

# 學位申請論文

---

宮澤理稔

---

受動的構造及び能動的構造における  
地震波散乱問題

Scattering problems of seismic waves in passive  
structure and active structure

宮澤理稔

Masatoshi Miyazawa

京都大学大学院理学研究科  
地球惑星科学専攻

Ph.D. Thesis, Kyoto University  
December 2002



# 目次

第1章	序	9
第I部	理想化した受動的構造及び能動的構造での地震波動場	11
第2章	はじめに	13
第3章	境界要素法の展開	15
3.1	積分表現定理	15
3.2	境界積分方程式	18
3.3	内部問題と外部問題	18
3.4	手法と解の精度と安定性	20
3.5	外部問題としてのクラック問題	27
第4章	境界要素法を用いた波動場の計算	29
4.1	passive crack と active crack の一次散乱に見られる散乱特性	29
4.2	クラック群による多重散乱	32
第5章	散乱波動場の計算結果の考察とまとめ	41
5.1	数値計算上の考察	41
5.2	現実的な構造への適用に関する考察	42
5.3	能動的構造の検出に関する考察	43
5.4	結論	43
第II部	余震域と火山地帯の観測波形に見られる構造の能動的応答	45
第6章	はじめに	47
第7章	鳥取県西部地震の余震を利用した余震域及びその周辺域の能動的構造の推定	49
7.1	鳥取県西部地震と余震域	49
7.2	データと解析方法	49
7.3	正規化したコーダ波エンベロープ	52

---

7.4	考察	58
7.5	結論	59
第8章	遠地地震波を用いた阿蘇火口近傍における能動的構造の推定	61
8.1	阿蘇山の活動と解析に用いたデータ	61
8.2	1999年台湾集集地震の遠地地震波	63
8.3	他の遠地地震波	73
8.4	議論	73
8.5	結論	76
第9章	総括	77
参考文献		79
付録A	境界要素法に伴う幾つかの問題点と解決法	87
A.1	周波数域の基本解の展開	87
A.2	特異積分の評価と正則化	88
A.3	見かけの固有振動数による積分方程式解の崩壊	88
謝辞		89

# 目次

3.1	自発的破壊伝播をするクラック	19
3.2	円形クラックの境界要素	22
3.3	運動学的円形クラック破壊問題の二点における滑り量	23
3.4	円形クラック上での応力条件	23
3.5	Slip-weakening law に従う滑りと摩擦条件の関係	24
3.6	Slip-weakening law に従うクラック中心での $D$ に対する滑り量	25
3.7	球状 cavity の境界要素	26
3.8	単一波長の平面 $P$ 波が $+z$ 方向に入射したときの球状 cavity の表面変位	26
4.1	Passive crack vs. Active crack	30
4.2	無限弾性体中での円形クラックの位置	30
4.3	平面波が鉛直下向きから入射することによる変位波形	31
4.4	25 個の passive crack と 1 個の active crack モデル	33
4.5	25 個の passive crack モデルの地表変位	34
4.6	4 つのモデルに対するエンベロープのアンサンブル平均	35
4.7	$ak$ に対する散乱 $Q^{-1}$ 値	36
4.8	25 個の passive crack と 1 個の active crack モデルの変位波形	37
4.9	25 個の passive crack と 5 個の active crack モデル	38
4.10	40 個の passive crack	39
7.1	鳥取県西部地震の余震と観測点分布	51
7.2	観測点 OKYH07 におけるイベントセット (#5) のエンベロープ例	53
7.3	観測点 SMN003 におけるイベントセット (#3), (#6) のエンベロープと速度波形スペクトルの例	54
7.4	タイムウィンドウ $2t_S - 2t_S + 10$ の平均エンベロープ比	55
7.5	タイムウィンドウ $2t_S + 20 - 2t_S + 30$ の平均エンベロープ比	56
7.6	タイムウィンドウ $2t_S + 20 - 2t_S + 30$ の平均エンベロープ比: 20Hz ハイパスフィルタ	57
8.1	阿蘇中岳第一火口から震央距離 3000km 以内に起きた $M7$ 以上の地震の震央分布	63
8.2	阿蘇山と観測点配置	64

---

8.3	1999 年台湾集集地震の観測原記録	65
8.4	図 8.3 への 5-20Hz のバンドパスフィルタ処理 (振幅拡大表示)	67
8.5	図 8.3 への 5-20Hz のバンドパスフィルタ処理	68
8.6	観測点 MGR と SUN で記録された地震波形のスペクトル	69
8.7	観測点 PEL で記録された地震波形のスペクトル	70
8.8	集集地震の遠地地震波到達前 100 秒間の記録	71
8.9	微小地震の震源の位置	72
8.10	気象庁：火山活動解説資料	74

# 表目次

3.1	クラック内の境界条件	21
7.1	鳥取県西部地震の余震で解析に用いるイベントセット	50
7.2	コーダ波エンベロープ比の増減	58
8.1	阿蘇火口から 3000km 以内に震央を持つ $M7$ 以上の地震 (1995/3-2002/6) のリスト	62





# 第1章

## 序

地球内部には、地震波に対して受動的な応答をする時間変化のない構造と、能動的な状態にある構造がある (Rykunov *et al.*, 1979; Nikolaev & Troitskiy, 1987). これらはそれぞれ、受動的構造 (passive structure) と能動的構造 (active structure) と呼ばれる。受動的構造には散乱体や反射面等が含まれるが、能動的構造には例えば微小震源が含まれ、構造自体が時間変化する。これらの構造は、地震波の波動場に大きな影響を及ぼしている。特に、受動的な構造に対する研究は、地球内部の構造を調べる目的で広く行われている。しかし能動的な構造を調べることは、観測される地震波への影響が未知のため、波動伝播問題では等閑に付されている。

能動的構造からはエネルギーが輻射される。例えば顕著な場合、地震活動や火山活動という現象として観測される。火山活動では、火山性微動が常時観測されることが、エネルギー輻射の典型的な例であり、例えば阿蘇山では Sassa(1935) が先駆的に火山性微動の特徴を紹介している。地震活動について言えば、地震のトリガー現象が見られることが能動的構造の活動の例である。地震のトリガー現象には、ダイナミックトリガリングとスタティックトリガリングがある。ダイナミックトリガリングは、地震波伝播に伴う構造中の動力学的な応力変化が、地震を誘発する事象として知られており (Hill *et al.*, 1993; Harris, 1998), 地震後の近傍応力場の変化によるスタティックトリガリングとは、誘発要因の周波数域が異なる。ダイナミックトリガリングが生じる様な領域では、予め地震が誘発されやすいようなクリティカルな応力状態が既に存在しており、断層の破壊強度が弱くなることで地震が誘発されると考えられている (Kilb *et al.*, 2000; Gomberg *et al.*, 2001).

能動的構造の例として、地震活動度の変化や雑微動の励起も考えられる。地震活動度はスタティックトリガリングやダイナミックトリガリングによって上がる場合がある。この他にもダム建設や断層への注水実験等の人工的な要因でも可能である (Harris, 1998). 雑微動の励起に関して言えば、地球潮汐と密接な関係を持つことが指摘されている (Diakonov *et al.*, 1990). また地震波の到達後に seismic emission が観測されることもある (e.g., Rykunov *et al.*, 1979; Nikolaev & Troitskiy, 1987; Diakonov *et al.*, 1990; Privalovskiy & Beresnev, 1994; Tchebotareva *et al.*, 2000). ところがこれらの研究に対し否定的な意見もあり、Vinnik(1989) は Nikolaev & Troitskiy(1987) の結果はその解析方法の問題によるものであることを指摘し、Galperin *et al.*(1990) は seismic emission は観測されなかったと述べている。

トリガー現象を含む波動場の観測に対して、そのメカニズムの推定は難しい。例えば Johnson & Sammis(2001) は観測と数値シミュレーションの両者を用い、爆破震源によりその周りに破壊されるクラックが存在するモデルで、直達  $P$  波直後に現れる観測波形の説明を試みている。尚、この様な爆破震源については、核実験の際により詳しいプロセスが調べられている (e.g., Rodean, 1971)。

近年、リソスフェア内の受動的構造による地震散乱波の研究の発展に伴い、散乱理論の立場から、さまざまな地震波形を説明できるようになり、受動的な散乱体を含む構造が、観測からも数値実験からも、明らかにされてきている (Sato & Fehler, 1998)。しかし、実際には上に述べたように、地球内部の不均質とは、受動的且つ能動的構造で成り立っていると考えられる。特に、波動場を考えるにあたって、能動的な振る舞いをする構造の影響は、その役割の大きさにおいて未知である。

本研究では、第 I 部「理想化した受動的構造及び能動的構造での地震波動場」において、これまで受動的な構造しか考えていなかったところに、能動的な構造を与えるモデルを提案し、地震波に対して能動的振る舞いをする構造が、地震波動場に与える影響を、境界要素法による数値実験から調べる。第 II 部「余震域と火山地帯の観測波形に見られる構造の能動的応答」では、第 I 部の結果を受け、能動的構造を含むであろうと推定される鳥取県西部地震 (2002/10/6,  $M_J$  7.3) の余震域と、阿蘇山の火口近傍において、観測された地震波形の解析から、これらのフィールドが外部擾乱に対して、能動的な構造を含む証拠を検出する試みを行う。

## 第 I 部

# 理想化した受動的構造及び能動的構造での地震波動場



## 第2章

# はじめに

地球内部には、受動的構造 (passive structure) 及び能動的構造 (active structure) がある。我々は、特に能動的構造を意識した、3次元波動場の計算という新しい試みを行う。このために、これら受動的構造及び能動的構造を、受動的クラック (passive crack) 及び能動的クラック (active crack) を用いて表現するモデルを提案する。Passive crack は散乱体であり、地震波の入射に対し境界面で二次的な波を、散乱波として生成する。一方、active crack は能動的構造に含まれる震源を表し、外部擾乱に対して能動的である。それ自体 passive crack と同様に、入射波に対して二次的な波を生成する他、歪を蓄積し脆弱であるため、ダイナミックトリガリングにより、応力降下を伴うクラック面での変位の食い違いが生じることがある。

Active crack はスケールを問わなければ、例えば断層内のアスペリティ、又は断層そのものとしてのクラックを表す。両者の違いは、アスペリティはその領域外では応力降下を伴わず、クラックはその領域外ではすべりを伴わない (Boatwright, 1988)。実際の断層面上でのアスペリティは、周囲に比べ強度が大きかったり、破壊に伴う応力効果量が大きかったりする場所として知られている (Lay and Wallace, 1995)。このようなアスペリティは、例えば Beroza & Zoback(1993) らによって見出されており、アスペリティのマッピングは、地震学的アプローチ (Matsumoto *et al.*, 1998; Wyss *et al.*, 2000; Nishigami, 2000) や、地震学的且つ測地学的アプローチ (Wald & Heaton, 1994) から行われている。アスペリティやクラックの断層面上の破壊モデルには、半解析的な手法によって解くもの (e.g., Das, 1980; Das & Kostrov, 1987; Fukuyama & Madariaga, 1998) と、準動的な破壊を仮定して解析解を得るもの (e.g., Sato & Hirasawa, 1973; Dahlen, 1974; Sato, 1994; Sato & Kanamori, 1999; Dong & Papageorgiou, 2002a, b) がある。半解析的な解法には、断層面が比較的単純な形状の場合、Kase & Kuge(2001) のように有限差分法で解く方法があるが、Das(1980) や Fukuyama & Madariaga(1998) の用いている境界要素法 (BEM: Boundary Element Method) を用いれば、数学的な処理や扱いが増えるものの、数値計算量を減らすことができ、複雑な境界条件の問題についても精度良く解くことが出来る (Kame & Yamashita, 1999; Aochi *et al.*, 2002)。

Passive crack に相当するものは、散乱体として散乱波の研究によく登場する。厳密な解析的研究では、2次元或いは3次元弾性媒質中に散乱体やクラックを一つ置き、波が入射した際の応答を求めている (e.g., Pao & Mow, 1973; Achenbach *et al.*, 1982; Verweij & Chapman, 1997; de Hoop, 2000)。

クラック群が存在する時の地震波の伝播速度や減衰についても、解析的な、或いは確率的な手法による研究が行われている (Hudson, 1981; Kawahara & Yamashita, 1992). また、ランダムな不均質を持った構造に対しても、数値計算によって半解析的に解を得ることが出来る。これには境界要素法を用いた研究 (e.g., Benites *et al.*, 1992; Murai *et al.*, 1995; Benites *et al.*, 1997; Yomogida *et al.*, 1997; Yomogida & Benites, 2002) や、モンテカルロ法を用いた研究 (e.g., Margerin *et al.*, 2000), 有限差分法を用いた研究 (e.g., Frankel and Clayton, 1986; van Antwerpen *et al.*, 2002) があり。散乱体の存在による散乱波の生成、及び多重散乱の効果をよく表すことができている。流体に満たされたクラックや粘弾性を考慮した研究には、Coutant(1989), Murai *et al.*(1995) などがある。

本研究では、提案した active crack と passive crack の二種類のクラックを3次元弾性媒質中に置き、理想化した受動的構造及び能動的構造を表現する。これらの構造に対する地震波動場の計算には、境界の数が多くまた境界条件が複雑であるので、境界要素法を用いる。Passive crack, active crack に相当するものは、それぞれ地震波散乱問題、断層面上での破壊問題で扱われており、個々の問題への境界要素法の適用には、上に述べたように既に様々な研究成果がある。ところが理想化した能動的構造を考える場合、これらの問題が同時に存在し、これまでそれぞれ独立に解かれてた問題を同時に解く必要が生じる。Passive crack と active crack の間に働く複雑な相互作用を考慮し、両問題を同時に境界要素法で解く手法を提案し、3次元空間における理想化した能動的構造での散乱波動場を求める。

まず passive crack と active crack を、境界要素法で表現するための手法を紹介する。これらはそれぞれ、境界要素法における外部問題と内部問題を扱うことに相当する。特に積分方程式には、特異性の問題や見かけの固有振動数の問題が生じてくるが、詳細は巻末の付録にて示す。本研究で開発した数値計算プログラムによる外部問題と内部問題の解を、解析解と比較することで、解の精度と安定性を示す。或いは、この数値解の物理的合理性を確認する。

数値実験では、まず単純な場合として、passive crack と active crack のどちらか一つしか存在しない弾性体中において、地震波の散乱様式の相違を明らかにする。特に本研究で特徴的となる active crack の散乱問題には、外部問題と内部問題の両者が存在するので、境界条件を工夫し数値的に解く。これらの準備を踏まえ、半無限媒質中に複数の両クラックがランダムに存在する構造を考える。理想化した受動的構造は passive crack で、また、理想化した能動的構は passive crack と active crack で与えられるモデルとし、これらの構造に地震波が入射した時の地表での変位波形を計算し、特徴を調べる。

## 第3章

# 境界要素法の展開

本研究では受動的構造及び能動的構造を、受動的クラック (passive crack) と能動的クラック (active crack) によってモデル化する。Passive crack は亀裂や割れ目であり、active crack は面上の破壊を表すクラックである。これらの表現は、クラックの境界条件で与えられる。また境界以外は弾性体とする。クラックが複数存在する場合、境界同士の相互関係を考慮しながら、境界外部からの地震波に対する応答を表現したり、あるいは応力降下に伴うクラックの破壊を記述したりするという、複雑な表現をする必要がある。最終的にそれら境界での応答が、地表の観測点での波形にどのような影響を与えるかを調べる。

本章では、この様な計算をするための、境界要素法を展開する。まず境界に与えられた条件のもとで、波動場を表現するための積分表現定理を示す。また境界上での変位と表面力を求めるために、境界積分方程式を用いる。特に入射波に対する散乱問題には外部問題を、クラック内の破壊問題には内部問題を、それぞれ用いる。但し、これらの問題を同時に解く場合には、相互作用が生じるためより複雑になるが、数値的に解くことが出来る。積分表現は基本的に周波数域で与える。

ここでの数式の表現は、主に Kobayashi(1987) 及び小林 (2000) に従う

### 3.1 積分表現定理

境界要素法で用いる積分方程式を記述するために、小林 (2000) の積分表現定理を紹介する。

3次元動弾性問題における Navier-Cauchy の運動方程式は、時間域において、

$$\nabla \cdot (\mathbf{C} : \nabla \mathbf{u}) + \rho \mathbf{b} = \rho \ddot{\mathbf{u}} \quad (3.1)$$

である。ここに  $\mathbf{C}$  は弾性テンソル、 $\mathbf{u}$  は変位ベクトル、 $\rho \mathbf{b}$  は単位体積あたりに働く物体力、 $\rho$  は密度、 $\ddot{(\ )}$  は時間による二階微分である。式 (3.1) を成分ごとに書けば、

$$(C_{ijkl} u_{k,l})_{,i} + \rho b_j = \rho \ddot{u}_j \quad (3.2)$$

但し、 $\nabla_k(\ ) = (\ )_{,k} = \partial_k(\ )$  であり、3次元の座標は  $(x_1, x_2, x_3)$  で与えるので、 $i, j, k, l$  は 1, 2, 3 をとる。物体力のない場合、等方均質な 3次元弾性体における運動方程式は、

$$(\lambda + 2\mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}; t) - \mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{x}; t) = \rho \ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; t) \quad (3.3)$$



ここに  $\mathbf{u}(\mathbf{x}; t)$  は任意の点  $\mathbf{x}$  における時刻  $t$  での変位ベクトル,  $\lambda, \mu$  は Lamé 定数である. 時間  $t$  に関する Fourier 変換

$$\hat{f}(\mathbf{x}; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}; t) e^{i\omega t} dt \quad (3.4)$$

を導入すると, 周波数域における上述運動方程式は,

$$(\lambda + 2\mu) \nabla \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) - \mu \nabla \times \nabla \times \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) + \rho \omega^2 \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) = \mathbf{0}. \quad (3.5)$$

無限領域での Green 関数は, 式 (3.2) において外部応力 (単位力) を与えることによって得られる. これは後に基本解として積分方程式の基本核となる. 即ち, 点  $\mathbf{y}$  で時刻  $t_0$  に  $x_k$  方向に作用する単位力によって, 点  $\mathbf{x}$  において時刻  $t$  に生じた変位の  $x_i$  方向成分  $U_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; t - t_0)$  は, 式 (3.2) より,

$$(C_{ijmn} U_{mk,n})_j + \delta_{ik} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t - t_0) = \rho \ddot{U}_{ik} \quad (3.6)$$

であり, 特に等方均質な場合には,

$$\mu U_{ik,jj} + (\lambda + \mu) U_{jk,ij} + \delta_{ik} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t - t_0) = \rho \ddot{U}_{ik}. \quad (3.7)$$

周波数域における基本解は,

$$\hat{U}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) = A \left( \hat{U}_1 \delta_{ik} - \hat{U}_2 r_{,i} r_{,k} \right) \quad (3.8)$$

であることはよく知られており (e.g., Eringen & Suhubi, 1975; Kobayashi, 1987), 3次元問題では,

$$A = \frac{1}{4\pi\mu} \quad (3.9)$$

$$\hat{U}_1 = \frac{e^{ik_T r}}{r} + \left\{ \frac{i}{k_T r} - \frac{1}{(k_T r)^2} \right\} \frac{e^{ik_T r}}{r} - \left( \frac{k_L}{k_T} \right)^2 \left\{ \frac{i}{k_L r} - \frac{1}{(k_L r)^2} \right\} \frac{e^{ik_L r}}{r} \quad (3.10)$$

$$\hat{U}_2 = \left\{ 1 + \frac{3i}{k_T r} - \frac{3}{(k_T r)^2} \right\} \frac{e^{ik_T r}}{r} - \left( \frac{k_L}{k_T} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{3i}{k_L r} - \frac{3}{(k_L r)^2} \right\} \frac{e^{ik_L r}}{r}. \quad (3.11)$$

ここで,  $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ ,  $k_L, k_T$  はそれぞれ  $P$  波と  $S$  波の波数であり, それぞれの伝播速度

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (3.12)$$

に対して,

$$k_L = \frac{\omega}{c_L}, \quad k_T = \frac{\omega}{c_T}. \quad (3.13)$$

同様に, 境界表面上の点  $\mathbf{x}$  における表面力  $\hat{T}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega)$  は, 表面力作用素  $\hat{T}$  を用いて,

$$\hat{T}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) = \hat{T}_{ij}^{n(\omega)} \hat{U}_{jk}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \quad (3.14)$$

$$= n_m C_{miji} \hat{U}_{jk,i}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega). \quad (3.15)$$

等方均質な場合,

$$\begin{aligned} \hat{T}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) = & \mu A \left[ \left\{ \left( \delta_{ik} \frac{\partial r}{\partial n} + n_k r_{,i} \right) + \frac{\lambda}{\mu} n_i r_{,k} \right\} \frac{d\hat{U}_1}{dr} \right. \\ & - \left\{ \left( \delta_{ik} \frac{\partial r}{\partial n} + n_k r_{,i} \right) + 2 \left( n_i r_{,k} - 2r_{,i} r_{,k} \frac{\partial r}{\partial n} \right) + 2 \frac{\lambda}{\mu} n_i r_{,k} \right\} \frac{\hat{U}_2}{r} \\ & \left. - \left\{ 2r_{,i} r_{,k} \frac{\partial r}{\partial n} + \frac{\lambda}{\mu} n_i r_{,k} \right\} \frac{d\hat{U}_2}{dr} \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで境界面の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  は、領域の外部を向くものとし、また、

$$\frac{\partial r}{\partial n} = \frac{\partial n}{\partial x_i} n_i. \quad (3.17)$$

尚、変数が小さい場合、(3.10) 及び (3.11) は数値計算上、静弾性解にかかわる部分と、それ以外の部分に展開すれば、桁落ち防止に有効である (付録 A.1).

