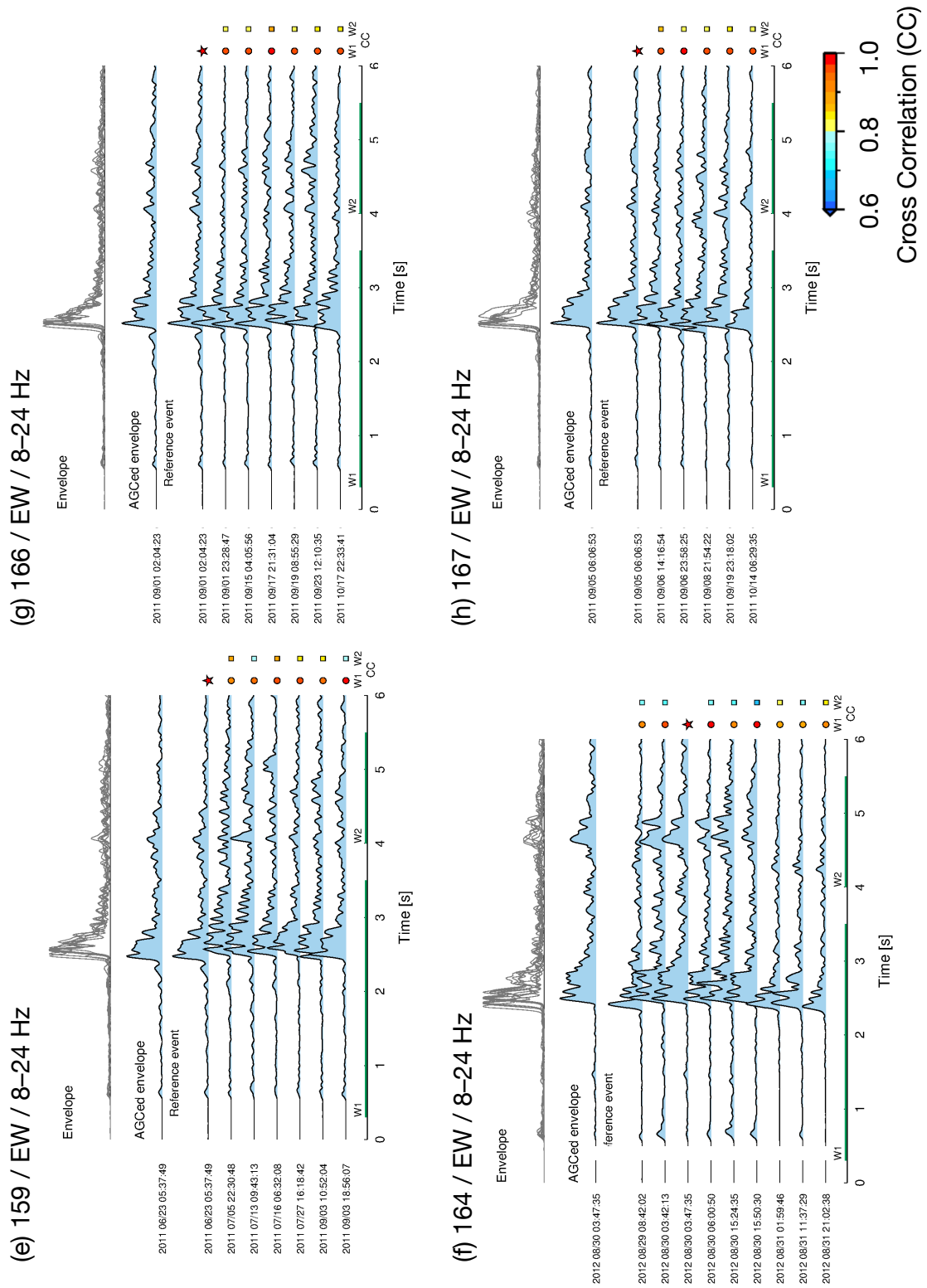


図 3.8 (続き) (e) ID 159, (f) 164, (g) 166, (h) 167 のエンベロープ波形 (N.ANIH 観測点, 東西動成分, 8-24 Hz) を示す。

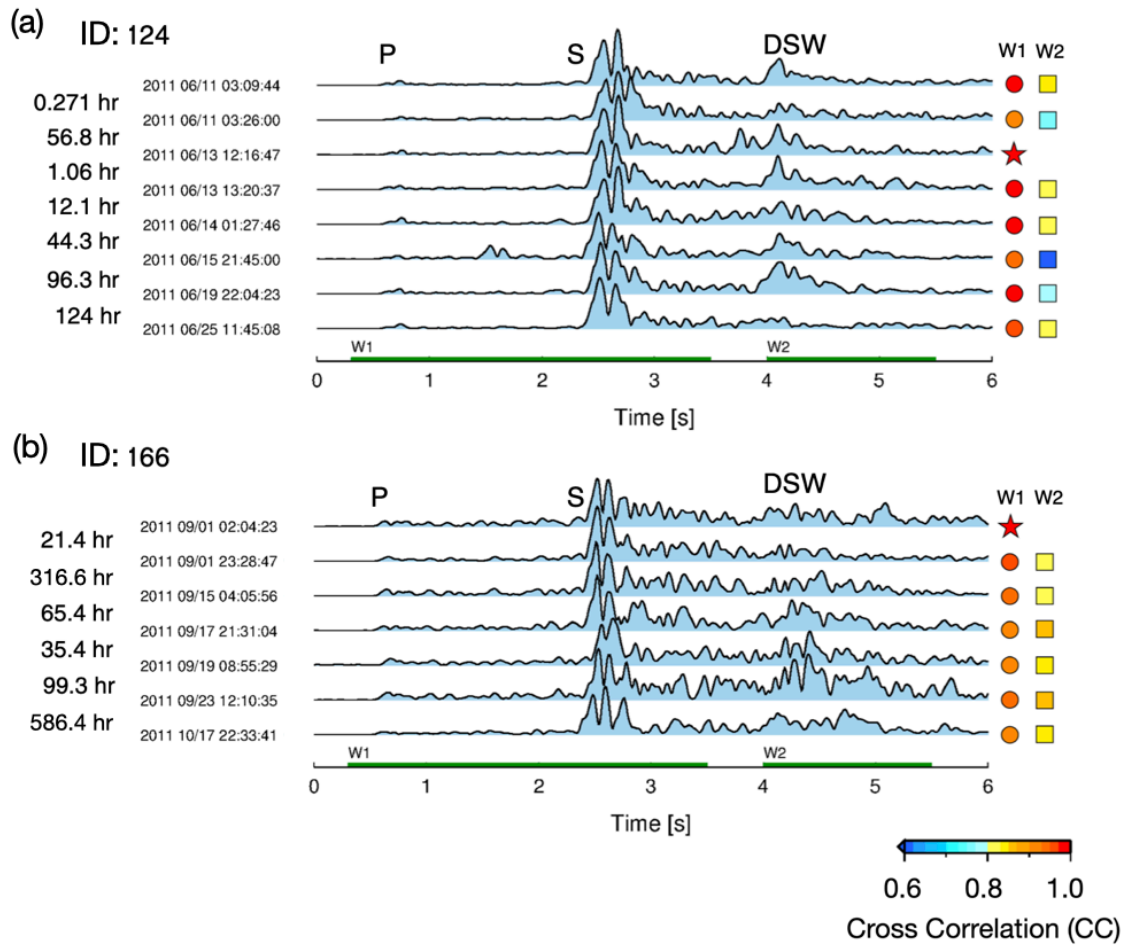


図 3.9 DSW 形状の短期間内での変化 (N.ANIH 観測点, 南北動成分, 8-24 Hz). (a), (b) のシンボルの意味は図 3.7, 3.8 と同じであるが, 図の左側に時間的に隣り合う地震の発生時間間隔 [hr] を示してある.

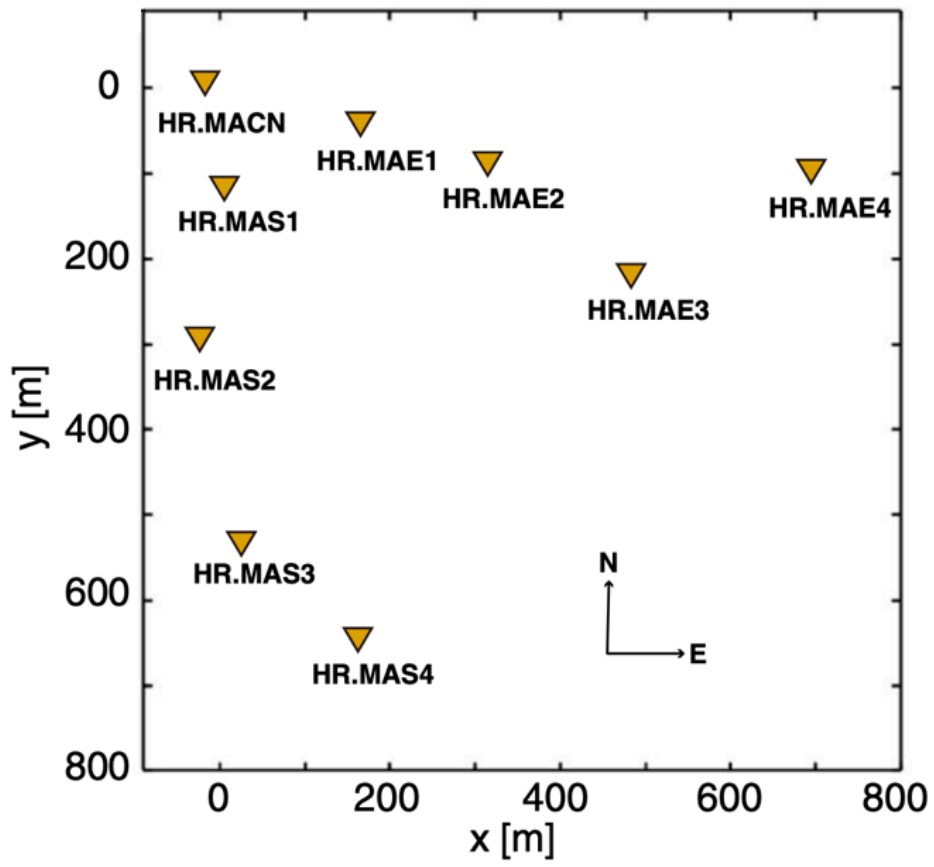


図 3.10 地震計アレイ (図 3.1 (b); Array) の観測点分布. 橙色の逆三角形はアレイの構成観測点を示している.

11/25/2012 07:55 (U-comp., 6 Hz)

40.039N, 140.542E, 9.3km, M=2.8

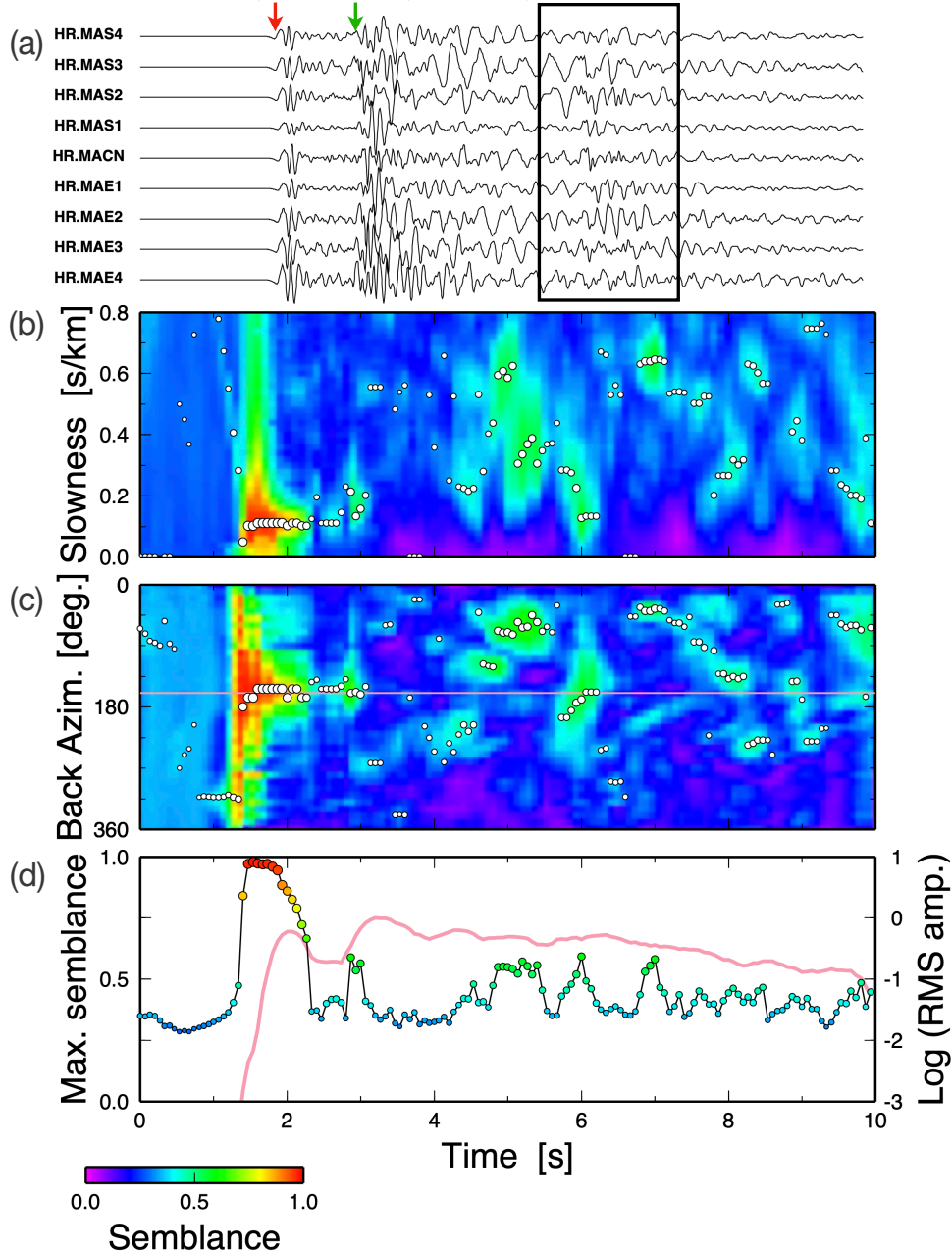


図 3.11 センブランス解析結果の例. (a)–(d) は上下動成分, (e)–(h) は南北動成分, (i)–(l) に東西動成分についての結果を示す. (a)(e)(i) はアレイの構成観測点における地震波形 (3–12 Hz), (b)(f)(j) は見かけスローネス [s/km], (c)(g)(k) はアレイへの到来方位角 [°], (d)(h)(l) は最大センブランス値の時系列 (色付きの丸) および RMS エンベロープ (ピンク色の実線) を表す. (b)(c)の背景の色と白丸は各時間ステップにおけるセンブランス値とその最大値をそれぞれ表す. 赤色と緑色の矢印はそれぞれ P 波と S 波の到達時間を表, 黒枠は DSW の現れる時間を表す. (c)のピンク色の線は, 地震の震央方向を示す.

11/25/2012 07:55 (N-comp., 6 Hz)
 40.039N, 140.542E, 9.3km, M=2.8

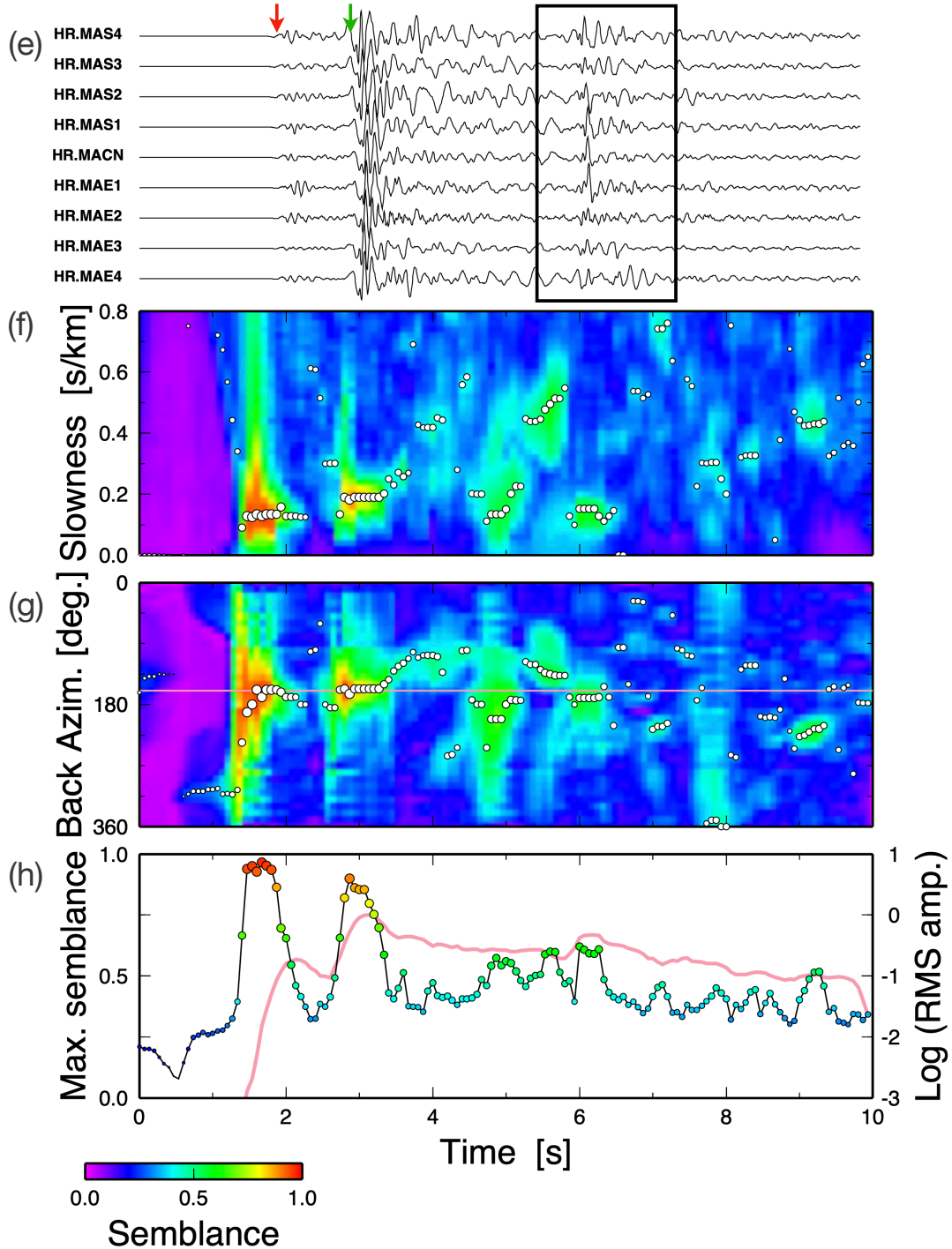


図 3.11 (続き) 南北動成分についての結果.

11/25/2012 07:55 (E-comp., 6 Hz)
 40.039N, 140.542E, 9.3km, M=2.8

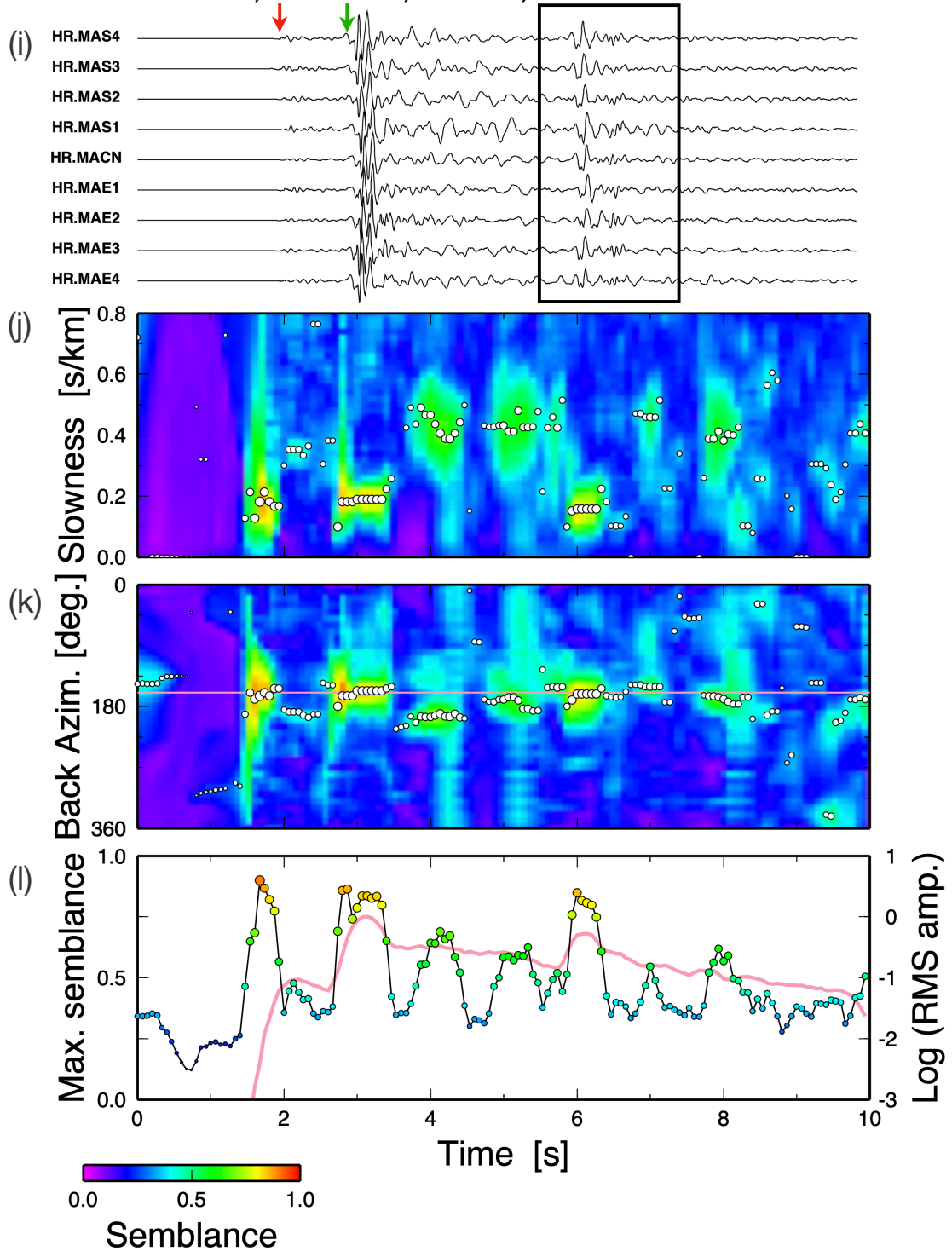


図 3.11 (続き) 東西動成分についての結果.

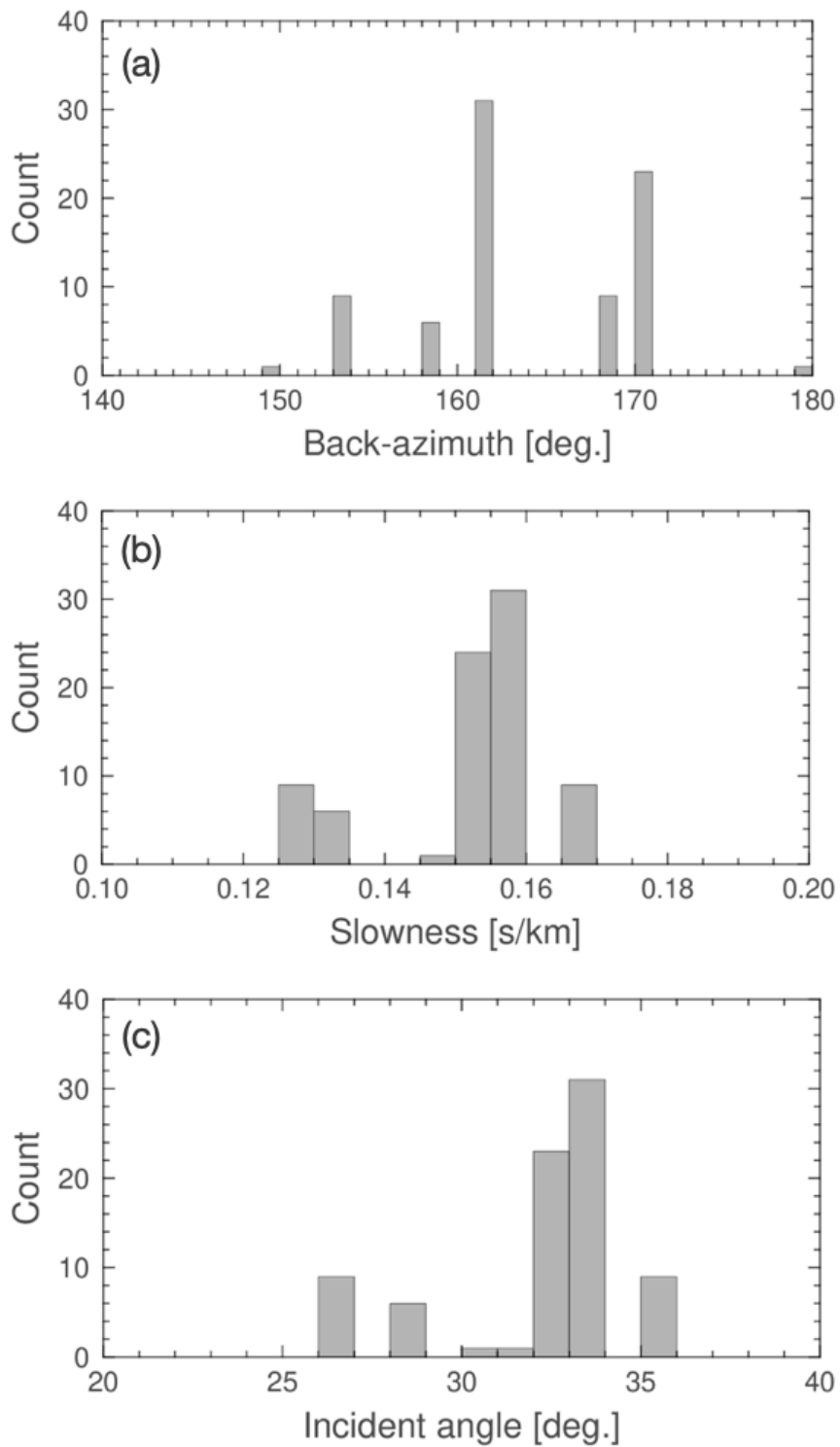


図 3.12 DSW のアレイへの (a) 到来方位角 $^{\circ}$, (b) 見かけスローネス [s/km], (c) アレイへの入射角 $^{\circ}$ の推定結果のヒストグラム.