点  $\mathbf{x}$  での表面力ベクトル  $\hat{\mathbf{t}}(\mathbf{x}; \omega)$  は、 $\hat{\mathbf{T}}$  を用いて、

$$\hat{\mathbf{t}}(\mathbf{x}; \omega) = \hat{\mathbf{T}}^{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) \quad (3.18)$$

で与えられる。

今、領域  $D$  とその境界  $\partial D$  を考える。周波数域において、境界内の任意の点  $\mathbf{x}$  における変位  $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega)$  は、表現定理を用いて、

$$\begin{aligned} \epsilon(\mathbf{x}) \hat{\mathbf{u}}_i(\mathbf{x}; \omega) = & \int_{\partial D} \left[ \hat{U}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{t}_k(\mathbf{y}; \omega) - \hat{W}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{u}_k(\mathbf{y}; \omega) \right] ds(\mathbf{y}) \\ & + \int_D \hat{U}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \rho \hat{b}_k(\mathbf{y}; \omega) dv(\mathbf{y}). \end{aligned} \quad (3.19)$$

ここに、 $D$  の補領域を  $D_c$  として、

$$\epsilon(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 & \mathbf{x} \in D \\ 0 & \mathbf{x} \in D_c \end{cases}, \quad (3.20)$$

$\hat{W}(= \hat{W}_{ik})$  は二重層核と呼ばれており、

$$\hat{W}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) = \hat{T}_{ki}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega) \quad (3.21)$$

である。式 (3.19) の右辺の領域積分である第二積分は、本研究では物体力がない場合を考えるため、必要としない。因みに、時間域における表現定理は、 $\hat{f} \rightarrow f$  とし、積を合成積に機械的に置き換えればよい (Aki & Richards, 2002).

尚、これら基本解について、3次元問題においては  $\omega \rightarrow 0$  の極限で、動的な基本解は静弾性学の基本解に収束するが、2次元問題ではそうならないことに注意しておく必要がある (小林, 2000)。本研究では3次元問題のみを扱うので、静弾性的応答も  $\omega \rightarrow 0$  の極限により、容易に表現が可能である。

### 3.2 境界積分方程式

小林 (2000) によれば, 物体力がないとき, 変位  $\hat{u}(\boldsymbol{x}; \omega)$  に関する積分表現式 (3.19) において,  $\boldsymbol{x} \in D \rightarrow \boldsymbol{x}_0 \in \partial D$  の極限操作を取ること, 積分方程式

$$C_{ik}^+(\boldsymbol{x}_0)\hat{u}_k(\boldsymbol{x}_0; \omega) = \int_{\partial D} \hat{U}_{ik}(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{y}; \omega)\hat{t}_k(\boldsymbol{y}; \omega) ds(\boldsymbol{y}) - \int_{\partial D} \hat{W}_{ik}(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{y}; \omega)\hat{u}_k(\boldsymbol{y}; \omega) ds(\boldsymbol{y}), \quad \boldsymbol{x}_0 \in \partial D \quad (3.22)$$

が得られる. 右辺第2項の積分は Cauchy の主値積分である. ここで境界が滑らかであるとき,

$$C_{ik}^+(\boldsymbol{x}_0) = \frac{\delta_{ik}}{2} \quad (3.23)$$

であることが知られている. 境界条件として,  $\partial D = \partial D_1 \cup \partial D_2$  ( $\partial D_1 \cap \partial D_2 = \emptyset$ ) の時,  $\partial D_1$  上で表面力  $\hat{t}$  及び  $\partial D_2$  上で変位  $\hat{u}$  が既知量として与えられているとすれば, 式 (3.22) は境界  $\partial D_1$  上の  $\hat{u}$  及び境界  $\partial D_2$  上の  $\hat{t}$  を未知量とする積分方程式である. また, 式 (3.22) の右辺第1項と第2項は, それぞれ, 一重層ポテンシャルと二重層ポテンシャルと呼ばれる. この意味で  $\hat{W}$  は二重層核と呼ばれる. 特に  $r \rightarrow 0$  の時,  $\hat{U}$  と  $\hat{W}$  は,  $O(1/r)$  と  $O(1/r^2)$  の特異性を示すことから, それぞれの項は弱い特異性と強い特異性を有する. 従って, 積分方程式 (3.22) を数値的に解くためには, 特異積分を評価して正則化しなければならない (付録 A.2).

### 3.3 内部問題と外部問題

境界  $\partial D$  の内部に対する境界積分方程式は, 式 (3.22) に示したとおりである. 本研究では active crack 内の破壊問題が内部問題に相当する. 断層面の破壊問題について, 境界要素法を用いた研究が行われているが, 研究によって定式化が異なることもある (e.g., Das, 1980; Fukuyama & Madariaga, 1998; Karne & Yamashita, 1999; Aochi & Madariaga, 2002).

断層内に破壊が生じた時, 最終的に破壊されて滑ることになる領域を含む境界  $S$  を与えれば, これは破壊境界  $S_1$  とそうでない未破壊領域  $S_2$  に分けられる (図 3.1). 境界  $S_1$  では応力降下量が既知量  $t$  として与えられ, 境界  $S_2$  では滑り量零から  $u = 0$  が与えられる. これら境界条件の下で積分方程式を解くことにより,  $S_1$  では  $u$  として滑りの変位が求まる.  $S_2$  では応力が与えられることで破壊の有無が判断されて, 破壊伝播を伴う場合は  $S_1$  を広げる自発的な破壊の伝播が求められる.

内部問題に対して, 外部問題は境界の外部領域を対象とし, 境界外部からの入力による応答を解く問題になる. 全変位場  $\hat{u}(\boldsymbol{x}; \omega)$  に対して, 入射波の変位場を  $\hat{u}^{in}(\boldsymbol{x}; \omega)$ , 散乱場を  $\hat{u}^{sc}(\boldsymbol{x}; \omega)$  とすると,

$$\hat{u}(\boldsymbol{x}; \omega) = \hat{u}^{in}(\boldsymbol{x}; \omega) + \hat{u}^{sc}(\boldsymbol{x}; \omega). \quad (3.24)$$

散乱場に対しては無限遠方からの寄与はなく, 内部問題が無限遠方で放射条件を満たすことから, 内部問題で表された式 (3.19) 及び (3.22) は, 外部問題での散乱場に対して適用されることになる (Kitahara, 1985).

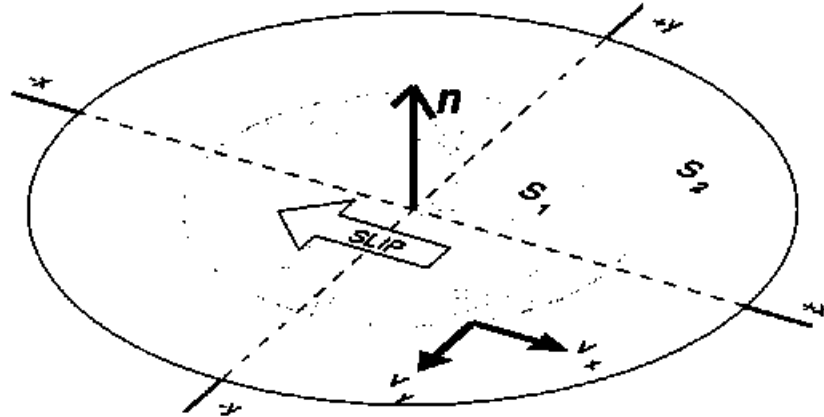


図 3.1: 自発的破壊伝播をするクラック  $xyz$ -空間で, クラックの片面だけを示し, 境界は法線ベクトル  $n$  を持つ平面である. 境界は破壊している領域  $S_1$  と, 破壊していない領域  $S_2$  とに分けられる.  $-x$  方向に向く白矢印はこの面での食い違い方向を示す. 従って対になる面では  $+x$  方向に食い違いを持つ.  $v_x$  と  $v_y$  は, それぞれ,  $x$  方向と  $y$  方向の破壊伝播速度.

このことを考慮して式 (3.19), (3.24) を用いれば, 小林 (2000) に示されているように, 物体力がない場合の外部領域の全変位に対する積分表現式は,

$$\hat{u}^{\text{in}}(\mathbf{x}; \omega) + \int_{\partial D} \hat{W}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{u}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) - \int_{\partial D} \hat{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{t}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) = \begin{cases} \hat{u}(\mathbf{x}; \omega) & \mathbf{x} \in D_+ (\text{外部領域}) \\ 0 & \mathbf{x} \in D_- (\text{内部領域}) \end{cases}, \quad (3.25)$$

積分方程式は, 式 (3.22) と (3.24), 或いは  $\mathbf{x} \in D_- \rightarrow \mathbf{x}_0 \in \partial D$  の極限操作により,

$$\hat{u}^{\text{in}}(\mathbf{x}_0; \omega) + \int_{\partial D} \hat{W}(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}; \omega) \hat{u}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) - \int_{\partial D} \hat{U}(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}; \omega) \hat{t}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) = -C^-(\mathbf{x}_0) \hat{u}(\mathbf{x}_0; \omega), \quad (3.26)$$

ここで

$$C_{ik}^+(\mathbf{x}_0) = \delta_{ik} + C_{ik}^-(\mathbf{x}_0). \quad (3.27)$$

本研究の場合, 半無限弾性体中での弾性波の散乱という外部問題と, クラックの破壊という内部問題を, 同一形式の積分方程式で表現することで, 散乱と破壊が同時に存在する場合でも, 特別の準備を要せず両問題を同時に解くことが出来る. また, 後述する外部問題としてのクラックを含む場合についても同様である.

積分方程式の離散化に際して, 境界要素には三角要素を採用し, 各頂点をノードとして値を持たせる. 三角要素には境界再分割法が容易に適用でき,  $O(1/r)$  の特異性を減らすことができる (付録 A.2). 境界積分方程式は, 特異性を評価しながら, Gauss 積分を形状関数に適用する方法で, 離散化される. 境界積分に対して  $8 \times 8$  点以下の Gauss 積分を用いる. 最終的に, 周波数域の変位  $\hat{u}$  と表面力  $\hat{t}$  を未知

数とする，正方行列を伴う複素線形代数方程式が得られる．これを数値的に解いて，Fourier 逆変換を行えば，時間域の各ノードの表面力  $t$ ，及び変位  $u$  を求めることができる．本研究では，この複素線形代数方程式を数値的に解くにあたり，IMSL ライブラリ (International Mathematical and Statistical Libraries) を用いる．得られた境界上での表面力  $t$  及び変位  $u$  に対して積分表現定理を用いれば，境界以外の任意の点の変位を求められる．

内部問題には固有振動数  $\omega_0$  が存在し， $\omega_0$  における解については一意性が成り立たない．一方で，放射条件を満たす外部問題では，解の一意性が証明されている (Kupradze *et al.*, 1979)．しかし，これに対応した内部問題の  $\omega_0$  に等しいとき，積分方程式を正しく解くことができない (Kitahara, 1985)．これについては，付録 A.3 に追記する．

### 3.4 手法と解の精度と安定性

数値計算の結果と解析解との比較を行うことで，小林 (2000) の境界要素法に従って作成した，本研究で用いるプログラムの有用性を示す．3次元空間で，内部問題としてのクラック内の破壊問題と，外部問題としての外部波入力に対する球状 cavity の表面変位を求める問題に対して，境界要素法を用い，この数値解を解析解と比較する．尚，これまで3次元空間のデカルト座標を  $(x_1, x_2, x_3)$  で与えてきたが，これ以降  $(x, y, z)$  で表す

#### 3.4.1 クラック内の破壊問題

能動的クラック内の面内の動的破壊問題は，ここでは内部問題に相当する．クラックの境界  $\partial D$  を破壊している領域  $S_1$  と，破壊していない領域  $S_2$  とに分ける (図 3.1)．まず準動的解と比較するために，予め破壊伝播速度が与えられている運動学的破壊問題を考え，次に破壊伝播速度は与えずに摩擦構成則を考慮した動学的破壊問題について考える．

#### 運動学的破壊問題の準解析解との比較

準動的なクラック破壊の滑り量は，滑り面で応力降下量一定の静的解などを利用して，解析的に得られている (Sato & Hirasawa, 1973; Dahlen, 1974; Madariaga, 1976; Das, 1980; Sato, 1994; Sato & Kanamori, 1999; Dong & Papageorgiou, 2002a, b)．この場合，クラックの破壊面，及び破壊伝播速度を予め与えておく必要がある．滑り方向を  $+x$  のみとして，破壊は  $x$  方向と  $y$  方向に，それぞれ破壊速度  $v_x$  と  $v_y$  で伝播することにする．特に，断層間に摩擦も粘着も存在しないとき，破壊伝播速度はその最大値をとり， $v_x = c_T$  と  $v_y = c_R$  である (Richards, 1973)．ここで  $c_R$  は Rayleigh 波速度あり， $c_R/c_T = 0.9194$  とする．円形クラックの中心点  $O$  から時刻  $t = t_0$  に破壊が開始し，自己相似的に破壊が伝播する．面上の任意の点  $(x, y)$  における時刻  $t$  での変位の食い違い量  $\Delta u^{\text{slp}}(x, y; t - t_0)$  は，Sato(1994) に従い，

$$\Delta u^{\text{slp}}(x, y; t - t_0) = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta\sigma}{\mu} c_T \sqrt{(t - t_0)^2 - \left(\frac{x^2}{c_T^2} + \frac{y^2}{c_R^2}\right)} H\left((t - t_0) - \sqrt{\frac{x^2}{c_T^2} + \frac{y^2}{c_R^2}}\right), \quad (3.28)$$

ここで  $\Delta\sigma$  は面上での応力降下量である。この準動的な解の場合、断層面の有限性は問わないため、特に制限がない限り破壊は伝播し続けることになる。

境界要素法で同問題を解くときには、予め断層破壊予定面を有限な大きさと与える。このことで、準動的解では取り入れなかった、破壊と滑りが停止することも考慮しつつ、変位の食い違い量を求める。つまり有限断層面  $S$  を与え、破壊領域  $S_1$  と非破壊領域  $S_2$  に分けて考える (図 3.1)。  $S_1$  が最終的な破壊領域である場合、  $S_1$  のすぐ外には変位が常に 0 であるバリアがあることで、破壊伝播は  $S_1$  より外へは超えない。特に破壊伝播速度が既知のときは境界条件が限定され、変位が未知である破壊領域  $S_1$  の表面力と、表面力が未知である領域  $S_2$  の変位は既知である。即ちそれぞれに、応力降下による表面力と、破壊が到達していないことによる変位ゼロの条件が与えられる。ここでも準動的な場合と同様に、  $+x$  方向のみに変位するせん断滑りのみを考える。法線ベクトル  $\mathbf{n}$  を境界外向きに取り (図 3.1)、変位  $\mathbf{u}$ 、表面力  $\mathbf{t}$  とともに境界内部を考えれば、表 3.1 のような境界条件が与えられる。

	known	unknown
破壊領域 $S_1$	$\mathbf{u} _y = \mathbf{u} _z = 0$ $\mathbf{t} _x = \tau_{zx} = -\Delta\sigma$ $\mathbf{t} _y = \mathbf{t} _z = 0$	$\mathbf{u} _x$
非破壊領域 $S_2$	$\mathbf{u} = 0$	$\mathbf{t}$

表 3.1: クラック内の境界条件

式 (3.22) において、求めるべき  $\mathbf{u}(\in S_1)$ ,  $\mathbf{t}(\in S_2)$  を左辺におけば、積分方程式は、

$$\begin{aligned}
 C^+ \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) + \int_{S_1} \hat{\mathbf{W}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) - \int_{S_2} \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{t}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) \\
 = \int_{S_1} \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{t}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}), \quad \text{for } \mathbf{x} \in S_1 \quad (3.29)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \int_{S_1} \hat{\mathbf{W}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) - \int_{S_2} \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{t}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}) \\
 = -C^+ \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}; \omega) + \int_{S_1} \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \omega) \hat{\mathbf{t}}(\mathbf{y}; \omega) ds(\mathbf{y}), \quad \text{for } \mathbf{x} \in S_2. \quad (3.30)
 \end{aligned}$$

これら積分方程式から、特異積分を正則化し積分を離散化することで、複素線形代数方程式を得る。これを解いてその解を時間域に変換することで、境界上の任意のノード  $\mathbf{x}(\in S_1)$  における滑り量  $\Delta u (= |\mathbf{u}|)$  を求める。特に、運動学的破壊問題では  $S_2 = \emptyset$  なので、境界は  $S_1$  のみに考えれば十分である。破壊伝播速度から、  $S_1$  上の任意のノードに対する表面力  $\mathbf{t}$  は、応力降下を時間の関数とすることで与えられる。

最終的な断層面  $S_1$  を半径  $a$  の円形に仮定し、破壊はその中心から始まる自己相似の破壊伝播を考える。Everett(1997) による地球内部のブロックジェネレーターを境界要素作成に適用することで、境界要素を図 3.2 のように得る。Lv. は Everett(1997) のメッシュ作成の手法に用いる値であり、境界要素の細かさを示す。細かさの異なる二種類の境界要素 (Lv.2, Lv.3) を用いた場合の、解の安定性も同時に

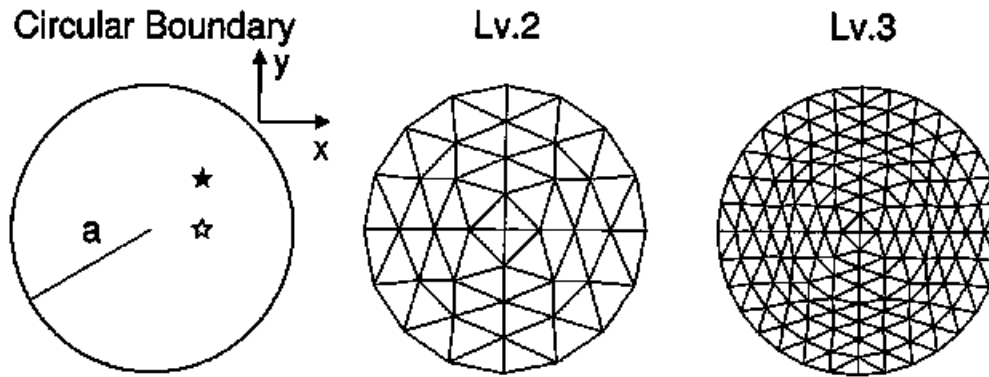


図 3.2: 円形クラックの境界要素. 左図の半径  $a$  の円形クラックを Everett (1997) の手法により, 境界要素に分割する. 境界要素は Lv. が大きくなるほど, 細くなる. Lv.2 では 64 個の要素と 41 個のノード, Lv.3 では 256 個の要素と 145 個のノード. クラック上の二つの星印は, 図 3.3 で滑り量が示される点である.

見る. また破壊は作成した境界要素内のみにとどまり, 半径  $r = a$  のノードを常に滑りゼロとすることでバリアとして, 破壊と滑りの停止を検証する.

境界要素上の二点 (図 3.2) における変位の食い違い量の, 準動的解と境界要素法による解を, 図 3.3 に示す. 破壊開始から破壊フロントが  $r = a$  のクラックの縁に到達するまで, 準動的解と境界要素法による解はよく一致している. 境界要素法では, 最終的なクラックの大きさを予め仮定してバリアを設けたことによって, 破壊伝播が停止し, クラックの縁から滑りも停止していく様子が見られる. 最終的にクラック面上での滑りは完全に停止した. また境界要素を粗く取った場合 (Lv.2), 最終滑り量が細かくとった場合 (Lv.3) に比べてやや小さく見積もられるが, それ以外はよく一致しており, 境界要素法による解の安定性が示された.

### 摩擦構成則を考慮した動学的破壊問題

境界要素法によるクラック内の破壊問題において, 摩擦構成則を考慮し, 且つ境界条件により, 与えられた境界内で自ら破壊フロントと破壊領域を決定する問題を考える. この場合, 破壊開始が点で始まるという条件では, 破壊が伝播することが出来ない. 但し, 上で述べた運動学的なモデルの場合は, 予め破壊伝播速度を与えていたのでこの限りではない. そこで半径  $a$  の円形クラック内の中心に, 有限の面積を持つ脆弱なアスペリティ (半径  $r \leq a/4$ ) を置き (図 3.4), このアスペリティから破壊が開始することで, 自発的な破壊を計算する.

更に動学的モデルを考えるにあたって, 摩擦構成則として次式で表される slip-weakening law (Andrews, 1976) を採用する (図 3.5).

$$\sigma = \begin{cases} -\frac{\sigma_y - \sigma_f}{D} \Delta u + \sigma_y & \text{for } 0 < \Delta u \leq D \\ \sigma_f & \text{for } \Delta u \geq D. \end{cases} \quad (3.31)$$

ここでは単純なモデルを考えるが, 不均質な断層の場合は Campillo *et al.* (2001) 等による効率的な

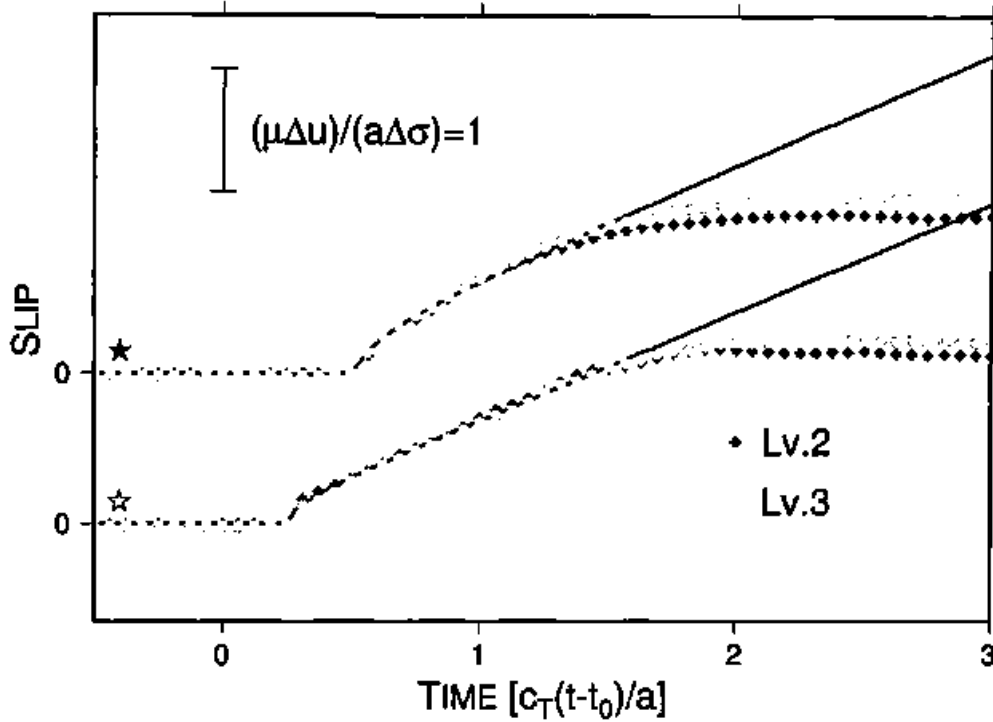


図 3.3: 運動学的円形クラック破壊問題の二点における滑り量. 円形クラックが時刻  $t = t_0$  で中心から自己相似破壊を開始し, 破壊伝播速度は  $v_x = c_T$  (せん断波速度) と  $v_y = c_R$  (Rayleigh 波速度) である. 滑り量を計算した 2 点の位置は図 3.2 に星印で示す. 実線は準動的解, 菱形印と丸印は図 3.2 の異なるメッシュ Lv.2 と Lv.3 を用いて BEM で解いた解. 時間と滑り量は無次元量にしてある.  $\mu$  は Lamé 定数,  $\Delta u$  は変位の食い違い量,  $\Delta \sigma$  は応力降下量である.