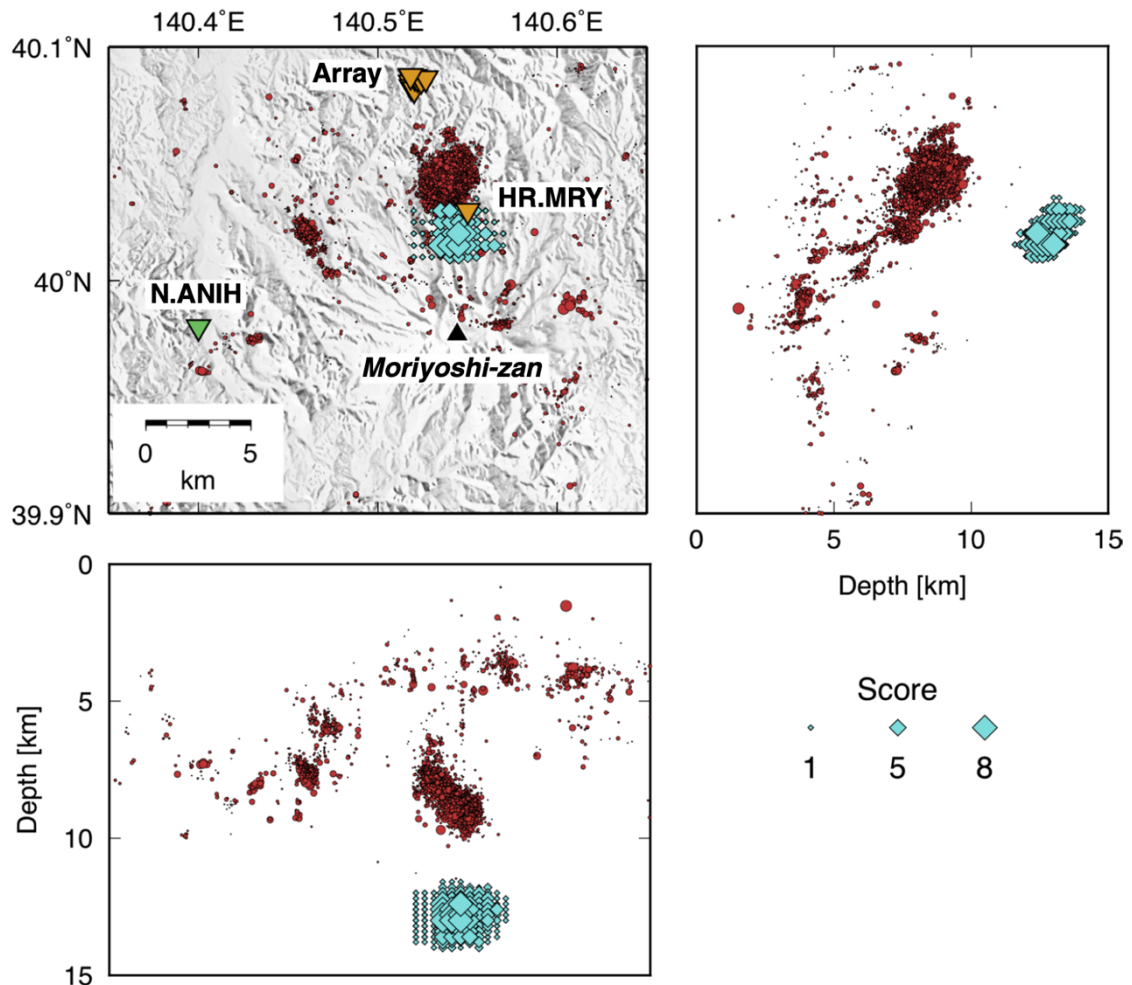


図 3.13 DSW 発生源の推定位置。青色の菱形は、空間をグリッド分割して設定された仮想的な散乱源のうち、本研究で推定された DSW のアレイへの入射方位・入射角・直達 P 波との走時差の値の範囲をみたくグリッドに対して、複数の解析結果にもとづき加点した結果を示す。菱形の大きさは、グリッドにおける結果の重複数を表す。赤色の丸は 2011 年から 2016 年までに発生した深さ 20 km 以浅、マグニチュード 0 以上の地震の震央位置を示す。橙色と緑色の逆三角形は弘前大学による臨時観測点と防災科学技術研究所 Hi-net の観測点を示す。白色の星は図 3.2 で表示した地震波形の震央を示す。黒色の三角形は森吉山山頂の位置を示す。

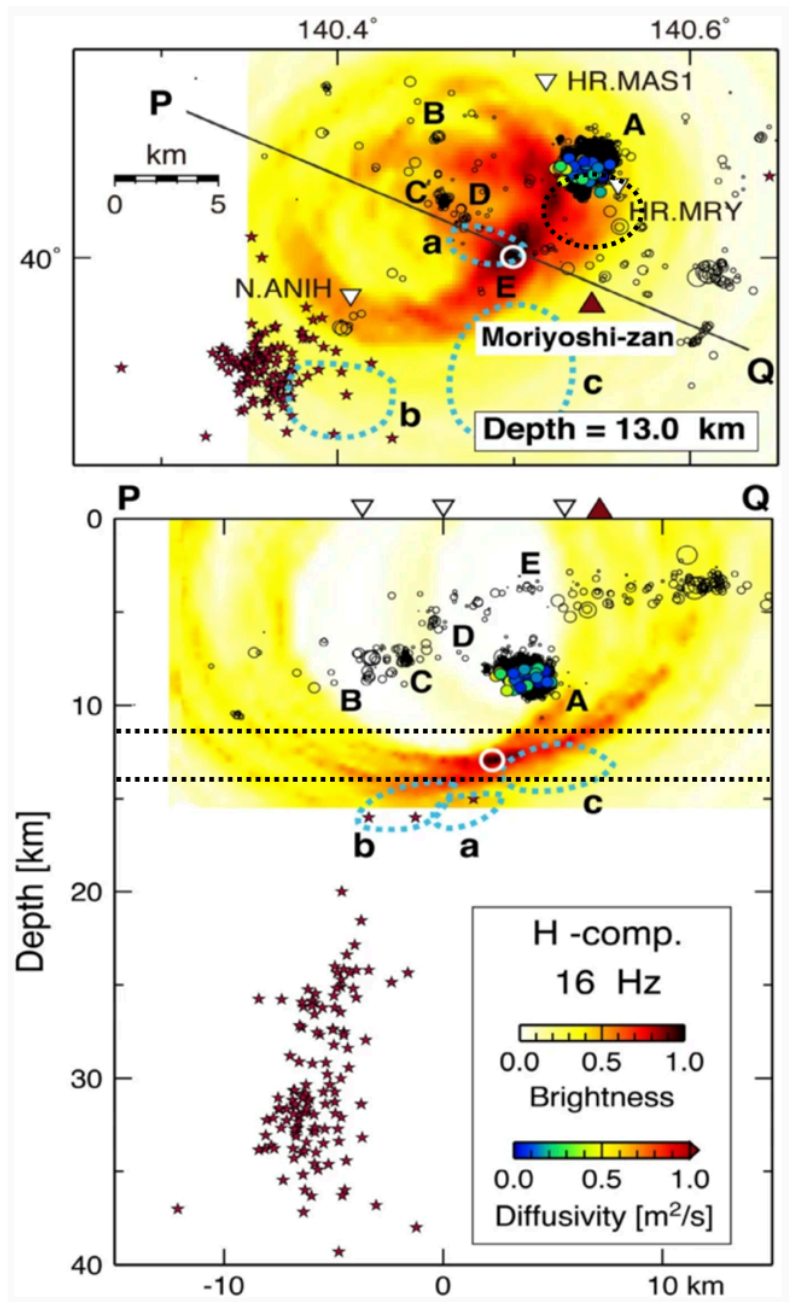


図 3.14 Kosuga (2014)による散乱体位置の推定結果 (Kosuga 2014, Figure 13 に加筆). 上段の図は深さ 13 km における水平面図を, 下段の図は測線 P-Q における断面図をそれぞれ示す. 黒丸は 2011 年 5 月から 2013 年 9 月に発生した地震の震源を示す. 褐色の星印は深部低周波地震の震源を示す. 白色から赤色にかけての色スケールは Source-scanning algorithm に基づく DSW 発生源の推定結果 (brightness) を示し, 白丸は最も brightness が高い領域を示す. 色付きの円はその地点を拡散原点として, 震源マイグレーションの前線部にフィットさせたときの拡散係数の値を示す. 水色の破線の領域は堀・長谷川 (1991) によって推定された反射面の分布域を示す. 黒色の破線の領域は本章で推定した DSW 発生源の位置と深さ範囲を示す. 白色の逆三角形は観測点位置, 赤色の三角形は森吉山山頂の位置を示す.

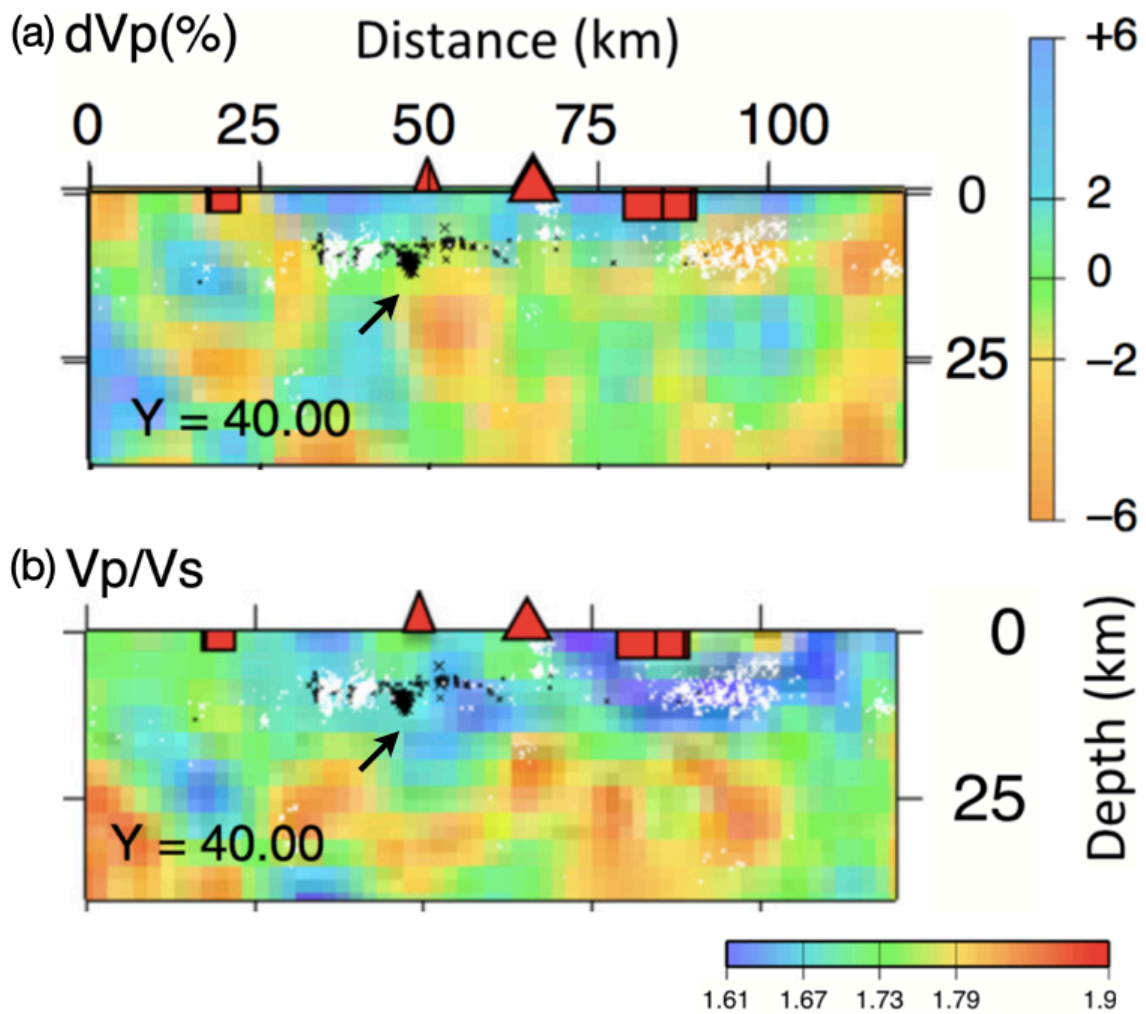


図 3.15 Okada et al. (2015) における森吉山下の地震波速度トモグラフィ結果 (Okada et al. 2015 Fig.10, 11 を一部改変, 加筆). 上段は P 波速度偏差の空間分布, 下段は V_p/V_s 比の空間分布をそれぞれ示す. 赤色の三角形は火山 (細長い方が森吉山を示す) を, 四角形は活断層の地表測線の位置を示している. 白色の点および黒色のクロスは, 東北地方太平洋沖地震前・後に発生した地震の震源位置をそれぞれ示す. 黒色の矢印は本章で推定した DSW 発生源の位置周辺を指し示す.

第4章

森吉山地域における群発地震の震源分布の時空間発展

4.1 はじめに

これまで報告されてきた群発地震は、数日から数ヶ月程度で終息するものがほとんどであり、数年にわたって長期継続したものの報告例は少ない (e.g., Cappa et al., 2009; Hauksson et al., 2019). それに対して、森吉山地域の群発地震は $3 \text{ km} \times 4 \text{ km} \times 3 \text{ km}$ 程の空間範囲内で、10年以上の長期にわたって継続している (図 4.1). また、森吉山地域の群発地震では、震源マイグレーションが観測されており、地震活動域が時空間的に変動している (Kosuga, 2014; Okada et al., 2015; Amezawa et al., 2019, Amezawa et al., 2021). 第2章では群発地震の震源分布の時空間変化を単純な等方拡散モデルで近似したが、実際の群発地震域での地震活動の時空間発展は複雑である. 群発地震の震源分布の時空間発展を詳細に調べることで、本地域における群発地震がどのようなメカニズムで長期継続しているのかが明らかになると期待される. そこで本章では、森吉山地域の群発地震に着目し、その長期的な時空間発展の詳細を明らかにすることを目的とする. そのために、震源位置を高精度に再決定し、それをもとに群発地震の震源分布の時空間変化を調べるとともに、地震波形形状および震源メカニズム解の類似性が群発地震活動の推移に対しどのように時空間変化したのかを調べた.

4.2 高精度相対震源再決定

高精度な震源位置を得るために、相対震源再決定法の一つである Double-Difference 法 (Waldhauser & Ellsworth, 2000, 以下では DD 法と略記; Appendix A) を用いて震源再決定を行なった. DD 法の原理と利点については第3章 3.2 節で述べたとおりであるが、本章では DD 法の differential time データとして、手動検測値から作成したカタログデータと、地震波形の相互相関に基づく相対走時から作成した CC データの2種類を用いて震源再決定を行なった.

データと手法

解析には、群発地震の周囲 60 km 以内の気象庁・Hi-net, 東北大学の定常観測点のうち、比較的 S/N 比の良い 16 点と、弘前大学が設置した臨時観測点 8 点を用いた (図 4.2). 震源再決定を行う初期震源には、気象庁一元化震源カタログに記載されている 2011–2019 年に発生したマグニチュード 0.0 以上の地震のうち、解析に使用した定常観測点の半数以上において、P・S 波の観測走時が得られた 6,732 個を用いた. 気象庁検測値および、弘前大学によって実施された臨時観測記録の手動検測値からカタログデータを作成して用いた. さ

らに、定常観測点で得られた地震波形記録の相互相関関数の最大値から地震ペアの CC データを作成して用いた。相互相関関数は、S/N 比が 12 dB 以上の上下動速度波形に対して、2-12 Hz の帯域通過フィルターをかけ、P・S 波の理論走時±1.0 秒の時間窓内の地震波形を用いて計算した。得られた相対走時データのうち、8 観測点以上で相互相関関数が得られたもののうち、その最大値が 0.85 以上となるような結果を用いた。以上の処理により、震源再決定に用いるデータ数は、手動検測値データでは P 波について 350,284 個、S 波について 349,057 個であり、相対走時データでは P 波について 132,315 個、S 波について 182,071 個となった。速度構造は、気象庁の震源決定に用いられている 1 次元速度構造モデルである JMA2001 (上野・他, 2002) にもとづき、12 層の 1 次元速度構造を作成して用いた (図 4.3)。この際、P 波速度と S 波速度の比は 1.73 とした。

DD 法による震源再決定にカタログデータと CC データの両方を用いる場合、繰返し計算の前半ではカタログデータの重みを大きくして震源分布の絶対位置を押さえ、後半では CC データの重みを大きくして近接する地震ペアの相対位置を精密に再決定すると、安定して高精度な解が得られることが経験的に知られている (e.g., Waldhauser & Schaff, 2008; Yano et al., 2017)。本研究では繰返し計算の回数を 30 回とし、前半の 15 回では P 波・S 波についての手動検測値データの重みを、相対走時データの 100 倍にして実行し、後半の 15 回では両データの重みを揃えて震源再決定を行なった。

再決定震源位置の誤差はブートストラップ法 (e.g., Efron, 1982; Tichelaar & Ruff, 1989) を用いて推定した。まず、再決定に用いた各地震の手動検測値から重複を許してランダムにサンプリングし、手動検測値データを 200 セット作成した。次にこれらについてそれぞれ震源再決定を行い、それぞれの地震の再決定震源位置について、経度方向、緯度方向、深さ方向の標準偏差を求めこれを誤差とした。CC データについても同様の処理を試みたが、計算が極端に不安定となったため、CC データは固定して上記を行なった。

震源再決定と誤差評価の結果

結果として、初期震源数の 97% を再決定することができた。RMS 残差はカタログデータについては 55 ms から 35 ms へ、CC データについては 92 ms から 7 ms へ減少した。再決定された震源分布と初期の震源分布の比較を図 4.4 に示す。初期の震源分布に比べ、再決定震源では空間的なばらつきが非常に小さくなっていることがわかる。ブートストラップ法によって推定した経度方向、緯度方向、深さ方向の誤差の平均値は、それぞれ 6.8×10 m, 7.6×10 m, 4.0×10^2 m であった。初期震源と再決定震源における震源位置の誤差を比較するため、これらの分布を図 4.5 に示す。初期震源における震源位置の誤差の平均値は、経度方向、緯度方向、深さ方向にそれぞれ、 3.3×10^2 m, 3.2×10^2 m, 1.5×10^3 m であり、震源再決定により震源位置の精度が大きく向上していることがわかる。また、初期震源の震源精度では検出が困難であった詳細な震源分布の特徴が明らかになった。再決定震源の震源分布の特徴を以下にまとめる。

- 全体的な震源分布は、水平面内では南北方向に約 4 km、東西方向に約 3 km、深さ方向に約 4 km の広がりを持っており、南西浅部から北東深部にかけて複数のクラスターが存在する。
- 震源分布は南西側浅部（深さ 6.0–8.8 km）の SW クラスター、北東側深部（8.8–11.0 km）の NE クラスターの二つの中規模クラスターに大別できる。このうち、北東側深部の中規模クラスターはさらに南西側（図 4.4 (b) 緑枠）と北東側（図 4.4 (b) 赤枠）で二つの小クラスターに分けられる。
- 北東側深部の二つの小クラスターはいずれも深さ方向に傾斜して伸びる長さ約 2 km の円柱状をしている（図 4.4 (b) 黒矢印）。これらは約 50°の傾斜角で東に傾斜する面的な領域で包括できる。また、二つの小クラスターの間には震源が分布しない幅約 0.2 km ほどの領域が存在する。
- 北東側深部クラスター本体から水平距離で北東、北、北西方向へ約 0.5 km 離れた領域に、水平面内でのサイズが 0.2–1 km ほどの微小クラスターが存在する（図 4.4 (b) 青丸）。隣あう微小クラスター同士は水平距離にして約 1 km 離れており、その間の空間には震源が少数分布する。

4.3 群発地震の震源分布の時空間発展

本節では、高精度に再決定された震源位置を用いて、群発地震の震源分布の時空間発展を整理する。森吉山における群発地震は、様々な方向への震源マイグレーションを伴い、複数のクラスターを形成しつつ時空間発展していった（図 4.6）。以下では、その詳細を時間順に述べる。

森吉山地域における群発地震は、クラスターの水平面内での中心から約 1 km 南東の深さ約 10 km（クラスター底部）から始まり、その後、地震活動域は北西方向へ約 1 km 移動した。地震活動開始点から水平・深さ方向に 1 km ほどの狭い領域内で約 200 日間にわたって活動が続いた（図 4.6 (a) 赤矢印）。その後、地震活動の中心は北東へ移動し、これと同等なサイズの小クラスターを形成した（図 4.6 (a) 白矢印）。その後、ここから二方向への震源マイグレーションがみられた。一方は、約 500 日後から約 600 日後にかけて、地震活動域がクラスター南側の浅部深さ約 8 km（水平面内でのクラスター南端）に向かって水平距離で約 2 km 移動した（図 4.6 (b) 白矢印）。もう一方は、約 500 日後から約 1,000 日後にかけて、地震活動域が北西方向に水平距離で約 0.5 km 移動した（図 4.6 (b), (c) 赤矢印）。後者の震源マイグレーションでは、深さ的に顕著な移動はみられなかった。約 1,000 日後から約 1,150 日後にかけて、前述の二方向への震源マイグレーションの終端付近からそれぞれ北西と西へ 0.5 km ほどの所で地震活動が発生した（図 4.6 (d) 白点線）。約 1,200 日後か

ら約 1,430 日後にかけては、クラスターの北東から南西に向かう震源マイグレーションが、長さ約 3 km、幅約 0.5 km、深さ約 1 km の領域でみられた (図 4.6 (e) 白矢印). その開始点は北東深部の中規模クラスター内における北側の小クラスターと南側の小クラスターの境界付近であり、そこから南方浅部にかけて長さ約 1 km の領域を~150 m/day の速さで地震活動域が移動した (図 4.7 (a)). 約 1,500 日後にはクラスターの全体的な空間サイズが確定し、その後はクラスター全域で散発的な地震活動が続いた (図 4.6 (f), (g), (h)). 約 2,530 日後には南西浅部クラスターの中心付近から地震活動が突発的に発生し (図 4.6 (i) 白矢印), 北方向と西方向へ水平距離で 1 km ほど震源マイグレーションした後、このクラスターの下部でマグニチュード 4.1 の地震が発生した (図 4.7 (b)). これは解析期間内における最大規模の地震であった. 以上で述べたように、森吉山地域の群発地震は群発地震域深部から開始し、指向性の強い小規模な震源マイグレーションを多数伴いつつ複雑に時空間発展していったことが明らかになった.

一方で、群発地震域の全体的なサイズは約 1,500 日かけてゆっくりと成長していったことが明らかになった. 第 2 章では、群発地震域全体のサイズの時空間発展を震源マイグレーションとして見た時の拡散係数を求めた. そこで、本章で得られたより高精度精度な再決定震源を用いて群発地震域全体の震源マイグレーションの拡散係数を推定し、第 2 章で得られた結果の信頼性を確認した. そのために、震源マイグレーションの前線部に Shapiro et al. (1997) による理論拡散曲線をフィットさせて拡散係数を推定した. 理論拡散曲線のフィッティング方法は第 2 章で説明した方法 (2.2 節 2.2.3 項) と同様である. その結果、クラスターサイズの成長は概ね Shapiro et al. (1997) のモデルにしたがっており、その拡散係数は $0.0046 \text{ m}^2/\text{s}$ であることが分かった (図 4.8). これは、本論文の第 2 章において気象庁一元化震源を用いて推定した拡散係数の値 ($0.0081 \text{ m}^2/\text{s}$) より小さいが、値のオーダーは変わらず、第 2 章で得られた結論には影響しない.

4.4 震源が近接する地震波形の類似性と群発地震活動の推移の対応

前節で明らかになった森吉山地域の群発地震の震源位置の複雑な時空間発展を踏まえ、本節では、森吉山の群発地震における地震波形形状が、群発地震の震源分布の時空間発展に伴ってどのように変化していったのかを、震源再決定を行って得られた高精度な震源位置と直達波の波形相関にもとづき数百メートルの高空間分解能で調べる。また、断層運動を表す震源メカニズム解についても同様の解析を行なう。

4.4.1 震源が近接する地震の地震波形形状の類似性

震源位置と断層運動が同一であり、地球内部構造が顕著に時間変化しなければ、同じ観測点で観測される地震波形形状は原理的には同じである。したがって、ほぼ同一と考えられる震源位置から生じた地震波が、同一観測点で観測された場合、地震波形形状が異なる要因としては、震源における断層運動が異なるか、震源位置の違いがわずかであっても、波形が異なるほど伝播経路における不均質が強いかの一方または両方が考えられる。そこで、高精度に再決定された震源位置にもとづき、近接する地震間の地震波形形状の類似性を調べた。そのために、空間的・時間的に近接して発生した地震を一つのグループとした。そして、同じグループについて地震波形の相互相関関数の最大値(CC)を計算し、その平均値を **Waveform Similarity (WS)** と定義した。具体的には、ある地震を起点とし、そこから1年以内に発生した地震が震源距離 0.5 km 以内に10個以上ある場合、これらの地震を1つのグループとした。全ての再決定震源を起点としてグループ化を行い、全グループについて、グループの起点とした地震とグループ内の各地震のP波およびS波の相互相関関数の最大値を平均し、WSを求める。なお、相互相関関数はDD法で用いた定常観測点で観測された地震波形記録のうち、S/N比が12 dB以上の上下動速度波形に対し、2-12 Hzの帯域通過フィルターをかけ、P・S波の理論走時±1.0秒の時間窓内の地震波形を用いて計算した。

WSのヒストグラム

図4.9にWSのヒストグラムを示す。ヒストグラムは、全体的には平均 $\mu = 0.56$ 、標準偏差 $\sigma = 0.069$ のやや左に歪んだ正規分布に近い分布形状であるが、最頻値よりも値の小さい側と大きい側にそれぞれもう一つずつのピークをもつ多峰性分布である。

WSのヒストグラムが多峰性の分布となる要因を議論する。比較のために、理論ノイズ波形を1000波形計算し、WSの推定を模擬してCCの標本平均を求め、その分布を調べた。具体的には、まず2-12 Hzでフィルタリングした理論ノイズ波形について総当たりで相互相関関数を計算し、それぞれのCCを求めた(図4.10(a))。次に、標本サイズを10-100個の範囲でランダムに変えながら(図4.10(c))、データの重複を許さずに標本抽出を行いその標本平均を求めた。これを1000標本について行ってヒストグラムを作成した(図4.10(d))。その結果、CCのヒストグラム(図4.10(a))は、

$$f(x) = \frac{1}{\beta} \exp\left(-\frac{x-\mu}{\beta}\right) \exp\left[-\exp\left(-\frac{x-\mu}{\beta}\right)\right] \quad (4.1)$$

で表される確率密度関数を持つ Gumbel 分布 (図 4.10 (b)) に近い分布形状をしている。ここで、 μ は定数、 β は正の定数である。また、得られた CC の平均値は 0.37 で、その分布幅は 0.2–0.65 である。一方、その標本平均の分布 (図 4.10 (d)) は、CC の平均値である 0.37 付近に最頻値を持つ正規分布様の分布をしていることがわかった。このことは、ある分布から標本を抽出し標本平均の分布を作成すると、もとの分布の平均値付近に正規分布する性質があるという中心極限定理によるものと考えられる。したがって、CC の平均値に関する量である WS の分布は、単峰性の正規分布になることが期待される。以上の検討から、本研究における CC の分布が多峰性となる理由として、互いに異なる複数の分布の重ね合わせが考えられる。図 4.11 に WS の計算に用いた CC の分布を示す。P 波・S 波部分の時間窓内の波形について計算した CC (以下、それぞれ CC_P 、 CC_S と表記する) の分布はいずれも多峰性を示しており、これらが WS の分布の多峰性の要因であると考えられる。P 波についての分布では $CC_P=0.03, 0.3, 0.85$ 付近にピークがある。一方、S 波についての分布では $CC_S=0.45, 0.9$ 付近にピークがある。 $CC_P=0.03$ 付近のピークは P 波についての結果にのみ存在する (図 4.11 (a))。以下では、この理由について考察する。図 4.12 に N.ANIH 観測点で観測された地震波形ペアと CC の例を示す。図 4.12 (a) は CC_P が低く CC_S がやや高い波形ペアであり、P 波部分を見ると位相が反転しており CC_P は非常に低い。一方、S 波部分では波形形状は異なるが $CC_S=0.63$ というやや高い値になっている。図 4.12 (b) に CC_P も CC_S も低い波形ペアを示す。この場合の S 波部分を見ると図 4.12 (a) の場合に比べ S コーダ波の振幅が大きく波形形状の類似性が低いことがわかる。図 4.12 (c) は CC_P も CC_S も高い波形ペアであり、P・S コーダ波部分まで含めて波形形状が類似している。相互相関関数の計算に用いた波形の時間窓は理論走時 ± 1.0 秒でありコーダ波部分を含む。S 波は P 波よりも短波長であるため短波長不均質による散乱の影響を受けやすい、そのため、S 波を含む時間窓内の波形は P 波のそれに対しより複雑なものとなる。この場合、直達 S 波の波形形状が似ていなかった場合、時間窓内の波形について相互相関関数の計算結果は、ランダムノイズ波形についての結果に類似すると考えられる。先述した理論ノイズ波形についての検討から、2–12 Hz の周波数帯域で、振幅が同程度かつ位相がランダムな波形の CC は、平均が 0.37 で 0.2–0.65 と広い値の幅を持つことがわかっている (図 4.10 (a))。このため、0.2 を下回るような CC_S はごく少数であり、 CC_P の様な $CC_P=0.03$ 付近のピークは現れないと考えられる。

以上から、WS のヒストグラムに現れる値の大きい側のピークの結果は CC_P も CC_S も高い波形ペアによるものであり、WS が小さい側のピークの結果は CC_P も CC_S も低い波形ペアによるものであると言える。

WS の空間分布・群発地震の震源分布の時空間発展との対応

WS の空間分布を調べるために、起点とした地震の震源位置にそのグループの WS をプロットした (図 4.13). その結果, WS が高いグループが局在していることが判明した. また, 群発地震の震源分布の時空間発展と WS の対応を調べるために両者の比較を行った. 以下では WS の分布の多峰性に関する考察に基づき, $WS \geq \mu + 1.5\sigma$ の地震グループを WS が特に高いグループと定義しこれらに着目する. 群発地震の震源分布の時空間発展を 2011 年, 2012 年, 2013 年以降に分けた場合の WS が高いグループの空間分布の変化を図 4.14 に示す. その結果, WS が高いグループは 2011 年内の群発地震初期の領域で特に多く, 2012 年以降の群発地震が時空間発展していく期間ではごく少数であることが明らかになった. なお, 第 3 章では, 特徴的な S-to-S 散乱波群 DSW の波形形状の時間変化に着目するため, 直達波の波形形状が類似する地震グループを抽出したが, それらの地震発生時刻は群発地震初期の 2011 年内のものがほとんどである.

4.4.2 震源が近接する地震の震源メカニズム解の類似性

前項で明らかになった地震波形の類似性 WS が高いグループの時空間的局在性について更なる検討を行うため, 定量化と同様の方法で近接する地震間の震源メカニズム解の類似性を, 再決定された震源位置にもとづき以下のように定量化した. ある地震を起点とし, そこから 1 年以内に発生した地震の震源メカニズム解が震源距離 0.5 km 以内に 5 個以上ある場合, これらの震源メカニズム解を 1 つのグループとした. 全ての再決定震源を起点としてグループ化を行い, 全グループについて, グループの起点とした震源メカニズム解とグループ内の各地震の震源メカニズム解の Kagan 角 (Kagan, 1991; Kagan, 2007) を計算した. 得られた Kagan 角をもとに, 地震 i を起点としたグループにおける震源メカニズム解の類似性を Focal mechanism Similarity (FS_i) として,

$$FS_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{90 - \phi_{ij}}{90} \quad (4.2)$$

のように定義した. $\phi_{i,j}$ は地震 i,j の震源メカニズム解の Kagan 角 [$^{\circ}$] である. FS は二つの震源メカニズム解が完全に一致する場合に 1.0 となり, 一致度が低いと小さくなる.

解析に用いた震源メカニズム解は, Uchide (2020) により推定されたものを用いた. Uchide (2020) では, 日本列島内陸の地震について機械学習を用いた P 波初動極性の読み取りを網羅的に行うことで, データ数を飛躍的に増加させ, 目視による初動読み取り値・震源メカニズムの決定が困難な微小地震についても多数の震源メカニズム解を決定することに成功している. 震源メカニズムの推定には HASH プログラム (Hardebeck & Shearer, 2002) が用いられており, 推定された解の品質は HASH プログラムにおける定義にしたが

っている。HASH プログラムによって推定された震源メカニズム解は、ミスフィット率（最適解から予測される極性が観測と合わないデータの割合）、断層面のばらつき（データを説明可能な解が最適解周辺における、ばらつきの程度を角度の RMS）、観測点分布率（極性データが節面の近傍に対して、震源球全体にどの程度均一に分布しているかの指標； Reasenber & Oppenheimer, 1985）、確率（真の節面が最適値から 45° 以内にある確率）によって、品質が A-F ランクに分けられる（A が最も高品質）。森吉山地域の群発地震については震源メカニズム解が 1,354 個推定されており、このうちランク C（ミスフィット率が 0.3 以下、断層面のばらつきが 35° 以上 45° 以下、観測点分布率が 0.3 以上、確率が 0.5 以上となるような解）以上の品質の震源メカニズム解は 264 個である。本研究では、データの数と品質を考慮してランク C 以上の解を用いた。

FS の空間分布を調べるために、起点とした地震の震源位置にそのグループの FS をプロットした（図 4.15）。また、得られた全 FS のヒストグラムは、平均 $\mu = 0.61$ 、標準偏差 $\sigma = 0.17$ のやや左に歪んだ分布となった（図 4.16）。FS も WS と同様に群発地震クラスタ全体で低めの値を取っている。FS ≥ 0.75 となるグループを便宜上 FS が特に高いグループとし、他と区別して FS の時空間変化を調べた。その結果、WS と同様に 2011 年内で FS が特に高いグループが集中し、その後の期間ではクラスター全域において FS は低いことが判明した（図 4.17）。

4.5 議論

4.5.1 群発地震活動が長期継続する要因

森吉山地域の群発地震活動は、南北方向に約 4 km、東西方向に約 3 km、深さ方向に約 4 km ほどの領域内に限られている。このような狭い領域内で群発地震活動が長期継続する要因として、低い浸透率・高い粘性率の流体・高速な断層強度の回復が考えられる。以下では、これらについて順に検討していく。なお、森吉山地域の群発地震では、長期にわたり複数の震源マイグレーションが観測されたことから、この群発地震が主に流体移動に伴う間隙流体圧の上昇により駆動されたと仮定して以下の議論を進める。

まず、低い浸透率について検討する。群発地震域の全体的なサイズは約 1,500 日かけてゆっくりと成長していった。群発地震全体としては拡散的な震源マイグレーションをしており、その拡散係数は $0.0046 \text{ m}^2/\text{s}$ と小さい。震源マイグレーションの拡散係数は浸透率に比例する量であることから、群発地震域は低浸透率な環境であることが示唆される。また、群発地震域が時空間発展していく過程では、複数の指向的な震源マイグレーションが観測された。このことから、群発地震域内における浸透率の空間的な不均質性が強く、比較的浸透率が高い領域を選択的に流体が移動しながら群発地震の震源分布が時空間発展していったと考えられる。

群発地震域には地震活動が低調な領域が複数存在する。これらの領域では、間隙流体圧の

上昇が不十分であるため地震活動が低調であると考えられる。Talwani et al. (2007) は、人工注水に伴う群発地震および自然群発地震の震源マイグレーションの拡散係数が 10^{-2} – 10^{-1} m²/s の範囲に収まることを見出し、流体移動の拡散係数がこの範囲よりも小さいあるいは大きい場合は、間隙流体圧の上昇が不十分で地震活動が励起されないということを指摘した。つまり、岩石の浸透率が小さすぎると間隙へ流体が浸入しにくく、逆に大きすぎると間隙に流体がとどまっていられないため、どちらの場合も間隙流体圧の上昇が不十分で、地震が発生するほどの有効法線応力の低下が起こらない。森吉山地域の群発地震で地震活動が低調な領域の例としては、群発地震初期の北東深部の二つの円柱状の小クラスター間の領域が挙げられる (図 4.6 (a))。この領域の南西側で群発地震活動が開始し、約 200 日にわたってその周辺 1 km ほどの狭い領域で活動が継続した後、地震活動が低調な領域の北東側に活動が遷移する。地震活動が低調な領域が存在する理由として、次の二つが考えられる。まず、最初の地震活動が比較的狭い領域内に限定されたことと、先述した Talwani et al. (2007) での議論を考慮すると、地震活動が低調な領域では浸透率が低く、流体は初期のクラスターからもう一方のクラスターに向かって移動していくが、浸透率が低いことにより弱面における間隙流体圧の上昇が不十分であるというものである。もう一方の理由として、浸透率は周辺と同等であるが、弱面の固着力が大きく、周辺の領域と同程度の間隙流体圧の上昇では地震活動が励起されないことが考えられる。上記のいずれの場合でも、物性が大きく異なる領域が隣り合って存在している可能性があり、群発地震域における地殻構成物質の強い不均質性が示唆される。

次に、高い粘性率の流体について検討する。第 3 章 (3.4 節 3.4.1 項) で議論した様に、本地域の群発地震域には水やガスを主とする様な流体が存在している可能性がある。また、群発地震域の深さ (6–11 km) を考慮すると、流体は高温高压の状態であると考えられる。そのため、非常に高い粘性率の流体が森吉山地域の群発地震域に存在するとは考えにくい。これについては、第 5 章において、地温勾配分布と比較しつつ、より詳しく議論する。

続いて、(3) 高速な断層強度の回復について検討する。群発地震域は、全体的には拡散的な時空間発展をしつつゆっくりと成長していった (図 4.6, 図 4.8) が、活動開始から数年経過した後、クラスター内部において震源マイグレーションを伴う突発的な地震活動が観測された (図 4.7)。群発地震開始から約 1,400 日後にクラスターの北東から南西にかけての長さ約 3 km、幅約 0.5 km、深さ約 1 km の領域で震源マイグレーションがみられた (図 4.7 a)。これらの大部分はマグニチュード 1 以下の微小地震群であるが、活動の終盤にマグニチュード 3.4 の地震が発生した。また、約 2,530 日後には南西浅部クラスターの中心付近から地震活動が発生し、北方向と西方向への震源マイグレーションの後、マグニチュード 4.1 の地震が発生した (図 4.7 b)。これらの活動の前後には、特に顕著な地震活動や群発地震域内外で規模の大きな地震の発生はなく、いずれも突発的に発生し数日内で終息する様な活動であった。また、いずれも以前に地震活動が活発であった領域で発生した。群発地震域における地震活動の再活発化は他地域においても報告されており (Fischer & Horálek,

2003), その要因としては, 以前の地震活動後における短期間での応力の再蓄積, 複数の固着域の段階的な破壊, 間隙流体圧の局所の上昇が考えられている. このうち, 短期間での応力の再蓄積のためには, 短期間で断層強度が回復する必要がある. Hainzl (2004) における群発地震のシミュレーションでは, 実際に観測された群発地震活動との比較において, 群発地震域として設定した小断層の断層強度が個々の地震後に完全に回復するために要する時間として 0.1 日という値が設定されている. Tadokoro et al. (2002) は, 兵庫県南部地震の発生直後と 33 ヶ月のそれぞれの期間に発生した余震を用いて, S 波スプリッティング解析を行い, 震源域における速い S 波の振動方向を比較した. その結果, 本震直後における振動方向は本震の断層の走向に平行であったのに対し, 33 ヶ月後では広域応力場の最大主応力軸方向に平行になったことを検出した. このことは, 本震時に形成されたフラクチャーが 33 ヶ月以内に回復し, 広域応力に由来するフラクチャーが形成されたことを示しており, 断層強度が急速に回復した示唆する. また, 地下の高温高压環境を再現し, 花崗岩を溶解した水の瞬時的減圧 (フラッシング) の実験が行われている (Amagai et al., 2019). その結果, フラッシングによって大量のアモルファスシリカ粒子が瞬時的に生成され, 1 日以内に安定な石英の微結晶に変化することが確認されている. このことから, 地震により間隙やフラクチャーが生成され, フラッシングが発生して大量の石英が析出し断層面に付着することで, 断層強度に影響を与える可能性が指摘されている. これらのように, 一度地震破壊を起こした断層の断層強度が比較的短期間で回復する可能性がある.

以上の議論から, 群発地震活動が長期継続する理由として, 低い浸透率と高速な断層強度の回復が候補として考えられる. しかし, 森吉山地域の群発地震では, 先述した 2 回の突発的再活発化以外に地震活動の顕著な再活発化はなく, これらはいずれも数日以内に終息するような活動であった. また, 群発地震域は拡散的な震源マイグレーションを呈し, 全体的にゆっくりと成長しつづけており (図 4.6, 図 4.8), 同じ領域のみで繰り返し地震が発生し続けていたわけではない. 以上から, 群発地震が長期化する理由としては低い浸透率の寄与が大きく, それによって群発地震域内での流体移動がゆっくりしたものになったと考えられる.

4.5.2 震源が近接する地震波形形状・震源メカニズム解の類似性の時空間変化

震源が近接する地震グループの地震波形形状の類似性 (WS) と震源メカニズム解の類似性 (FS) の高いグループは, いずれも群発地震活動初期に多数存在し, その後の活動では少ない. そのため, 群発地震初期には近接する位置で同じような断層運動の地震が多数発生したと考えられ, このことから群発地震初期の活動域には, 走向・傾斜が同様な断層が多数存在していたことが示唆される. 実際, 初期の活動における震源メカニズム解の空間分布は, 図 4.18 の様になっており, そのほとんどが北東-南西方向に圧力軸を持つ逆断層型である. また, 初期の活動は群発地震域の底部から始まり, 北西方向に向かう震源マイグレーションを呈したが, このクラスターの空間サイズは 1 km ほどの狭い範囲内に限られる.

以上から、森吉山地域の群発地震の発生と駆動のメカニズムについて、次の様なことが考えられる。まず、東北沖地震の発生により東北日本内陸の応力場の変化が変化した。具体的には、圧縮力の方向が西北西-東南東方向から東北東-西南西方向に反時計回りに回転したことで、従来の最大主応力が最小主応力に変わり、従来の中間主応力および最小主応力が最大主応力および中間主応力に変わった（小菅・他，2012）。Sibson (1996) は、フラクチャーメッシュの発達する方向を主応力軸の方向から考察し、これを野外における断層および岩石組織で検証して、中間主応力軸の方向にフラクチャーメッシュが発達しやすいことを指摘した。以上から、東北沖地震後の東北日本内陸では、多くの領域で中間主応力軸が鉛直方向を向いたことで、鉛直方向にフラクチャーメッシュが形成され、地殻内に貯留されていた流体が上昇しやすいような応力場になったと考えられる。このような要因によって、第3章で推定された DSW 発生源から上昇してきた流体が、群発地震初期の狭い領域に多数存在していた同様な走向・傾斜の断層破砕体に浸入して有効法線応力を低下させ地震活動を発生させたと考えられる。また、その後もさらに流体が浸入して地震を励起しつつ移動したことによって、その後の複雑な震源マイグレーションを伴う群発地震活動が駆動されたと考えられる。

2012 年以降の活動では、複数の指向的な震源マイグレーションを伴いつつ群発地震域が成長していった。この期間になると WS と FS がいずれもクラスター全域で低くなる。WS が低くなる理由として、グループ内の地震の断層運動が異なることと、震源周辺の不均質性が非常に強いことで震源位置の僅かな違いによって波形形状が異なることの方または両方が考えられる。WS が非常に小さいグループ ($WS = 4.52 \times 10^{-4}$) の HINAI 観測点と N.ANIH 観測点の地震波形を見るとグループ内の他の地震の地震波形に対し、P 波波形について位相が反転しているものや、P 波と S 波の振幅比が異なるものも見られる（図 4.19）。このことから、震源が近接していても断層運動が異なることにより地震波形形状が類似しないようなグループが存在することがわかる。これは、FS の傾向の変化と調和的である。しかし、コーダ波形状も地震波形ごとに大きく異なり、震源周辺の非常に強い不均質性の影響も無視できない。また、FS のデータ数は少なく、群発地震全体に対する傾向を評価できていると断言できない。そのため、二つの波形形状が異なる理由のうちどちらの寄与が大きいかは WS と FS の結果だけでは判然としない。今後、WS が低い要因の更なる追求を行うにあたって、群発地震域を不均質構造として設定し、その中で発生する地震について地震波動伝播シミュレーションを行い、地震波形形状の違いが何に起因しているのかを調べるという方法が有効なアプローチの一つだと考えられる。

4.6 まとめ

本章では、活動が長期継続している森吉山地域の群発地震に着目し、震源の時空間発展の詳細を議論することを目的に、震源位置を高精度に再決定し、それをもとに群発地震活動の時空間変化と、地震波形形状および震源メカニズム解の類似性の時空間変化の対応を調べた。

震源再決定により、初期震源に対して震源決定精度が飛躍的に向上し、本地域の群発地震の震源は時空間的に複数の小中規模のクラスターに分かれて分布しており、全体的には高角で東傾斜する面的な分布をしていることが明らかになった。群発地震の初期の活動は空間サイズ 1 km ほどの狭い領域に限定されており、そこから北東に活動が遷移してしばらく活動が継続した後、複数の指向的な震源マイグレーションを伴いながら、約 1,500 日かけてゆっくりと発展していった。

震源が近接する地震グループの地震波形形状の類似性 (WS) および、震源メカニズム解の類似性 (FS) の時空間変化を調べたところ、群発地震初期の活動において WS と FS が特に高いグループが多数存在しているが、その後の群発地震クラスターが成長していく期間においては、WS と FS が高いグループの数は極少数であることが明らかになった。群発地震初期の領域で WS と FS が高いグループが集中することから、この領域に走向・傾斜が同様な断層が多数存在していたことが示唆される。一方、その後の活動においては、WS も FS も高いグループは極めて稀であり、ほとんどの場合は震源が近接するが断層運動が異なるような地震グループであると考えられる。

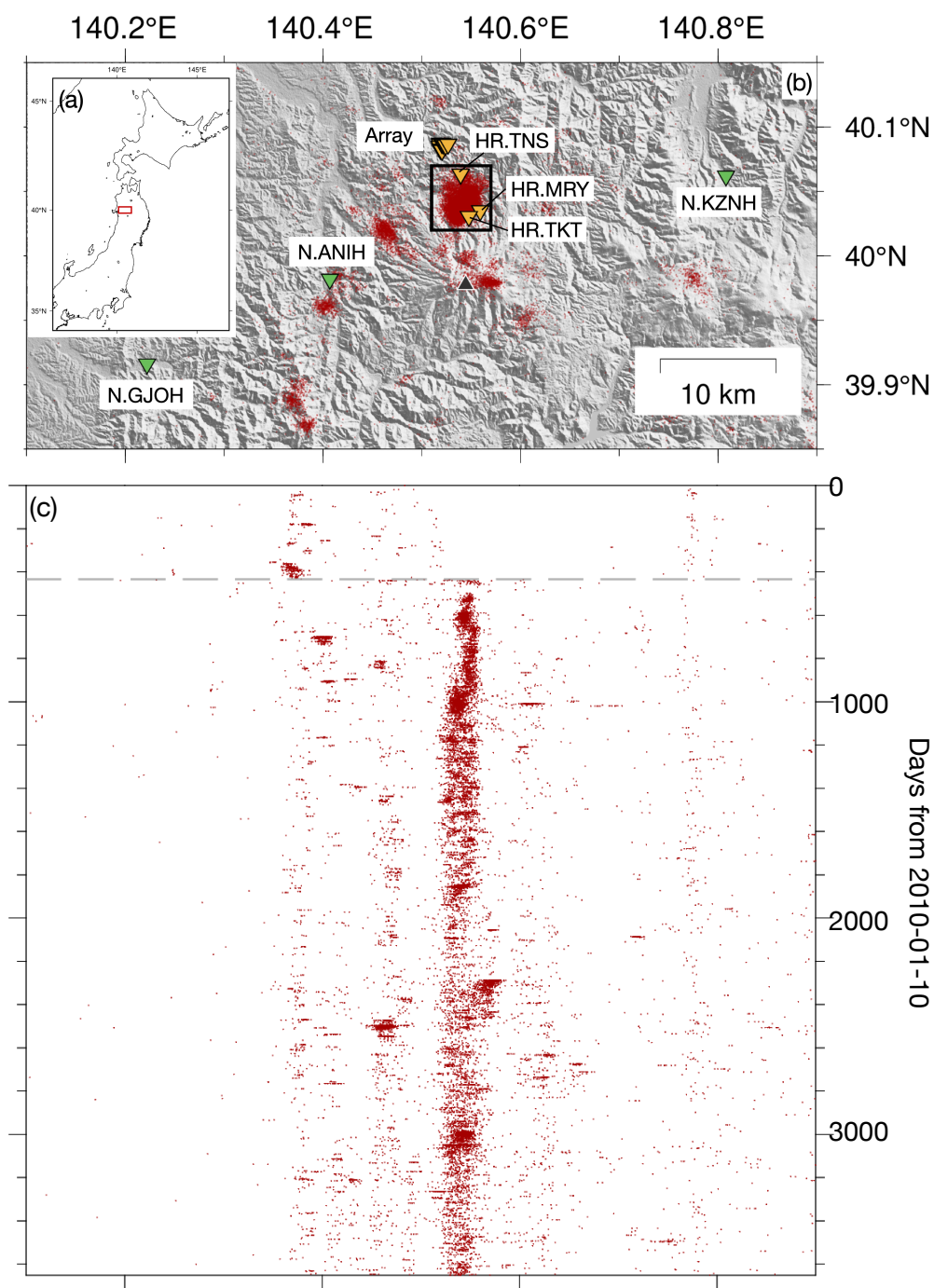


図 4.1 森吉山地域における地震活動と観測点分布. (a) 赤色の枠は (b) の範囲を示す. (b) 赤色の点は 2009 年から 2019 年までに発生した深さ 20 km 以浅, マグニチュード 1 以上の地震の震央位置を示す. 黒色の枠は本章で解析を行なった群発地震の位置を示す. 橙色と緑色の逆三角形は弘前大学による臨時観測点と防災科学技術研究所 Hi-net の観測点を示す. 黒色の三角形は森吉山の山頂を示す. (c) 赤色の点は (b) にプロットした地震の時系列を示す. 灰色の点線は東北地方太平洋沖地震 (M_w 9.0) の発生日 (2011-03-14 JST) を示す.

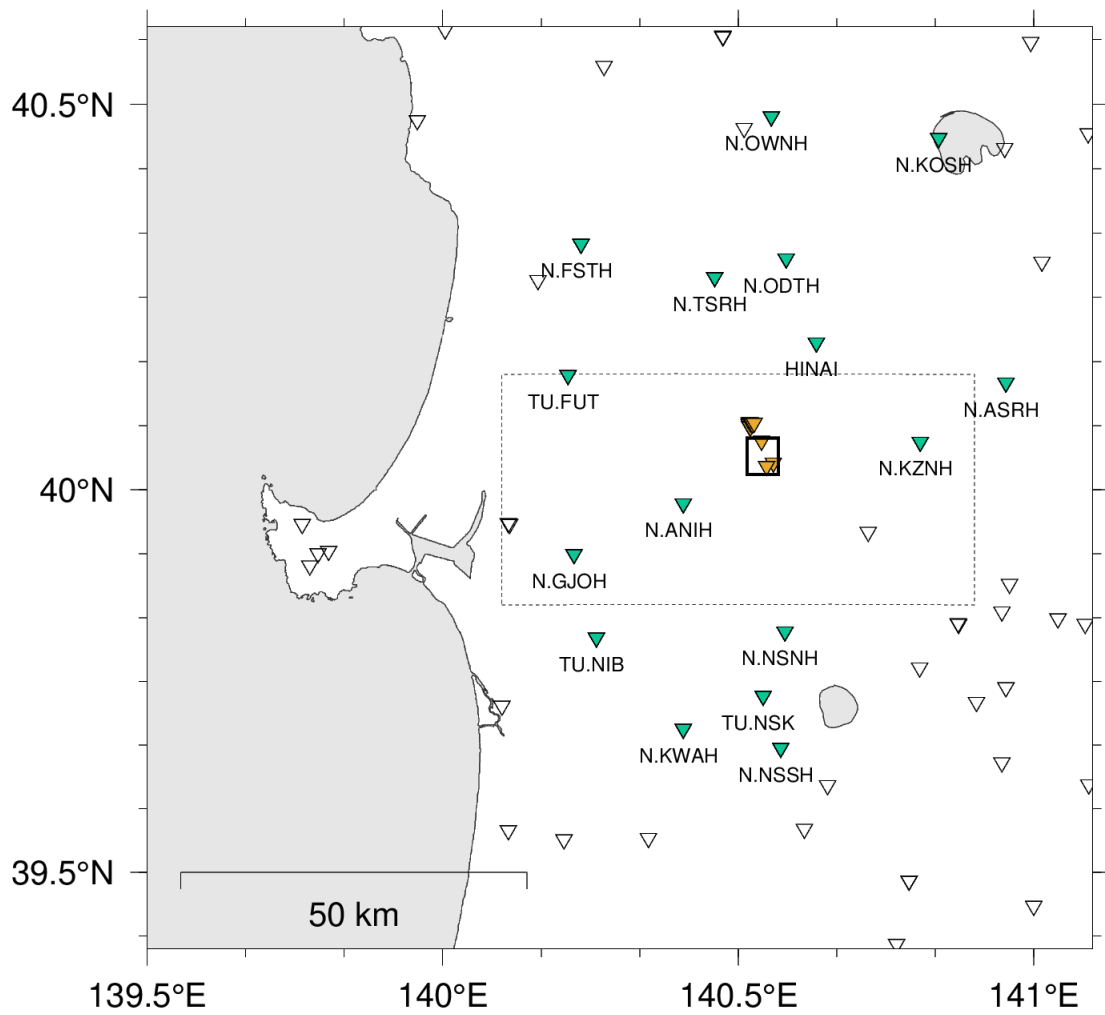


図 4.2 本研究で用いた観測点。緑色の逆三角形は本研究で用いた気象庁・防災科学技術研究所 Hi-net・東北大学の定常観測点の位置を示す。橙色の逆三角形は本研究で用いた弘前大学の臨時観測点の位置を示す。白色の逆三角形は定常観測点のうち、本研究で使用しなかったものの位置を示す。黒枠は震源再決定を行った群発地震クラスターの範囲を示す。灰色の点線は図 4.1 (b) の範囲を示す。

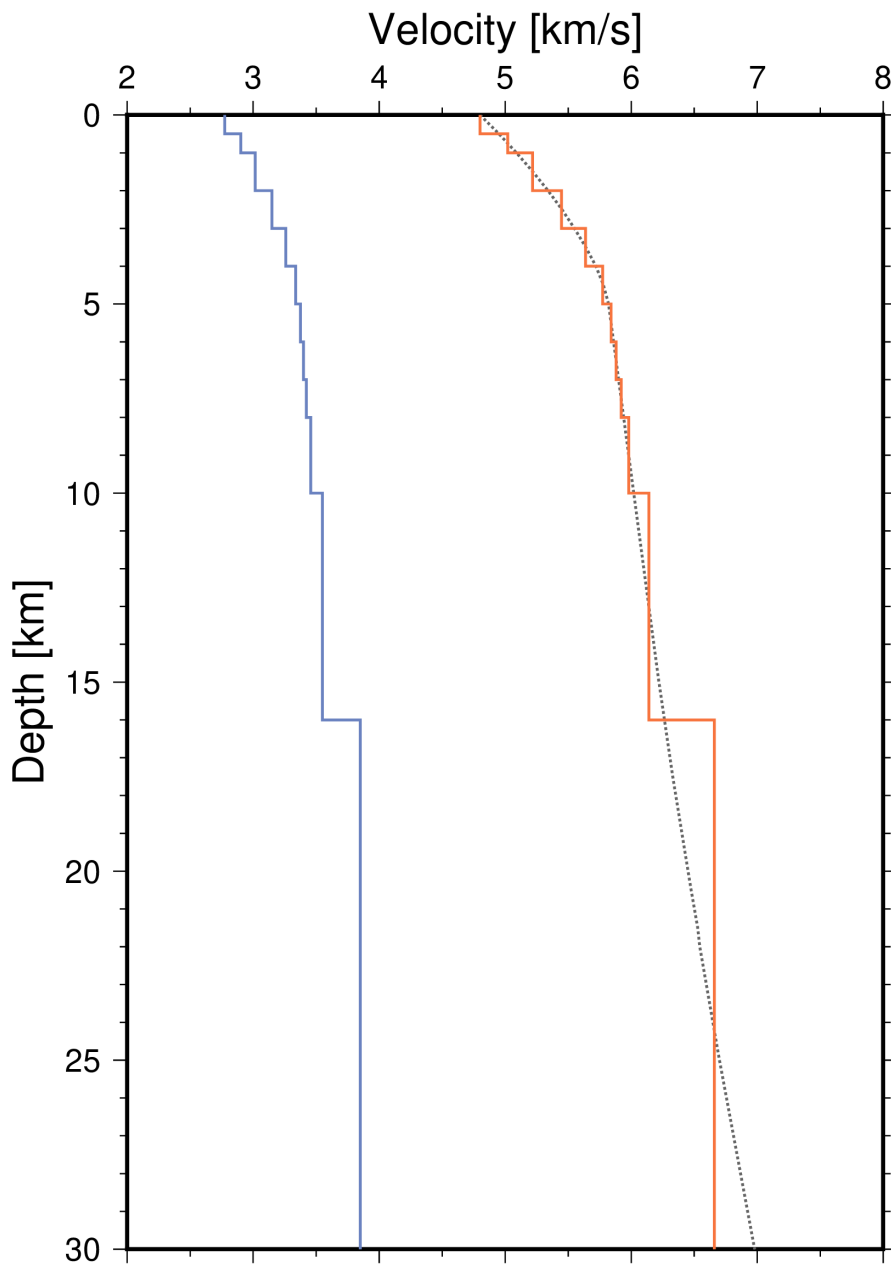


図 4.3 震源再決定に使用した速度構造. 橙色の実線は P 波速度構造, 青色の実線は S 波速度構造をそれぞれ示す. 点線は JMA2001 (上野・他, 2002) の P 波速度構造を示す.

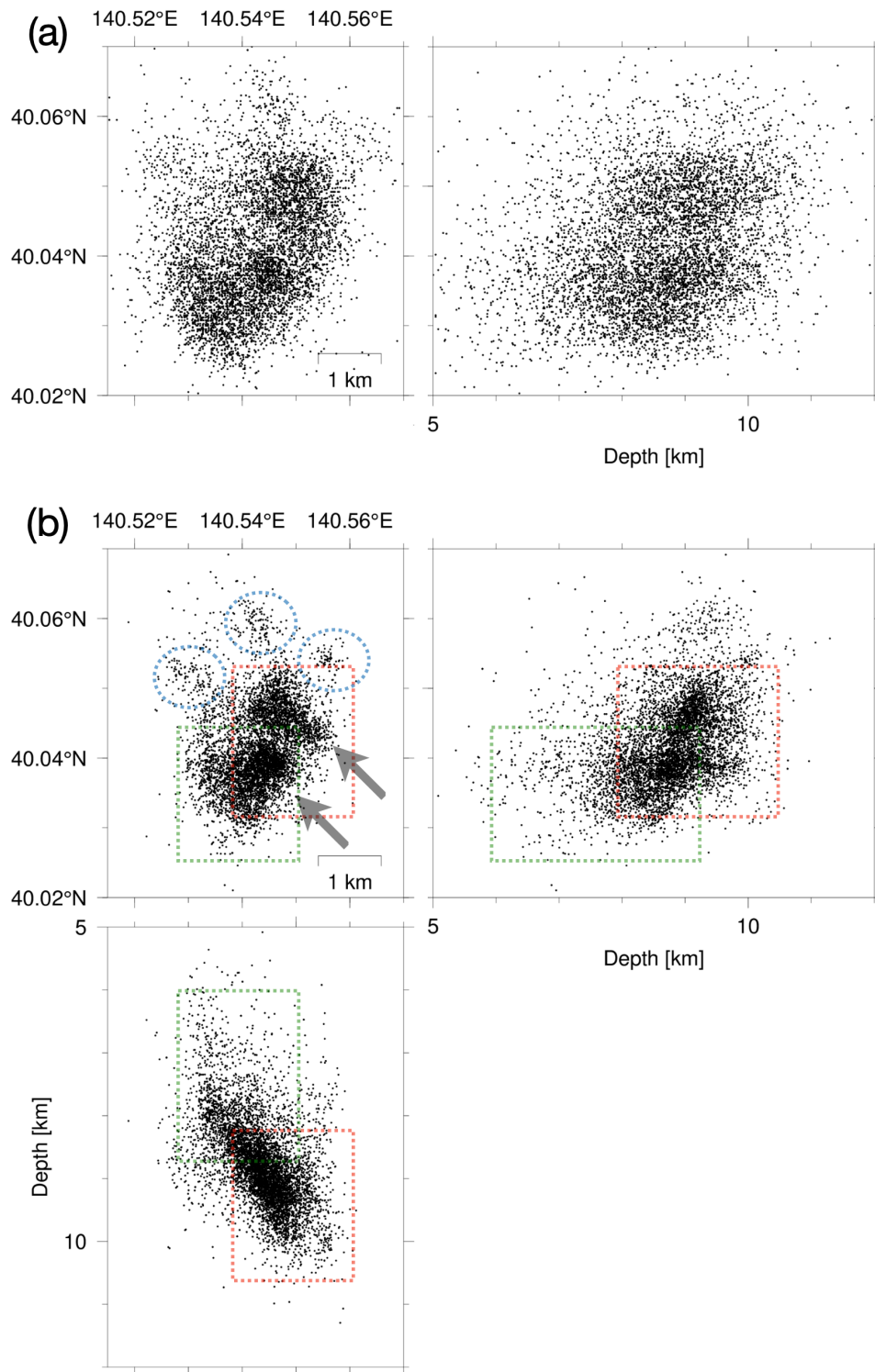


図 4.4 初期震源と再決定震源の震源分布の比較. (a)初期震源（気象庁一元化震源）の震源分布. (b) 本研究で震源再決定を行って得られた震源分布. 赤色と緑色の点線の枠, 青色の丸, および矢印はそれぞれ 4.2 節における説明での中小規模のクラスターの位置を示している.