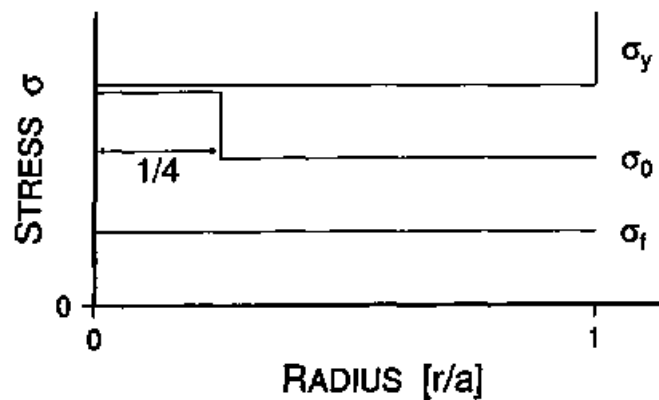


図 3.4: 円形クラック上での応力条件.  $\sigma_0$  は初期応力,  $\sigma_f$  は摩擦応力,  $\sigma_y$  は降伏応力. 半径  $r \leq a/4$  の領域は脆弱なアスペリティで, 初期応力が他の領域に比べて高く, 応力降下量  $\Delta \sigma$  も大きい. クラックの縁  $r = a$  で  $\sigma_y = \infty$  とすることでバリアを仮定.



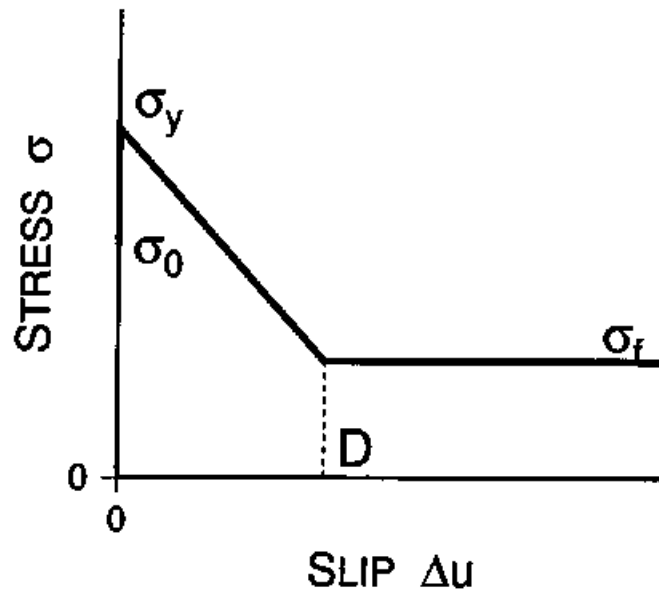


図 3.5: Slip-weakening law に従う滑りと摩擦条件の関係。摩擦応力は初期状態では  $\sigma_0$  にある。一度摩擦が  $\sigma_y$  に達すると滑りが開始し、摩擦を徐々に減らしてゆく。滑り量  $\Delta u$  が  $D$  に達したとき、摩擦レベルは定常値  $\sigma_f$  をとる。

摩擦構成則を用いればよい。用いた境界積分方程式は式 (3.29), (3.30) であり、式 (3.31) を同時に満たす。破壊伝播速度は未破壊領域  $S_2$  での破壊条件から求まり、各  $S_2$  上のノードでの破壊開始時刻を求めた上で、最終的に全境界要素を破壊領域  $S_1$  として、式 (3.29), (3.31) を用いて滑り量を計算した。アスペリティ部分では初期応力  $\sigma_0$  が周りに比べて高く、これを時刻  $t = t_0$  に降伏応力  $\sigma_y$  に等しくすることで破壊を開始させる。つまりアスペリティ部分では、周りに比べて応力降下量  $\Delta\sigma$  が大きい。ここでも破壊と滑りの停止問題を同時に解くために、クラック端のバリアを  $\Delta\sigma = \infty$  として表す。

$D$  値のみを変化させた時の、クラック中心での滑り量  $\Delta u$  を、図 3.6 に示す。  $D$  が大きいほど滑り量の立ち上がりはゆっくりしているが、その傾きである滑り速度はやがて互いに等しくなり、滑りが遅れて生じていることになる。また最終的な滑り量も、  $D$  が増加すると小さくなる傾向にある。これは Fukuyama & Madariaga(1998) に調和的な結果であり、また破壊伝播速度が  $D$  の増加とともに減少していることも示せた。尚、ここでの破壊伝播速度は、いずれの場合も凡そ  $S$  波速度  $c_T$  の 50% 程度に止まった。

### 3.4.2 外部入力波に対する球状 cavity の表面変位

内部問題と同様外部問題でも、本プログラムコードを用いた境界要素法による、解の信頼性を確認する。ここでは 3 次元無限弾性対中に球状の cavity が存在し、調和振動する平面  $P$  波が入射したときの球面変位数值解を、解析解と比較する (Pao & Mow, 1973; Kitahara & Nakagawa, 1985; 小林, 2000)。

3 次元無限弾性体中に球状の cavity を置き、この領域を  $D$  とする。境界  $\partial D$  は自由表面である。このとき前述のように、散乱変位場は放射条件を満たすので、  $\hat{u}^{sc}(= \hat{u} - \hat{u}^{in})$ ,  $\hat{t}^{sc}(= \hat{t} - \hat{t}^{in})$  を未知数と

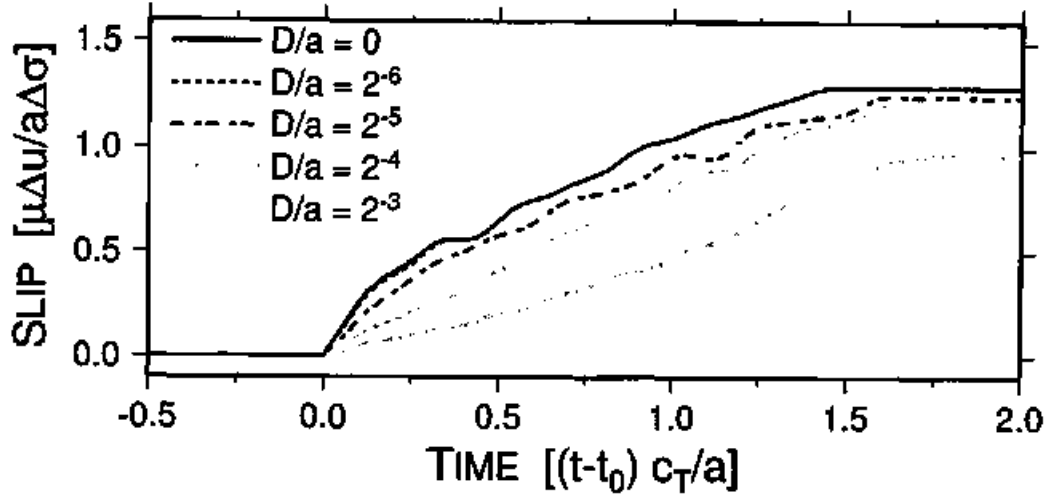


図 3.6: Slip-weakening law に従うクラック中心での  $D$  に対する滑り量.  $\sigma_y/\mu = 0.3$ ,  $\sigma_t/\mu = 0.1$ ,  $a/4 \leq r$  に対して  $\sigma_0/\mu = 0.2$  を仮定した (図 3.4, 3.5 参照). 破壊は時刻  $t = t_0$  に開始する.

する積分方程式は, 式 (3.22) から,

$$C^+ \hat{u}^{sc}(x_0; \omega) = \int_{\partial D} \hat{U}(x_0, y; \omega) \hat{t}^{sc}(y; \omega) ds(y) - \int_{\partial D} \hat{W}(x_0, y; \omega) \hat{u}^{sc}(y; \omega) ds(y), \quad x_0 \in \partial D \quad (3.32)$$

となり. ここで境界上で  $\hat{t} = 0$  であることを考慮して整理すると,

$$C^+ \hat{u}(x_0; \omega) + \int_{\partial D} \hat{W}(x_0, y; \omega) \hat{u}(y; \omega) ds(y) = C^+ \hat{u}^{in}(x_0; \omega) + \int_{\partial D} \hat{W}(x_0, y; \omega) \hat{u}^{in}(y; \omega) ds(y) - \int_{\partial D} \hat{U}(x_0, y; \omega) \hat{t}^{in}(y; \omega) ds(y), \quad x_0 \in \partial D \quad (3.33)$$

となる (小林, 2000). これを離散化して  $\hat{u}$  について解けばよい. 球状 cavity の境界要素は, 前節と同様 Everett(1997) の手法を用いて作った (図 3.7).

入射波として  $+z$  方向に伝播する時間調和な平面  $P$  波を仮定し, この波数を  $k$  とする. また球状 cavity の半径  $a$  に対し,  $ak = 0.3$ , 弾性体のポアソン比を 0.25 とする. このときの入射波の振幅  $u_0$  で正規化した表面上の極座標変位  $|u_r|/|u_0|$ ,  $|u_\theta|/|u_0|$  を図 3.8 に示す. 境界要素法を用いた解が厳密解 (Pao & Mow, 1973) によく一致している.

以上から, 用いている積分方程式の形を意図して同じにしてあるため, 内部問題と同様に高精度の解が得られることが確認できた. 但し, 補領域が有限の体積を持つ外部問題では, 見かけの固有振動数問題が存在することに注意する必要がある (付録 A.3).

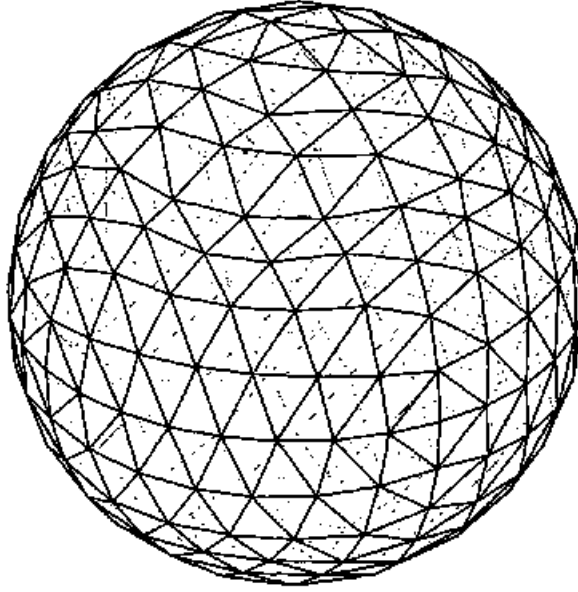


図 3.7: 球状 cavity の境界要素. 512 個の三角型境界要素と 258 個のノードで形成される.

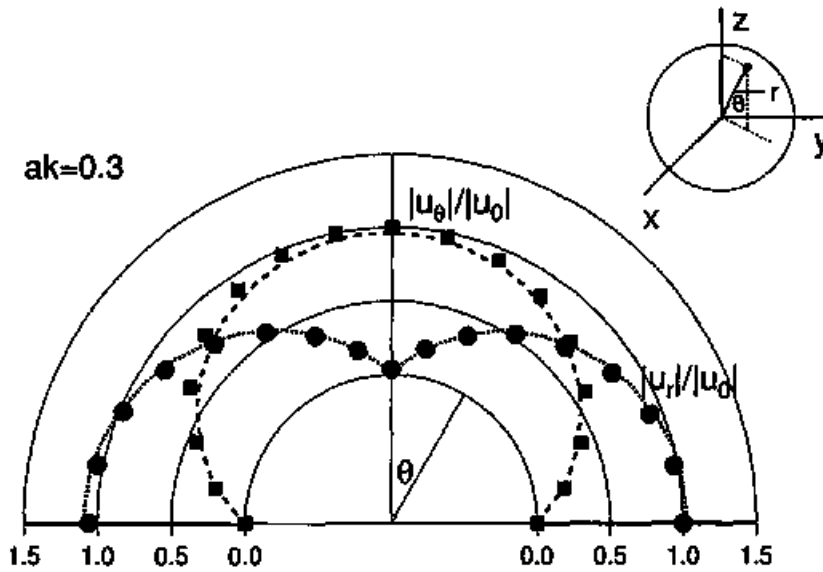


図 3.8: 単一波長の平面  $P$  波が  $+z$  方向に入射したときの球状 cavity の表面変位. 極座標変位を入射波変位  $u_0$  で正規化した. ポアソン比  $\nu = 0.25$ ,  $ak = 0.3$  の時の解を示す. ここで,  $a$  は球の半径,  $k$  は入射波の波数である. 破線は Pao & Mow(1973) による厳密解であり, 四角印と丸印は, 本研究での BEM による数値計算解である.

### 3.5 外部問題としてのクラック問題

本研究で考える散乱体は cavity ではなく、体積のないクラックである。そこで領域  $S$  で囲まれたクラックを考える。ドライなクラックを仮定することで、クラック面は自由表面であるとする。ここに入射波  $\hat{u}^{\text{in}}$  が与えられた時の、境界上の変位場を求める。

クラックの開口変位  $\hat{\phi}$  に対して、 $x \notin S$  では、積分表現式、

$$\hat{u}(x; \omega) = \hat{u}^{\text{in}}(x; \omega) + \int_S \hat{W}(x, y; \omega) \hat{\phi}(y; \omega) ds \quad (3.34)$$

が与えられる (e.g., Nishimura & Kobayashi, 1989). クラック問題では補領域のポテンシャルを考えると出来なく、前出の極限操作と同様の操作では既知の恒等の式しか得られないので、異なる極限操作をとる。Nishimura & Kobayashi(1987) に従って、表面力を計算した後に極限操作を行えば、積分方程式、

$$-\hat{T} \hat{u}^{\text{in}}(x; \omega) = \int_S \hat{T} \hat{W}(x, y; \omega) \hat{\phi}(y) dx \quad (3.35)$$

が得られる (e.g., Nishimura & Kobayashi, 1989 ; 小林, 2000; Yomogida & Beneties, 2002). 右辺の積分は有限部分をとることを意味する。解の一意性を保障するために、クラックの縁で  $\hat{\phi} = 0$  とするが、これはクラック端近傍で有限のエネルギーを有することを意味している (小林, 2000). 積分方程式 (3.35) には見かけの固有振動数は存在しない (付録 A.3). この問題に含まれる特異積分及び超特異積分を正則化する方法は、Tanaka *et al.* (1987) によってまとめられている。

2次元のクラック問題の解析解は、Mal(1970) によって与えられている。3次元のクラック問題の数値解は、Martine & Wickham(1983) や Nishimura & Kobayashi(1989) によって、単純なクラックや単色波動場の場合に対して得られている。

本研究では、3次元で多くのクラックを考慮し、連続する周波数域で計算を行うため、クラックの境界を粗くとった。Passive crack に対しては Lv.1, active crack に対しては Lv.2 である。従って、他の研究の数値解と我々の数値解をそのまま比較することができない。但し、本研究で用いる円形クラックの数値計算の解に物理的合理性があることを、次章の数値計算で示す。例えば、passive crack による一次散乱に zero-energy field が示せることや、直達波の散乱減衰  $Q^{-1}$  が  $ak \sim 1$  辺りにピークを持つことである。本論分の目的である、受動的且つ能動的構造での波動場、及び passive crack と active crack の相互作用を調べるには、十分であると考えられる。



## 第4章

# 境界要素法を用いた波動場の計算

受動的及び能動的構造を, *passive crack* 及び *active crack* で表現することで, 両特徴を含む構造内を伝播する地震波動場を計算する. 媒質を弾性体に仮定することで, 内部減衰を考えない. 従って, 減衰は全てクラックによる散乱減衰, 或いは幾何減衰に帰される. ここで用いる *passive crack* はすべてドライであり, クラック面上に自由表面が仮定される. 簡単のために, クラックの大きさはすべて半径  $a$  で等しいものとする. クラック群内の各クラックは互いに重ならず, また静的問題の立場から近過ぎないように, ランダムに, 水平に配置されたモデルを考える. このような構造に対し, 鉛直下向きから水平方向 ( $x$  方向) のみに振幅を持つ平面  $S$  波, Ricker wavelet (Richer, 1945), が入射する. 鉛直下向きから入射することは, 震央距離の近すぎない地震波が, 地表面近くではその伝播速度が遅いため, ほぼ真下から入射していることに置き換えたものである. 尚, 入射波の卓越波数を  $\omega$  とする.

まず全無限の弾性媒質において, *passive crack* を 1 個, 又は *active crack* を 1 個置き, それぞれのクラックによる散乱様式の違いと特徴を示す. その後, 半無限空間において, クラック群がランダムに分布する場合の地表での変位波形を計算する. この際, 理想化した受動的構造は *passive crack* のみによって, 理想化した能動的構造は *passive crack* と *active crack* によって, 与えられる. また, *passive crack* 及び *active crack* の数を変えることで, 不均一性を表現する. 計算波形のエンベロープのアンサンブル平均を取ることで, これらのモデルの地震波動場の統計的特性を見る.

### 4.1 *passive crack* と *active crack* の一次散乱に見られる散乱特性

*Active crack* によって散乱された地震波は, *passive crack* によるものと異なる. *Passive crack* は入射波に対して境界で散乱された二次波を生成するが, *active crack* は入射波によって破壊がトリガーされ内部エネルギーを輻射し, 同時に成長するクラック境界で二次波を生成する (図 4.1). まず, それぞれのクラックが一つだけ存在する場合の, 一次散乱の特徴を示す.

無限弾性媒質中に *passive crack* が一つあり, 鉛直下向きから  $x$  方向に振幅を持つ平面  $S$  波, Ricker wavelet が入射する場合を考える (図 4.2). 但し  $ak = 3$  とし, 時間は  $a/3c_T$  で, 長さは  $a/3$  で無次元化する. クラックによる散乱波動場を計算するためには, まず境界積分方程式を解くことで, 境界面上での変位  $\hat{u}$  を求める必要がある. 次に, これを積分表現定理に当てはめることで, 境界面上にない任意の点での変位を得る. ここでは式 (3.34), (3.35) を用いて解くことができるが, クラックの境界条件を

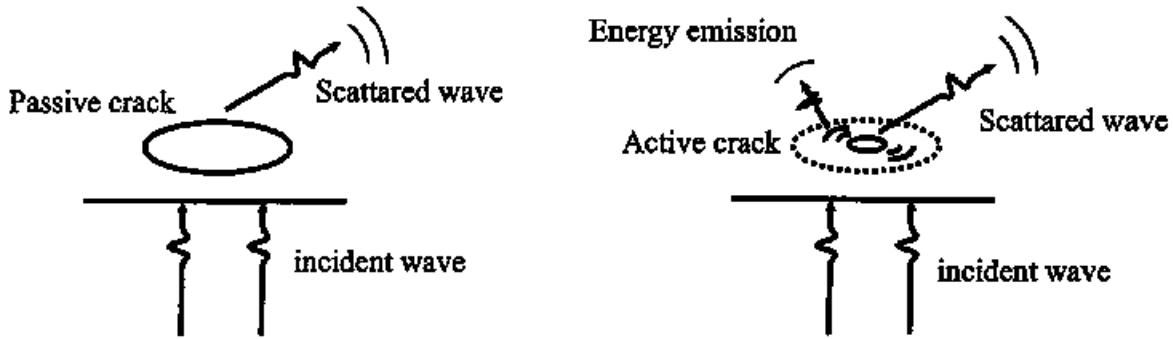


図 4.1: Passive crack vs. Active crack. Passive crack の場合、入射波に対して二次波として散乱波を生成する。Active crack の場合、破壊のトリガーにより生じた境界による散乱と、応力降下に伴うエネルギー輻射があり、これらが相互作用することで生成される波は複雑になる。

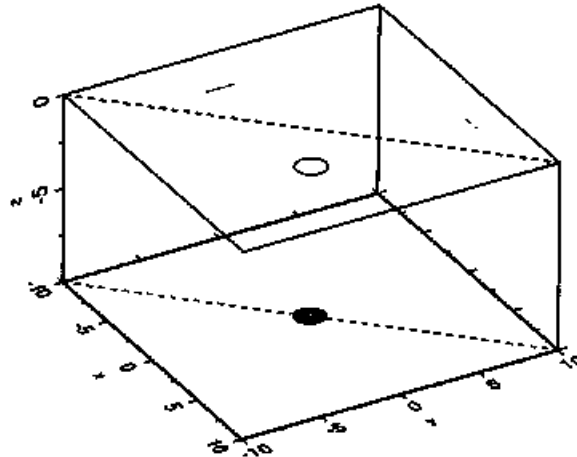


図 4.2: 無限弾性体中での円形クラックの位置.  $ak = 3$  の円形クラック (passive crack 或いは active crack) が水平に置かれ、その位置が  $xy$ ,  $yz$ ,  $zx$  面上に投影されている.  $a$  はクラック半径,  $k$  は入射波の卓越波数である.  $z = 0$  での破線は、地震波を計算する点を並べる測線である. 長さは  $a/3$  で無次元化.