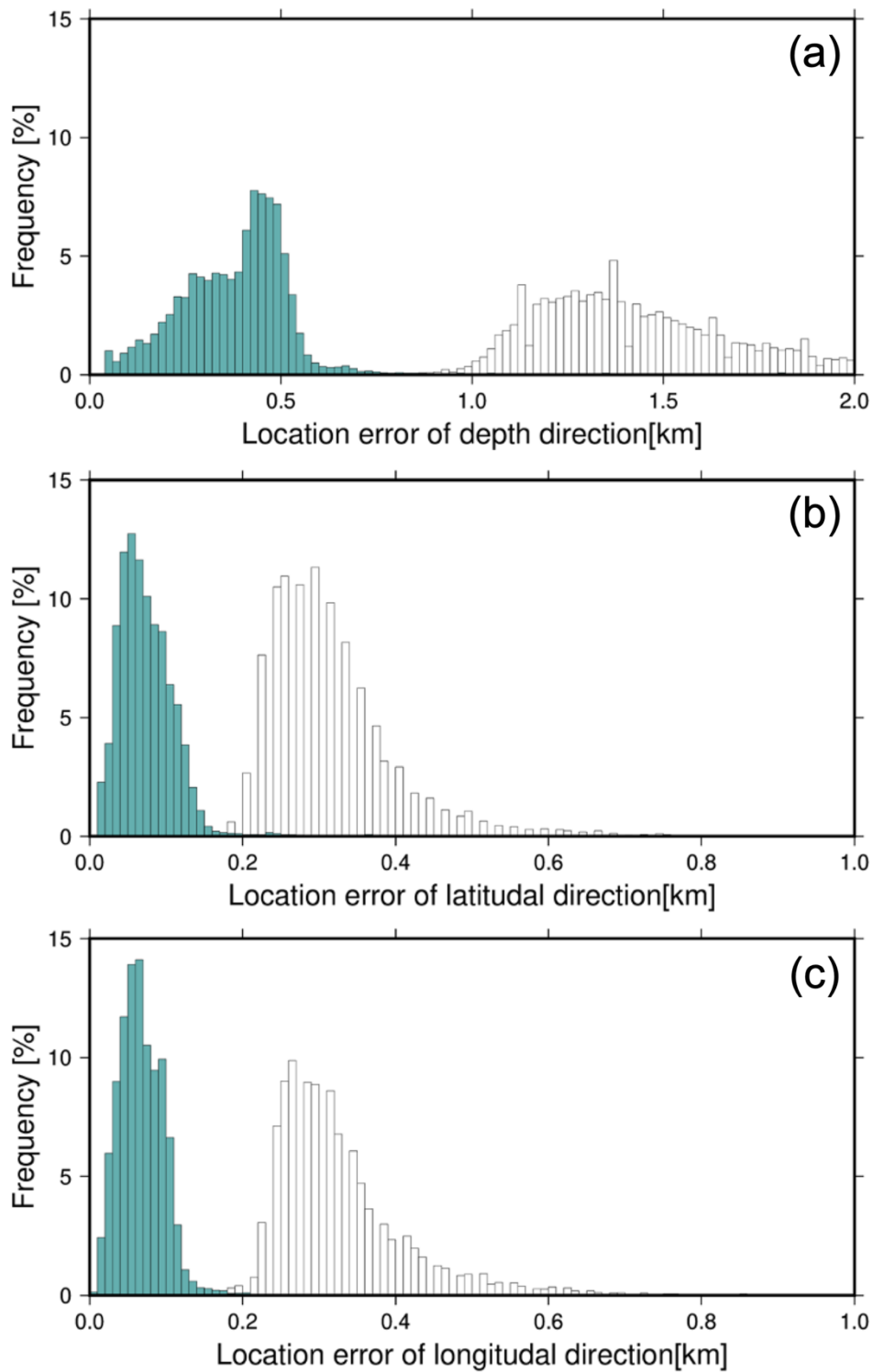


図 4.5 初期震源と再決定震源の誤差の比較. 白色と青色の分布は、それぞれ初期震源と再決定震源の各震源についての誤差のヒストグラムを示す. (a) は深さ方向, (b) は緯度方向, (c) は経度方向の誤差の度数分布をそれぞれ示す.

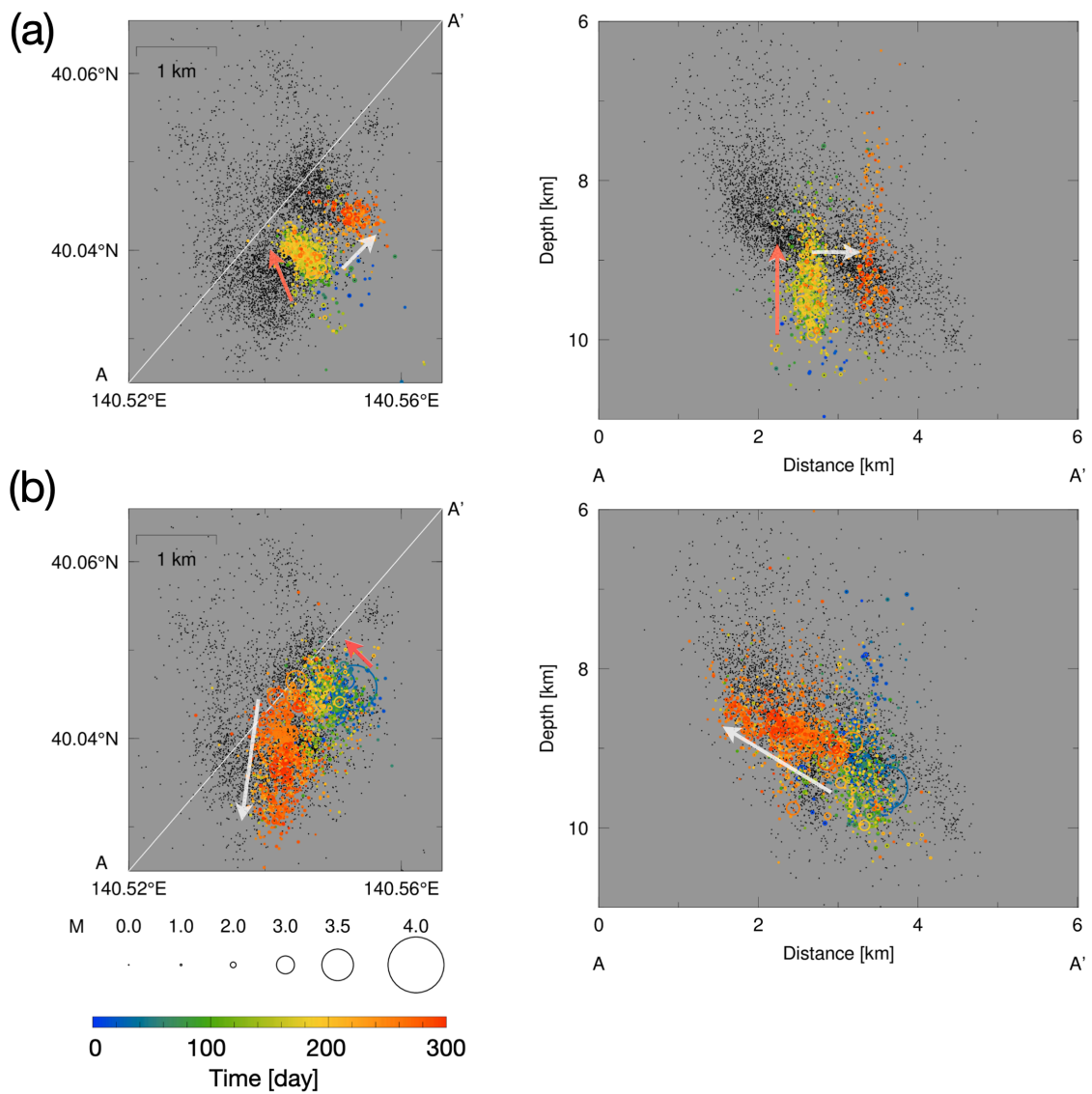


図 4.6 群発地震の時空間発展 (300 日毎). 色付きの丸は各期間内の地震の再決定震源位置を示し、各期間内における発生日数順に色を変えてある. 丸の大きさはマグニチュードを表す. 黒点は全期間の再決定震源位置を示す. 白色と赤色の矢印は 4.3 節での説明に対応している. (a)–(j)の期間は、(a) 0–300 日、(b) 300–600 日、(c) 600–900 日、(d) 900–1,200 日、(e) 1,200–1,500 日、(f) 1,500–1,800 日、(g) 1,800–2,100 日、(h) 2,100–2,400 日、(i) 2,400–2,700 日、(j) 2,700–3,000 日、(k) 3,000–3,300 日、(l) 3,300–3,600 日である.

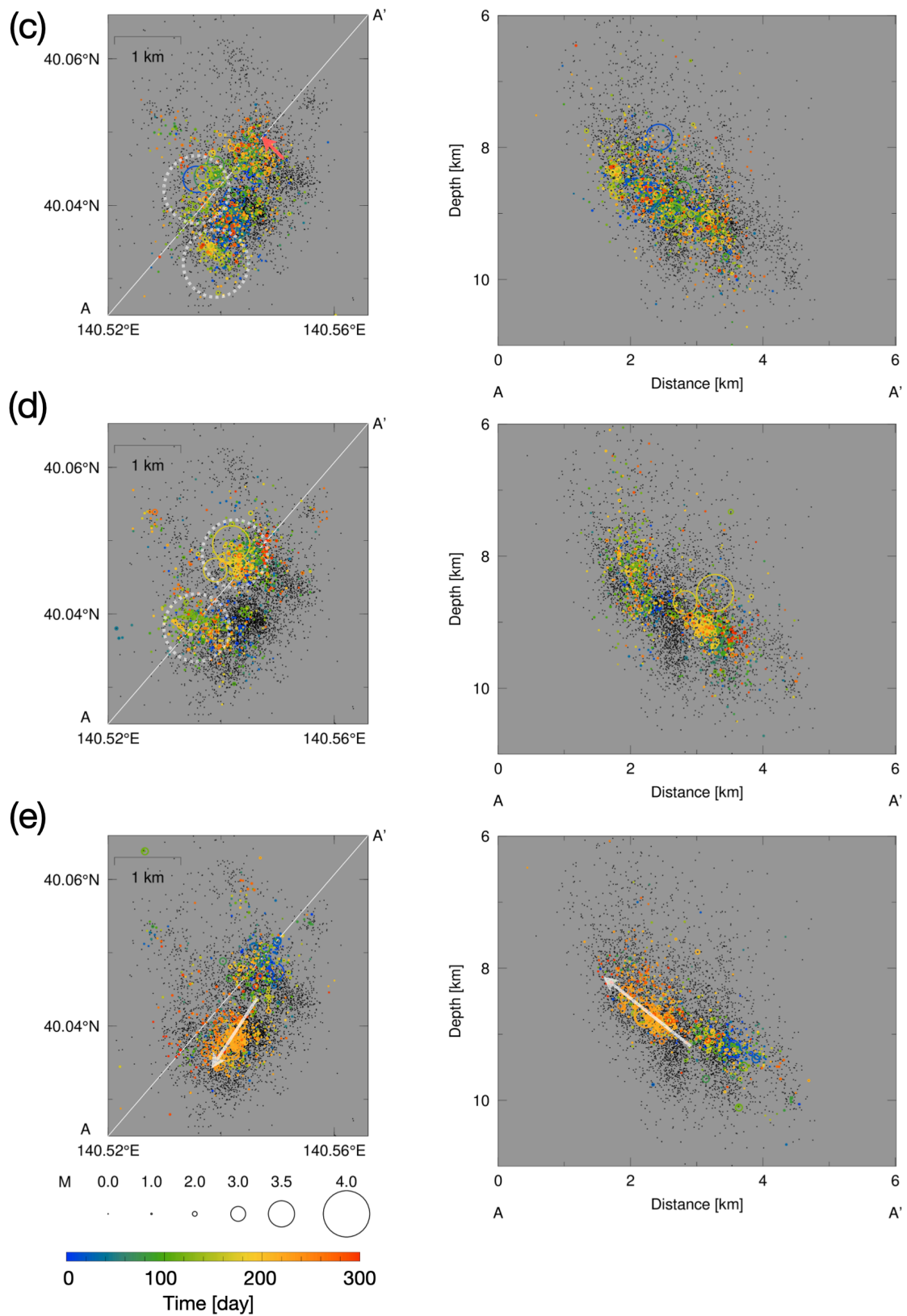


図 4.6 (続き) 白色の点線で囲った領域は 4.3 節での説明に対応している。

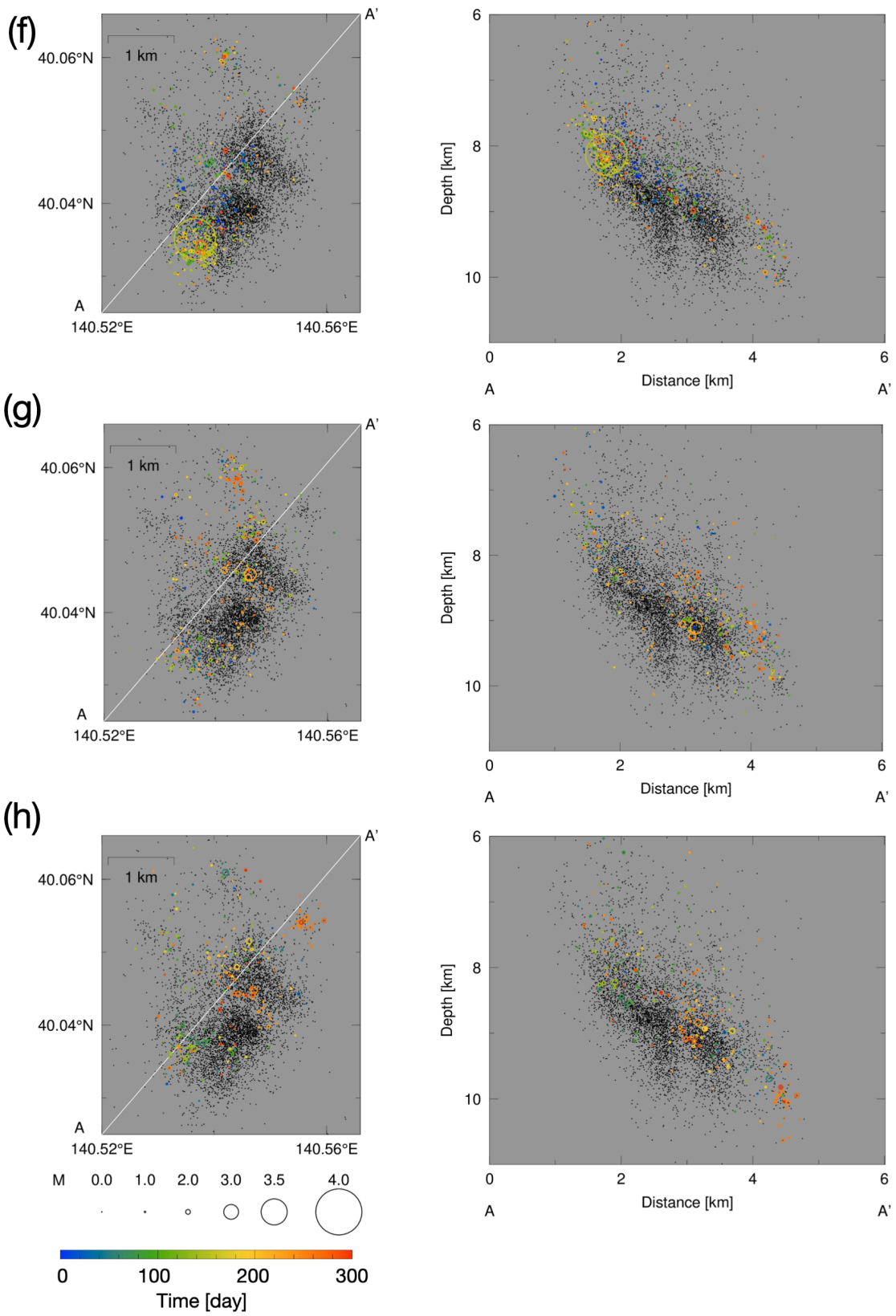


図 4.6 (続き)

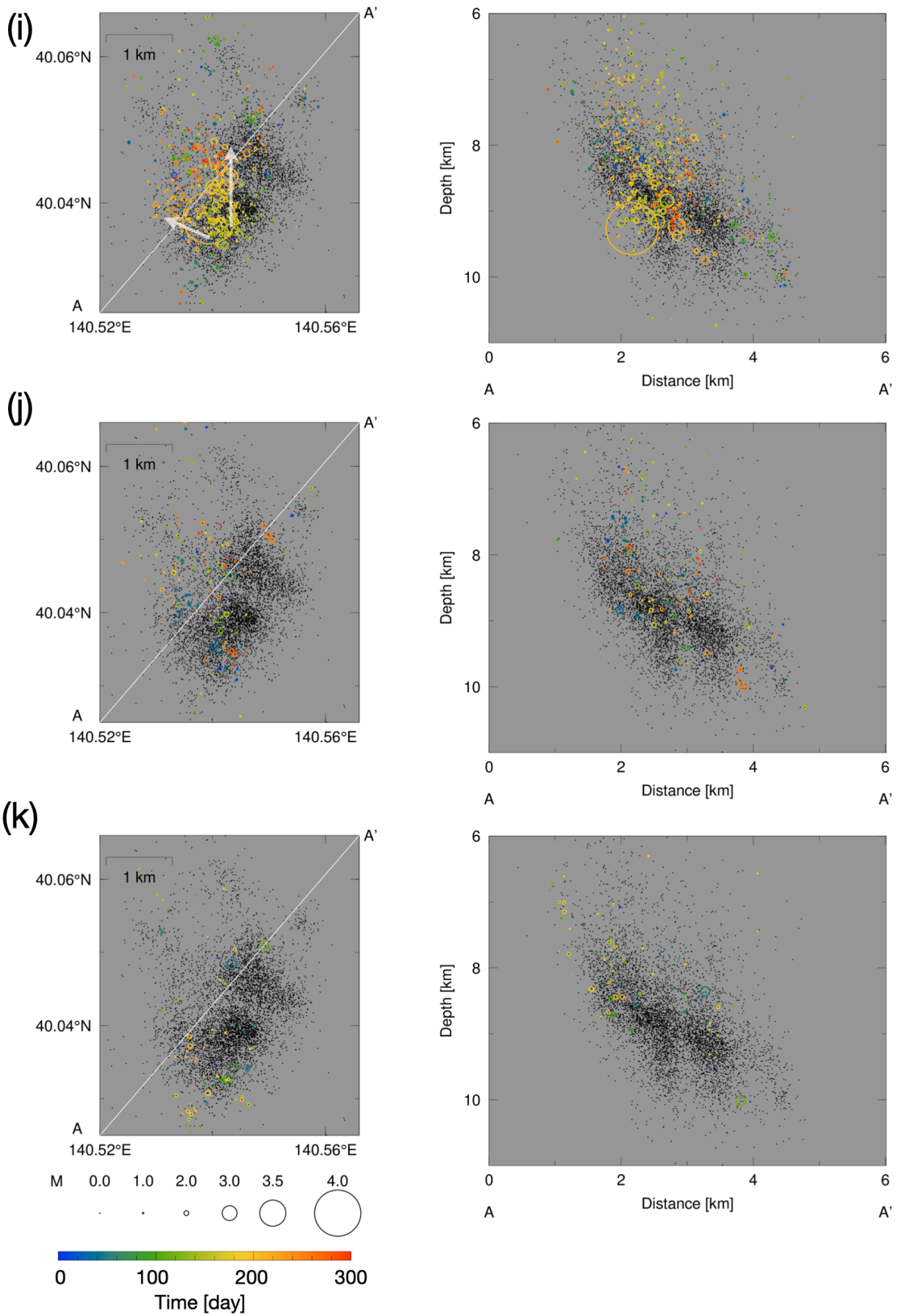


図 4.6 (続き) 白色の矢印は 4.3 節での説明に対応している。

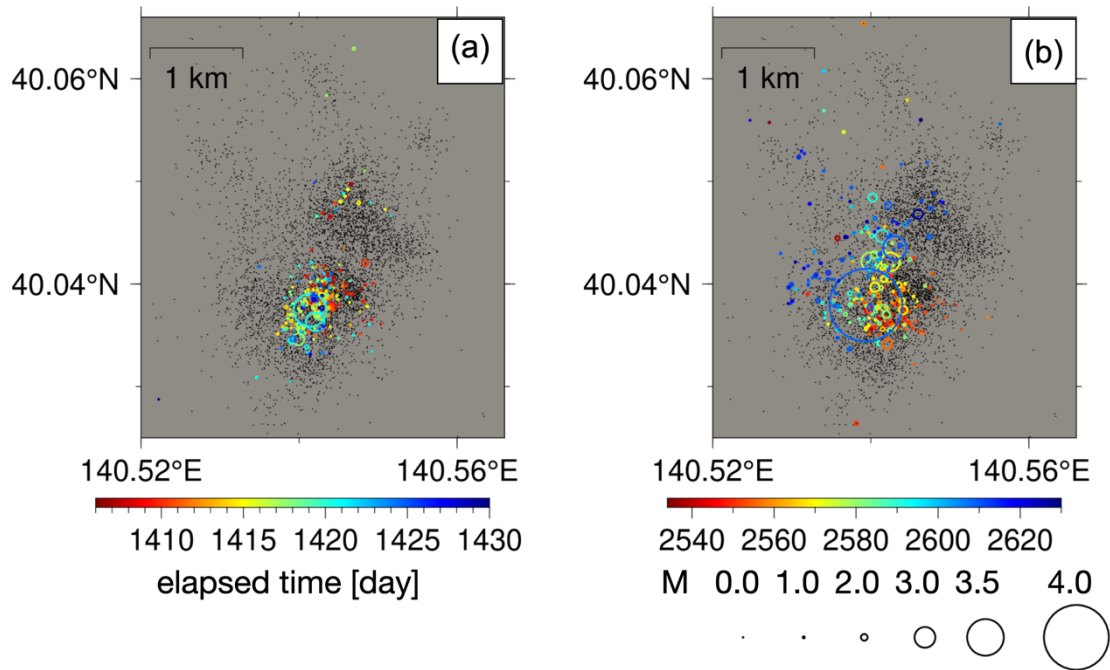


図 4.7 地震活動の再活発化. (a) 1,406–1,430 日の期間の地震活動. (b) 2,534–2,630 日の期間の地震活動. 色付きの丸は各期間内の地震の再決定震源位置を示し, 発生日数順に色を変えてある. 丸の大きさはマグニチュードを表す. 黒点は全期間の再決定震源位置を示す.

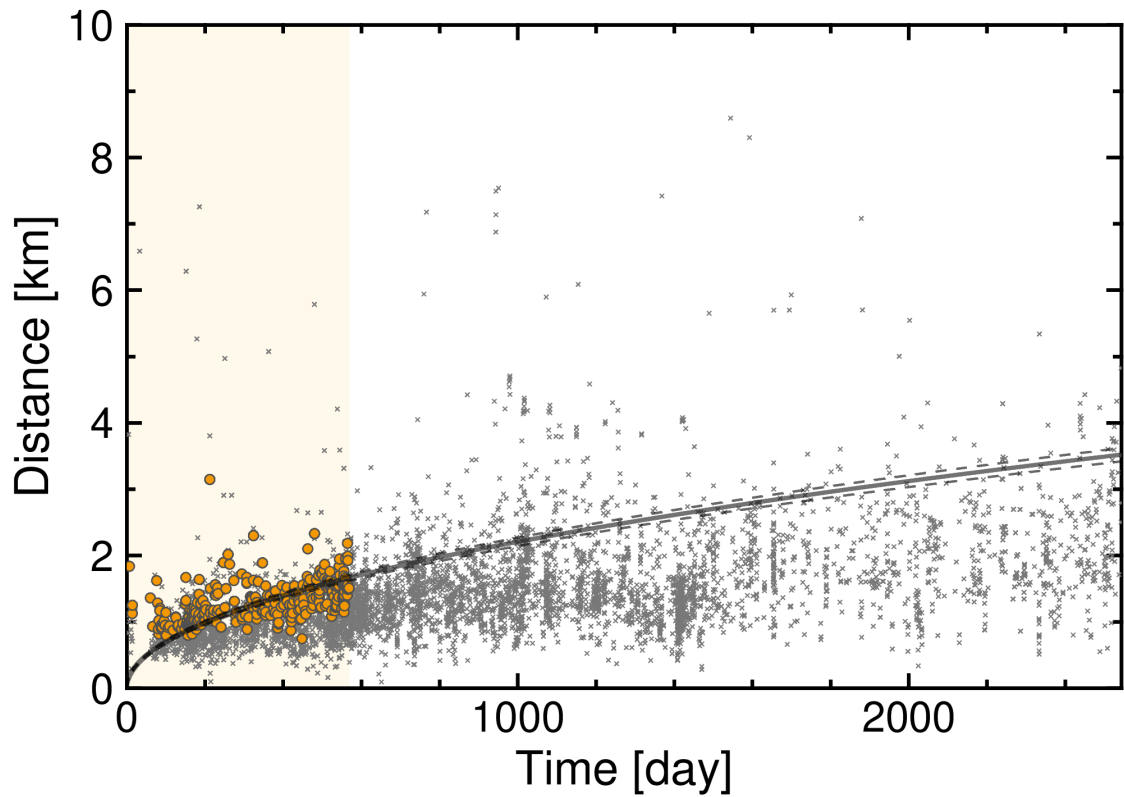


図 4.8 本章で得られた再決定震源を用いた群発地震の震源分布の時空間発展. 黒点はそれぞれの地震についての拡散開始点からの経過時間と距離のプロット. 橙色の丸は理論曲線のフィッティングに用いたデータ. 実線はフィッティング RMS が最小の理論曲線を表す. 破線はフィッティング RMS が最小の拡散係数 $\pm 2\sigma$ の拡散係数を用いた場合の理論曲線を表す.

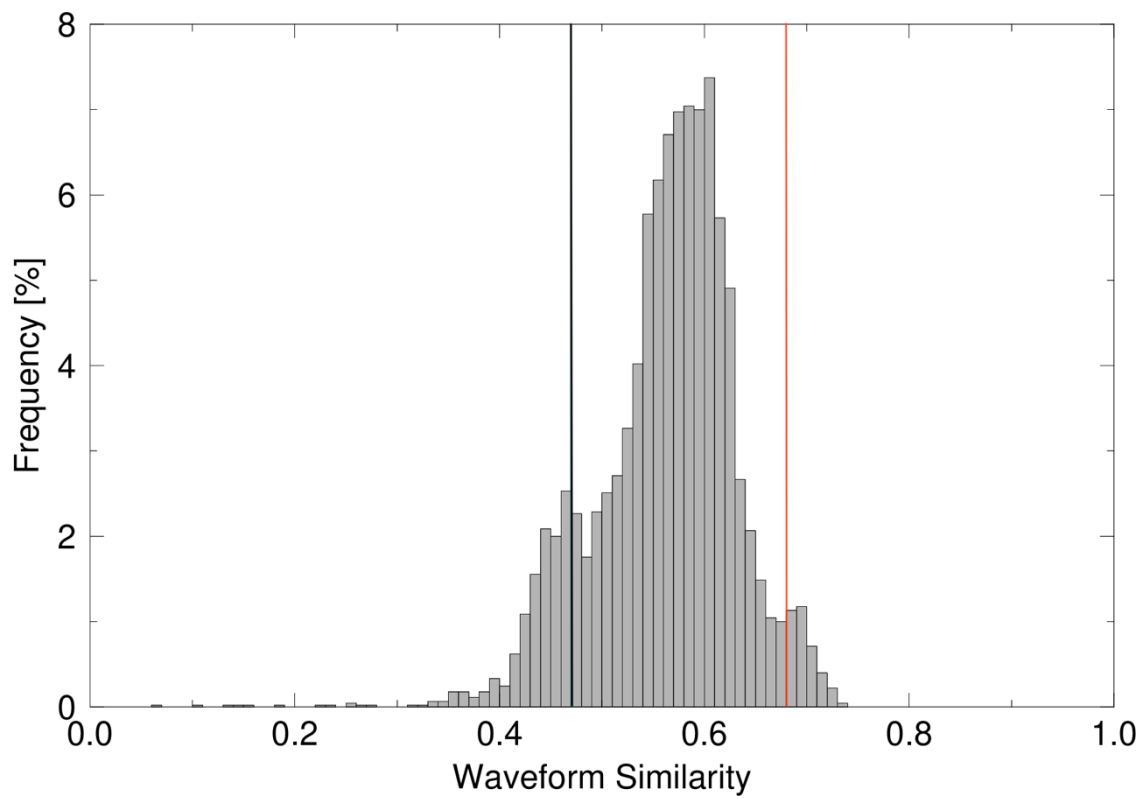


図 4.9 WS のヒストグラム. 橙色の実線は $(\text{平均値}) + 1.5(\text{標準偏差}) = 0.67$ を黒色の実線は $(\text{平均値}) - 1.5(\text{標準偏差}) = 0.46$ を示す.