自由表面であることとして、入射波の到来側だけに境界を持つクラックを仮定すれば、式 (3.25), (3.26) を用いて解くことになる。図 4.3(a) は  $z = 0$  にある測線上の点での三成分の変位波形である。クラックの真上にある点では直達波がクラックを透過しないため、zero-energy field が影として見える (e.g., Yomogida & Benites, 2002)。また直達波のほかにクラックの縁で回折した波が見られ、波線理論による走時と一致する。これらの結果は数値計算が確かであることを示す。

同様に、 $ak = 3$  なる active crack が passive crack の代わりに同じ場所に一つある場合を考える。但し、ここでは簡単のために、入射側になるクラックの下面のみを考える。従って、式 (3.25), (3.26) を用いる。このクラックは予め入射波を散乱させる境界を持っておらず、破壊完了後の最大クラック半径を  $a$  として、 $r \leq a/4$  を脆弱なアスペリティとした (図 3.4)。滑り方向はクラック下面で  $+x$  方向の

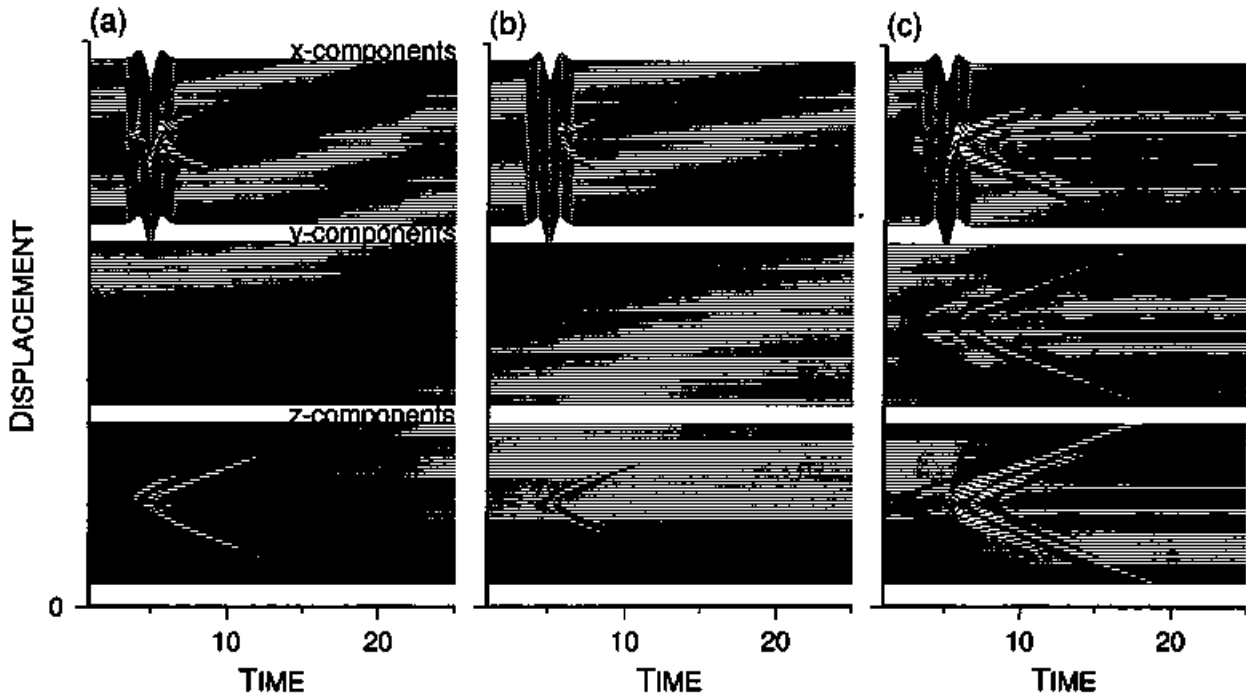


図 4.3: 図 4.2 のモデルに、平面波が鉛直下向きから入射することによる変位波形。入射波は  $S$  波の Ricker 波で、 $x$  方向のみに振幅を持ち、最大振幅  $|u_{\max}| = 3.6 \times 10^{-3}$  ( $t = 0, z = -5$ )。時間は  $a/3\sigma_T$  で無次元化。(a) passive crack モデル。測線上での  $x, y, z$  の三成分変位波形がこの順に示されている。測線上の点は、図 4.2 で  $(10, 10, 0)$  から  $(-10, -10, 0)$  の間に線状に配置されており、図ではそれぞれの成分において、上方から下方に並べた。(b) 応力降下に伴うエネルギー輻射を除いた active crack モデル。破壊完了面は自由表面である。(c) active crack モデル。破壊完了面は自由表面。クラック下面での滑りは  $+x$  方向のみ。半径  $r \leq a/4$  のアスペリティ部分では、 $\Delta\sigma/\mu = 0.1$ ,  $|\sigma_y - \sigma_0|/\Delta\sigma = 0.1$ ,  $\sigma_0 = 2\sigma_0|_{a/4 < r < a}$ 。

みとし、破壊は滑り方向への表面力が降伏応力を越えたときに誘発される。破壊後のクラック面の領域は、直ちに自由表面になる。即ち、 $D = 0, \sigma_f = 0$  に相当し (図 3.5)、破壊と滑りが完了後、active crack は波動場に対して受動的になる。Active crack は潜在的に表面力を、 $\Delta\sigma$  として持っている。ここで、クラックの破壊に伴う変位の食い違いと同時に、与えられた面内で自発的に形状変化して広がる境界面による、散乱問題を解かなければならない。ここに、これまで独立にしか解かれていなかった問題を同時に解く必要が現れ、散乱波動場を求める目的で本研究により初めて解かれた。

具体的な計算方法を以下に述べる。まず active crack の破壊開始時刻を与える必要がある。これは入射波が与えられているので、クラック面上での表面力が計算され、得ることができる。次に、境界積分方程式 (3.26) を用いれば良いが、特に、境界要素が広がる場合について注意が必要である。我々は外部問題においてクラックが未発達な所、即ち破壊が伝播していない所は、境界が存在していないと考え、時間域では擬似的に 0 とし、ポテンシャルを与えない意味で表現する。つまり積分方程式を離散化したとき、境界上の  $j$  番目のノード  $y_j$  に対する微小面積  $\Delta s(y_j)$  について、未破壊域の表面力と境界条件



から求まる破壊フロントの到達時刻  $t(y_j)$  を用いて,

$$(\cdot)\Delta s(y_i) \rightarrow (\cdot) * \left[ \Delta s(y_i) \left( \frac{-e^{i\omega t(y_j)}}{i\omega} \right) \right] \quad (4.1)$$

とすればよい. ここで \* は合成積をとることを意味する. これは時間域では, 時刻  $t(y_i)$  にステップのあるステップ関数を掛けたことに相当する.

Passive crack の場合と同様の入射波が, active crack に入射した場合の計算波形を計算した (図 4.3(b), (c)). エネルギー輻射とクラック境界による散乱が同時に存在するので, 自由表面の生成に伴う散乱のみを見るために, エネルギー輻射分を取り除いた波形も見る. これは境界が成長し変化する passive crack による入射波の散乱を見ることに相当し, 数値シミュレーションの上では可能である. またクラックは下面で  $+x$  方向のみに滑るものとする.

境界面積が増加するクラック境界による散乱波の場合 (図 4.3(b)), 直達波の初期フェーズに, 散乱体の存在による影が明瞭に確認できない. 入射波の最初のフェーズでは, まだ脆弱なアスペリティ部分の破壊が始まっておらず, 波は透過している. その後クラック面に働く表面力により, クラック面での応力が降伏応力に達すると破壊が始まり, 新たに境界が形成されることで, 入射波が散乱され始める. クラックが成長していく過程で生じた散乱波も, 遠方では殆ど見えない. これは入射波が通過している間, クラックが未発達のために, クラックの形状による入射波の散乱が弱いことを意味する. クラックの破壊に伴うエネルギー輻射も考慮した場合 (図 4.3(c)), クラックの形状が形成され始めると同時に, 輻射されたエネルギーが計算される. ここでも, クラックによる初期フェーズの影の部分が明瞭には確認できない. 生成されたクラック境界による散乱波のほかに, ダイナミックトリガリングに伴い, クラックを震源とする新たな地震波が, 同時に直達波の後ろに見られる. この場合, 主に near-field term を含む. 破壊開始時刻と応力降下量の大きさによって, 直達波部分の振幅には, 減少と増加の両者の可能性がある.

## 4.2 クラック群による多重散乱

これら二種類のクラックを用いて, 半無限弾性媒質中における波動場をシミュレーションする. クラックが複数存在するとき, その多重散乱は散乱波動場で重要な役割を担っている (e.g., Frankel & Clayton, 1986; Yomogida & Benites, 1995). これは既に BEM で表現している.

一方で地表とクラック群との間の多重散乱は, 入射波に対する地表からの反射波を自由場の一部として近似する. つまり実際の入射波  $u^{in}$  に対する反射波  $u^{ref}$  を考慮して, 自由波動場を  $u^{in} \rightarrow u^{in} + u^{ref}$  として計算する. これは地表とクラック群との間の三次以上の多重散乱を無視することになるが, 統計的にクラックが地表に非常に近くなく, また非常に長い時間に及ぶ波形を見ない限り, この近似は十分であるとする.

厳密には地表の存在は, 地表を境界要素で表すか, 或いは別の方法として, モデルに適したグリーン関数を積分方程式の中に組み込めば良い. しかし, 前者は数値計算上現実的でなく, 後者には reflectivity method (e.g., Fuchs & Müller, 1971; Kennett & Kerry, 1979; Müller, 1985) や discrete wavenumber decomposition (e.g., Bouchon, 1981), またこれらの手法を用いて水平成層構造の応力場を計算する方

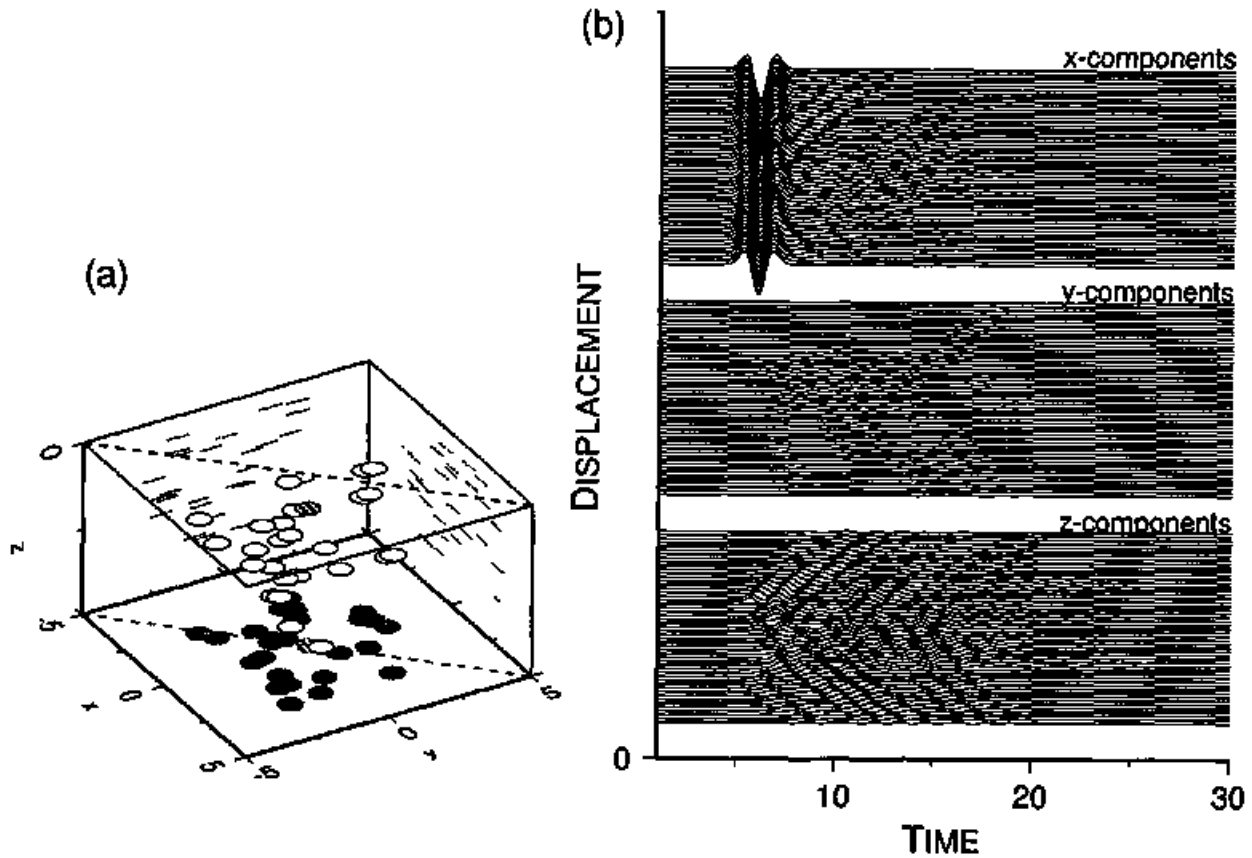


図 4.4: (a) 半無限弾性体における 26 個の円形クラック配置. 白色クラックは 25 個の passive crack, 斜線の入った 1 個のクラックは active crack. 全てクラックは水平に置かれ,  $xy$ ,  $yz$ ,  $xz$  平面に投影されている. 表面の破線は測線である. 長さは  $a/1.27$  で無次元化. (b) active crack を除いた 25 個の passive crack のみのモデルによる, 測線上の点に対して計算された変位波形. 測線上の点での三成分の変位波形を, それぞれに示す. 測線は  $(5, 5, 0)$  から  $(-5, -5, 0)$  の間に線状に配置されており, 図ではそれぞれの成分において上方から下方に並べた.  $ak = 1.27$  とし, 時間は  $a/1.27c_T$  で無次元化.  $t = 0, z = -6$  から平面  $S$  波が入射. Ricker wavelet の最大振幅  $|u_{\max}| = 1.9 \times 10^{-2}$ .

法 (e.g., Cotton & Coutant, 1997) があるが, いずれにしても計算量が増える. 本研究は active crack と passive crack による散乱波動場の違いを調べることに主たる目的である.

まず passive crack だけが 25 個, ランダムに分布している構造を考え, 理想化した受動的構造とする. 図 4.4(a) に示すように, クラックは水平に分布している. このモデルでは  $ak = 1.27 (ak_L = 0.73)$  を仮定した. 時間は  $a/1.27c_T$  で, 長さは  $a/1.27$  で無次元化した. 図 4.4(b) は測線上での 3 成分の変位波形を示したものである. 直達波の到達後コーダ波がよく見え, 時間とともに振幅が小さくなる. 入射変位は  $x$  成分のみであったが, 境界面による散乱や, 回折, 変換といった現象により,  $y, z$  成分にも変位が記録されている. 図 4.5 に地表での変位を時間を追って示す. 但し, 変位量を見やすくするために, 実際に計算で得られた振幅を 100 倍している. 図 4.4(b) と同様, 直達波到達後しばらくコーダ波として散乱波が見られるが, 時間とともに振幅が小さくなってゆく. 平面  $z = 0$  のみで見れば, 水平に

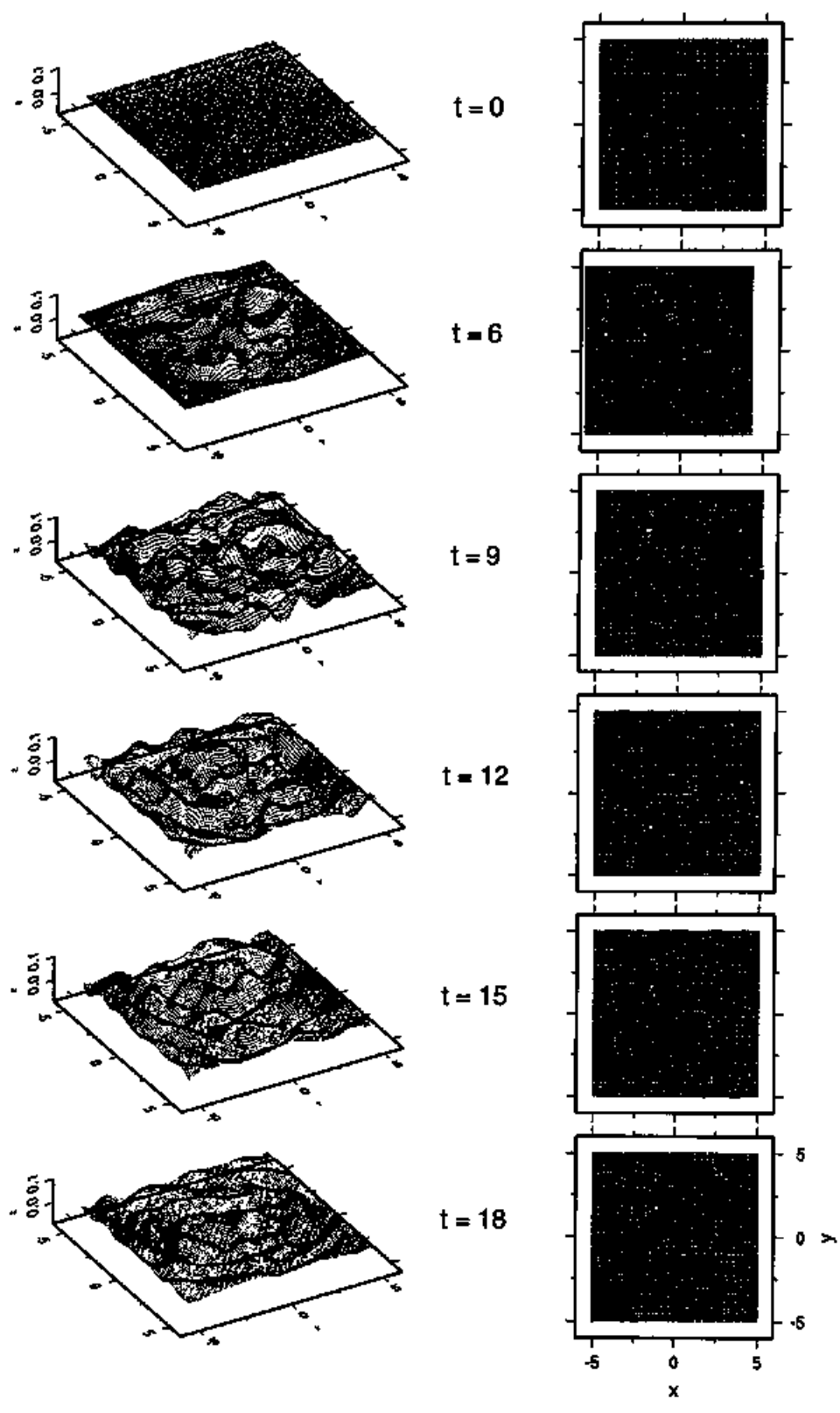


図 4.5: 25 個の passive crack モデルの各時刻における地表での変位量. 図を見やすくするために, 計算で用いた変位量を 100 倍している. 左図は三次元的に見たもので, 右図は平面  $z=0$  に投影したもの, 即ち  $x, y$  成分のみである.