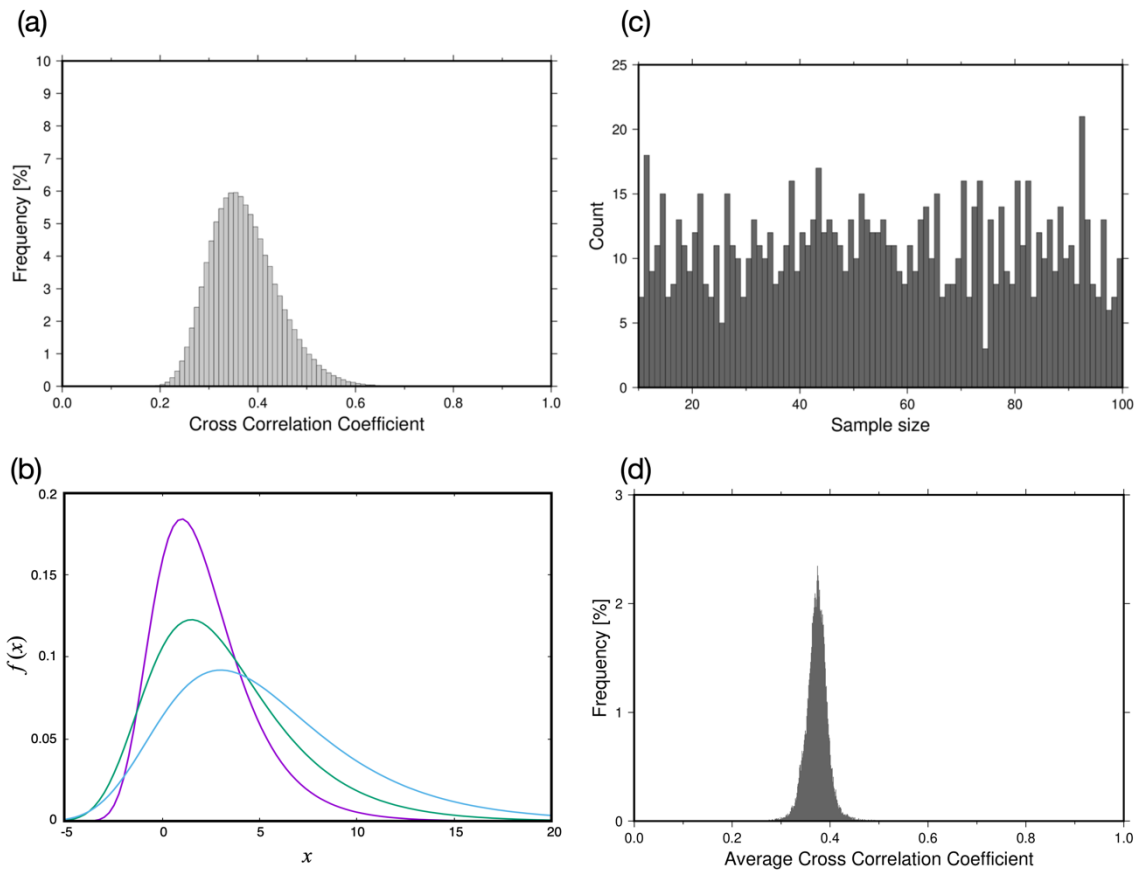


図 4.10 (a) 理論ノイズ波形の相互相関関数の最大値 (CC) のヒストグラム, (b) Gumbel 分布の確率密度関数. 紫色, 緑色, 青色の実線はそれぞれ式 (4.1) において, $(\mu, \beta) = (1.0, 2.0), (1.5, 3.0), (3.0, 4.0)$ における確率密度関数を表す. (c) CC の分布からの標本抽出に用いた標本サイズのヒストグラム, (d) 各標本における平均値のヒストグラム.

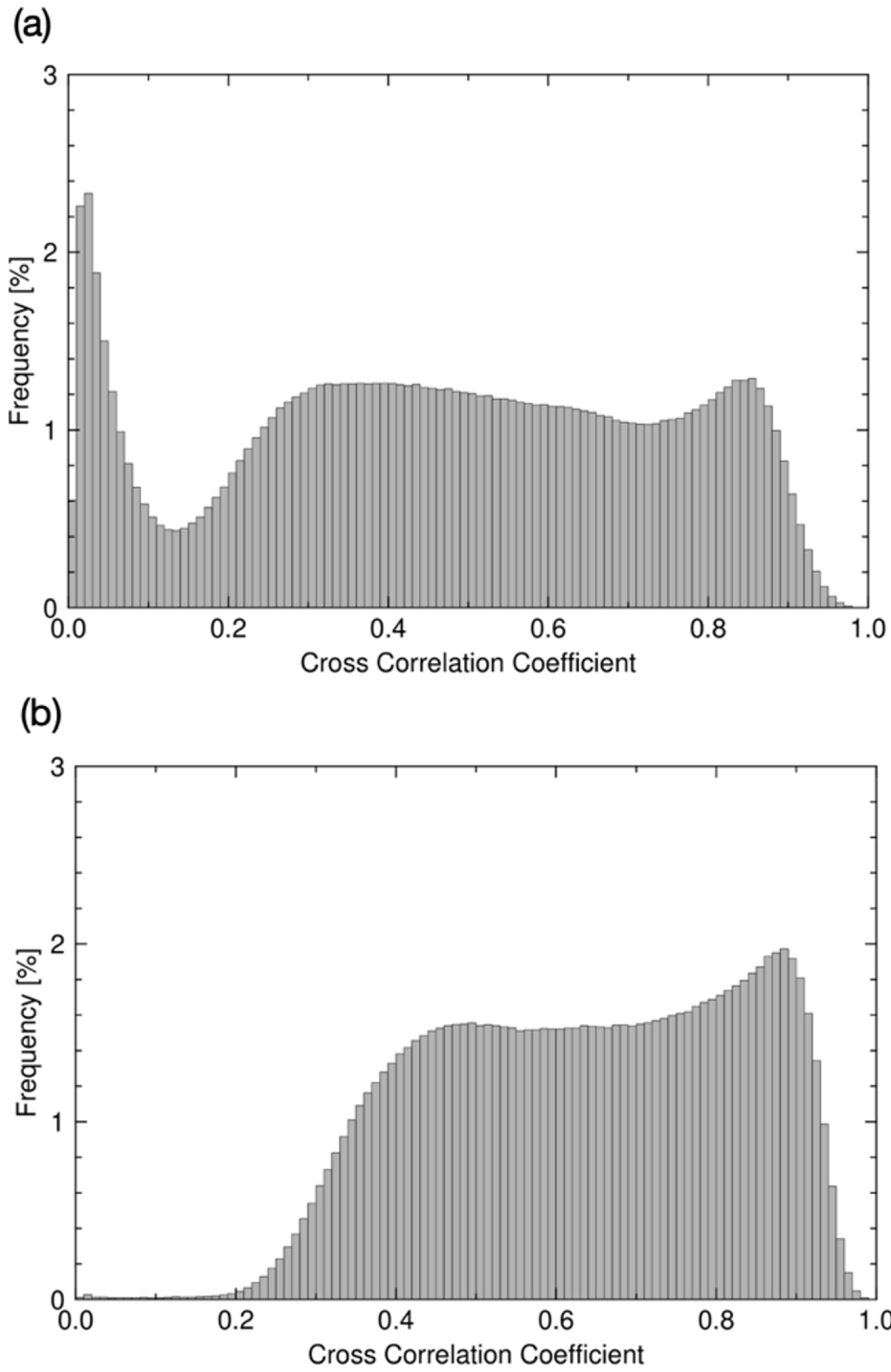
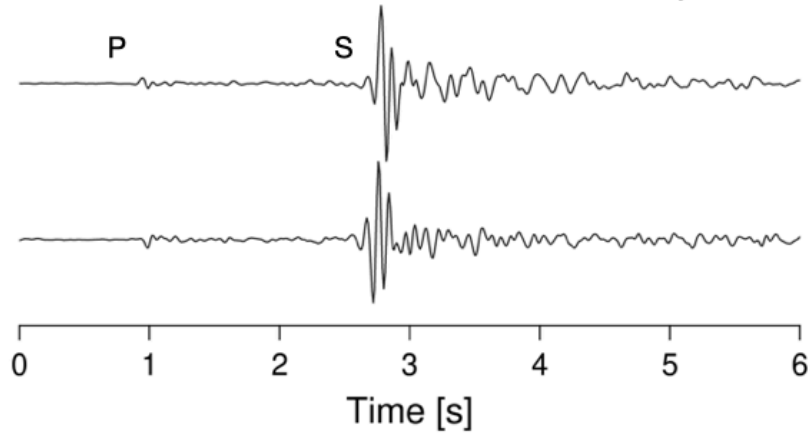
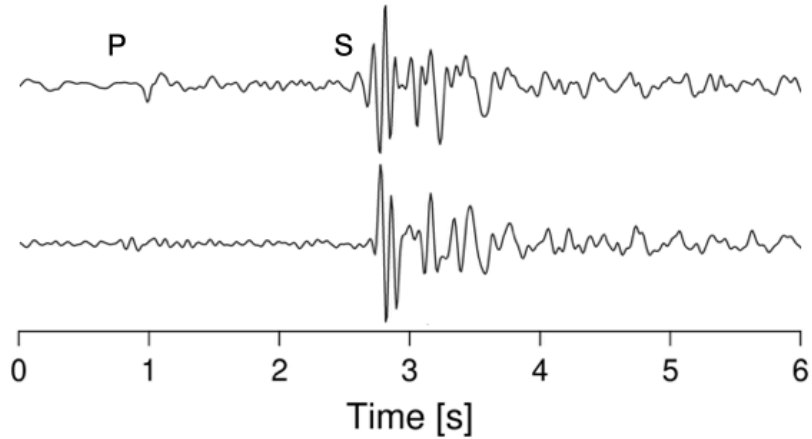


図 4.11 WS の計算に用いた相互相関関数の最大値のヒストグラム. (a) P 波についての結果. (b) S 波についての結果.

(a) $CC_P = 0.070, CC_S = 0.63$ ($\delta d = 0.24 \text{ km}, \delta t = 9 \text{ days}, \delta M = 0.2$)



(b) $CC_P = 0.0086, CC_S = 0.16$ ($\delta d = 0.41 \text{ km}, \delta t = 55 \text{ days}, \delta M = 0.1$)



(c) $CC_P = 0.83, CC_S = 0.98$ ($\delta d = 0.39 \text{ km}, \delta t = 15 \text{ days}, \delta M = 0.5$)

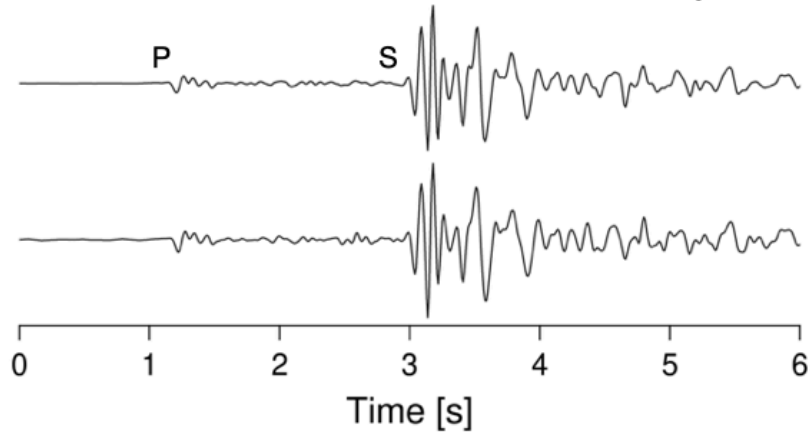


図 4.12 N.ANIH 観測点で観測された地震波形ペアと P・S 波についての相互相関関数の最大値 ($CC_P \cdot CC_S$) の例。 δd は地震ペアの震源間距離 [km], δt は地震発生時刻の間隔 [days], δM は地震ペアのマグニチュードの差をそれぞれ示す。

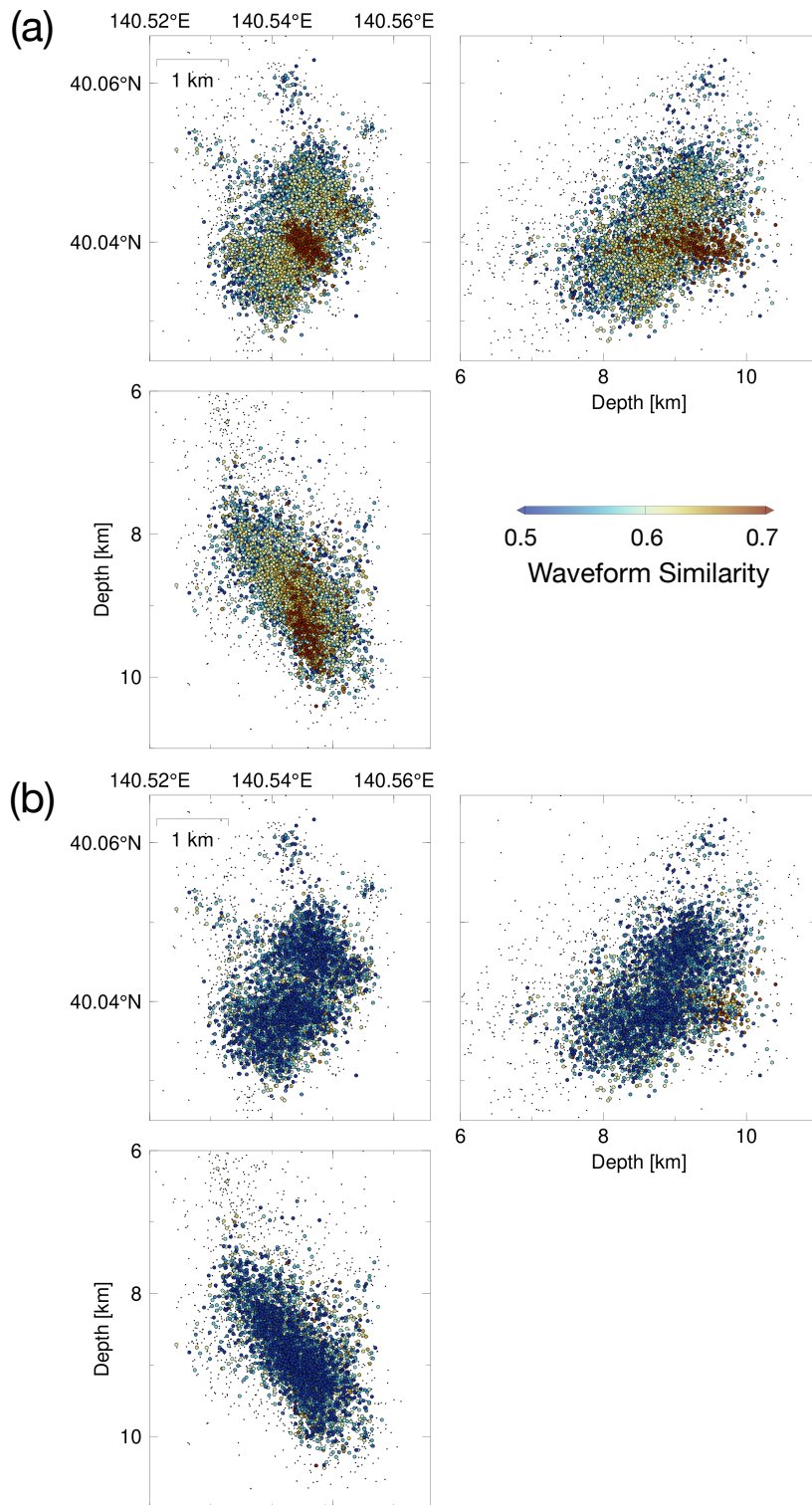


図 4.13 WS の空間分布. 色付きの丸は各グループの起点とした地震の震源位置にプロットした WS 値を示す. 黒点は全再決定震源を示す. (a) WS を昇順ソートしてプロットした結果. (b) WS を降順ソートしてプロットした結果.

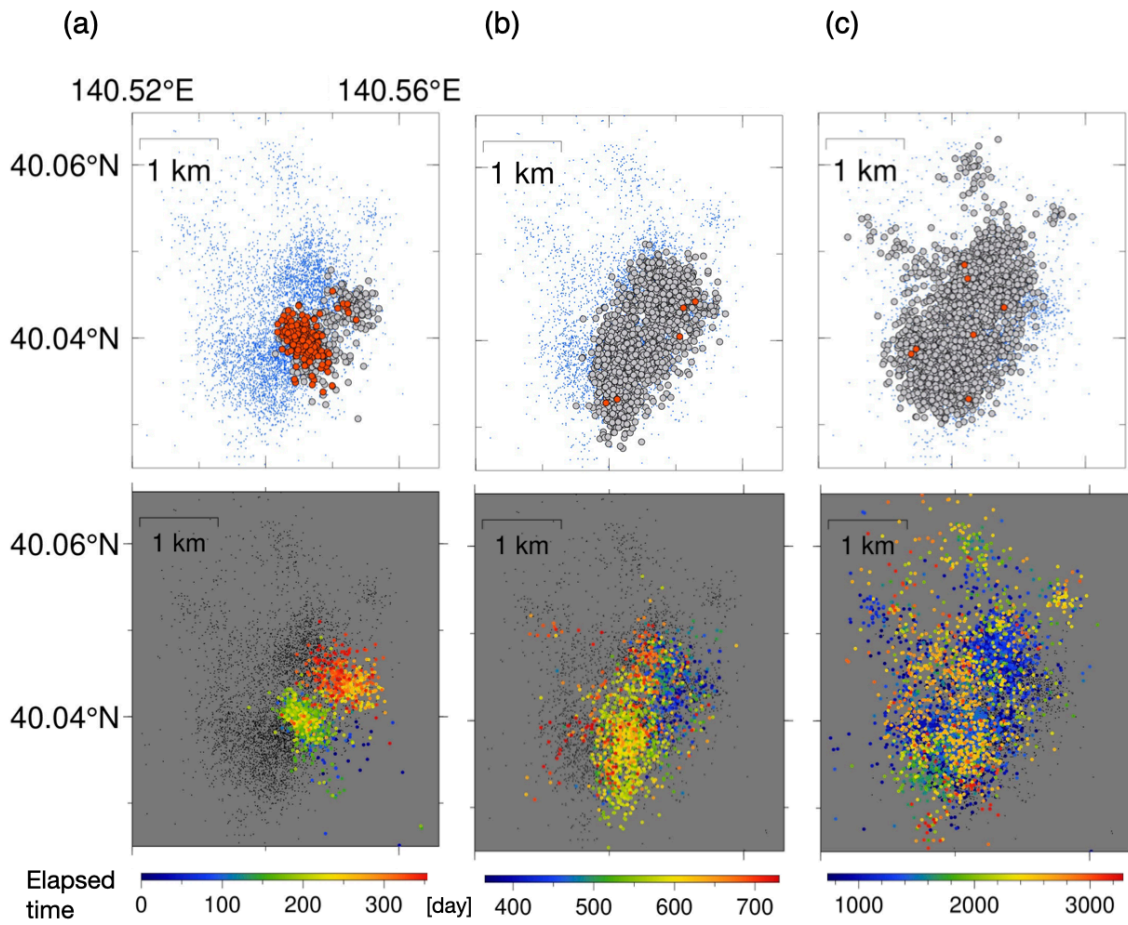


図 4.14 WS の傾向の変化と群発地震の震源分布の時空間発展. (a) 群発地震開始から 364 日後までの期間, (b) 365-730 日の期間, (c) 731-3,286 日の期間における WS の空間分布 (上段) と群発地震活動の時空間変化 (下段). 上段の赤色と灰色の丸は, それぞれ WS が特に高いグループ ($WS \geq 0.46$) とその他のグループのグループ化の起点とした地震の震央を示す. 青点は全期間の地震の震央を示す. 下段の色付きの丸は各期間内における地震の震央を示す. 黒点は全期間の地震の震央を示す.

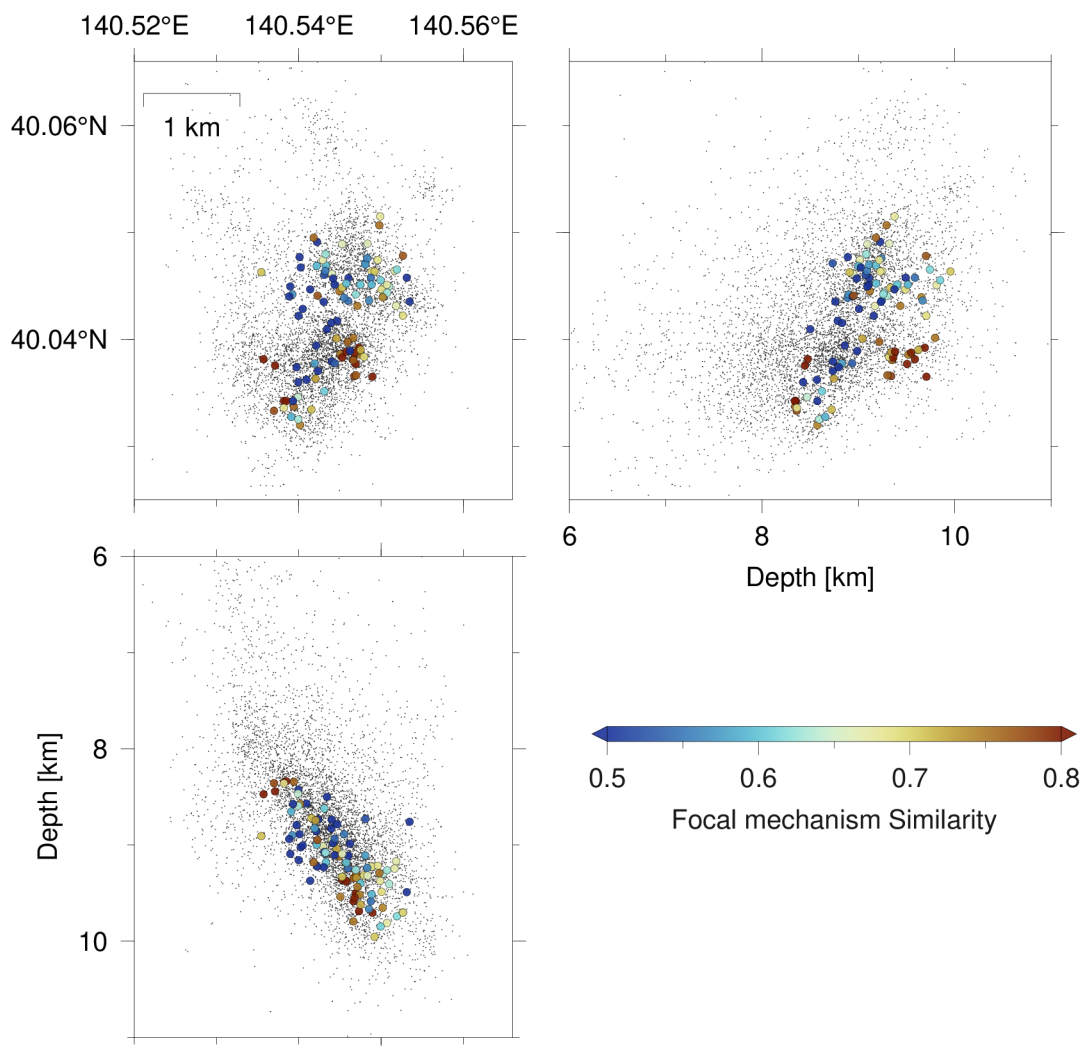


図 4.15 FS の空間分布. 色付きの丸は各グループの起点とした地震の震源位置にプロットした FS 値を示す. 黒点は全再決定震源を示す.

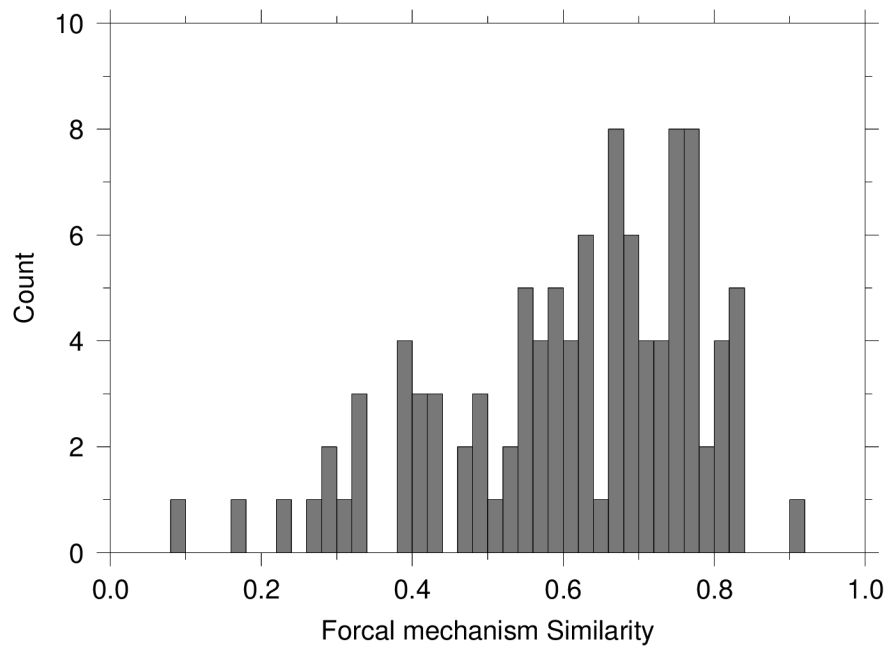


図 4.16 FS のヒストグラム.