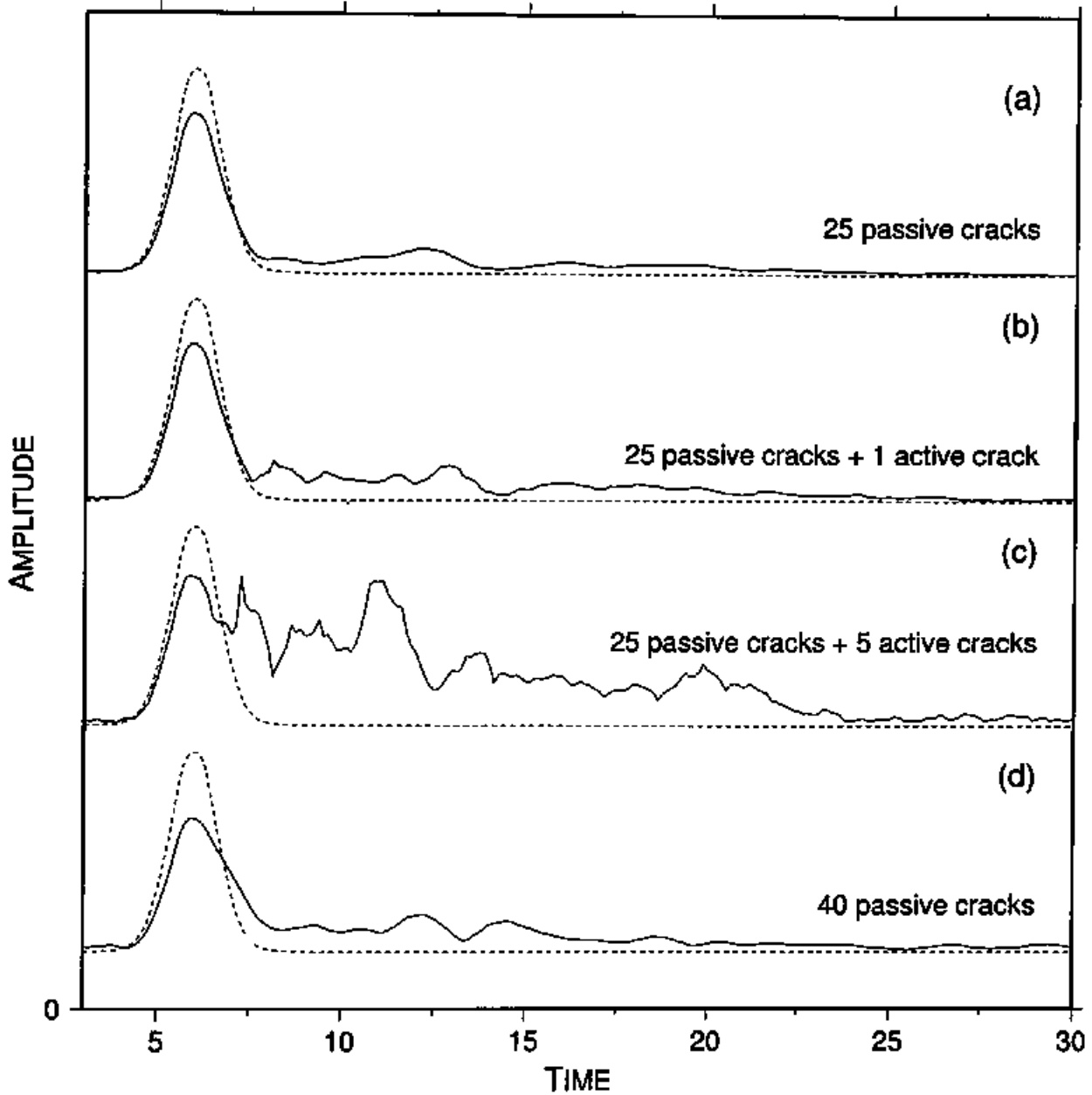


図 4.6: 4つのモデルに対するエンベロープのアンサンブル平均。エンベロープは、変位波形を速度波形に変換した後、これと、このヒルベルト変換により求められた波形の、二乗振幅の和の平方根を取ることで得る。それぞれのモデルにおいて、クラック配置図に表示された地表に均一に  $441 (= 21^2)$  の点を配置し、これら全ての点でのエンベロープの平均振幅を、アンサンブル平均 (実線) とした。比較のために、破線は散乱体を含まない半無限弾性体における、入射波のエンベロープを示す (a) passive crack が 25 個のモデル, (b) passive crack が 25 個と active crack が 1 個のモデル, (c) passive crack が 25 個と active crack が 5 個のモデル, (d) passive crack が 40 個のモデル。

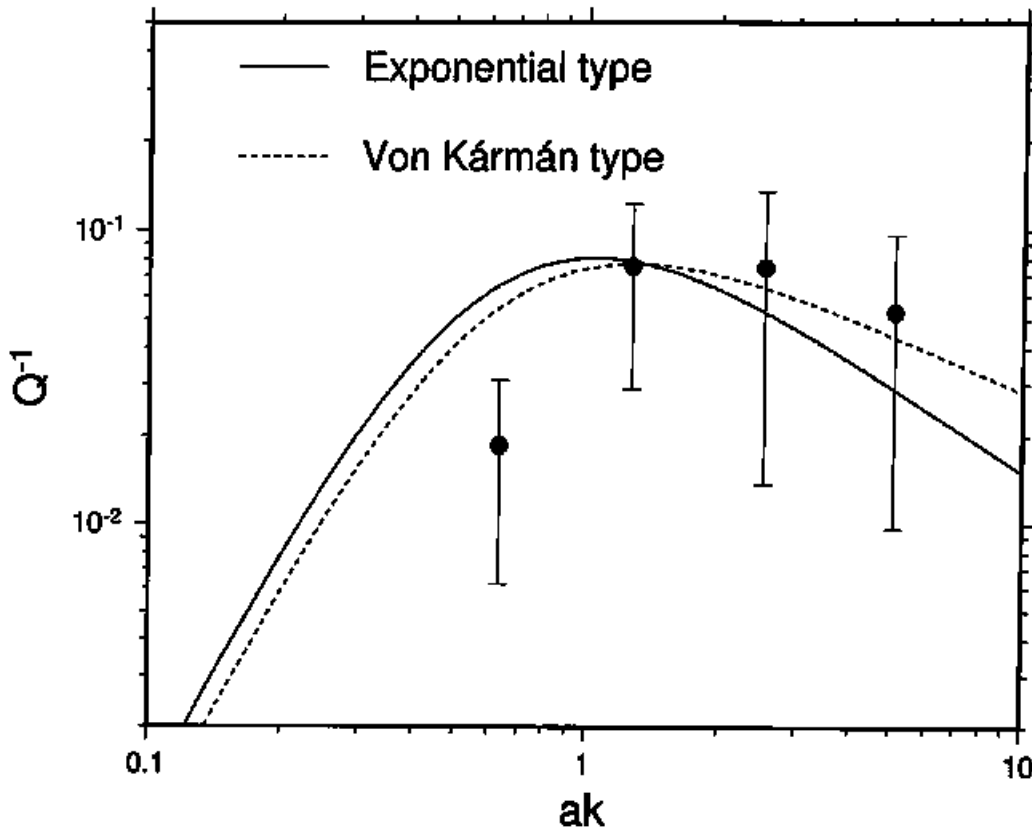


図 4.7:  $ak$  に対する散乱  $Q^{-1}$  値. Passive crack が 25 個のモデルを用いて、入射 Ricker wavelet の卓越波数  $k$  を変化させて計算した. 各  $ak (=0.64, 1.27, 2.54, 5.08)$  に対する  $Q^{-1}$  の平均は黒丸で、標準偏差をエラーバーで示す. 曲線は一次散乱モデルを示しており (Wu, 1982),  $ak = 1.27$  で交わるように描いている. これら曲線は、相対速度変化の相関関数が、指数関数型と Von Kármán 型 (ガンマ関数の引数  $m = 1/3$ ) の場合の  $Q^{-1}$  を示す

横たわる円形クラックから、散乱波が生じていることがよくわかる. 図 4.4(b), 4.5 だけでは直達波の減衰は分かりにくいので、図 4.4(a) に示した地表でのエンベロープのアンサンブル平均を図 4.6(a) に示す. ここでは図に示したモデルで計算された場合のみのアンサンブル平均を示すが、クラックがランダムに配置されているので、測線上の点の位置が異なれば、その点から見たクラック配置は互いに異なり、このアンサンブル平均は意味を成す. 示した図とは異なるが、同様にクラックをランダムに配置したモデルで計算した場合でも、同様の傾向が見られることを確認している.

図 4.6(a) のアンサンブル平均から、明らかに直達波エネルギーが散乱され、その分のエネルギーが遅れてコーダ部分に到達していることが分かる. コーダ振幅は時間と共に徐々に減少して行く. 直達波の減衰は、モデルに内部減衰を与えていないために、全て散乱減衰によるものと考えられる. 従って、この振幅から直達波に見られる散乱減衰  $Q^{-1}$  の値を求めることが出来る. 直達波のオンセットからピークまでの、散乱を受けたエンベロープの総エネルギーと、散乱を受けていないエンベロープの総エネルギーを用いて  $Q^{-1}$  を求める. この二つのエンベロープのピークの振幅を用いても、 $Q^{-1}$  に殆ど変化は

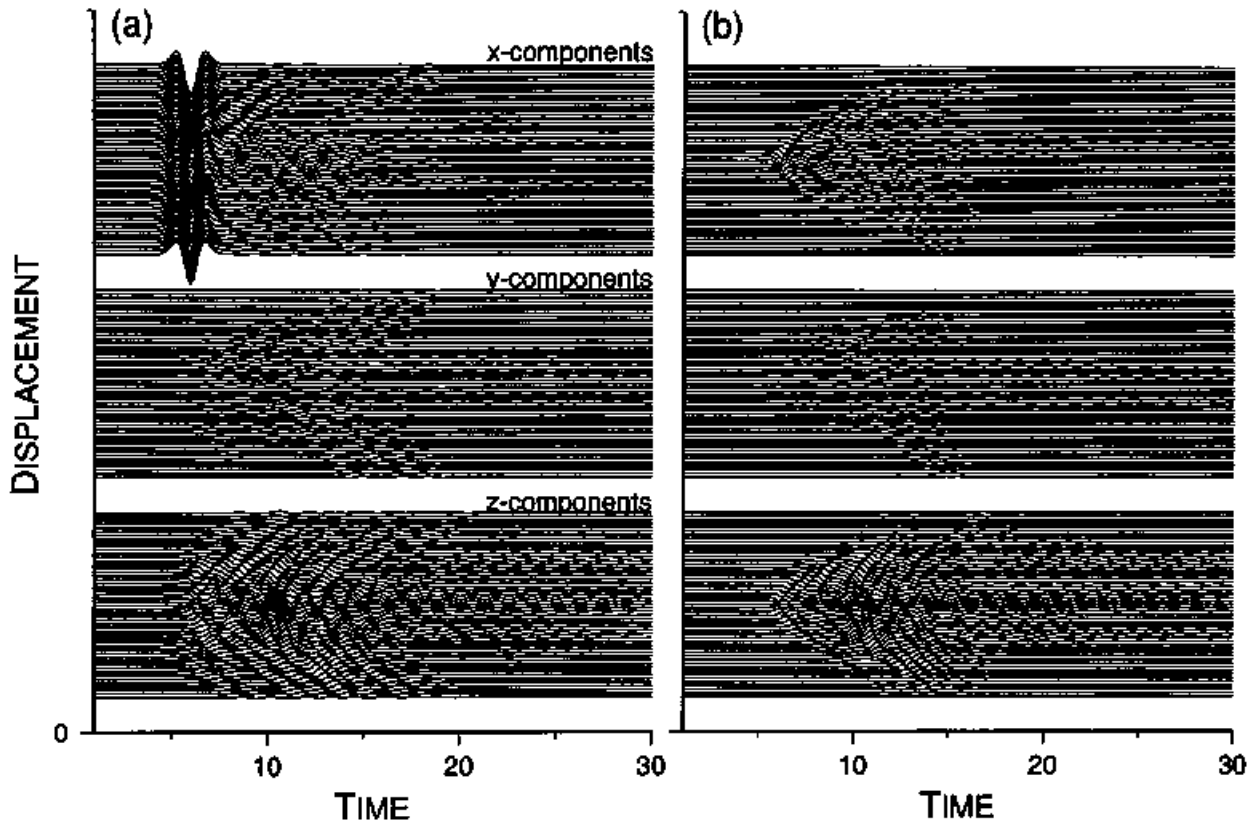


図 4.8: (a)25 個の passive crack と 1 個の active crack によるモデルに対して計算された測線上での変位波形. Active crack の  $r \leq a/4$  のアスペリティ部分では  $|\sigma_v - \sigma_0|/\Delta\sigma = 0.05$ ,  $\Delta\sigma/\mu = 0.1$ , その他では  $|\sigma_v - \sigma_0|/\Delta\sigma = 1$ ,  $\Delta\sigma/\mu = 0.05$ . (b)「25 個の passive crack」モデルと「25 個の passive crack と 1 個の active crack」モデルの違い. この変位波形は, 図 4.8(a) から図 4.4(b) を, それぞれの測線上の点と成分において引くことで得られる.

ない.

クラック配置をそのままにして, 入射波の卓越波数  $k$  を変化させ,  $ak$  に対する  $Q^{-1}$  の値を求め, これを一次散乱モデルから求められている関係 (Wu, 1982) と比較する (図 4.7). 一次散乱モデルには, 相対速度変化の相関関数が Exponential 型と Von Kármán 型の場合を示す. 尚, 一次散乱モデルにおける  $ak$  と  $Q^{-1}$  の関係は, Foldy(1945) の近似を用いた結果としても理論的に得られている (Kawahara & Yamashita, 1992). 一般に  $ak \sim 1$  のとき散乱が最も強いとされおり (e.g., Sato & Fehler, 1998), これは散乱に関する他の理論的研究結果からも支持され (e.g., Kawahara & Yamashita, 1992; Yomogida & Benites, 1995), 我々の 3 次元の数値計算でも示すことができた.  $ak < 1$  では  $Q^{-1}$  が一次散乱モデルに比べ小さくなっているが,  $ak \sim 1$  での多重散乱が強く, 相対的に小さく見えているだけであって, 多重散乱の影響によるということが知られている (e.g., 河原, 2001).

次に, 上述の 25 個 passive crack モデルに 1 個の active crack を加え, 理想化した能動的構造とし (図 4.4(a)), 真下から同様の Ricker wavelet が入射する場合を考える. 但し active crack の特性は, 一次散乱の場合と同様に半径  $r \leq a/4$  は脆弱なアスペリティで, クラック下面は  $+x$  方向のみに滑る.

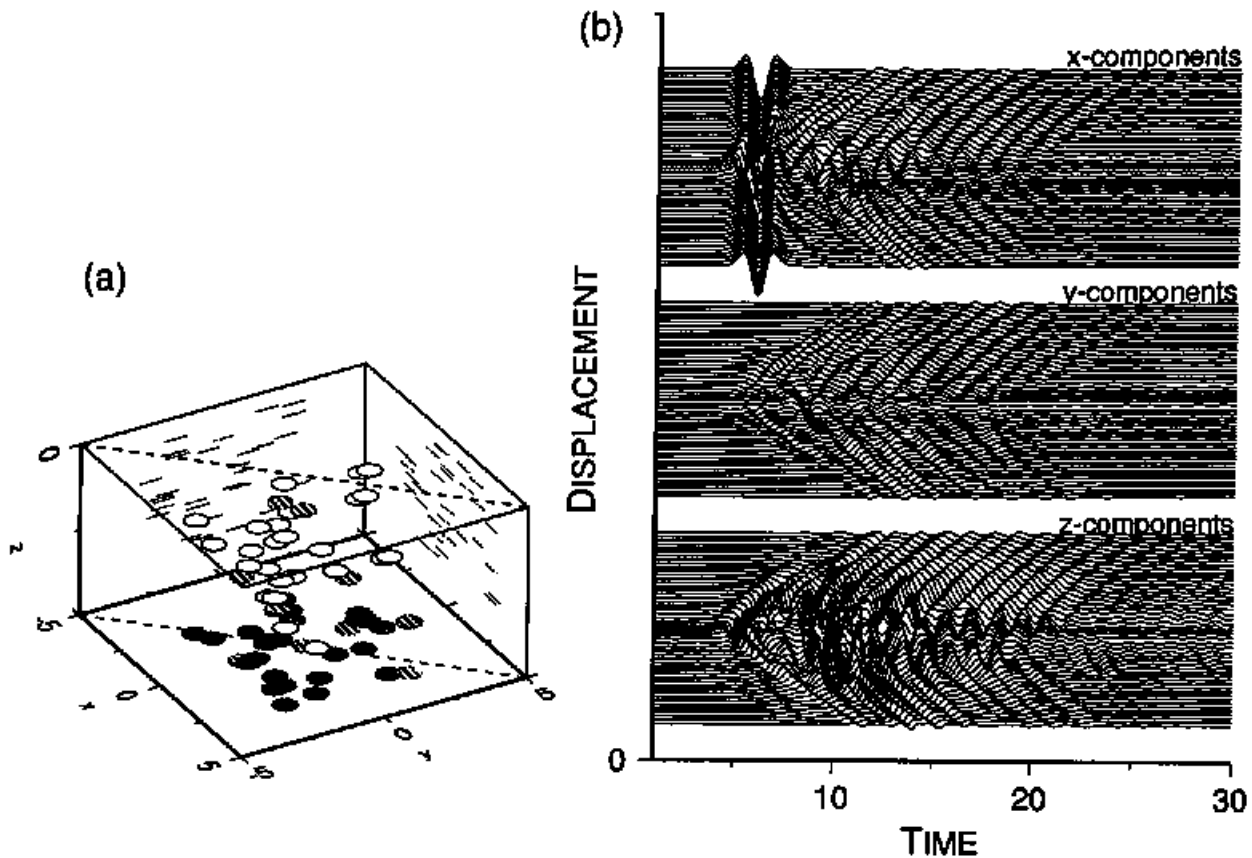


図 4.9: (a) 半無限弾性体における 25 個の passive crack の配置と 5 個の active crack の配置。  
 (b) 地表の測線上での変位波形. 5 個の active crack には, 確率的に破壊遅延時間, 0.00, 0.28, 0.69, 4.04, 8.95 が, それぞれ与えられる.

Active crack は必ずしも周囲の応力場を反映した配置ではないが, 本研究の目的である散乱様式の研究には影響しないと考える. この能動的構造における波動場は, 受動的構造において, 入射波に active crack から輻射される波を足し合わせて, 新しく入射波とみなしたものに等しいように思えるかもしれない. もしそうであれば, 内部問題と外部問題を同時に解く必要がなく, 数値計算の負担を軽減することが出来る. ところがこの場合, active crack での複雑な境界条件を満たすことが出来ない. これは全ての境界が予め存在することになるからであり, 我々の数値計算モデルでは適当な表現ではない.

この問題では, active crack の破壊開始時刻を, 予め与える必要がある. これは passive crack のみの波動場を計算した上で, active crack に働く表面力を計算することで, 得ることが出来る. その後, 破壊開始時刻も組み込み, 改めて境界積分方程式を解く

この能動的構造を伝播する波で, 図 4.4(a) に示した測線上での三成分の変位波形を図 4.8(a) に示すコード波振幅が passive crack だけの場合に比べて強くなっている (図 4.6(a), (b)). これを明確にするために, passive crack だけの場合との変位波形の差をとると, active crack が存在することによって, 強いコード波が付け加わっていることが分かる (図 4.8(b)). まず active crack からの直達波が到着した後, コード波が見られる. 後者は主に, active crack での応力降下によって輻射されたエネルギーが,

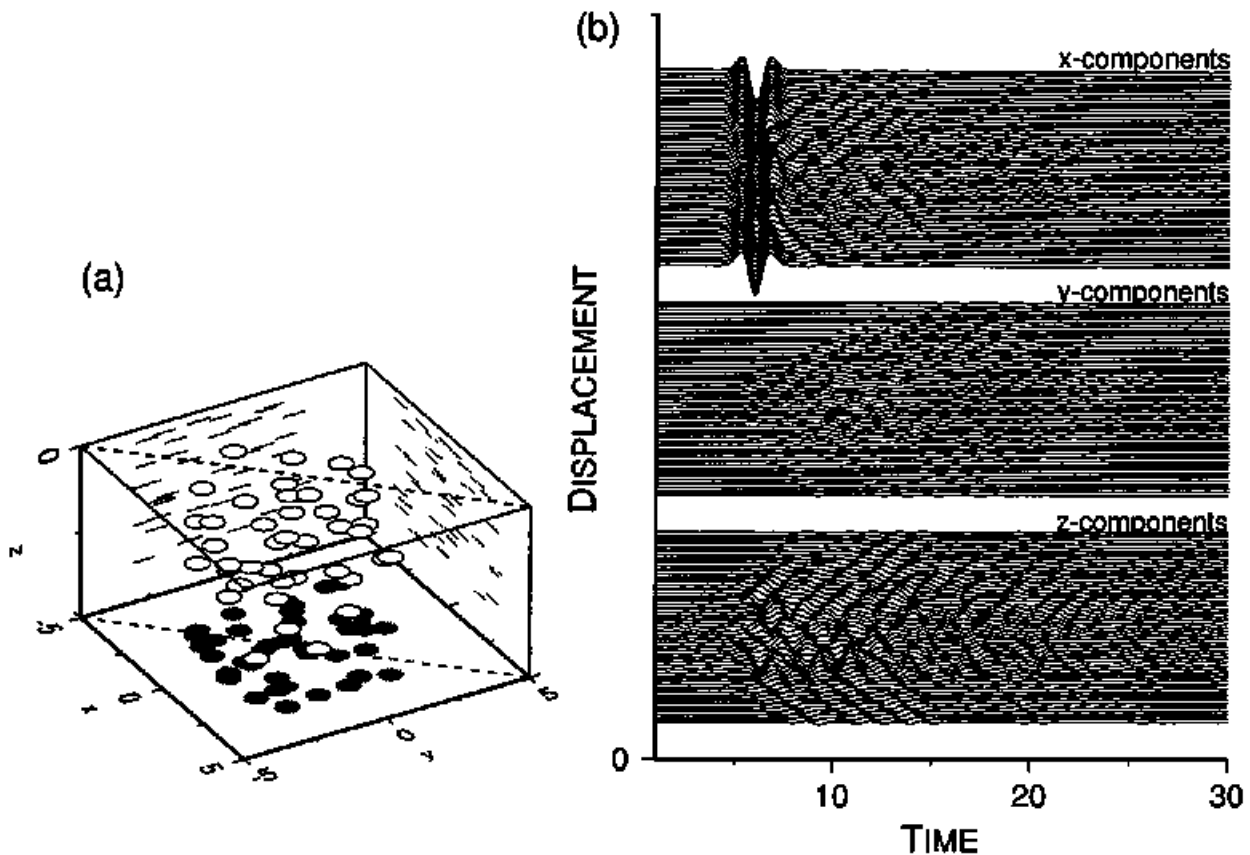


図 4.10: (a) 半無限弾性体における 40 個の passive crack の配置. (b) 地表の測線上での変位波形.