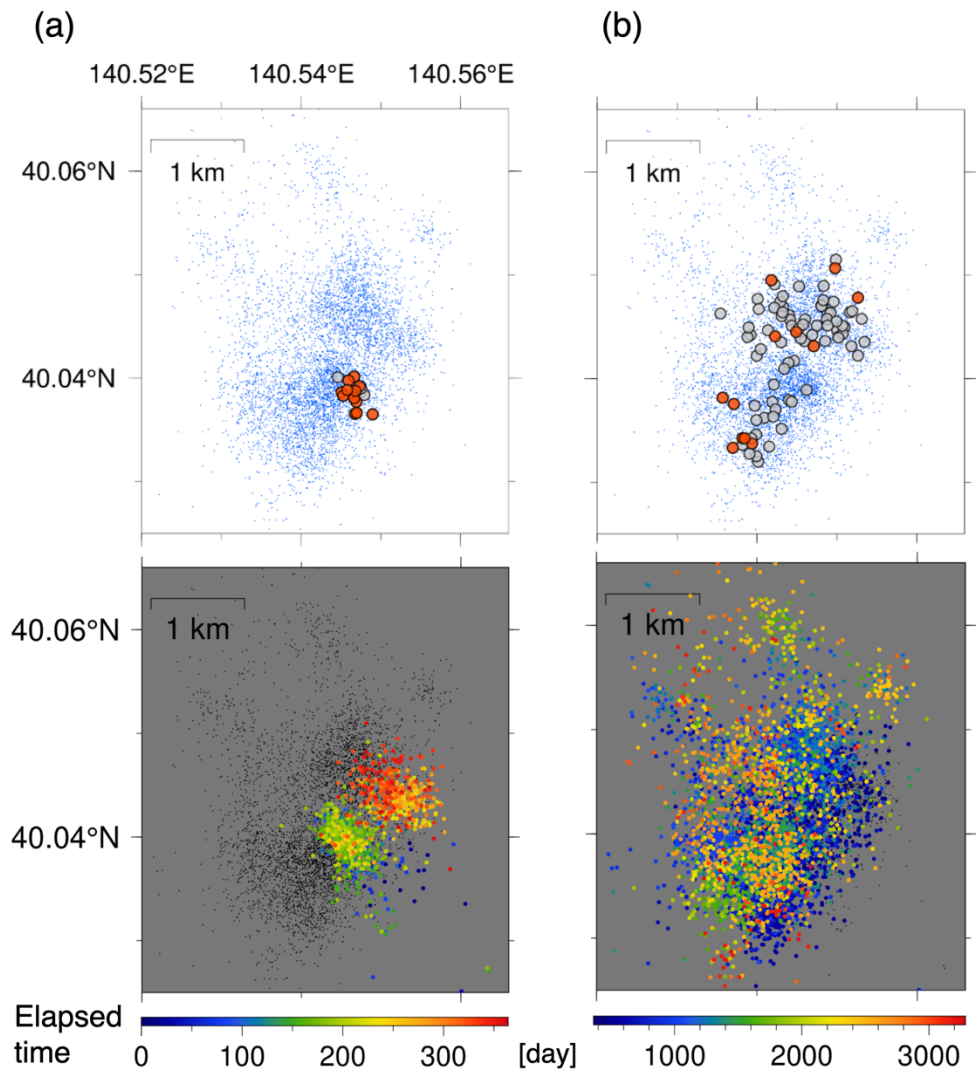


図 4.17 FSの傾向の変化と群発地震の震源分布の時空間発展。(a) 群発地震開始から364日後までの期間、(b) 365–3,286日の期間におけるFSの空間分布(上段)と群発地震活動の時空間変化(下段)。上段の赤色と灰色の丸は、それぞれFSが特に高いグループ($FS \geq 0.75$)とその他のグループのグループ化の起点とした地震の震央を示す。青点は全期間の地震の震央を示す。下段の色付きの丸は各期間内における地震の震央を示す。黒点は全期間の地震の震央を示す。

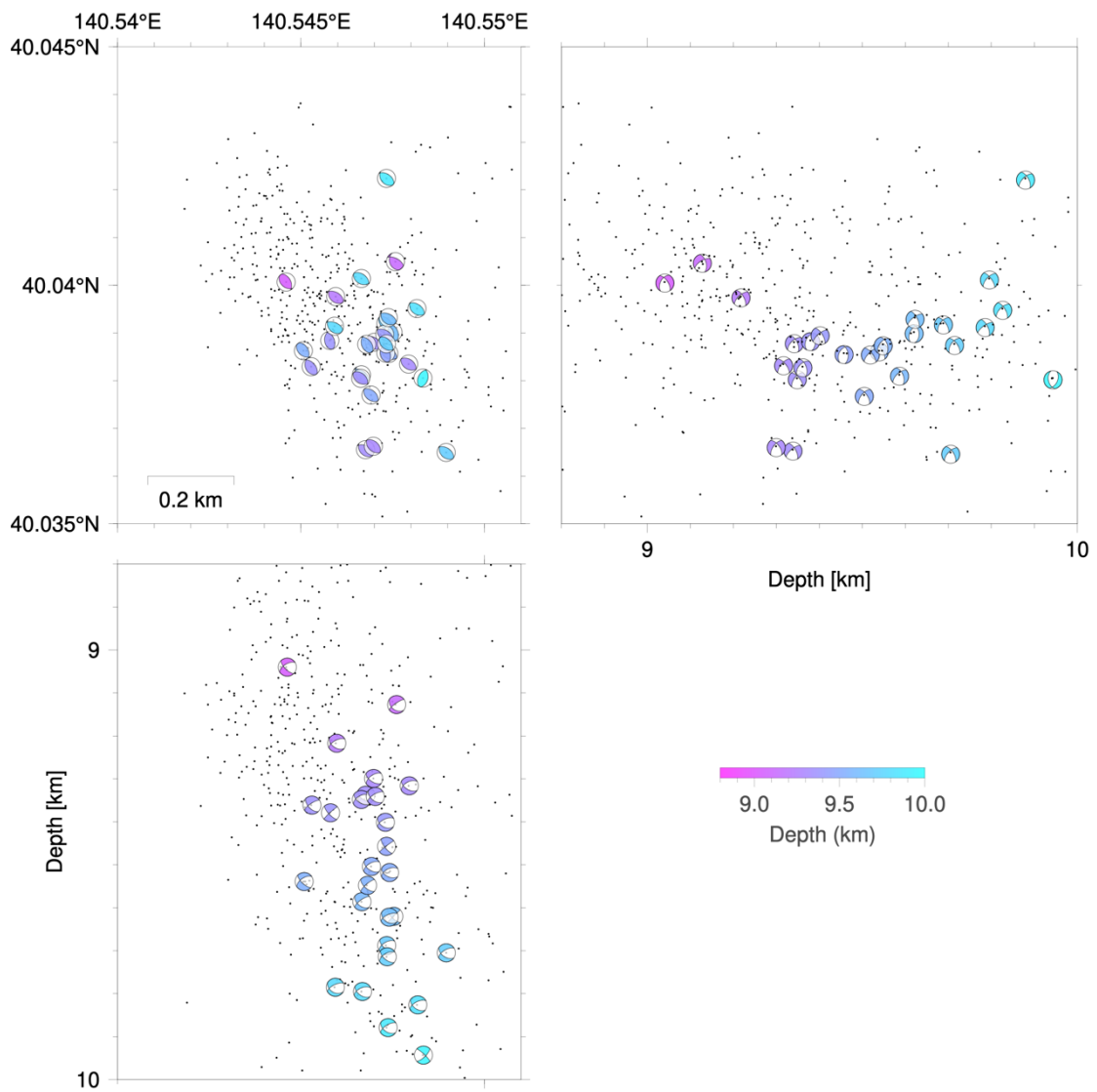


図 4.18 群発地震初期の活動の震源メカニズム解。黒点は群発地震開始から 364 日後までに発生した地震の再決定震源位置を示す。震源メカニズム解は Uchide (2020) で推定されたもののうちランク C 以上のものをプロットした。震源メカニズム解の色は震源の深さを示す。

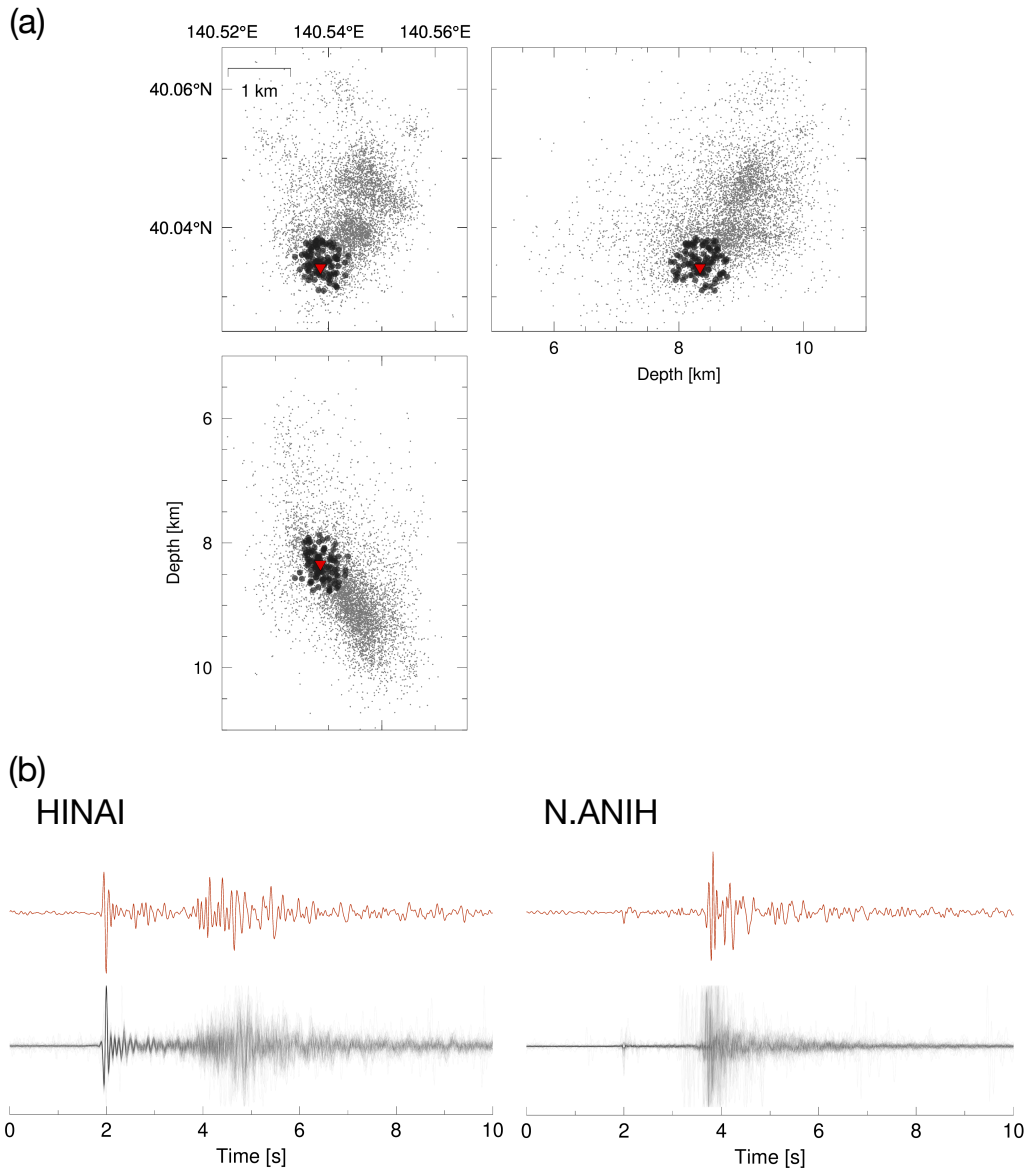


図 4.19 $WS = 4.52 \times 10^{-4}$ のグループの HINAI 観測点および N.ANIH 観測点で観測された地震波形。
 (a) 赤色の逆三角形はグループの起点とした地震の震源位置を示す。黒丸はグループ内の地震の震源位置を示す。灰色の点は全ての再決定震源位置を示す。(b) 左は HINAI 観測点、右は N.ANIH 観測点でそれぞれ観測されたグループの地震の地震波形を示す。上段の赤色の波形は、グループの起点とした地震の地震波形を示す。グループ内のその他の地震についての地震波形は、下段に灰色の線で重ね書きしてある。

第5章 議論

5.1 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の負の相関関係

第2章では、東北日本内陸における複数の群発地震について、震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の関係を調べた。その結果、両者は逆相関していることが判明した。しかし、これは東北日本内陸における群発地震についてのみ解析を行なって得られた結果である。そこで本節では、他地域の様々なテクトニクス下における群発地震についても、本研究で得られた相関関係が同様に成立するのかを検討した。

他地域における過去の研究で、震源マイグレーションの拡散係数が推定されている自然群発地震 (Saccorotti et al., 2002; Parotidis et al., 2003; Hill & Prejean 2005; Jenatton et al., 2007; Yukutake et al., 2011; Hainzl et al., 2012; Shelly et al., 2013a, b; Kapetanidis et al., 2015; Shelly et al., 2015; Mesimeri et al., 2015; Ruhl et al., 2016; Shelly et al., 2016; Hauksson et al., 2019) について、拡散係数と群発地震の継続時間の関係を調べた。また、本研究で対象とした群発地震についての先行研究における推定値 (Kosuga, 2014; Okada et al., 2015; Yoshida & Hasegawa, 2018a, b) も検討に使用した。拡散係数が1つの地域の群発地震について複数推定されている場合は、それぞれ独立の推定値として扱った。群発地震の継続時間が文献中で報告されている場合はそれを用いたが、そうでない場合は文献中の地震活動の時系列から概算して用いた。本研究での解析対象の群発地震については第2章で推定した EVT90 [day] を継続時間とした。以上の値は表 5.1 にまとめた。

先行研究における拡散係数と群発地震の継続時間を両対数プロットした結果、本研究で得られた東北日本の群発地震についての結果と同様、拡散係数と群発地震の継続時間の間に強い負の相関関係が認められた (図 5.1)。さらに、検討に用いた群発地震のうち、火山地帯、非火山地帯、沈み込み帯、非沈み込み帯に属するもののみをそれぞれプロットしても、負の相関関係は成立する (図 5.2)。このことから、本研究で明らかになった相関関係は、群発地震の発生環境によらず、拡散的震源マイグレーションを伴う群発地震一般に成り立つ可能性がある。

図 5.1 の分布は $(D, EVT90) = (0.6, 30)$ 付近に変曲点を持っているように見える。また、火山地域についての結果は、その他のカテゴリーと比べて冪乗則の傾きが急であるように見える。このことから火山地域における群発地震はその他の地域における群発地震よりも拡散係数の値が大きくなるにつれ、より急峻に継続時間が短期化するような群発地震グループが存在することが期待されるが、先行研究の結果について継続時間を概算した影響や継続時間を求める手法が統一されていない影響が出ている可能性が否定できないため判断としない。

また、第2章で議論したように、拡散係数は地殻の浸透率に比例し、流体の粘性に反比例することが理論的に期待される (e.g., Shapiro et al., 1997)。したがって、これらのパラメタ

が群発地震の震源分布の時空間発展に影響していると考えられる。

5.2 群発地震の震源分布の時空間発展・継続時間と浸透率の空間不均質性

第4章では、活動が長期継続している森吉山地域の群発地震に着目してその時空間発展を高時空間分解能で調べた。その結果、森吉山地域の群発地震は、指向的な震源マイグレーションを伴い、複数の小クラスターを形成しつつ極めて複雑に時空間発展をしていたことが明らかになった。また、この群発地震は10年以上にわたって長期継続しており、震源マイグレーションの拡散係数のオーダーは 10^{-3} と非常に小さい。第3章では、森吉山地域において観測されるDSW形状が短期間内に変化することを検出した。このことと、DSW発生源位置が低地震波速度・低 V_p/V_s 比の領域の上端付近に推定されたことから、森吉山地域の群発地震クラスターの直下には水やガスを主とする流体が存在し、それが上昇して群発地震を発生・駆動した可能性を指摘した。したがって、本地域の群発地震域に存在する流体の粘性は比較的低いと考えられる。以上から、森吉山地域における群発地震の長期継続性は、群発地震域における低浸透率な環境によってもたらされていると考えられる。

さらに、指向的な震源マイグレーションと、震源が複数のクラスターを形成するように分布していることから、群発地震域内において浸透率が比較的高い領域と低い領域が混在していることが示唆される。これと同様な状況は、他地域においても報告されている。Ross et al. (2020) は Cahuilla Valley (California, USA) において4年以上継続している群発地震活動に対し、連続地震波形記録から機械学習を用いて地震を網羅的に検出するとともに、その震源位置を高精度に決定して、時空間発展を考察した。その結果、群発地震は高角で傾斜する面的な領域の深部から浅部にかけて震源マイグレーションしており、面的な領域内の所々に震源が分布しない領域が存在していることが判明した。群発地震の活動はこのような領域を迂回しつつ時空間発展していったことから、この群発地震は流体の移動によって駆動されており、震源が分布しない領域では浸透率が低く、断層帯における浸透率の三次元的な不均質性によって群発地震の震源分布の時空間発展が規定されていることを指摘している。

第4章では森吉山地域の群発地震について、震源が近接する地震の地震波形の類似性 (WS) と震源メカニズムの類似性 (FS) が群発地震の震源分布の時空間発展とともにどのように変化するかを調べた。その結果、WS・FSともに、群発地震初期の狭い領域内でのみ平均波形相関が高い地震グループが多く、その後の活動では平均波形相関が低いグループが大多数を占めることが明らかとなった。Truguman et al. (2020) は、2019年にCaliforniaで発生したRidgecrest地震 (M7.1) の余震に対して、本研究と同様に波形相関をもとに震源が近接する地震の地震波形の類似性と震源メカニズムの類似性を調べ、本震のすべり量の空間分布と比較した。その結果、すべり量が大きい領域では震源が数100 m程度しか離れていないが、地震波形および震源メカニズム解の類似性は低いことが判明し、これは本震のすべり量や断層の roughness の空間分布によって、本震後の断層内における応力場が不

均質性となった可能性を指摘した。森吉山地域の群発地震域において、WS・FSは群発地震が複雑に時空間発展していく過程で低いことから、群発地震域における地殻構成物質の強い不均質性が示唆される。

森吉山地域の群発地震についての議論と、第2章で解析した群発地震を比較するために、各群発地震域近傍における地温勾配および地震波速度構造を比較した。まず、地温勾配 [K/km] のコンパイル結果 (Tanaka et al., 2004) との対応を調べた。図 5.3 に東北日本における地温勾配の測定点と群発地震域の空間分布を示す。また、図 5.4 には各群発地震域の中心座標から地温勾配の測定点までの距離とそこでの地温勾配の対応を示す。図 5.3 と図 5.4 から群発地震域の近傍における地温勾配の値は比較的低く、群発地震活動が長期化している領域とそうでない領域で大きな差異は認められないことがわかる。このことは、温度に反比例する流体の粘性が、群発地震域間で大きく異なることを示す。次に、森吉山地域以外の群発地震域の地震波速度トモグラフィ結果 (Okada et al., 2015) を比較した。その結果、複数の領域で森吉山地域と同様に地震波速度および V_p/V_s 比が低いという特徴を持つことが確認された (図 5.5; 黒点線で囲った領域)。このことから、これらの領域においても水やガスを主とする様な粘性率が比較的低い流体が存在する可能性がある。以上の比較結果は、群発地震域間における流体の粘性率の違いが顕著ではないことを示している。したがって、これらの群発地震の継続時間の多様性に関する流体の粘性率の寄与は大きくないと考えられる。

以上の議論と本研究で見出された震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間間に成り立つ負の相関関係を考慮すると、群発地震の震源分布の時空間発展と継続時間は、地殻内における浸透率の空間不均質性の影響を大きく受けていると考えられる。群発地震域において浸透率が低い領域が存在する場合、それらは群発地震の震源分布の時空間発展を阻害し、その結果、群発地震活動が長期化すると考えられる (e.g., Hauksson et al., 2019; Ross et al., 2020)。逆に、短期的な群発地震活動においては、震源マイグレーションの拡散係数が大きいことから、間隙流体圧を上昇させ地震活動を励起できる範囲内 (Talwani et al., 2007) で、比較的浸透率が高い環境を流体が移動することで短期的な群発地震活動が生じると考えられる (e.g., Yukutake et al., 2011; Shelly et al., 2016)。

5.3 今後の展望

群発地震の統一的理解に向けて

本研究では、拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震について、震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間を統一的な基準のもとで定量化し、複数比較することで、両者が逆相関していることを発見した（第2章）。しかし、第1章で概観したように群発地震の発生・駆動要因として、非地震性すべりやダイク貫入による応力変化といった要因もある。今後、この様なカテゴリーの群発地震について、本研究で行ったように複数の群発地震についてある物理量を一貫した方法で推定して比較するというアプローチの解析が進むことで、群発地震の多様な駆動メカニズムを内包するような統一的法則の存在可能性についての議論の進展が期待される。

単一の群発地震における複数の発生・駆動メカニズム

群発地震の震源分布の時空間発展が複数の異なる駆動メカニズムの組み合わせを考えると、よりよく説明できるという報告がなされている（例えば、流体拡散と非地震性すべり、異なるすべり速度を持つ非地震性すべり）（Xue et al., 2018; De Barros et al., 2020; Dublanchet & De Barros, 2020; Hatch et al., 2020）。今後、この様な研究例が増えることで、異なる発生・駆動メカニズムが空間的に共存する理由や、それらの間の相互作用についての理解が進展し、群発地震の震源分布の時空間発展のメカニズムについてのより詳細に理解することができると期待される。

人工注水に伴って誘発された群発地震との比較検討

本研究では長期継続している群発地震の震源分布の時空間発展を高時空間分解能で調べ、群発地震域内における指向的なマイグレーションや突発的な活動の再活発化などが生じていることが明らかになった。この様な現象がどのようなメカニズムで発生しているのかを明らかにすることは、群発地震域における流体の挙動や存在形態を把握する上で重要である。一方、石油・天然ガスの水圧破碎による採掘、地熱開発における涵養注水、CO₂の地層貯留といった工学技術の進歩に伴い、注水圧や坑井底における流体の状態の時間変化と地震活動との対応関係が詳しく調べられている（e.g., Okamoto et al., 2020）。今後、このような研究で得られた知見を自然群発地震に適用することで、地震学的な解析結果から群発地震域内における流体の挙動や存在形態を拘束できる可能性がある。

群発地震の継続時間の予測に向けて

本研究では、群発地震初期の地震活動を用いて推定した震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間が逆相関していることを発見した。このことは、群発地震初期の震源マイグレーションの特徴から継続時間を予測できることを示唆している。このことは、群発地震継続時間予測の社会実装可能性を示しており、群発地震を誘因とする災害の防災・減

災という観点で重要である。これを実現するためには、拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震を網羅的に検知し、その継続時間と震源マイグレーションの拡散係数のデータを増やすとともに、理論曲線フィッティングに用いるデータ期間を変えた場合のフィットの安定性の検討を行う必要がある。群発地震の網羅的な検知については、地震活動の時空間分布に基づく方法 (e.g., Zhang & Shearer, 2016; Ross & Cochran, 2021), ETAS モデルからの逸脱を利用する方法 (e.g., Nishikawa & Ide, 2017; Peng et al., 2021) が開発されており、実データに対して群発地震の網羅的な検出が行われている。また、機械学習を用いて震源カタログの網羅性を飛躍的に向上させることも行われている (e.g., Ross et al., 2019)。今後、網羅的な地震カタログを作成しかつ、網羅的に群発地震を検知することで得られるビッグデータの解析によって、本研究で得られたような群発地震に共通して成立する法則の綿密な検証が可能になるであろう。一方、群発地震の地震活動時系列を説明する統計数理モデルの開発も進められている (e.g., Kumazawa & Ogata, 2014; Llenos & van der Elst, 2019; Llenos & Michael, 2019)。これらのモデルに観測から得られた知見を適切に組み込むことで、群発地震の継続時間の予測精度向上が期待される。

表 5.1 先行研究における群発地震の継続時間 [day] と震源マイグレーションの拡散係数 D [m^2/s].
 青字は本研究において推定した EVT90 [day].

| Reference | Duration [day] | D [m^2/s] | Area |
|---------------------------|----------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Hainzl et al., 2012 | 30 | 0.3 | Vogtland / NW Bohemia |
| Hauksson et al., 2019 | 730 | 0.006 | Cahuilla Valley, California |
| Hauksson et al., 2019 | 730 | 0.012 | Cahuilla Valley, California |
| Hauksson et al., 2019 | 730 | 0.008 | Cahuilla Valley, California |
| Hauksson et al., 2019 | 730 | 0.015 | Cahuilla Valley, California |
| Hauksson et al., 2019 | 913 | 0.004 | Cahuilla Valley, California |
| Hauksson et al., 2019 | 913 | 0.01 | Cahuilla Valley, California |
| Hill & Prejean, 2005 | 200 | 0.2 | Mt. Mammoth, California |
| Hill & Prejean, 2005 | 200 | 0.8 | Mt. Mammoth, California |
| Jenatton, et al., 2007 | 731 | 0.05 | Ubaye, France |
| Kapetanidis, et al., 2015 | 50 | 0.1 | Helike, Greece |
| Kapetanidis, et al., 2015 | 50 | 0.4 | Helike, Greece |
| Kapetanidis, et al., 2015 | 30 | 0.4 | Helike, Greece |
| Kosuga 2014 | 2604 | 0.01 | Moriyoshi, Japan |
| Mesimeri et al., 2016 | 4.67 | 0.8 | Helike, Greece |
| Mesimeri et al., 2016 | 16.52 | 1.8 | Helike, Greece |
| Mesimeri et al., 2016 | 27.86 | 2.5 | Helike, Greece |
| Mesimeri et al., 2016 | 40.15 | 1.0 | Helike, Greece |
| Okada et al., 2015 | 52 | 0.1 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Okada et al., 2015 | 403 | 0.05 | Sendai, Japan |
| Okada et al., 2015 | 1098 | 0.1 | Kakunodate, Japan |
| Okada et al., 2015 | 2604 | 0.05 | Moriyoshi, Japan |
| Parotidis et al., 2003 | 125 | 0.27 | Vogtland / NW Bohemia |
| Ruhl et al., 2016 | 308 | 0.25 | Mogul, Nevada |
| Saccorotti et al., 2002 | 153 | 0.25 | Vesuvius, Italy |
| Saccorotti et al., 2002 | 151 | 0.28 | Vesuvius, Italy |
| Saccorotti et al., 2002 | 151 | 0.18 | Vesuvius, Italy |
| Saccorotti et al., 2002 | 123 | 0.2 | Vesuvius, Italy |
| Shelly et al., 2013a | 2 | 1.0 | Mt. Rainier, Washington |
| Shelly et al., 2013b | 5 | 1.5 | Yellowstone, California |
| Shelly et al., 2015 | 16 | 0.25 | Mt. Mammoth, California |
| Shelly et al., 2015 | 16 | 0.5 | Mt. Mammoth, California |
| Shelly et al., 2016 | 4 | 1.0 | Long Valley, California |
| Shelly et al., 2016 | 4 | 2.0 | Long Valley, California |
| Yoshida & Hasegawa, 2018a | 403 | 0.15 | Sendai, Japan |
| Yoshida & Hasegawa, 2018b | 38 | 1.0 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Yoshida & Hasegawa, 2018b | 52 | 1.0 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Yoshida & Hasegawa, 2018b | 28 | 5.0 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Yoshida & Hasegawa, 2018b | 1289 | 0.2 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Yoshida & Hasegawa, 2018b | 889 | 0.5 | Yonezawa–Kitakata, Japan |
| Yukutake et al., 2011 | 9 | 0.5 | Hakone, Japan |
| Yukutake et al., 2011 | 9 | 1.0 | Hakone, Japan |

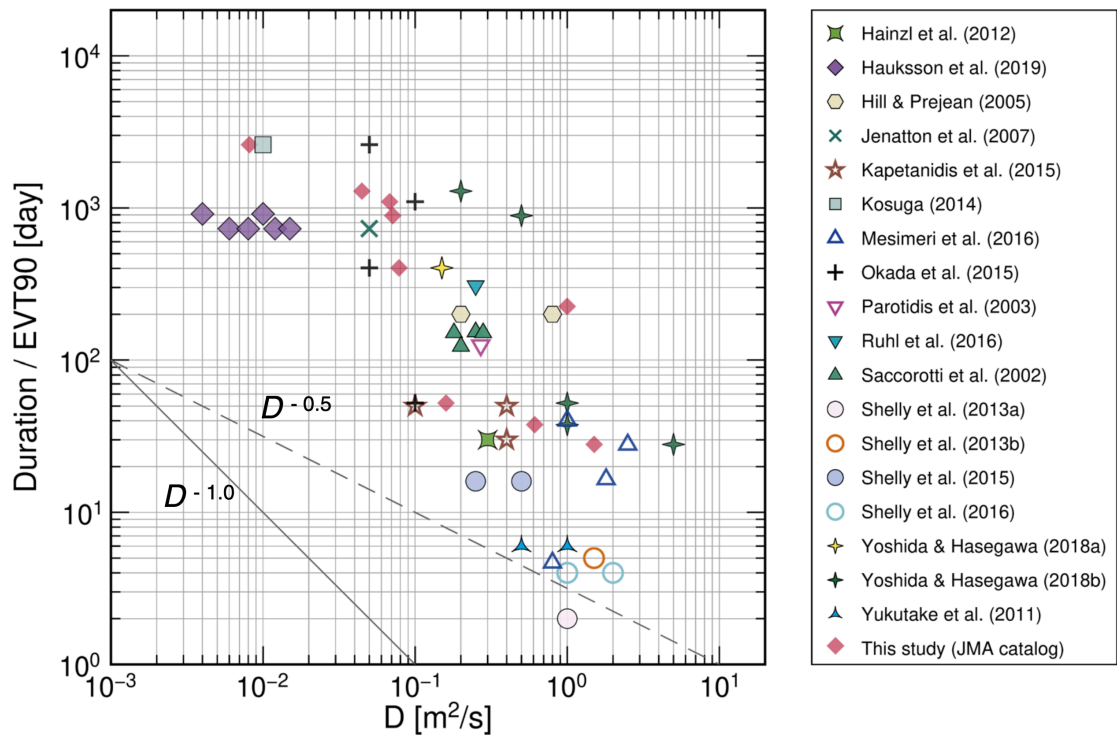


図 5.1 先行研究において推定された震源マイグレーションの拡散係数 D と群発地震の継続期間 / EVT90 の散布図. 各シンボルにおける値は凡例の研究における推定結果を示している. 赤色の菱形は本研究での推定した結果を示す.