クラック間で多重散乱された後に到着したと考えられる。従ってこれらの差は、active crack の応力降下量に依存するものである。

更に、同様の active crack を 4 個増して 5 個にした場合 (図 4.9(a)) の計算波形を示す。クラックの特性は前出と同様である。但し、実際に地震のダイナミックな誘発が、破壊条件を満たした後、時間が遅れて発生していることを考慮するために、ここでは破壊条件に遅延時間を与える。この数値計算では stress corrosion 等の概念を代用する意味で、ある任意の active crack が破壊条件を満たしても直ちに破壊を開始せず、確率的にある与えられた遅延時間を経過してから、破壊を開始することを仮定する。全ての active crack は破壊する。入射波は前出と同様である。このときの計算波形を図 4.9(b)、及びエンベロープのアンサンブル平均を図 4.6(c) に示す。Active crack を増やしたことで、前のモデルの場合より強いコーダ波が発生している。これは active crack での応力降下により、波動場の総エネルギー量が増加していることによるものである。Active crack が他のクラックに囲まれることで、より強い多重散乱が起きる。直達波の減衰について、前の二つのモデルとの間に顕著な違いは見られない。このタイムウィンドウ内で示した、これら active crack が存在した場合の波形の特徴は、単に passive crack を増やしただけでは説明できない。

図 4.10 に passive crack を 40 個にした場合のクラック配置モデルと計算波形を、図 4.6(d) にエンベ



ロープのアンサンブル平均を示す。入射波には同様の Ricker wavelet を仮定した。クラック密度が増加した分、直達波の散乱減衰やコーダ振幅は、passive crack が 25 個の場合に比べて大きくなる。しかし波動場の総エネルギーが限られているため、コーダ振幅の大きさに限界がある。

四つのモデル (25 passive cracks, 25 passive cracks + 1 active crack, 25 passive cracks + 5 active cracks, 40 passive cracks) における、地表の変位波形から計算されたエンベロープのアンサンブル平均は、図 4.6 に示されている。比較のために、入射波のみのエンベロープも同時に示してある。コーダ振幅は、active crack や passive crack の数が増えると、大きくなる。Active crack の場合、コーダ波の強さは応力効果量にも因ることは、既に述べたように明らかである。Active crack を含むエンベロープに所々見られるピークは、主に active crack の破壊に伴い放射された直達波である。また 10-15 秒に見られるエンベロープの山は、地表とクラック群との間の二次散乱による。Passive crack の数が増えると、直達波の初期フェーズの振幅が散乱減衰する。Passive crack 中に active crack を配置したときは、一次散乱の場合に示した事からも推測されるように、直達波の減衰には余り関与せず、寧ろコーダ波の振幅レベルを増加させる。これらの結果は、このモデルにおける active crack の存在の重要性を示している。

Active crack はエネルギー輻射により強いコーダ振幅を作り出すが、初期振幅には殆ど寄与しない直達波の散乱減衰は、境界が成長しつつある active crack に因るものではなく、passive crack に因るものである。

## 第5章

# 散乱波動場の計算結果の考察とまとめ

### 5.1 数値計算上の考察

クラック間の多重散乱の効果は、波動場において非常に重要な役割を果たし、無視することが出来ない (Frankel & Crayton, 1986; Yomogida & Benites, 1995). Active crack が存在するときのコード波部分には、多重散乱の影響がより強く見られる。特に能動的構造中で、active crack が他の複数のクラックによって囲まれているとき、無限遠方で放射条件を満たすものの、active crack から輻射されたエネルギーがそれら囲むクラックをすぐに超えて伝播することは難しい。囲んでいるクラックは、多重散乱によりエネルギーをそれらの間に閉じ込め、徐々に外に放出するため、コード振幅をより大きくする。図 4.9 に見られた振幅の大きいコード波は、破壊に伴う波の直達波だけでなく、多重散乱による効果も大きい。従って active crack と passive crack の配置が重要になる。

クラックはランダムに配置したが、異なるランダムな配置でも、クラックの数や特徴が変わらない場合、同様の波形が計算されることを確認している。しかし active crack を含む場合、上に述べた理由により、コード波形は地表面上の位置によって大きく異なるが、統計的にコード波振幅は一様に大きくなる。

能動的構造を伝播する弾性波は、active crack が 1 個のみが存在する場合で示したように、波動場の総エネルギーがトリガー後に増すので、コード波振幅のみが大きくなると期待される。実際、passive crack を含む受動的構造に active crack を配置することで、能動的構造とした場合の波動場計算の結果に、このことは良く示されている。もし active crack の破壊がトリガーされなかったら、構造は受動的に反応するが、潜在的には能動的構造のままである。ここでクラック密度が同じ条件の下で、受動的な散乱場の時と、幾つかの active crack の破壊がトリガーされた後それ以上トリガーされなかった時とを比べると、構造中の active crack の有無に関わらずコード波の振幅減衰は変わらない。散乱体の密度が一定であれば、コード振幅レベルが異なるだけで、コード  $Q$  は変化しない。これは全てのクラックは受動的に振る舞い、総エネルギーが異なるだけで、波動場はこれらのクラックのみによって支配されるからである。

地表の効果を、反射波と入射波の波動を足し合わせた自由場を用いて、近似的に表現した。これは最も数値計算量が少なく済む方法であった。実際に図 4.6 に見られたように、10–15 秒あたりの本来予測されるコード波の振幅に付け加わった、地表とクラック間の二次散乱波は、直達波に比べて小さく、

三次以上の散乱は非常に弱いと考えられる。更に長時間の波形を見ないので、十分合理的な近似であったことが分かる。

## 5.2 現実的な構造への適用に関する考察

Active crack の破壊を励起するために、クラックの配置と入射角度の関係から、本研究では  $S$  波を入射波に採用したが、 $P$  波が入射しても破壊は励起され得る。トリガーと散乱には、入射波の進行方向或いは振幅の向きと、クラックの法線ベクトルに関わる問題を含む。実際のクラックは、例えば断層帯に沿って高い密度を持ち、断層の走向や傾斜に従い分布していることが、室内実験 (Reches & Lockner 1994)、野外調査 (Vermilye & Scholz, 1998)、数値シミュレーション (Yamashita, 2000) から知られている。この時、仮定する active crack には、断層面に働く応力と同様に、周囲の応力場を反映した外部応力が働くので、より現実的である。

不均質性を表現するために、広い領域でクラック群の密度を大きくすることは、クラックの数を増やすことになり、著しく計算量が増す。ここで境界要素の数が増えたとき、多重極境界要素法が有効である (e.g., Fujiwara, 2000; 小林, 2000)。

実際に存在する active crack 相当の震源の場合、モデルのように理想的ではなく、破壊開始前でも直達波は散乱されうるので、観測される直達波はより減衰を受けるはずである。しかし、このような一見 passive crack のように応答する場合でも、付加的な active crack は passive crack のみの場合に比べてコーダ波部分に大きな振幅を与える。なぜならば、active crack が破壊後受動的になることで、クラック間の多重散乱が強くなることもあるが、active crack の応力降下によって、波動場の総エネルギーが増加されるからである。従って、受動的構造では十分に説明できないコーダ波を生成することになる。更に、破壊完了後は摩擦応力  $\sigma_y$  が 0 まで落ち込んだままのモデルを仮定したが、実際には  $\sigma_y \neq 0$  の場合や歪の蓄積が回復することも考慮する必要がある。

実際の構造に関して言えば、内部減衰も考慮しなければならない。従って、直達波とコーダ波のエンベロープや振幅は、三つの要素によって支配されていると考えられる。即ち、内部減衰、散乱減衰、エネルギー輻射、である。前二つの要素は地震波の減衰要因として良く知られており、実際にこれらが分離されて決定されている (e.g., Hoshiya, 1993)。これらは構造の物理的性質を表しており、温度、粘弾性、不均質の大きさなどに帰着され、地震学的な構造の解釈に役立っている。三番目の要素は、他の二つが減衰の効果を持つものに対して、能動的構造の存在により波動場にエネルギーを輻射するという負減衰の効果を持つ。これら三つの要素が波形を決定する要因を担っていることは、能動的構造を検出することを難しくするように思われる。しかし初節で説明したように、構造中には微小震源が存在し、能動的構造を構成していることが指摘されている。それらのマグニチュードが大きい時は、ダイナミックトリガリングによる誘発地震として観測されている。本研究では active crack は  $ak \sim 1$  と、クラックサイズが大きい場合を示したが、エネルギー輻射のみを考えれば、理想化したモデルでは微小震源は単に規模が小さいというだけで済む。つまり数値シミュレーションの中では、半径  $a$  と応力降下  $\Delta\sigma$  のとり方に関わるだけの問題であり、エネルギーを輻射するという active crack としての特徴は変わらない。

我々のモデルでは、応力が降伏応力に達したとき破壊は開始するとしたが、これは寧ろクーロン破

壊応力変化として知られるような、近地での応力の静的変化によって誘発する概念に似ている (Harris, 1998; Hardebeck *et al.*, 1998; Wang & Chen, 2001; Toda *et al.*, 2001). 地震波が通過することによって誘発される場合は、ダイナミックトリガリングとして、降伏応力が初期応力に落ち込む場合も含めて考える必要がある (Kilb *et al.*, 2000; Gomberg *et al.*, 2001). Voisin (2001) は、2次元のダイナミックトリガリングのモデルを提唱している。本研究には、破壊遅延時刻を説明するにあたり、どのように active crack が誘発されるかという問題が残されている。25個の passive crack と5個の active crack を用いたモデルでは確率的に破壊遅延時間を与えたが、歪を加速させる stress corrosion を考えることが挙げられる (e.g., Okui & Horii, 1997; Main, 1999). 後者の場合には、地震波による擾乱によって、変形がダイナミックトリガリングのための数値値を超え、断層強度が弱くなることにより破壊が開始すると考えられる (e.g., Gomberg, 2001).

### 5.3 能動的構造の検出に関する考察

数値実験による計算波形から、passive crack と active crack を分離同定するためには、passive crack のみの理想化した受動的構造での波形と、active crack が加わった理想化した能動的構造での波形の、両者が必要となる。この波形の差をとれば、例えば図 4.8 で示したように、active crack からの直達波やコーダ波が分かるため、active crack の震源特性や passive crack との位置関係が推定できる。

しかし実際の構造においては、数値計算のように同一地域に能動的構造と受動的構造を与えることはできず、また再現性がない。そこで、能動的構造の有無を推定するためには、以下の二つの方法が考えられる。一つは、同一観測点に対して、観測期間が異なっても同一の入射波が与えられるよう、同一の震源を仮定する方法である。これは、非常に数の多い余震や群発地震から、同じ震源特性を持つ地震を選び出すことで、時刻を異にする同一入射波を仮定できる。構造の受動的な部分に大きな時間変化がなく、これらの散乱波、又はエンベロープ波形に違いが見られれば、観測点近くの能動的構造の活動の変化が推定できる。もう一つの方法は、遠地地震波を入射波に用いる方法である。この時、互いに近接した観測点では、入射波が殆ど等しいと仮定できる。従って、局所的な受動的構造の影響を取り除けば、各観測点の散乱波を比較することで、能動的な要素の空間分布が検出できる。

### 5.4 結論

理想化した受動的構造及び能動的構造を、passive crack と active crack を提案してモデル化し、これを通る地震波の散乱様式の特徴を、境界要素法を用いた数値実験から調べた。Passive crack は入射波を散乱減衰させ、クラック間の多重散乱によりコーダ波を生成する。Active crack は入射波によりダイナミックトリガリングを受け、震源 (微小震源) となってエネルギーを輻射するほかに、それ自身破壊後は受動的な振る舞いをする。これら二種類のクラックで表される能動的構造では、直達波部分には主に passive crack の影響が強いが、コーダ波部分には両者の影響が現れる。Active crack からはエネルギーが輻射されるため、波動場の総エネルギーが増す。特に顕著な能動的構造を伝播する地震波形は、入射波一定の条件で、どのような受動的構造を仮定しても表現され得ない。

実際の構造が受動的構造と能動的構造で形成されることを考慮すると、地震波エンベロープの振幅

は、既に知られている内部減衰、散乱減衰という減衰に寄与する要因と、外部擾乱に対して能動的な構造に含まれるエネルギー輻射という負減衰によって、支配されるものであると考えられる。従って、能動的構造が強く現れると考えられるような場所では、観測された地震波を減衰のみで説明することは適当でなく、厳密には負減衰を考える必要が出てくる可能性がある。

余震域や、群発地震域、常時火山性微動の観測される火山地帯は、エネルギー輻射源を構造中に持つため、能動的構造であると考えられている。入射波に対する応答を利用し、観測された地震波形を、上記の考察で述べた地震学的手法を用いて解析することにより、能動的構造が含まれるか否かを明らかにする試みを行い、結果を第II部で示す

## 第II部

# 余震域と火山地帯の観測波形に見られる 構造の能動的応答



## 第6章

# はじめに

実際に観測される地震波形から、地震波に対して能動的な構造の存在を検証する。能動的構造は、第I部で理想化したモデルで示したような、クラック面が形成する震源を含むものだけでなく、エネルギー輻射をする微小震源を含んだり、それ自身が変化をする構造を意味する。異なる観測期間において、受動的な構造が変化する場合もあるが、これはスタティックな能動的構造でもある。ここでは、外部擾乱によってダイナミックトリガリングされる能動的構造を、検出することを目的とする。

地震の発生するような場所においては、大小の違いはあれ地震現象に伴いエネルギーが輻射されている。特に規模の大きな地震発生後になると、余震活動としてそれ以前に比べ多くのエネルギーが輻射されやすい状態になっている。また別の場所で明瞭な誘発地震が観測されることがある (e.g., Harris, 1998; Hough & Kanamori, 2002)。例えば、本震により周辺の応力場が広域的に変化することによって、余震域の近傍で群発的に地震が発生するスタティックトリガリングがある (e.g., Hardebeck *et al.*, 1998; Wang & Chen, 2001)。これに対して、もともと地震の起きるような場所に地震波が入射することで、ダイナミックトリガリングにより地震が起きることが知られている (e.g., Hill *et al.*, 1993; Kilb *et al.*, 2000; Gomberg *et al.*, 2001, Antonioli *et al.*, 2002)。

構造に含まれるであろう微小震源から、エネルギーが輻射されている状態を考えると、能動的構造は余震域、群発地震域、或いは火山地帯に形成されていると考えられる。そこで鳥取県西部地震 (2000年10月6日,  $M_J$  7.3) の余震域、及び阿蘇火口付近で観測された地震波形記録を用いて、地震波に対する構造の能動的応答を調べる。前者では独立行政法人防災科学技術研究所 (NIED: National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention) によって展開された地震観測網が充実しており、質の良い余震の地震波形記録を得ることができる。後者では京都大学地球熱学研究施設火山研究センター (AVL: Aso Volcanological Laboratory) が阿蘇山を中心に観測を続けている速度波形の連続記録を用いて、遠地からの入射波による火山性微動の活動の変化を調べることが出来る。両地域とも、同一入射波を仮定することで、地震波形記録の特徴を比較する。第I部の結果から、地震波形或いはエンベロープ波形のコーダ部分に、能動的構造の存在の証拠が見られると考えられる。

鳥取県西部地震の余震域では、比較的規模の大きな余震に伴う地震波を入射波として、NIEDのKiK-net及びK-NETの観測記録を用いて、余震域や群発活動域、及びその周辺の観測点での地震波形解析を行う。NIEDの観測網は非常に密であるので、同一の入射波を仮定できるような震源を選び出す



ことができる。期間を異にする同一入射波と観測点のセットを選択するに、十分な観測データがあるので、これを用いて観測時期の異なるコーダ波エンベロープの振幅を比較し、能動的構造を推定する。各々の観測点から分かる構造の時間変化を調べた後、観測点同士で変化を比較することで空間分布も調べる。(7章「鳥取県西部地震の余震を利用した余震域及びその周辺域の能動的構造の推定」)

阿蘇中岳第一火口近傍の能動的構造を見出すために、AVLが続けている地震観測の連続記録を用い、遠地地震波を解析する。この入射波は互いに近いどの観測点でもよく似ているので、一つのイベントに対して同一入射波が仮定できる。入射波が長周期成分に卓越しているで、観測波形の短周期成分に変化が確認されれば、火山性微動のダイナミックトリガリングとして、観測点近傍に能動的構造が存在することが期待される。特に、Sassa (1935) による先願的報告のある、阿蘇山特有の火山性微動も考慮する。遠地地震波を用いた場合、先の場合とは異なり、まず構造の空間分布が調べられ、異なる入射波による結果とあわせることで、構造の時間変化が調べられる。1995年3月の噴火以降から2002年6月までのAVLの連続記録の解析を行う。(8章「遠地地震波を用いた阿蘇火口近傍における能動的構造の推定」)

## 第7章

# 鳥取県西部地震の余震を利用した余震域及びその周辺域の能動的構造の推定

### 7.1 鳥取県西部地震と余震域

2000年10月6日に発生した  $M_j 7.3$  の地震である。余震域は北北西から南南東にかけて伸び、約 35km に及んでいる (図 7.1)。本震後、本震からみて西南西に約 25km 離れた地域に本震近傍の余震域と平行に、また東北東に約 35km 離れた地域に、それぞれ群発的な地震活動が観測されている。これら余震活動は、Ohmi *et al.* (2002) によって詳しくまとめられている。西南西の群発的活動は、クーロン破壊応力変化からオフセット余震として、本震によってトリガーされたという可能性が示唆されている (Toda *et al.*, 2001; 遠田, 2002)。

### 7.2 データと解析方法

余震域に、外部からの擾乱によって内部エネルギー輻射が誘発される能動的な構造が、存在するか否かを調べる。本震後発生した地震の中から、震源特性が同一になるように組み合わせを作った (表 7.1)。各観測点に対して、記録時期の異なる地震波形記録を比較して、能動的構造の存在を検証する。第 I 部で示したように、同一と仮定した各入射波に対して、コーダ波エンベロープの振幅変化を調べる。

本震直後の余震域では、応力分布が時間変化することが知られている (e.g., Zoback, 1987; Horiuchi *et al.*, 1995; Zhao *et al.*, 1997; Dieterich *et al.*, 2000; Yamada *et al.*, 2001)。これは断層近傍の構造が、クラックの開閉や流体の移動により、変化している可能性を意味している。このこと自体、断層近傍が能動的構造である可能性を示唆するが、このような本震によるスタティックな能動的現象ではなく、地震波によるダイナミックな擾乱に対する能動的な構造を検出する。それぞれを、スタティックな能動的構造、ダイナミックな能動的構造と呼ぶことにする。実際にはスタティックな能動的構造の変化が、異なる構造を与えることにもなり得る。従って同一の入射波が仮定された時、入射波毎にコーダ波エンベロープの振幅変化があることは、能動的構造が存在することの必要十分条件になり得るが、ダイナミックな能動的構造が存在することの必要条件にしかなり得ない。しかし少なくともダイナミックな能動的構造を検出するためには、観測される地震波に変化が見られなければならない。コーダ波エンベ

#	Y/M/D	lat.	lon.	dep.	<i>M</i>	obs.
1	2000/10/06	35.358	133.310	11	4.4	5
	2000/10/10	35.370	133.305	11	4.4	5
2	2000/10/06	35.192	133.425	13	3.8	3
	2000/11/05	35.187	133.428	12	3.8	3
3	2000/10/06	35.370	133.309	13	3.5	1
	2000/11/19	35.364	133.316	13	3.4	1
4	2000/10/06	35.270	133.352	12	3.7	2
	2000/10/07	35.268	133.363	13	3.8	2
5	2000/10/12	35.361	133.301	10	3.6	5
	2001/01/02	35.368	133.308	11	3.6	5
	2001/11/16	35.363	133.305	9	3.6	5
6	2000/10/18	35.378	133.300	11	3.7	10
	2000/11/23	35.375	133.305	12	3.7	11
	2001/01/22	35.388	133.297	13	3.7	9
7	2000/10/19	35.297	133.332	9	3.2	3
	2002/03/17	35.290	133.338	8	3.3	3
	2002/03/17	35.290	133.337	8	3.3	3
8	2000/10/21	35.387	133.300	10	3.3	1
	2000/10/25	35.388	133.298	12	3.2	1
	2000/11/11	35.375	133.303	11	3.3	2
9	2000/11/18	35.377	133.302	11	3.4	3
	2001/01/07	35.382	133.297	13	3.6	3
10	2000/12/20	35.383	133.300	12	3.5	2
	2001/09/22	35.377	133.305	11	3.6	2
11	2000/10/29	35.333	133.303	9	3.2	3
	2000/11/03	35.355	133.298	10	3.2	4
	2000/11/17	35.343	133.302	10	3.2	3
12	2000/11/05	35.352	133.308	9	3	3
	2000/11/06	35.352	133.308	9	3.1	3
13	2000/11/17	35.397	133.312	12	3.6	4
	2000/12/31	35.395	133.313	11	3.4	4
	2001/01/23	35.395	133.313	12	3.5	3
14	2000/11/26	35.293	133.367	9	3.1	3
	2001/03/30	35.295	133.367	10	3.1	3

表 7.1: 鳥取県西部地震の余震で解析に用いるイベントセット. 震源の特性がほぼ等しいと思われるイベントの組み合わせを検索した. 深さ dep. の単位は km である. 同一イベントセット内で, あるイベントについて記録があった観測点で, 他のイベントについても記録があった場合, その数を obs. に記す. 用いた観測点は図 7.1 に示す. 三つ以上のイベントがある場合, 観測点によっては全てのイベントが観測されないことがあるため, イベント毎に obs. の数が異なる場合がある.

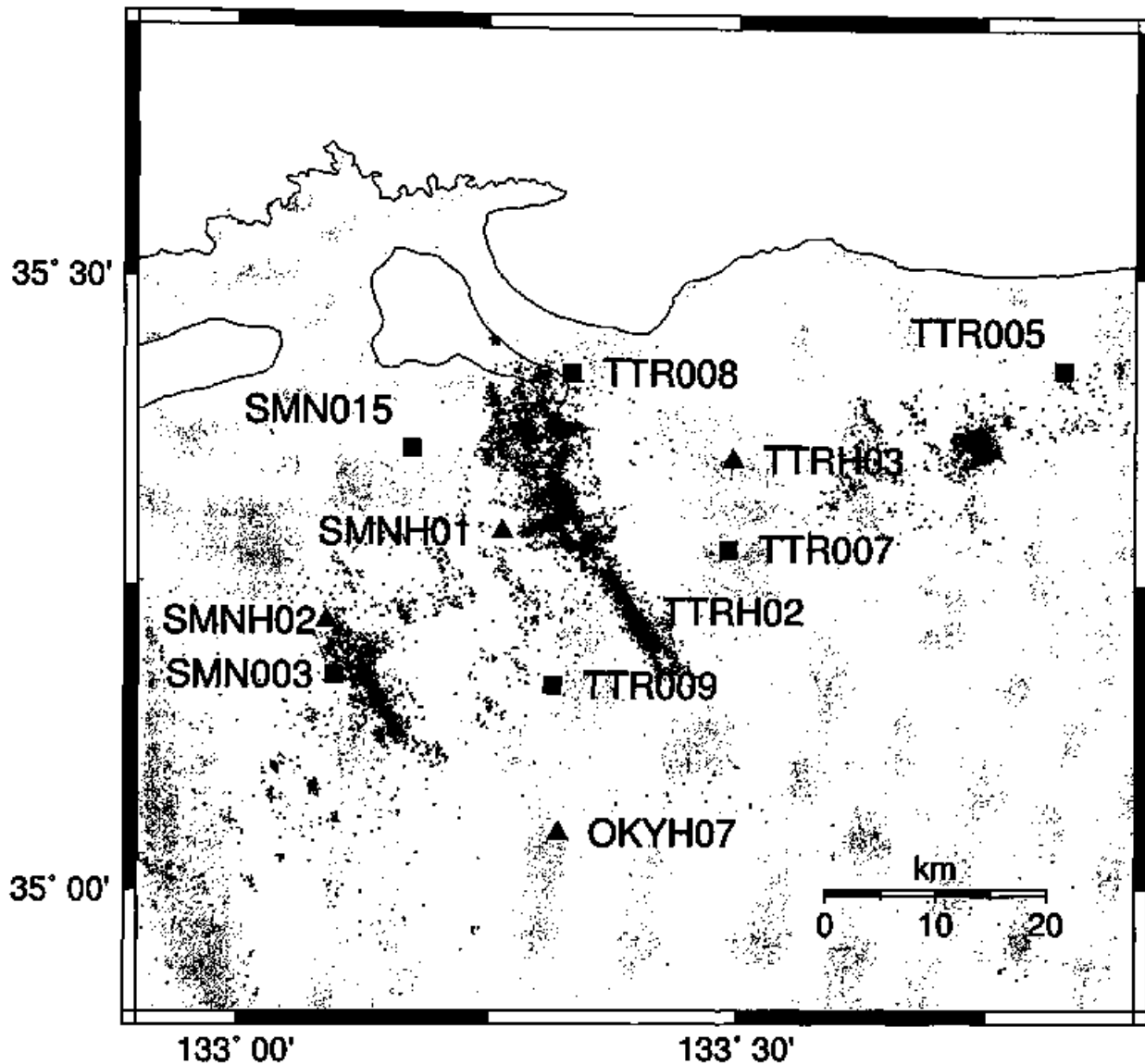


図 7.1: 鳥取県西部地震の余震と観測点分布。2000 年 10 月 6 日の本震以降、2002 年 9 月 30 日までの  $M1$  以上の地震 (約 19000 個) の震央分布を点で表す。また、解析に用いた波形の観測点分布を記す。四角印は K-NET の観測点、三角印は KiK-net の観測点である。星印は解析に用いた余震の震央を表し、大きさはマグニチュードに比例する。震源記録には気象庁一元化データを用いた。

ロープの振幅変化を調べる必要がある。

まず同一入射波になりうるイベントを選出するために、震源の特性が同じ地震を探す必要がある。二年前程の間に  $M1$  以上の地震が 19000 個以上観測されている (図 7.1)。これらの地震のうち、 $M$  が近く震源の位置もほぼ同じものを、時間を異として生じた特性が同一の地震と仮定する。同一の地震は、構造に対する入射波も同一になることを意味する。応力分布が時間変化すれば、場所と規模が同一なだけでは、震源メカニズム解まで等しいとは言えない。従って、震源の位置と  $M$  がほぼ同一な地震の観測波形を比較して、震源メカニズム解の近い地震を選択する。この作業では震源メカニズム解を求めず、

個々の観測波形を比較した。尚、震源記録には気象庁一元化データを用いた。

本震直後から2002年9月30日までに、KiK-net及びK-NETで記録された地震波形のうち、上記のようにして選んだ14イベントセットを表7.1に示す。その震源を他の余震分布や観測点と共に図7.1に示す。選出した地震のマグニチュードは、大凡 $M3-3.8$ 程度である。このようにマグニチュードに幅が出来るのは、規模の小さな地震で震源が同一という条件を満たすものは多数あるが、KiK-net及びK-NETに波形が記録されていないものは用いることが出来ず、また規模の大きい地震では数が少ないため、震源位置が一致することがないからである。

これらイベントセットに対して、それぞれの観測点でエンベロープ波形を取る。三成分全てが使える記録のみを選出した。エンベロープを求めるために、まず加速度記録をオフセットがないと仮定して、速度記録に変換する。電気的なノイズや人工的なノイズなど明らかなものは取り除くが、その他のノイズは能動的構造から放射されている可能性があるため、敢えてフィルタをかけて取り除くことはしない。強震計が正しい方位を向いているかどうかは特に問題にせず、三成分の速度波形のエンベロープを作り、これらのRMSをとったものを最終的なエンベロープとした。個々のイベントセットの中では、観測点が同じであればほぼエンベロープの形状は等しいが、マグニチュードの微妙な違いにより、振幅は似ていても一致は良くない。そこで、エンベロープをS波の最大振幅に対して正規化する。コーダ波エンベロープについてコーダQの値を求める場合、タイムウィンドウの取り方が非常に重要であると指摘されている(Zeng, 1991; Wennerberg, 1993)。このことを考慮して、タイムウィンドウを二種類選ぶことにする。S波走時 $t_S$ 秒の約2倍以上の走時を持つエンベロープについては、震源の情報を殆ど含まないので、 $[2t_S, 2t_S + 10]$ と $[2t_S + 20, 2t_S + 30]$ を選んだ。本解析において $2t_S + 30$ 秒は、経験的にノイズレベルより大きな振幅を持つ走時範囲の上限である。

### 7.3 正規化したコーダ波エンベロープ

選出したイベントセットに対する観測波形のエンベロープを計算し、図7.2, 7.3に例を挙げる。エンベロープは見やすくするために、0.5秒で平滑化処理を施して振幅を正規化しているが、これによる解析結果への影響は殆どない。なぜならば、解析の過程で10秒間の平均振幅をとることになり、0.5秒はこれに比べ十分に短いからである。図7.2は観測点OKYH07におけるイベントセット(#5)の例で、ほぼ同一の震源による三つの波形である。平滑化処理をしたため、P波の到達時刻と時刻0はややずれて見える。イベント2001/01/02では常時ノイズが比較的大きいが、他のどのエンベロープもコーダ部分では比較的安定して収束している。特に $2t_S + 30$ 秒辺りまでは、コーダ部分はノイズレベルにまで減衰せずに、初期ノイズレベルと比較しても大きく、昼夜の人工ノイズの違い等を考えなくても良い。

図7.3は観測点SMN003におけるイベントセット(#3, #6)の例で、同一震源を持つと思われるイベントセット内においてもエンベロープの異なる例として、エンベロープ波形と速度波形のスペクトルを示す。図7.3(a)のイベント2000/10/06は、イベント2000/11/19に比べてコーダ振幅が大きく、長周期成分が卓越している。本震直後の余震活動が活発な時期のため、ノイズレベルも高い。短周期が卓越していないことから震源の影響と考えられるが、単に震源メカニズム解が異なるだけなのかもしれない。しかしイベントセット(#3)では、選択した観測点に他にセットになる波形がないため、これを確

@OKYH07

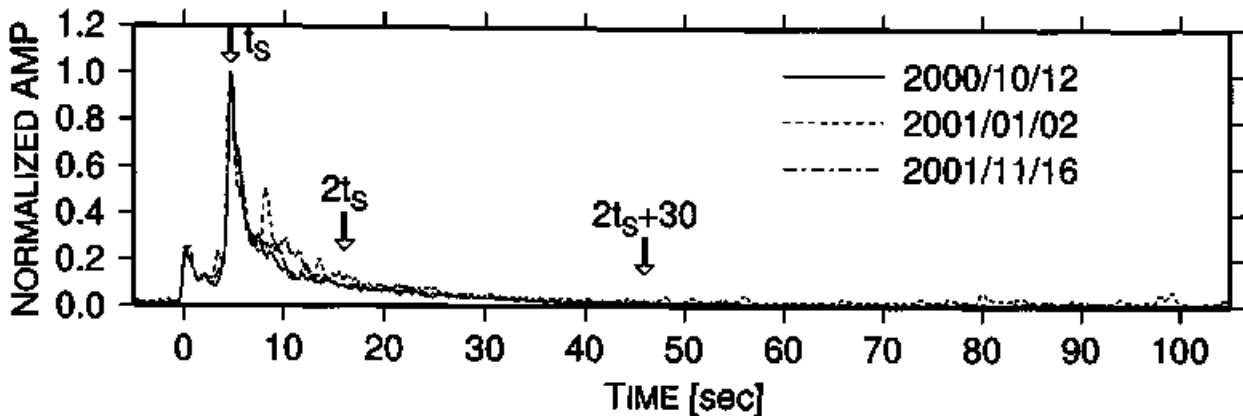


図 7.2: 観測点 OKYH07 におけるイベントセット (#5) のエンベロープ例。地表観測点のデータの加速度記録を速度波形に変換してエンベロープを求めた後、三成分のエンベロープの RMS をとったもの。振幅は見やすくするために 0.5 秒で平滑化し、S 波の最大振幅で正規化している。時刻 0 は P 波の到達時刻、 $t_s$  は S 波の到達時刻である。

認められない。図 7.3(b) のイベント 2000/10/18 とイベント 2000/11/23 を比較した時、前者の方がコーダでは振幅が大きく、スペクトルでは全体に占める高周波成分がより卓越しているように見える。この場合は震源の影響もあるが、観測点近傍の影響もあることが予測される。このような比較を行うことは、また異なる観測点のイベントセットについても可能である。しかし、観測点近傍の影響と震源近傍での影響とを分離区別することに、スペクトルを取って判断するだけでは困難が多いため、これ以降、単にエンベロープ振幅だけを比較する。

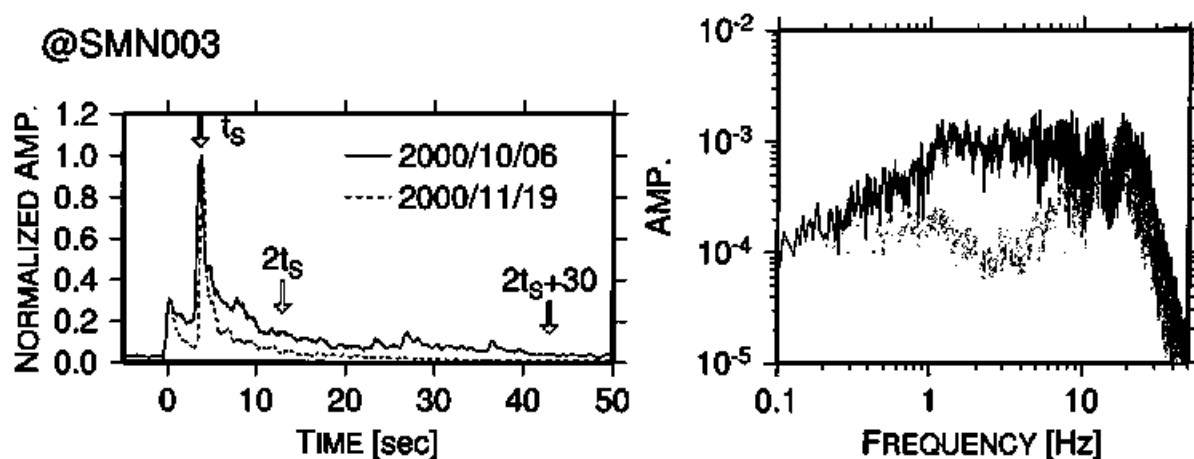
S 波の最大振幅に対する、コーダ波エンベロープの振幅の比 (以降、エンベロープ比と呼ぶ) の平均をとって、観測点ごとにプロットしたものを、図 7.4, 7.5 に示す。二つの図はそれぞれ、タイムウィンドウが  $[2t_s, 2t_s + 10]$ ,  $[2t_s + 20, 2t_s + 30]$  の場合である。同一のイベントセットは、同一の入射波が仮定でき、エンベロープ比の大きさが比較可能である。タイムウィンドウが  $[2t_s, 2t_s + 10]$  の場合 (図 7.4)、誤差が非常に大きい。イベント間のエンベロープ比の増加と減少の期間を、機械的に振り分けて数えたものを表 7.2 に示す。

また、高周波域から観測点近傍の局所的な構造の影響を調べるために、20Hz のハイパスフィルタを掛けた波形からエンベロープを求め、同様にタイムウィンドウ  $[2t_s + 20, 2t_s + 30]$  での平均エンベロープ比をとったものを図 7.6 に示す。これは図 7.5 によく似ている。

KiK-net では地中でも記録がとられており、解析に用いることができたのは SMNH01 と TTRH02 である。地表で観測されたものと比較すると、必ず比が大きい。これは、多重散乱によるコーダ波は堆積層によって振幅がより減衰し、地表で観測された直達 S 波は堆積層によって振幅が増大するため、相対的にコーダ振幅が小さく見えているためである、と考えられる。またイベントセット毎に比較しても、地中と地表でのエンベロープ比の変化に正負の違いが見られることがある。

データ数が十分でないが、図 7.4 - 7.6 からはエンベロープ比に大きな違いは見られない。表 7.2 か

(a)



(b)

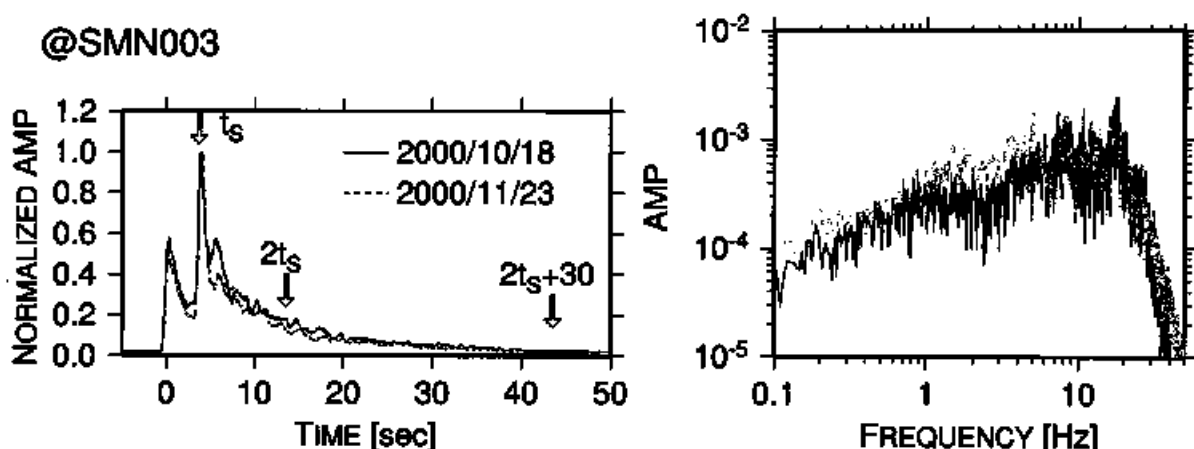


図 7.3: 観測点 SMN003 におけるイベントセット (a)(#3), (b)(#6) のエンベロープと速度波形のスペクトルの例。スペクトルは、最大速度で正規化した三成分のスペクトルの RMS をとって求めた。(a) と (b) は異なる震源メカニズムを持つ。

らは、解析期間における平均エンベロープ比の変化の傾向が見える。SMN003 や TTR005 では減少する傾向にあるが、SMN015 や SMNH01 では増加する傾向にある。TTRH03 はタイムウィンドウ  $[2t_s, 2t_s + 10]$  のみ増加の傾向が見られるが、図 7.4 からはエンベロープ比の変化が微小であり、寧ろ安定しているように見える。それ以外の観測点では、増加減少がほぼ等しい。上に述べた観測点以外では、特に目立った特長はない。

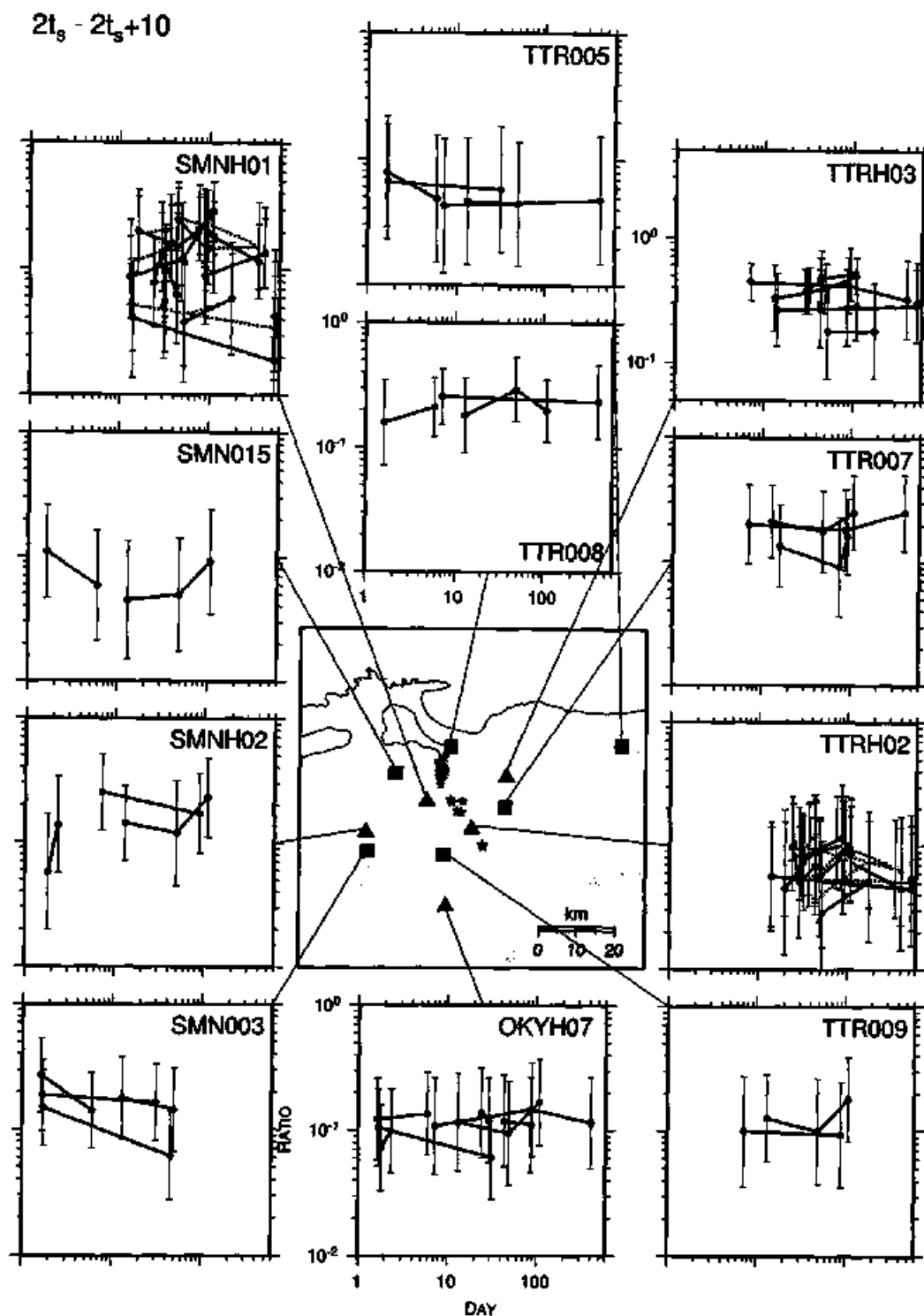


図 7.4: 各観測点におけるタイムウィンドウ  $[2t_s, 2t_s + 10]$  の平均エンベロープ比の時間変化. 横軸に本震発生日 (2000/10/6) を 1 としてこれからの日数を取り, 縦軸に平均エンベロープ比をとる. エラーバーは対数振幅に対して評価した. 時間軸方向に線で繋がれたものは同一イベントセット. 黒円は地表観測点での記録, 灰色円は地中観測点での記録を示す.



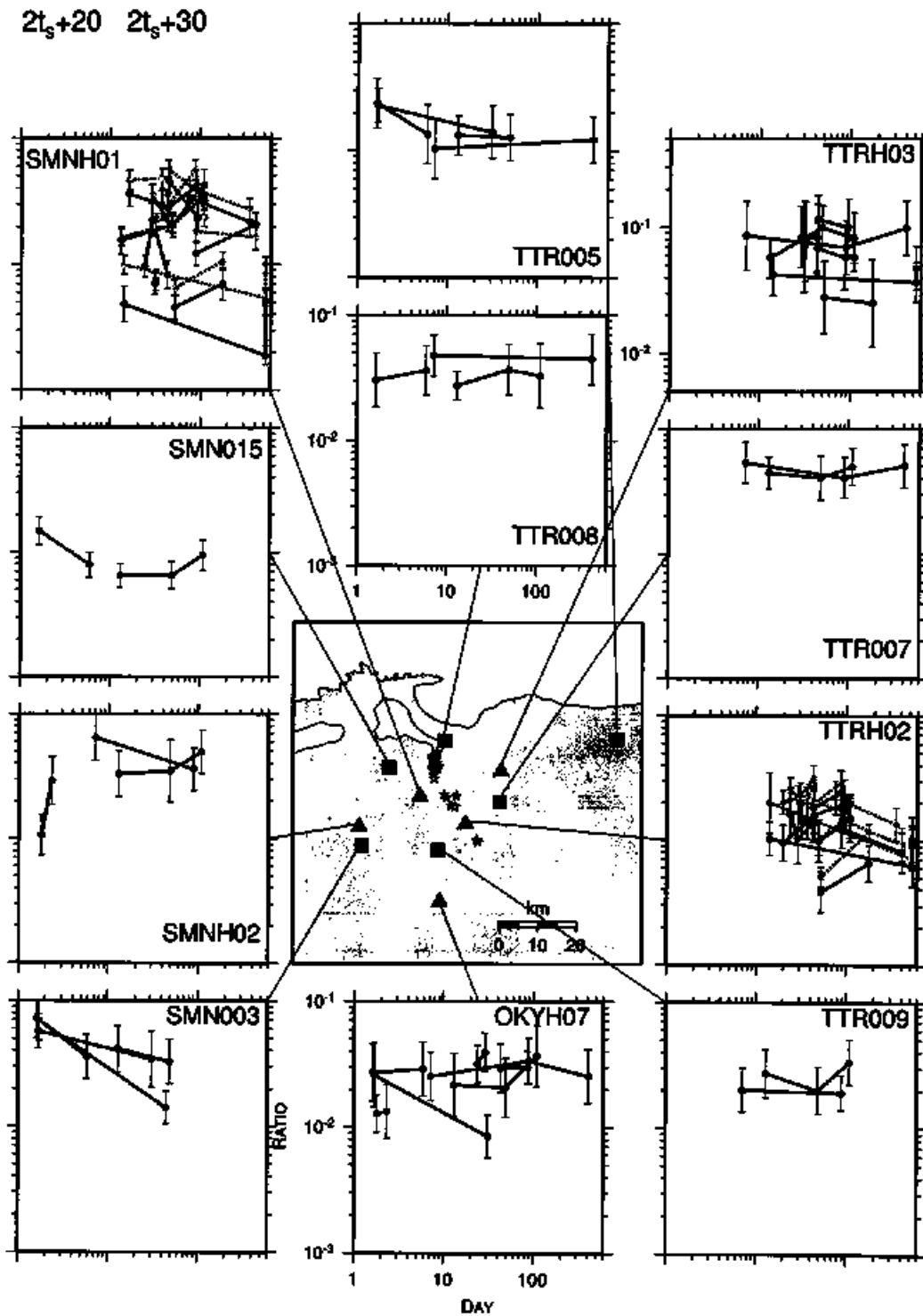


図 7.5: 各観測点におけるタイムウィンドウ  $[2t_s + 20, 2t_s + 30]$  の平均エンベロープ比の時間変化.