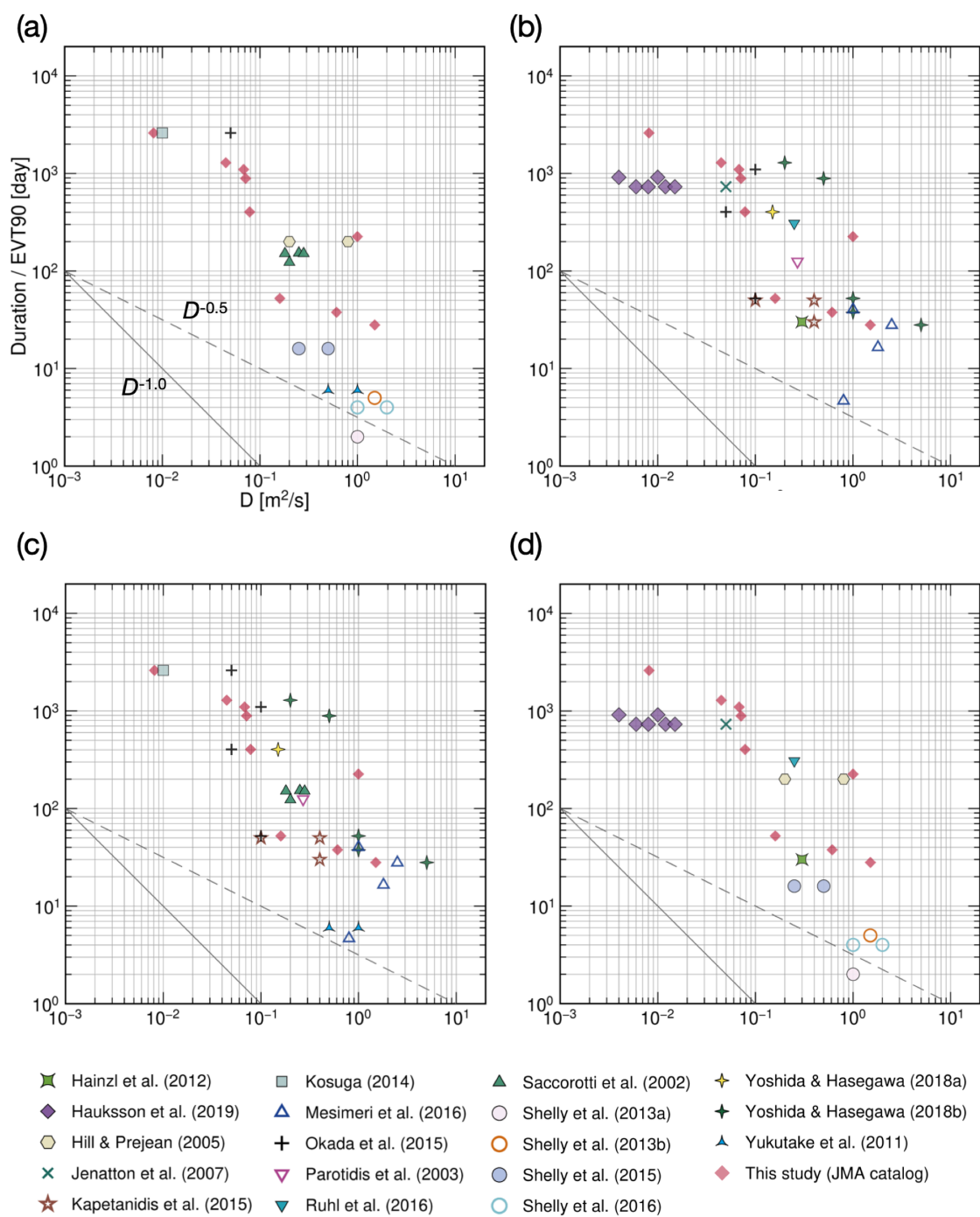


図 5.2 先行研究を群発地震の発生環境で分類した場合の震源マイグレーションの拡散係数 D と群発地震の継続期間/EVT90 の散布図。群発地震の発生環境が、(a) 火山地帯、(b) 非火山地帯、(c) 沈み込み帯、(d) 非沈み込み帯に分類されるものについての結果。(a)–(d)の赤色の菱形は本研究の結果を示す。

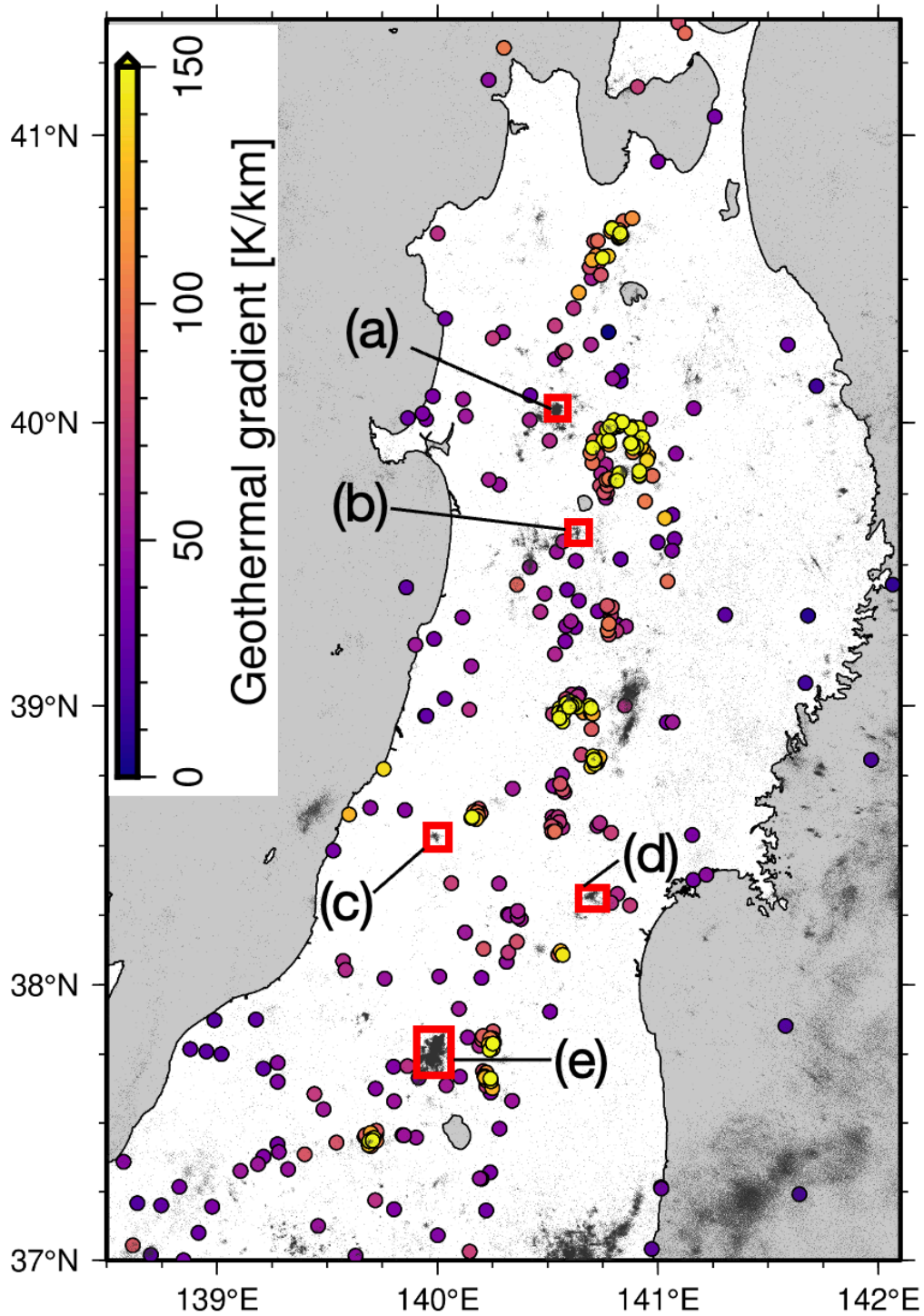


図 5.3 Tanaka et al. (2004) による地温勾配の空間分布. 色付きの丸は地温勾配 [K/km] を示す. 赤枠は本研究で解析した群発地震域を示し, (a) 森吉山 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢-喜多方地域をそれぞれ示す. 黒色の点は 2011 年から 2019 年に深さ 20 km 以浅で発生したマグニチュード 1 以上の地震の震央 (気象庁一元化震源カタログ) を表す.

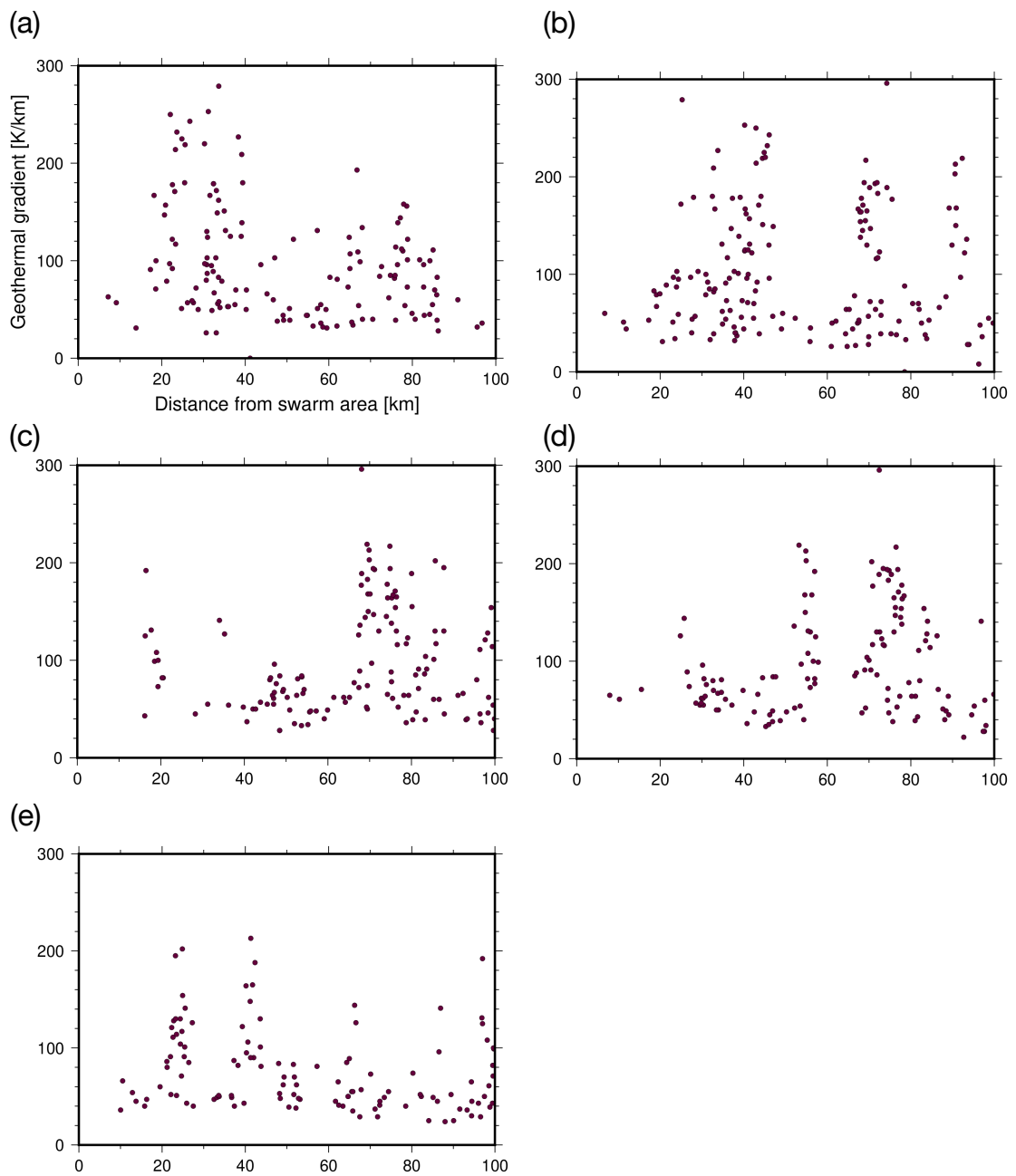


図 5.4 群発地震域からの距離と地温勾配. 丸は群発地震域から Tanaka et al. (2004) における地温勾配の測定点までの距離と、そこでの地温勾配 [K/km] を示す. (a) 森吉山 (b) 角館 (c) 月山 (d) 仙台大倉 (e) 米沢-喜多方地域についての結果を示す.

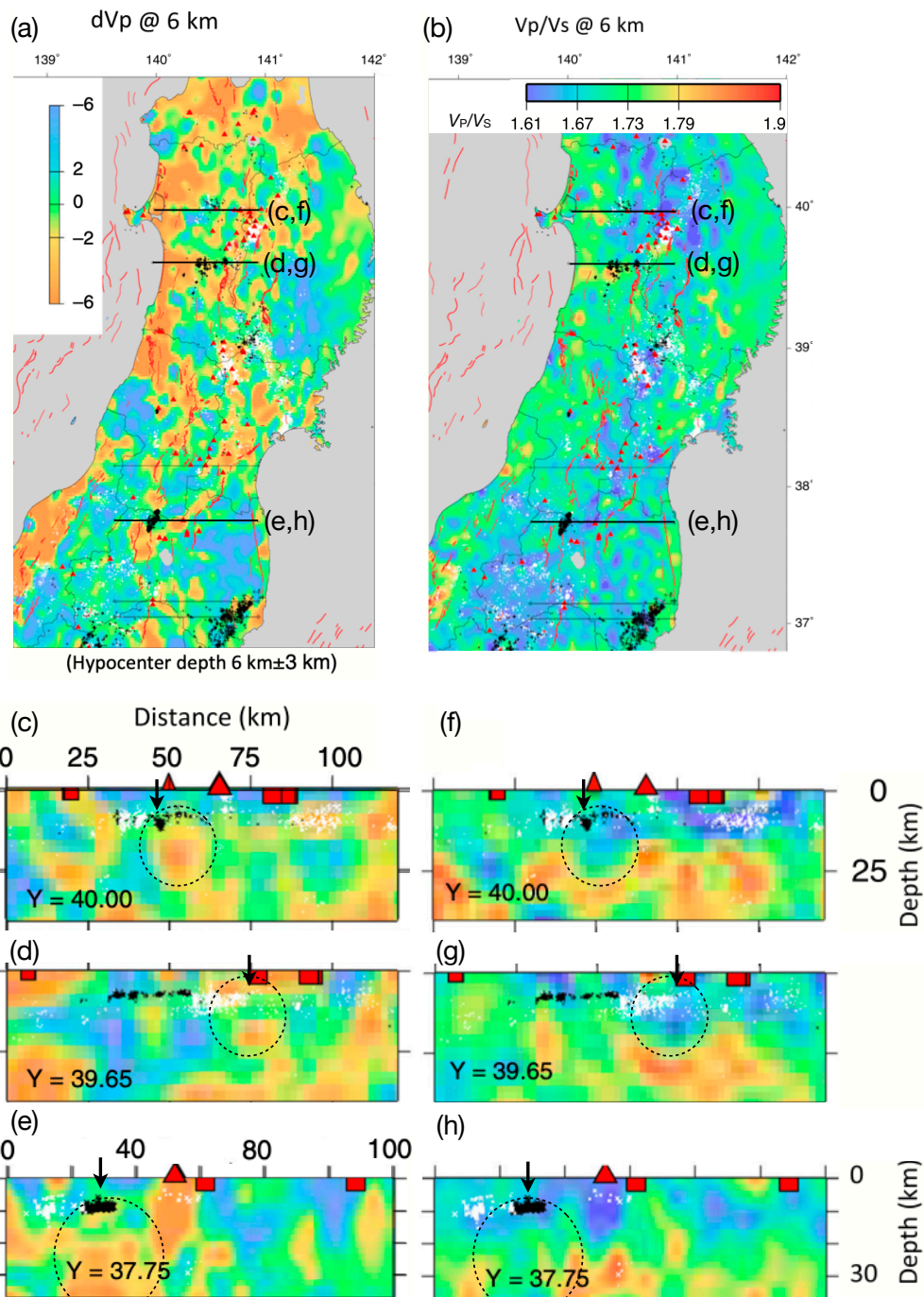


図 5.5 Okada et al. (2015) における地震波速度トモグラフィ結果 (Okada et al., 2015 Fig.10, 11 を一部改変, 加筆). (a) 深さ 6 km における P 波速度偏差分布, 黒色の太実線は(c)-(h)の断面図の側線を示す. 赤色の三角形は火山を, 四角形は活断層の地表測線の位置を示す. 白色の点および黒色のクロスは, 東北沖地震前・後に発生した地震の震源位置をそれぞれ示す. (b) 深さ 6 km における V_p/V_s 比分布. 各シンボルの説明は(a)と同様. (c) 森吉山地域, (d) 角館地域, (e) 米沢-喜多方地域における P 波速度偏差の空間分布. 黒色の矢印は各地域における解析対象の群発地震域を示す. 黒点線で囲った領域は, 5.2 節の議論に対応している. (f) 森吉山地域, (g) 角館地域, (h) 米沢-喜多方地域の V_p/V_s 比の空間分布.

第6章 結論

本研究では群発地震の継続期間という側面に着目し、それを規定する要因の解明を目的とした。そのために、東北日本内陸における拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震について、次の二つの異なるアプローチで研究を行った。まず、複数の群発地震における震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間を統一的基準のもとで推定して比較することで、両者の関係を調べた。次に、解析対象の群発地震のうち特に長期継続しているものに着目して、その発生メカニズムと時空間発展の詳細を明らかにした。最後に、本研究の締め括りとして、以上で得られた結果をもとに、何が群発地震の継続期間を規定しているのかという観点のもと、総括的な議論を行った。

第2章では、東北日本内陸における拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震について以下のことが明らかになった。

- ・ 震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の間には強い負の相関が認められ、この相関関係は -0.5 から -1.0 の冪指数を持つような冪乗則に従う。
- ・ 震源マイグレーションの継続時間と群発地震の継続時間が等しいと仮定すると、この冪乗則から、震源マイグレーションの拡散係数と群発地震の継続時間の積が一定となることが導かれる。また、群発地震が永続的に続いたとしても、群発地震域は無限に広がらないことを示しており、地殻内における流体貯留域のサイズまたは、群発地震域への流体供給レートは、地域によらずほぼ同等であることが示唆される。
- ・ 解析を行なった群発地震の中には、震源マイグレーションが停止した後も地震活動が継続したものが存在する。拡散原点からの距離とともに、間隙流体圧が低下するため、ある距離以遠では有効法線応力の低下が地震すべりの発生に不十分になることで、震源マイグレーションが停止すると考えられる。また、その後も地震活動が継続する理由としては、群発地震そのものによる局所的な応力擾乱、流体の追加供給による高間隙流体圧の保持、比較的早い断層強度の回復といった要因が考えられる。

第3章では、森吉山地域で観測される特徴的な散乱波群 (DSW) について、その波形形状が時間的にどのように変化するかを系統的に調査するとともに、DSW の発生源位置を推定し、以下のことが明らかになった。

- ・ 震源位置が近く、P 波・S 波の初動部分の波形は類似している場合でも、DSW 形状は複雑に時間変化していることが明らかになった。また、DSW 形状は数時間から数日という短期間内に変化することがある。
- ・ DSW 発生源の位置は、森吉山北方の群発地震クラスターのほぼ直下の深さ約 13 km

に推定された。これは、先行研究の地震波速度トモグラフィー結果における低速度・低 V_p/V_s 比の領域の上端付近に相当する。このことから、DSW 発生源における高温高圧の水やガスといった流体の存在が示唆される。

- ・ DSW 形状の時間変化の要因として、伝播経路における地震波速度構造・地震波減衰構造の時間変化と、DSW 発生源における構造の時間変化の一方または両方が考えられる。また、短期間内での DSW 形状の変化から、DSW 発生源周辺における高速な流体移動が示唆される。

第4章では、森吉山地域で長期継続している群発地震に着目し、高精度相対震源再決定を行って群発地震の震源分布の時空間変化を高時空間分解能で明らかにするとともに、震源が近接する地震の地震波形形状の類似性 (WS) および震源メカニズム解の類似性 (FS) が群発地震活動の推移とともにどの様に変化するかを調べた。

- ・ 震源再決定の結果、初期震源に対する震源決定精度の飛躍的な向上に成功した。
- ・ 本地域の群発地震の震源は時空間的に複数の小中規模のクラスターに分かれて分布しており、全体的には高角で東傾斜する面的な分布をしていることが明らかになった。
- ・ 群発地震の初期の活動は空間サイズ 1 km ほどの狭い領域に限定されており、そこから北東に活動が遷移してしばらく活動が継続した後、クラスター全体に活動が震源マイグレーションを伴いつつ発展していったことが明らかになった。
- ・ 群発地震初期の活動において WS と FS が特に高いグループが多数存在しているが、その後の群発地震クラスターが成長していく期間においては、WS と FS が高いグループの数は極少数であることが明らかになった。
- ・ 群発地震初期の領域で WS と FS が高いグループが集中することから、この領域に走向・傾斜が同様な断層が多数存在していたことが示唆される。
- ・ その後の活動において WS と FS が高くない理由として、震源が近接するが断層運動が異なることと、断層運動は同様であるが震源近傍に非常に強い不均質が存在する影響により、震源位置の僅かな違いによって地震波形形状が異なることの一方向あるいは両方が考えられる。

第5章における総括的議論の結果、拡散的な震源マイグレーションを伴う群発地震の継続時間は、群発地震域における浸透率の空間不均質性に大きく依存することが示唆された。今後、更なる解析を行ってデータ数を増やし、本研究で得られた結果を検証していく必要がある。

Appendix A

Double Difference 法

本研究では Double-Difference 法 (double-difference algorithm: Waldhauser & Ellsworth, 2000) を用いた高精度相対震源再決定を行った (第3章 3-2, 第4章 4-2)。そこで、本補遺では Double Difference 法 (以下, DD 法と略記する) について概説する。

通常の震源決定では, P 波および S 波の到達時刻 (絶対走時) を用いて震源の絶対位置を決定する。これに対し, 相対震源決定では, 異なる地震の到達時刻差 (相対走時) を用いて, 震源間の相対位置を精度よく決定する。代表的な相対震源決定として, マスターイベント法がある。マスターイベント法は, ある一つの地震 (マスターイベント) に対して隣接して発生する地震との相対走時を用い, 震源の相対位置を決定する方法である。相対走時を用いることで, 地震波伝播経路の影響を打ち消し, マスターイベントとの相対位置を精度よく求められる。しかし, 絶対位置の精度はマスターイベントの震源決定精度で決まるという欠点があった。

これに対し, DD 法は絶対走時と相対走時の両方を用いて, 近接して発生する地震の絶対震源位置と相対震源位置を同時に決定する方法である。震源が近接している場合, それらの地震波線はほぼ同一の経路で観測点まで伝播する。そのため, 震源が近接する地震ペアの走時差を用いることで, 伝播経路における速度構造の不確実性が取り除かれ, 地震ペアの相対位置を精度よく決定することができる。相対走時としては, P 波および S 波の到達時刻差 (カタログ走時差) と, 地震波形の相関関数を利用して求めた到達時刻差 (CC 走時差) の一方または両方を用いることができる。CC 走時差を求める方法について以下に述べる。一般に, 震源位置と断層運動がほぼ同一の地震ペアについて, 同一観測点で観測された地震波形は類似する。これを利用して次のように震源が近接する地震ペアの相対走時を求める。まず, 地震ペアについて相互相関関数を計算し, それが最大となる場合の時間ずれを求める。そのうち, 相互相関関数の最大値が大きい (例えば, 0.85 以上) ものを用いることで, 震源が近接する地震ペアの相対走時が得られる。一般に, カタログ走時差に対し, CC 走時差の方が精度良く相対走時を求められるため, CC 走時差を用いることで相対震源位置の決定精度が向上する。

まず, 通常の震源決定法について述べる。地震 i の地震波を観測点 k で観測した場合を考える。地震 i の震源位置を (x^i, y^i, z^i) , 発震時を τ^i とすると, 理論走時 $t_k^{i,cal}$ はスローネス u を用いて次式のように表される。

$$t_k^{i,cal} = u\sqrt{(x_k - x)^2 + (y_k - y)^2 + (z_k - z)^2} + \tau^i \quad (\text{A.1})$$

式(A.1)は、未知数である震源要素 (x^i, y^i, z^i, τ^i) について非線形である。そこで、仮の震源要素から、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta \tau$ だけ離れたところに真の震源要素があると考え、式(A.1)を Taylor 展開すると観測走時 $t_k^{i,obs}$ について、以下の観測方程式を得る。

$$t_k^{i,obs} \cong t_k^{i,cal} + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial z} \Delta z + \Delta \tau \quad (\text{A.2})$$

$t_k^{i,cal}$ を左辺へ移項すると、

$$r_k^i = t_k^{i,obs} - t_k^{i,cal} = \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial z} \Delta z + \Delta \tau \quad (\text{A.3})$$

となる。ここで、震源要素を

$$\mathbf{m} = (x^i, y^i, z^i, \tau^i)^T \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta \mathbf{m} = (\Delta x^i, \Delta y^i, \Delta z^i, \Delta \tau^i)^T \quad (\text{A.5})$$

とすると、式(A.3)は、

$$r_k^i = t_k^{i,obs} - t_k^{i,cal} = \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial \mathbf{m}} \Delta \mathbf{m}^i \quad (\text{A.6})$$

となる。P 波および S 波の到達時刻を用いた通常の震源決定は、式(A.6)に最小二乗法を適用し、観測走時と理論走時の残差が最小となるように $\Delta x^i, \Delta y^i, \Delta z^i, \Delta \tau^i$ を推定する。その後、推定値に基づき仮の震源要素を更新する。以上を観測走時と理論走時の残差が十分小さくなるまで繰り返し、震源要素の最適値を得る。

一方、DD 法では式(A.6)に関して、地震 i に対して近接する地震 j についても同様に r_k^j を求め、 r_k^i と r_k^j の差である dr_k^{ij} を用いる。

$$dr_k^i = \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial \mathbf{m}} \Delta \mathbf{m}^i - \frac{\partial t_k^{j,cal}}{\partial \mathbf{m}} \Delta \mathbf{m}^j \quad (\text{A.7})$$

$$dr_k^i = (t_k^i - t_k^j)^{obs} - (t_k^i - t_k^j)^{cal} \quad (\text{A.8})$$

ここで、 $(t_k^i - t_k^j)^{obs}$ 、 $(t_k^i - t_k^j)^{cal}$ は地震 i と地震 j の観測走時の差、理論走時の差をそれぞれ表し、その差である dr_k^i は double-difference (DD) と定義される。式(A.8)を書き下ろすと、次式のようになる。

$$dr_k^i = \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial x} \Delta x^i + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial y} \Delta y^i + \frac{\partial t_k^{i,cal}}{\partial z} \Delta z^i + \Delta \tau^i - \frac{\partial t_k^{j,cal}}{\partial x} \Delta x^j - \frac{\partial t_k^{j,cal}}{\partial y} \Delta y^j - \frac{\partial t_k^{j,cal}}{\partial z} \Delta z^j - \Delta \tau^j \quad (\text{A.9})$$

全ての観測点と地震ペアの組み合わせで式(A.7)を求め、行列表記すると、

$$\mathbf{WG}\Delta\mathbf{m} = \mathbf{Wd} \quad (\text{A.10})$$

を得る。ここで、 \mathbf{G} は式(A.7)の偏微分係数を成分とする $M \times 4N$ の行列 (M は double-difference の個数、 N は地震数)、 \mathbf{d} は式(A.8)を成分とするベクトル、 $\Delta\mathbf{m}$ は式(A.8)の補正項を成分とするベクトル、 \mathbf{W} は重みづけのための対角行列である。また、次式の拘束条件を与え、震源再決定を行う際の全震源の平均移動量を 0 にする。

$$\sum_{i=1}^N \Delta\mathbf{m}_i = 0 \quad (\text{A.11})$$

式(2.10)の \mathbf{G} の各行には非 0 の成分が 8 個しかない疎行列であり、数値的に不安定である。解の安定性を確保するために、ダンピング係数 λ と単位行列 \mathbf{I} を用いて次式のように式(A.10)を変形する。

$$\mathbf{W} \begin{bmatrix} \mathbf{G} \\ \lambda \mathbf{I} \end{bmatrix} \Delta\mathbf{m} = \mathbf{W} \begin{bmatrix} \mathbf{d} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

式(2.12)を最小二乗法で解くにあたって、解くべき行列サイズが小さい場合には特異値分解によって解を求められる。この方法では、非常に大きな行列空間を要するため、一度に多数の震源（例えば、100 個以上）を再決定する場合は計算機の制約上適用できない。このような場合は共役勾配法の一つである LSQR (Paige & Saunders, 1982) を用い、以下のダンピング項付き最小二乗法により解を得ることができる。ダンピング係数の大きさは通常、1 から 100 が与えられるが DD 法の場合は 40 から 80 が適切であることが経験的に知られている。

$$\left\| \mathbf{W} \begin{bmatrix} \mathbf{G} \\ \lambda \mathbf{I} \end{bmatrix} \Delta\mathbf{m} - \mathbf{W} \begin{bmatrix} \mathbf{d} \\ 0 \end{bmatrix} \right\|_2 = 0 \quad (\text{A.13})$$

この方法では、一度に多くの震源を再決定することができるが、震源位置の誤差の推定精度は原理的に保証されない。そのため、LSQRを用いた場合には、ブートストラップ法 (Efron, 1982; Tichelaar & Ruff, 1989) などの統計的リサンプリング手法を用いて、震源位置の誤差を評価する必要がある。

DD法では、イタレーション毎にデータに対する重みづけを行う。重みづけ \mathbf{W} は、走時残差と地震ペアの震源間距離についてそれぞれ行われる。したがって、一回の計算ごとに走時残差が設定した閾値以上となった走時差データは震源再決定には用いられない。また、DD法では地震ペアの震源間距離が、それらと観測点までの距離に比べて十分に小さいことが要求される。地震ペアの震源間距離については次式のように重みを与え、震源間距離が大きな地震ペアの重みを下げる。

$$\mathbf{W}_i = \max^5 \left(0, 1 - \left(\frac{s_i}{c} \right)^5 \right) \quad (\text{A.14})$$

ここで、 s_i は震源間距離、 c は距離についての閾値である。したがって、 c よりも震源間距離が大きい地震ペアの走時差データは震源再決定には用いられない。

参考文献

- Aki, K. (1969). Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *Journal of Geophysical Research*, 74(2), 615–631. doi:10.1029/jb074i002p00615
- Amagai, T., Okamoto, A., Niibe, T., Hirano, N., Motomiya, K., & Tsuchiya, N. (2019). Silica nanoparticles produced by explosive flash vaporization during earthquakes. *Scientific Reports*, 9(1). doi:10.1038/s41598-019-46320-7
- Amezawa, Y., Kosuga, M., & Maeda, T. (2019). Temporal changes in the distinct scattered wave packets associated with earthquake swarm activity beneath the Moriyoshi-zan volcano, northeastern Japan. *Earth, Planets and Space*, 71(1). doi:10.1186/s40623-019-1115-6
- Amezawa, Y., Maeda, T., & Kosuga, M. (2021). Migration diffusivity as a controlling factor in the duration of earthquake swarms. *Earth, Planets and Space*, 73(1). doi:10.1186/s40623-021-01480-7
- Båth, M. (1965). Lateral inhomogeneities of the upper mantle. *Tectonophysics*, 2(6), 483–514. doi:10.1016/0040-1951(65)90003-X
- Benoit, J. P. & McNutt, S. R. (1996). Global volcanic earthquake swarm database and preliminary analysis of volcanic earthquake swarm duration. *Annals of Geophysics*, 39(2). doi:10.4401/ag-3963
- Cappa, F., Rutqvist, J., & Yamamoto, K. (2009). Modeling crustal deformation and rupture processes related to upwelling of deep CO₂-rich fluids during the 1965–1967 Matsushiro earthquake swarm in Japan. *Journal of Geophysical Research*, 114(B10). doi:10.1029/2009jb006398
- Chen, X., & Shearer, P. M. (2011). Comprehensive analysis of earthquake source spectra and swarms in the Salton Trough, California. *Journal of Geophysical Research*, 116(B9). doi:10.1029/2011jb008263
- Chen, X., Shearer, P. M., & Abercrombie, R. E. (2012). Spatial migration of earthquakes within seismic clusters in Southern California: Evidence for fluid diffusion. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B4). doi:10.1029/2011jb008973
- De Barros, L., Cappa, F., Deschamps, A., & Dublanchet, P. (2020). Imbricated Aseismic Slip and Fluid Diffusion Drive a Seismic Swarm in the Corinth Gulf, Greece. *Geophysical Research Letters*, 47(9). doi:10.1029/2020gl087142

- Dublanchet, P., & De Barros, L. (2021). Dual Seismic Migration Velocities in Seismic Swarms. *Geophysical Research Letters*, 48(1). doi:10.1029/2020gl090025
- Efron, B. (1988). Bootstrap confidence intervals: Good or bad? *Psychological Bulletin*, 104(2), 293–296. doi:10.1037/0033-2909.104.2.293
- Fischer, T., & Horálek, J. (2003). Space-time distribution of earthquake swarms in the principal focal zone of the NW Bohemia/Vogtland seismoactive region: period 1985–2001. *Journal of Geodynamics* 35(1-2),125–144. doi: 10.1007/s11200-008-0034-y
- Fischer, T., Horálek, J., Hrubcová, P., Vavryčuk, V., Bräuer, K., & Kämpf, H. (2014). Intra-continental earthquake swarms in West-Bohemia and Vogtland: A review. *Tectonophysics*, 611, 1–27. doi:10.1016/j.tecto.2013.11.001
- Goebel, T. H. W., Hosseini, S. M., Cappa, F., Hauksson, E., Ampuero, J. P., Aminzadeh, F., & Saleeby, J. B. (2016). Wastewater disposal and earthquake swarm activity at the southern end of the Central Valley, California. *Geophysical Research Letters*, 43(3), 1092–1099. doi:10.1002/2015gl066948
- Goldstein P, Snoke A (2005) SAC availability for the IRIS community. Incorporated Institutions for Seismology Data Management Center Electronic Newsletter
- Gutenberg, B., & Richter, C. F. (1944). Frequency of earthquakes in California. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 34(4), 185–188. doi:10.1785/bssa0340040185
- Hainzl, S. (2004). Seismicity patterns of earthquake swarms due to fluid intrusion and stress triggering. *Geophysical Journal International*, 159(3), 1090–1096. doi:10.1111/j.1365-246x.2004.02463.x
- Hainzl, S. (2005). Detecting fluid signals in seismicity data through statistical earthquake modeling. *Journal of Geophysical Research*, 110(B5). doi:10.1029/2004jb003247
- Hainzl, S., Fischer, T., & Dahm, T. (2012). Seismicity-based estimation of the driving fluid pressure in the case of swarm activity in Western Bohemia. *Geophysical Journal International*, 191(1), 271–281. doi:10.1111/j.1365-246x.2012.05610.x
- Hardebeck, J. L. & Shearer, P. M. (2002). A New Method for Determining First-Motion Focal Mechanisms. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(6), 2264–2276. doi:10.1785/0120010200

- Hatch, R. L., Abercrombie, R. E., Ruhl, C. J., & Smith, K. D. (2020). Evidence of Aseismic and Fluid-Driven Processes in a Small Complex Seismic Swarm Near Virginia City, Nevada. *Geophysical Research Letters*, 47(4). doi:10.1029/2019gl085477
- Hauksson, E., Ross, Z. E., & Cochran, E. (2019). Slow-Growing and Extended-Duration Seismicity Swarms: Reactivating Joints or Foliations in the Cahuilla Valley Pluton, Central Peninsular Ranges, Southern California. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(4), 3933–3949. doi:10.1029/2019jb017494
- Hayashi, Y., & Morita, Y. (2003). An image of a magma intrusion process inferred from precise hypocentral migrations of the earthquake swarm east of the Izu Peninsula. *Geophysical Journal International*, 153(1), 159–174. doi:10.1046/j.1365-246x.2003.01892.x
- Hill, D. P., & Prejean, S. (2005). Magmatic unrest beneath Mammoth Mountain, California. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 146(4), 257–283. doi:10.1016/j.jvolgeores.2005.03.002
- Himematsu, Y., & Furuya, M. (2015). Aseismic strike–slip associated with the 2007 dike intrusion episode in Tanzania. *Tectonophysics*, 656, 52–60. doi:10.1016/j.tecto.2015.06.005
- Holtkamp, S. G., & Brudzinski, M. R. (2011). Earthquake swarms in circum-Pacific subduction zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 305(1-2), 215–225. doi:10.1016/j.epsl.2011.03.004
- Hoskins, M. C., Meltzer, A., Font, Y., Agurto-Detzel, H., Vaca, S., Rolandone, F., Nocquet, J. M., Soto-Cordero, L., Stachnik, J. C., Beck, S., Lynner, C., Ruiz, M., Alvarado, A., Hernandez, S., Charvis, P., Regnier, M., Leon-Rios, S., Rietbrock, A. (2021). Triggered crustal earthquake swarm across subduction segment boundary after the 2016 Pedernales, Ecuador megathrust earthquake. *Earth and Planetary Science Letters*, 553, 116620. doi:10.1016/j.epsl.2020.116620
- Horton, S. (2012). Disposal of Hydrofracking Waste Fluid by Injection into Subsurface Aquifers Triggers Earthquake Swarm in Central Arkansas with Potential for Damaging Earthquake. *Seismological Research Letters*, 83(2), 250–260. doi:10.1785/gssrl.83.2.250
- Jansen, G., Ruhl, C. J., & Miller, S. A. (2019). Fluid Pressure-Triggered Foreshock Sequence of the 2008 Mogul Earthquake Sequence: Insights From Stress Inversion and Numerical Modeling. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(4), 3744–3765. doi:10.1029/2018jb015897

Jenatton, L., Guiguet, R., Thouvenot, F., & Daix, N. (2007). The 16,000-event 2003–2004 earthquake swarm in Ubaye (French Alps). *Journal of Geophysical Research*, 112(B11). doi:10.1029/2006jb004878

Kagan, Y. Y. (1991). 3-D rotation of double-couple earthquake sources. *Geophysical Journal International*, 106(3), 709–716. doi:10.1111/j.1365-246x.1991.tb06343.x

Kagan, Y. Y. (2007). Earthquake spatial distribution: the correlation dimension. *Geophysical Journal International*, 168(3), 1175–1194. doi:10.1111/j.1365-246x.2006.03251.x

Kao, H., & Shan, S.-J. (2004). The Source-Scanning Algorithm: mapping the distribution of seismic sources in time and space. *Geophysical Journal International*, 157(2), 589–594. doi:10.1111/j.1365-246x.2004.02276.x

Kapetanidis, V., Deschamps, A., Papadimitriou, P., Matrullo, E., Karakonstantis, A., Bozionelos, G., Kaviris, G., Serpetsidaki, A., Lyon-Caen, H., Voulgaris, N., Bernard, P., Sokos, E., & Makropoulos, K. (2015). The 2013 earthquake swarm in Helike, Greece: seismic activity at the root of old normal faults. *Geophysical Journal International*, 202(3), 2044–2073. doi:10.1093/gji/ggv249

Keranen, K. M., Weingarten, M., Abers, G. A., Bekins, B. A., & Ge, S. (2014). Sharp increase in central Oklahoma seismicity since 2008 induced by massive wastewater injection. *Science*, 345(6195), 448–451. doi:10.1126/science.1255802

小菅正裕, 渡邊和俊, 橋本一勲, 葛西宏生 (2012). 2011年東北地方太平洋沖地震後の東北地方北部での誘発地震活動, *地震 第2輯*, 65(1), p. 69-83, doi: 10.4294/zisin.65.69

Kosuga, M. (2014). Seismic activity near the Moriyoshi-zan volcano in Akita Prefecture, northeastern Japan: implications for geofluid migration and a midcrustal geofluid reservoir. *Earth, Planets and Space*, 66(1). doi:10.1186/1880-5981-66-77

Kumazawa, T., & Ogata, Y. (2014). Nonstationary ETAS models for nonstandard earthquakes. *The Annals of Applied Statistics*, 8(3). doi:10.1214/14-aos759

Llenos, A. L., McGuire, J. J., & Ogata, Y. (2009). Modeling seismic swarms triggered by aseismic transients. *Earth and Planetary Science Letters*, 281(1-2), 59–69. doi:10.1016/j.epsl.2009.02.011

Llenos, A. L., & van der Elst, N. J. (2019). Improving Earthquake Forecasts during Swarms with a Duration Model. *Bulletin of the Seismological Society of America*. doi:10.1785/0120180332

- Llenos, A. L., & Michael, A. J. (2019). Ensembles of ETAS Models Provide Optimal Operational Earthquake Forecasting During Swarms: Insights from the 2015 San Ramon, California Swarm. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 109(6), 2145–2158. doi:10.1785/0120190020
- Lohman, R. B., & McGuire, J. J. (2007). Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 112(B4). doi:10.1029/2006jb004596
- Matsumoto, S., Watanabe, A., Matsushima, T., Miyamachi, H., & Hirano, S. (2006). Imaging S-wave scatterer distribution in southeast part of the focal area of the 2005 West Off Fukuoka Prefecture Earthquake (MJMA 7.0) by dense seismic array. *Earth, Planets and Space*, 58(12), 1627–1632. doi:10.1186/bf03352673
- Mesimeri, M., Karakostas, V., Papadimitriou, E., Schaff, D., & Tsaklidis, G. (2015). Spatio-temporal properties and evolution of the 2013 Aigion earthquake swarm (Corinth Gulf, Greece). *Journal of Seismology*, 20(2), 595–614. doi:10.1007/s10950-015-9546-4
- Mogi, K. (1963). Some Discussions on Aftershocks, Foreshocks and Earthquake Swarms—the Fracture of a Semi-infinite Body Vaused by an Inner Stress Origin and Its Relation to the Earthquake Phenomena (Third Paper). *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, 41, 615–658
- Nanjo, K. Z., Ishibe, T., Tsuruoka, H., Schorlemmer, D., Ishigaki, Y., & Hirata, N. (2010). Analysis of the Completeness Magnitude and Seismic Network Coverage of Japan. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(6), 3261–3268. doi:10.1785/0120100077
- Neidell, N. S., & Taner, M. T. (1971). Semblance and other coherency measures for multichannel data. *Geophysics*, 36(3), 482–497. doi:10.1190/1.1440186
- Nishikawa, T., & Ide, S. (2017). Detection of earthquake swarms at subduction zones globally: Insights into tectonic controls on swarm activity. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 122(7), 5325–5343. doi:10.1002/2017jb014188
- Nishikawa, T., & Ide, S. (2018). Recurring Slow Slip Events and Earthquake Nucleation in the Source Region of the M 7 Ibaraki-Oki Earthquakes Revealed by Earthquake Swarm and Foreshock Activity. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(9), 7950–7968. doi:10.1029/2018jb015642
- Nishikawa, T., Nishimura, T., & Okada, Y. (2021). Earthquake Swarm Detection Along the Hikurangi Trench, New Zealand: Insights Into the Relationship Between Seismicity and Slow Slip Events. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4). doi:10.1029/2020jb020618

- Okata, Y. (1988). Statistical Models for Earthquake Occurrences and Residual Analysis for Point Processes. *Journal of the American Statistical Association*, 83(401), 9–27. doi:10.1080/01621459.1988.10478560
- Okada, Y., & Yamamoto, E. (1991). Dyke intrusion model for the 1989 seismovolcanic activity off Ito, central Japan. *Journal of Geophysical Research*, 96(B6), 10361. doi:10.1029/91jb00427
- Okada, Y., Kasahara, K., Hori, S., Obara, K., Sekiguchi, S., Fujiwara, H., & Yamamoto, A. (2004). Recent progress of seismic observation networks in Japan —Hi-net, F-net, K-NET and KiK-net—. *Earth, Planets and Space*, 56(8), xv–xxviii. doi:10.1186/bf03353076
- Okada, T., Matsuzawa, T., Umino, N., Yoshida, K., Hasegawa, A., Takahashi, H., Yamada, T., Kosuga, M., Takeda, T., Kato, A., Igarashi, T., Obara, K., Sakai, S., Saiga, A., Iidaka, T., Iwasaki, T., Hirata, N., Tsumura, N., Yamanaka, Y., Terakawa, T., Nakamichi, H., Okuda, T., Horikawa, S., Katao, H., Miura, T., Kubo, A., Matsushima, T., Goto, K., & Miyamachi, H. (2014). Hypocenter migration and crustal seismic velocity distribution observed for the inland earthquake swarms induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake in NE Japan: implications for crustal fluid distribution and crustal permeability. *Geofluids*, 15(1-2), 293–309. doi:10.1111/gfl.12112
- Okamoto, K., Yi, L., Asanuma, H., Okabe, T., Abe, Y., & Tsuzuki, M. (2020). Activation and Inactivation of Seismicity: The Terminations of Two Injection Tests in Okuaizu Geothermal Field, Japan. *Seismological Research Letters*, 91(5), 2730–2743. doi:10.1785/0220200084
- Okutani, T., & Ide, S. (2011). Statistic analysis of swarm activities around the Boso Peninsula, Japan: Slow slip events beneath Tokyo Bay? *Earth, Planets and Space*, 63(5), 419–426. doi:10.5047/eps.2011.02.010
- Paige, C. C., & Saunders, M. A. (1982). LSQR: An Algorithm for Sparse Linear Equations and Sparse Least Squares. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 8(1), 43–71. doi:10.1145/355984.355989
- Parotidis, M., Rothert, E., & Shapiro, S. A. (2003). Pore-pressure diffusion: A possible triggering mechanism for the earthquake swarms 2000 in Vogtland/NW-Bohemia, central Europe. *Geophysical Research Letters*, 30(20). doi:10.1029/2003gl018110
- Passarelli, L., Rivalta, E., Jónsson, S., Hensch, M., Metzger, S., Jakobsdóttir, S. S., Maccaferri, F., Corbi, F., Dahm, T. (2018). Scaling and spatial complementarity of tectonic earthquake swarms. *Earth and Planetary Science Letters*, 482, 62–70. doi:10.1016/j.epsl.2017.10.052

- Peng, Z., & Zhao, P. (2009). Migration of early aftershocks following the 2004 Parkfield earthquake. *Nature Geoscience*, 2(12), 877–881. doi:10.1038/ngeo697
- Peng, W., Marsan, D., Chen, K. H., & Pathier, E. (2021). Earthquake swarms in Taiwan: A composite declustering method for detection and their spatial characteristics. *Earth and Planetary Science Letters*, 574, 117160. doi:10.1016/j.epsl.2021.117160
- Prejean, S., Stork, A., Ellsworth, W., Hill, D., & Julian, B. (2003). High precision earthquake locations reveal seismogenic structure beneath Mammoth Mountain, California. *Geophysical Research Letters*, 30(24). doi:10.1029/2003gl018334
- Reasenber, P. & Oppenheimer, D. (1985) FPFIT, FPLOT and FPPAGE: Fortran computer programs for calculating and displaying earthquake fault-plane solutions. USGS Open-File Report, 85-739, 109. doi: 10.3133/ofr85739
- Roland, E., & McGuire, J. J. (2009). Earthquake swarms on transform faults. *Geophysical Journal International*, 178(3), 1677–1690. doi:10.1111/j.1365-246x.2009.04214.x
- Ross, Z. E., Trugman, D. T., Hauksson, E., & Shearer, P. M. (2019). Searching for hidden earthquakes in Southern California. *Science*, 364(6442), 767–771. doi:10.1126/science.aaw6888
- Ross, Z. E., Cochran, E. S., Trugman, D. T., & Smith, J. D. (2020). 3D fault architecture controls the dynamism of earthquake swarms. *Science*, 368(6497), 1357–1361. doi:10.1126/science.abb0779
- Ross, Z. E., & Cochran, E. S. (2021). Evidence for Latent Crustal Fluid Injection Transients in Southern California From Long-Duration Earthquake Swarms. *Geophysical Research Letters*, 48(12). doi:10.1029/2021gl092465
- Ruhl, C. J., Abercrombie, R. E., Smith, K. D., & Zaliapin, I. (2016). Complex spatiotemporal evolution of the 2008 Mw 4.9 Mogul earthquake swarm (Reno, Nevada): Interplay of fluid and faulting. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121(11), 8196–8216. doi:10.1002/2016jb013399
- Saccorotti, G., Ventura, G., & Vilardo, G. (2002). Seismic swarms related to diffusive processes: The case of Somma-Vesuvius volcano, Italy. *GEOPHYSICS*, 67(1), 199–203. doi:10.1190/1.1451551
- Shapiro, S. A., Huenges, E., & Borm, G. (1997). Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site. *Geophysical Journal International*, 131(2), F15–F18. doi:10.1111/j.1365-246x.1997.tb01215.x

Shapiro, S. A., Rothert, E., Rath, V., & Rindschwentner, J. (2002). Characterization of fluid transport properties of reservoirs using induced microseismicity. *GEOPHYSICS*, 67(1), 212–220. doi:10.1190/1.1451597

Shearer, P. M. (2019). *Introduction to seismology* Third Edition. Cambridge university press.

Shelly, D. R., Beroza, G. C., & Ide, S. (2007). Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms. *Nature*, 446(7133), 305–307. doi:10.1038/nature05666

Shelly, D. R., & Hill, D. P. (2011). Migrating swarms of brittle-failure earthquakes in the lower crust beneath Mammoth Mountain, California. *Geophysical Research Letters*, 38(20), n/a–n/a. doi:10.1029/2011gl049336

Shelly, D. R., Moran, S. C., & Thelen, W. A. (2013a). Evidence for fluid-triggered slip in the 2009 Mount Rainier, Washington earthquake swarm. *Geophysical Research Letters*, 40(8), 1506–1512. doi:10.1002/grl.50354

Shelly, D. R., Hill, D. P., Massin, F., Farrell, J., Smith, R. B., & Taira, T. (2013b). A fluid-driven earthquake swarm on the margin of the Yellowstone caldera. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(9), 4872–4886. doi:10.1002/jgrb.50362

Shelly, D. R., Taira, T., Prejean, S. G., Hill, D. P., & Dreger, D. S. (2015). Fluid-faulting interactions: Fracture-mesh and fault-valve behavior in the February 2014 Mammoth Mountain, California, earthquake swarm. *Geophysical Research Letters*, 42(14), 5803–5812. doi:10.1002/2015gl064325

Shelly, D. R., Ellsworth, W. L., & Hill, D. P. (2016). Fluid-faulting evolution in high definition: Connecting fault structure and frequency-magnitude variations during the 2014 Long Valley Caldera, California, earthquake swarm. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121(3), 1776–1795. doi:10.1002/2015jb012719

Sibson, R. H. (1996). Structural permeability of fluid-driven fault-fracture meshes. *Journal of Structural Geology*, 18(8), 1031–1042, doi: 10.1016/0191-8141(96)00032-6

Sigmundsson, F., Hooper, A., Hreinsdóttir, S., Vogfjörð, K. S., Ófeigsson, B. G., Heimisson, E. R., Dumont, S., Parks, M., Spaans, K., Gudmundsson, G. B., Drouin, V., Árnadóttir, T., Jónsdóttir, K., Gudmundsson, M. T., Högnadóttir, T., Fridriksdóttir, H. M., Hensch, M., Einarsson, P., Magnússon, E., Samsonov, S., Brandsdóttir, B., White, R. S., Ágústsdóttir, T., Greenfield, T., Green, R., G., Hjartardóttir, Á. R., Pedersen, R., Bennett, R. A., Geirsson, H., La Femina, P. C., Björnsson, H., Pálsson, F., Sturkell, E., Bean, C. J., Möllhoff, M., Braidon, A. K., Eibl, E. P. S. (2014). Segmented lateral dyke growth in a rifting event at Bárðarbunga volcanic system, Iceland. *Nature*, 517(7533), 191–195. doi:10.1038/nature14111

- Tadokoro, K., & Ando, M. (2002). Evidence for rapid fault healing derived from temporal changes in S wave splitting. *Geophysical Research Letters*, 29(4). doi:10.1029/2001gl013644
- Takei, Y. (2002). Effect of pore geometry on VP/VS: From equilibrium geometry to crack. *Journal of Geophysical Research*, 107(B2). doi:10.1029/2001jb000522
- Talwani, P., Chen, L., & Gahalaut, K. (2007). Seismogenic permeability, ks. *Journal of Geophysical Research*, 112(B7). doi:10.1029/2006jb004665
- Tanaka, A., Yamano, M., Yano, Y., & Sasada, M. (2004). Geothermal gradient and heat flow data in and around Japan (I): Appraisal of heat flow from geothermal gradient data. *Earth, Planets and Space*, 56(12), 1191–1194. doi:10.1186/bf03353339
- Terakawa, T., Zoporowski, A., Galvan, B., & Miller, S. A. (2010). High-pressure fluid at hypocentral depths in the L'Aquila region inferred from earthquake focal mechanisms. *Geology*, 38(11), 995–998. doi:10.1130/g31457.1
- Terakawa, T., Miller, S. A., & Deichmann, N. (2012). High fluid pressure and triggered earthquakes in the enhanced geothermal system in Basel, Switzerland. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B7), n/a–n/a. doi:10.1029/2011jb008980
- Terakawa, T., Hashimoto, C., & Matsu'ura, M. (2013). Changes in seismic activity following the 2011 Tohoku-oki earthquake: Effects of pore fluid pressure. *Earth and Planetary Science Letters*, 365, 17–24. doi:10.1016/j.epsl.2013.01.017
- Thompson, G., Reyes, C., & Kempler, L. GISMO: A MATLAB toolbox for seismic research, monitoring, & education. 2017 AGU Fall Meeting. AGU. 2017.
- Tichelaar, B. W., & Ruff, L. J. (1989). How good are our best models? Jackknifing, bootstrapping, and earthquake depth. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 70(20), 593. doi:10.1029/89eo00156
- Toda, S., Stein, R. S., & Sagiya, T. (2002). Evidence from the ad 2000 Izu islands earthquake swarm that stressing rate governs seismicity. *Nature*, 419(6902), 58–61. doi:10.1038/nature00997
- Trugman, D. T., Ross, Z. E., & Johnson, P. A. (2020). Imaging Stress and Faulting Complexity Through Earthquake Waveform Similarity. *Geophysical Research Letters*, 47(1). doi:10.1029/2019gl085888

Uchide, T. (2020). Focal mechanisms of small earthquakes beneath the Japanese islands based on first-motion polarities picked using deep learning. *Geophysical Journal International*, 223(3), 1658–1671. doi:10.1093/gji/ggaa401

上野寛, 畠山信一, 明田川保, 舟崎淳, 浜田信生. (2002), 気象庁の震源決定方法の改善—浅部速度構造と重み関数の改良—. *験震時報*, 65, 123–134.

宇津徳治. (1957). 地震のマグニチュードと余震の起りかた. *地震 2 輯* 10.1: 35-45.
doi:10.4294/zisin1948.10(1)_35

宇津徳治. (1970). 地震の時間的分布に関連する諸問題 (その 3) : 余震、前震、群発地震の時間的性質. *北海道大学地球物理学研究報告*, 23, 49-71. doi: 10.14943/gbhu.23.49

宇津徳治. (1999). *地震活動総説*, 東京大学出版会

宇津徳治. (2001). *地震学 第 3 版*, 共立出版

Vavryčuk, V., Bouchaala, F., & Fischer, T. (2013). High-resolution fault image from accurate locations and focal mechanisms of the 2008 swarm earthquakes in West Bohemia, Czech Republic. *Tectonophysics*, 590, 189–195.
doi:10.1016/j.tecto.2013.01.025

Ventura, G., & Vilardo, G. (1999). Seismic-based estimate of hydraulic parameters at Vesuvius Volcano. *Geophysical Research Letters*, 26(7), 887–890. doi:10.1029/1999gl900140

Vidale, J. E., & Shearer, P. M. (2006). A survey of 71 earthquake bursts across southern California: Exploring the role of pore fluid pressure fluctuations and aseismic slip as drivers. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(B5), n/a–n/a. doi:10.1029/2005jb004034

Vidale, J. E., Boyle, K. L., & Shearer, P. M. (2006). Crustal earthquake bursts in California and Japan: Their patterns and relation to volcanoes. *Geophysical Research Letters*, 33(20). doi:10.1029/2006gl027723

Waldhauser, F. (2000). A Double-Difference Earthquake Location Algorithm: Method and Application to the Northern Hayward Fault, California. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(6), 1353–1368.
doi:10.1785/0120000006

- Waldhauser, F., & Schaff, D. P. (2008). Large-scale relocation of two decades of Northern California seismicity using cross-correlation and double-difference methods. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B8). doi:10.1029/2007jb005479
- Wang, R., Gu, Y. J., Schultz, R., Zhang, M., & Kim, A. (2017). Source characteristics and geological implications of the January 2016 induced earthquake swarm near Crooked Lake, Alberta. *Geophysical Journal International*, 210(2), 979–988. doi:10.1093/gji/ggx204
- Wcisło, M., Eisner, L., Málek, J., Fischer, T., Vlček, J., & Kletetschka, G. (2018). Attenuation in West Bohemia: Evidence of High Attenuation in the Nový Kostel Focal Zone and Temporal Change Consistent with CO₂ Degassing. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 108(1), 450–458. doi:10.1785/0120170168
- Wessel, P., Luis, J. F., Uieda, L., Scharroo, R., Wobbe, F., Smith, W. H. F., & Tian, D. (2019). The Generic Mapping Tools Version 6. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 20(11), 5556–5564. doi:10.1029/2019gc008515
- Wicks, C., Thelen, W., Weaver, C., Gomberg, J., Rohay, A., & Bodin, P. (2011). InSAR observations of aseismic slip associated with an earthquake swarm in the Columbia River flood basalts. *Journal of Geophysical Research*, 116(B12). doi:10.1029/2011jb008433
- Xue, L., Bürgmann, R., Shelly, D. R., Johnson, C. W., & Taira, T. (2018). Kinematics of the 2015 San Ramon, California earthquake swarm: Implications for fault zone structure and driving mechanisms. *Earth and Planetary Science Letters*, 489, 135–144. doi:10.1016/j.epsl.2018.02.018
- Yamashita, T. (1999). Pore Creation due to Fault Slip in a Fluid-permeated Fault Zone and its Effect on Seismicity: Generation Mechanism of Earthquake Swarm. *Pure and Applied Geophysics*, 155(2-4), 625–647. doi:10.1007/s000240050280
- Yamazaki, Y., Cheung, K. F., & Lay, T. (2018). A Self-Consistent Fault Slip Model for the 2011 Tohoku Earthquake and Tsunami. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(2), 1435–1458. doi:10.1002/2017jb014749
- Yano, T. E., Takeda, T., Matsubara, M., & Shiomi, K. (2017). Japan unified high-resolution relocated catalog for earthquakes (JUICE): Crustal seismicity beneath the Japanese Islands. *Tectonophysics*, 702, 19–28. doi:10.1016/j.tecto.2017.02.017

Yoshida, K., Saito, T., Urata, Y., Asano, Y., & Hasegawa, A. (2017). Temporal Changes in Stress Drop, Frictional Strength, and Earthquake Size Distribution in the 2011 Yamagata-Fukushima, NE Japan, Earthquake Swarm, Caused by Fluid Migration. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 122(12), 10,379–10,397.

doi:10.1002/2017jb014334

Yoshida, K., & Hasegawa, A. (2018a). Sendai-Okura earthquake swarm induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake in the stress shadow of NE Japan: Detailed fault structure and hypocenter migration. *Tectonophysics*, 733, 132–147.

doi:10.1016/j.tecto.2017.12.031

Yoshida, K., & Hasegawa, A. (2018b). Hypocenter Migration and Seismicity Pattern Change in the Yamagata-Fukushima Border, NE Japan, Caused by Fluid Movement and Pore Pressure Variation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(6), 5000–5017. doi:10.1029/2018jb015468

Yoshida, K., Saito, T., Emoto, K., Urata, Y., & Sato, D. (2019). Rupture directivity, stress drop, and hypocenter migration of small earthquakes in the Yamagata-Fukushima border swarm triggered by upward pore-pressure migration after the 2011 Tohoku-Oki earthquake. *Tectonophysics*, 769, 228184. doi:10.1016/j.tecto.2019.228184

Yukutake, Y., Ito, H., Honda, R., Harada, M., Tanada, T., & Yoshida, A. (2011). Fluid-induced swarm earthquake sequence revealed by precisely determined hypocenters and focal mechanisms in the 2009 activity at Hakone volcano, Japan. *Journal of Geophysical Research*, 116(B4). doi:10.1029/2010jb008036

Yukutake, Y., Abe, Y., Honda, R., & Sakai, S. (2021). Magma Reservoir and Magmatic Feeding System Beneath Hakone Volcano, Central Japan, Revealed by Highly Resolved Velocity Structure. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4). doi:10.1029/2020jb021236

Zhang, Q., & Shearer, P. M. (2016). A new method to identify earthquake swarms applied to seismicity near the San Jacinto Fault, California. *Geophysical Journal International*, 205(2), 995–1005. doi:10.1093/gji/ggw073