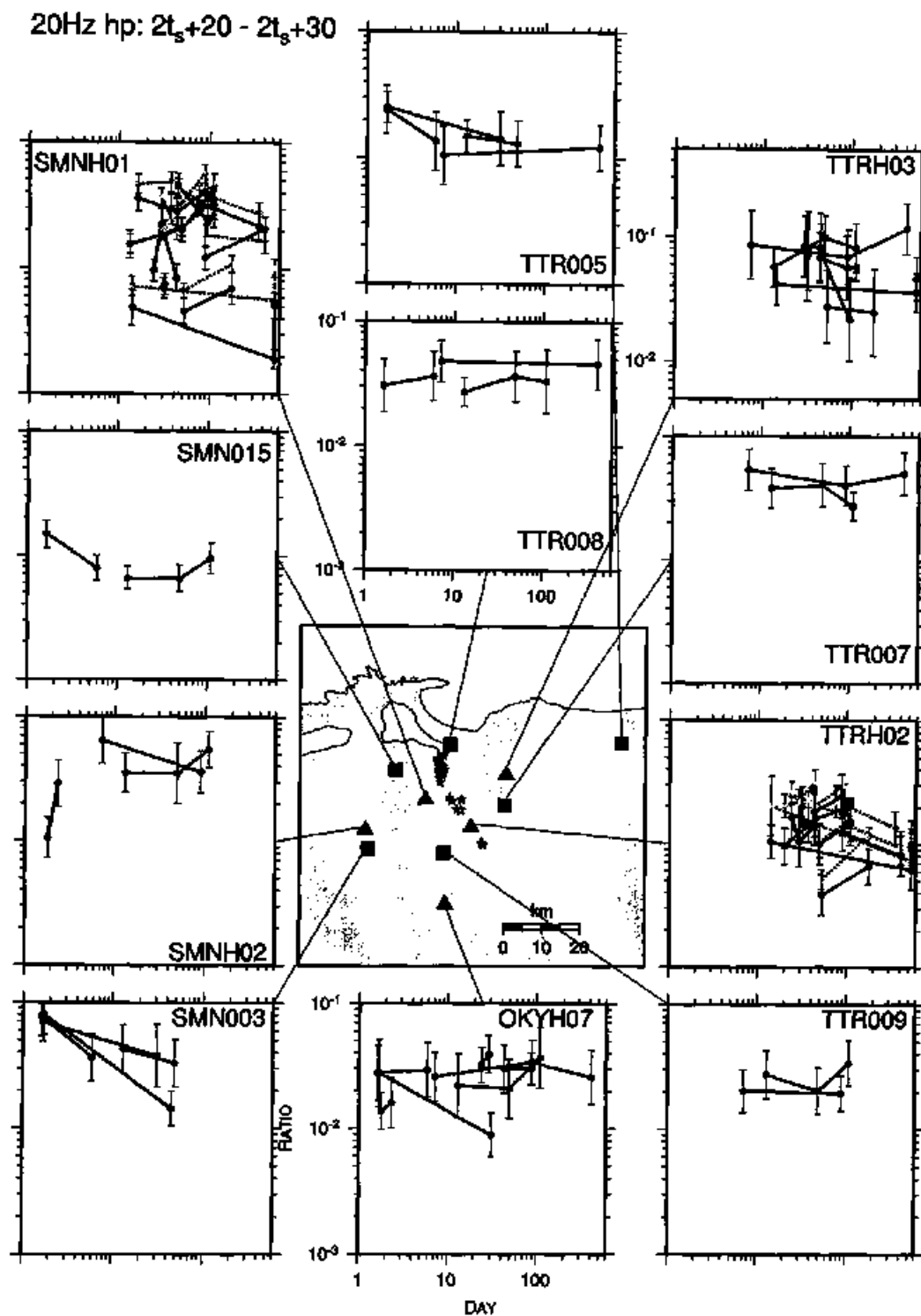


図 7.6: 各観測点におけるタイムウィンドウ  $[2t_s + 20, 2t_s + 30]$  の平均エンベロープ比の時間変化。但し、観測記録に 20Hz でハイパスフィルタを施した後、エンベロープを求めた。

観測点	タイムウィンドウ								
	[2t <sub>s</sub> , 2t <sub>s</sub> + 10]			[2t <sub>s</sub> + 10, 2t <sub>s</sub> + 20]			[2t <sub>s</sub> + 10, 2t <sub>s</sub> + 20] (20Hz)		
	増加	減少	(不一致)	増加	減少	(不一致)	増加	減少	(不一致)
OKYH07	6	5		8	3		6	5	
SMN003	1	3		1	3		0	4	
SMNH02	3	2		4	1		3	2	
SMN015	3	1		3	1		3	1	
SMNH01 (地中)	10	6	(2)	8	8	(4)	9	7	(3)
(地表)	11	7		11	7		11	7	
TTR008	3	2		3	2		3	2	
TTR005	1	3		1	3		1	3	
TTRH03	13	3		8	8		8	8	
TTR007	4	2		3	3		2	4	
TTRH02 (地中)	8	7	(3)	7	8	(2)	7	8	(2)
(地表)	7	8		7	8		7	8	
TTR009	2	2		2	2		2	2	

表 7.2: コーダ波エンベロープ比の増減。解析した期間 (2000 年 10 月 6 日の本震直後から 2002 年 9 月 30 日まで) において、平均エンベロープ比が増加或いは減少している期間の数を数えたもの。増加や減少の大きさや誤差は問わない。KiK-net の観測点において、地表観測点での記録と地中観測点での記録とで、増加減少が不一致であるものの数を括弧内に示す

## 7.4 考察

本震から数日間は余震活動が非常に活発であり、解析した記録の中には、一つのタイムウィンドウの中に、複数の地震が混在している可能性がある。この地震は、地震波によってダイナミックに誘発された地震である場合と、それとは関係なく余震活動による場合の、両者が考えられる。例えば、図 7.3(a) のイベント 2000/10/06 のコーダ波部分には所々にピークが確認され、対象とするイベントとは全く関連のない地震であるかもしれない。従って、10 日目程度までのイベントセットの記録は、数は多くないが、このことに注意する必要がある。

図 7.4 - 7.6 のエンベロープ比の変化の程度と表 7.2 のエンベロープ比の増減には、それぞれのタイムウィンドウについて大きな違いが見られず、観測点近傍の構造がエンベロープ比の変化に寄与することは、少ないと考えられる。従って、エンベロープ比の変化は震源の影響、又は地震波伝播経路の影響に帰着される。

観測点 SMNH01, TTRH02, TTRH03, OKYH07 は比較的データ数が多く、ある程度信頼を置いて議論ができる。このエンベロープ比の変化が震源の影響か、或いは伝播経路の影響であるかを考える。タイムウィンドウが [2t<sub>s</sub>, 2t<sub>s</sub> + 10] による解析は誤差の範囲が大きいので、[2t<sub>s</sub> + 20, 2t<sub>s</sub> + 30] のものを用いる。SMNH01 ではエンベロープ比の変化がやや増加する傾向にあるが、他の 3 観測点では増減はほぼ同じ割合である。図 7.5, 7.6 から、本震後 10 日目以降において、SMNH01, TTRH02 のエンベ

ロープ比の変化の程度が大きいが、これに比べれば TTRH03, OKYH07 の変化の程度は、誤差の範囲内でさほど大きくない。SMNH01, TTRH02 は鳥取県西部地震の余震域に位置するのに対し、TTRH03, OKYH07 は余震域や群発的地震活動域から離れている。従って、これらのエンベロープ比の変化の相異を入射波の震源に求めるのであれば、余震域に位置する観測点は入射波の震源に非常に近いため、同一震源同一入射波の仮定は成り立たない。一方、入射波の伝播経路に影響があるとすれば、SMNH01, TTRH02 では主に余震域を通過するのに対して、TTRH03, OKYH07 では、震源近傍を除けば地震活動の比較的穏やかな領域を通過しているため、余震域を地震波が通過する際に、エンベロープ比が変化していると考えられる。この時、余震域に能動的構造が確認されたことになるが、スタティックな能動的構造の変化の可能性もあり、必ずしも入射波に対して能動的な構造である保証はない。

余震域から南西にある群発的地震活動域には、観測点 SMNH02, SMN003 がある。ここでも 20Hz のハイパスフィルタで処理した場合でも、殆どエンベロープ比の変化に違いが見られなかったことから (図 7.5, 7.6), この観測点付近の群発的地震活動域には能動的構造は認められない。また局所的な影響がないのであれば、互いに近接する観測点なので、全ての観測期間においてエンベロープ比の変化に同様の傾向が見られるはずである。しかしデータ数は十分ではないが、不安定に変化する SMNH02 と減少する SMN003 との間に、共通する点は見られない。これは共通するイベントが一つしかないことにもよるが、そうでなくとも、エンベロープ比の変化は、入射波に依存する可能性があることを示唆している。震源が同一であるとの仮定が、十分満たされていなかったのかもしれない。

同一震源を仮定する方法で、能動的構造を検出するためには、同一の震源の位置とメカニズムが保障される人工的な震源、例えば ACROSS, を用意すればよい。そうすれば、エンベロープ比の変化は、全て構造の相異や変化に帰着させることができる。

## 7.5 結論

鳥取県西部地震の余震域、静的な応力場変化により発生した群発的地震活動域、及び観測点近傍で、地震波に対して、内部エネルギーが誘発され輻射されるような能動的構造の存在を調べるために、異なる期間において同一震源同一入射波を仮定し、正規化したユダ波エンベロープ振幅の時間変化を調べた。エンベロープ比の変化は観測点によっては見られた。それらの変化は、観測点付近の構造の影響ではなく、震源の影響、若しくは地震波伝播経路である余震域の能動的構造の影響による。震源の影響の場合、同一震源を選出することが極めて困難であったため、同一入射波の仮定は成り立っていない。余震域の能動的構造と考えた場合、数十日から数百日というイベントセット間において、本震後の静的な構造変化が準静的な能動的構造として考えられるので、必ずしも地震波に対する能動的構造を検出したことにはなっていない。



## 第 8 章

# 遠地地震波を用いた阿蘇火口近傍における能動的構造の推定

本章では能動的構造を検出する目的で、火山地帯に入射した遠地地震波による、火山性微動の変化を調べた。遠地地震波を用いるため、一つのイベントに対して、互いに近接したどの観測点でも入射波が等しいと仮定でき、異なる観測点の波形を比べることで、局所的な構造の比較が可能である。観測される遠地地震波は、その伝播過程で高周波部分が強く減衰するので、主に低周波部分のみが卓越して観測される。従って、実際に観測される高周波部分は、観測点近傍での事象に関連付けられ、これにより、観測点直下の能動的構造を調べることができる。対象とするフィールドに阿蘇火山を選択した。ここでは、京都大学地球熱学研究施設火山研究センター (AVL) によって、速度計を用いて連続地震波形記録がとられており、この記録を解析して能動的構造の検出を試みた。

### 8.1 阿蘇山の活動と解析に用いたデータ

用いる遠地地震波は、トリガーイベントと偶発的なイベントとが重なることを避けるために、阿蘇火山の最後の噴火である 1995 年 3 月以降の記録を用いることにする。阿蘇中岳火口付近は定常的な活動をしているが、地表において見られる活動は噴火時に比べて穏やかで、噴火時に頻発する有感微動の報告も殆どない

阿蘇火口から震央距離 3000km 以内の、1995 年 3 月から 2002 年 6 月の間に発生した  $M7$  以上の地震を選択した。この条件は、 $M$  の大きくない地震は到達する地震波の振幅が小さく、近地で小さい  $M$  の地震は地震波の振幅は大きい短周期成分を多く含むため、解析に向かないことから決定した。これらの地震の震源要素を、米国地質調査所 (USGS) の Web ページ\*\*で検索し表 8.1 に示す  $M$  の種類は地震によって異なる。これらの震央分布を図 8.1 に示す

遠地から到達する地震波は、地震波伝播にともなう高周波成分の減衰により、低周波成分が卓越すると考えられる。従って、観測される高周波成分は、観測点直下の構造を反映していると仮定してよい。この高周波成分の波形を、遠地地震波の入射時前後で見ることで、能動的構造を探る。但し、この理由

\*\* <http://neic.usgs.gov/neis/epic/epic.html>

Y/M/D(GMT)	lat.	lon.	dep.	<i>M</i>	$\Delta$	SPTs	E
1995/10/18	27.93	130.18	28	7.1 (Mw HRV)	557	N	N
1995/12/03	44.66	149.30	33	7.9 (Ms GS)	2041	N	N
1996/02/07	45.32	149.89	42	7.2 (Mw HRV)	2121	Y	N
1996/06/11	12.61	125.15	33	7.2 (Ms BRK)	2323	N	N
1996/10/19	31.89	131.47	22	7.0 (Mw OBN)	117		
1997/03/11	7.74	127.65	10	7.2 (MEGS)	2804	N	N
1998/05/03	22.31	125.31	33	7.9 (MEGS)	1303	Y	N
1998/08/20	28.93	139.33	440	7.1 (Mw GS)	900	Y	N
1999/04/08	43.61	130.35	565	7.1 (Mw GS)	1189	Y	N
1999/09/20	23.77	120.98	33	7.7 (Ms GS)	1413	Y	Y
1999/12/11	15.77	119.74	33	7.3 (Mw HRV)	2213	Y	N
2000/03/28	22.34	143.73	126	7.6 (Ms GS)	1705		
2000/07/30	33.90	139.38	10	7.1 (MEGS)	777	N	N
2000/08/04	48.79	142.25	10	7.1 (Ms GS)	1993	N	N
2000/08/06	28.86	139.56	394	7.4 (Mw HRV)	923	N	N
2000/10/06	35.46	133.13	10	7.4 (MEGS)	339	N	N
2001/01/01	6.90	126.58	33	7.5 (Mw HRV)	2912	N	Y
2001/10/12	12.69	144.98	37	7.3 (Ms GS)	2643	N	N
2001/12/18	23.95	122.73	14	7.3 (Ms GS)	1283	N	N
2002/03/31	24.28	122.18	32	7.4 (Ms GS)	1291	N	N
2002/04/26	13.09	144.62	85	7.1 (Mw GS)	2585	N	N
2002/06/28	43.75	130.70	566	7.3 (Mw GS)	1203	N	N

表 8.1: 阿蘇火口から 3000km 以内に震央を持つ *M*7 以上の地震 (1995/3–2002/6) のリスト。震源の深さ (dep.) と震央距離  $\Delta$  は km 単位である。SPTs: 孤立型短周期微動頻発の有無, E: 微小地震発生の有無, -: 地震波形記録の欠測又は解析対象外。

により、非常に近い地震等の場合には、高周波成分が外部入射波として強く含まれたり、余震活動が活発であるため、ここで行う解析には適当ではない。表 8.1 のうち欠測等を除いて、20 個のイベントの遠地地震波を解析する。

図 8.2 に対象とする領域と用いた観測点の位置を示す。観測点は阿蘇中岳火口を囲むように配置されているが、その中から火山性微動の比較的良好に観測されているものを選んだ。また、外部入射波にも含まれたり、入射波以外の理由により観測される高周波成分の影響を隔べるために、阿蘇中岳火口から離れた MGR の記録を、リファレンスとして用いる。MGR は火口から南へ約 10km のところにあり、火口近くの観測点と離れすぎず、常時比較的静穏な観測点である。上記期間において安定して観測記録が得られている上下成分を解析した。

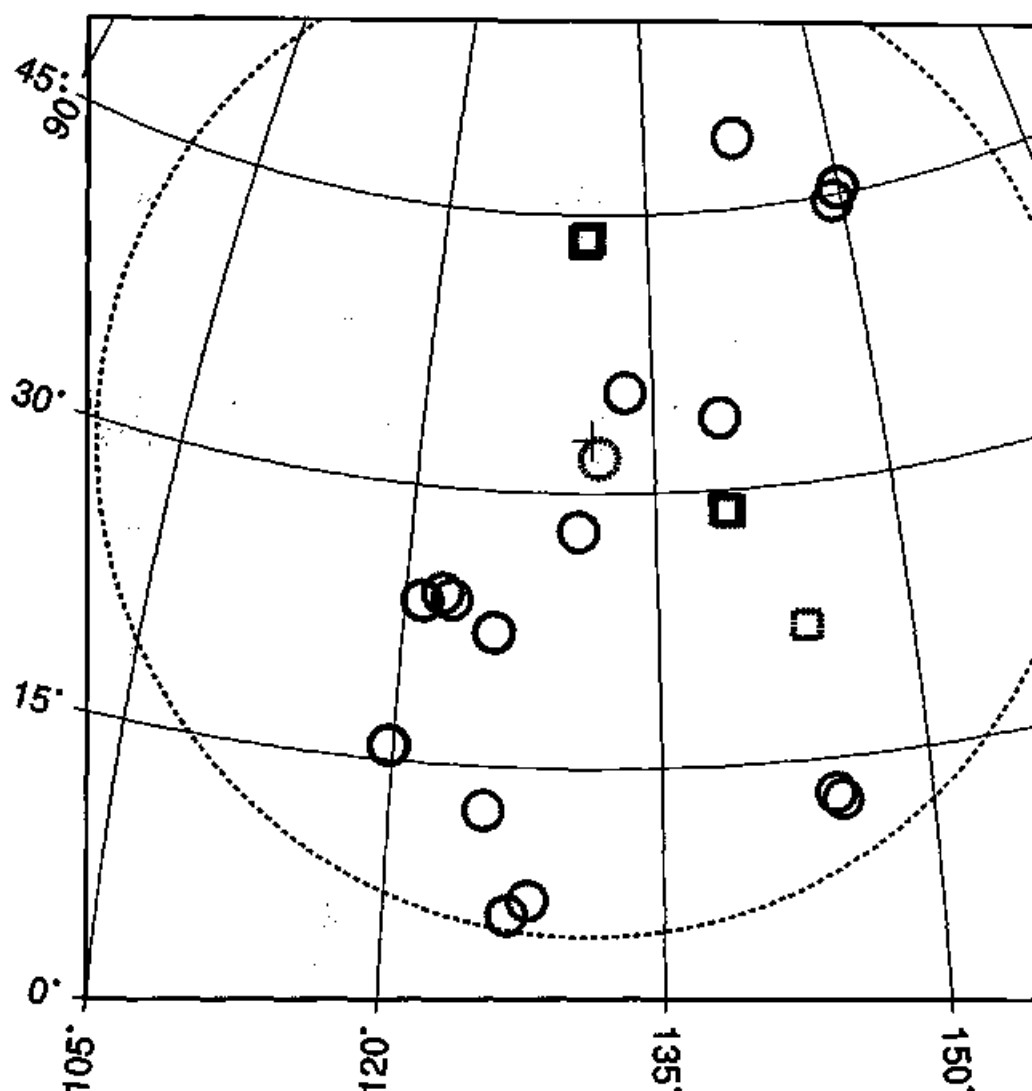


図 8.1: 阿蘇中岳第一火口から震央距離 3000km 以内に起きた  $M7$  以上の地震 (1995/3-2000/6) の震央分布。中央の十字は阿蘇中岳第一火口の場所を示している。またこれを中心とする半径 3000km の円を破線で描いている。小円又は正方形は震央の位置であり、それぞれ浅発地震と深発地震を示している。黒実線はその地震に伴う遠地地震波によって孤立型短周期微動が頻繁に観測されたこと、灰色線のものとはそうでない場合、破線は欠測又は解析に用いなかったものを示す

## 8.2 1999年台湾集集地震の遠地地震波

表 8.1 に選び出したイベントの中で、台湾集集地震 (1999/9/20(GMT);  $M_S7.7$ ,  $M_W7.6$ ) の地震波記録を詳しく調べる。火口近くの 4 点 (UMA, SUN, KAW, PEL) と、リファレンスの一点 (MGR) を用いた。5 点で観測された原記録を、震源時を時間 0 として図 8.3 に示す。震央距離が約 1400km であるので、時間約 180 秒に  $P$  波が到達する。UMA, SUN, KAW の記録は、常時微動の振幅が非常に小さいので、この分解能の範囲内で振幅の定量的な議論をしない。1500-2000 秒に見える二つの明瞭なフェ



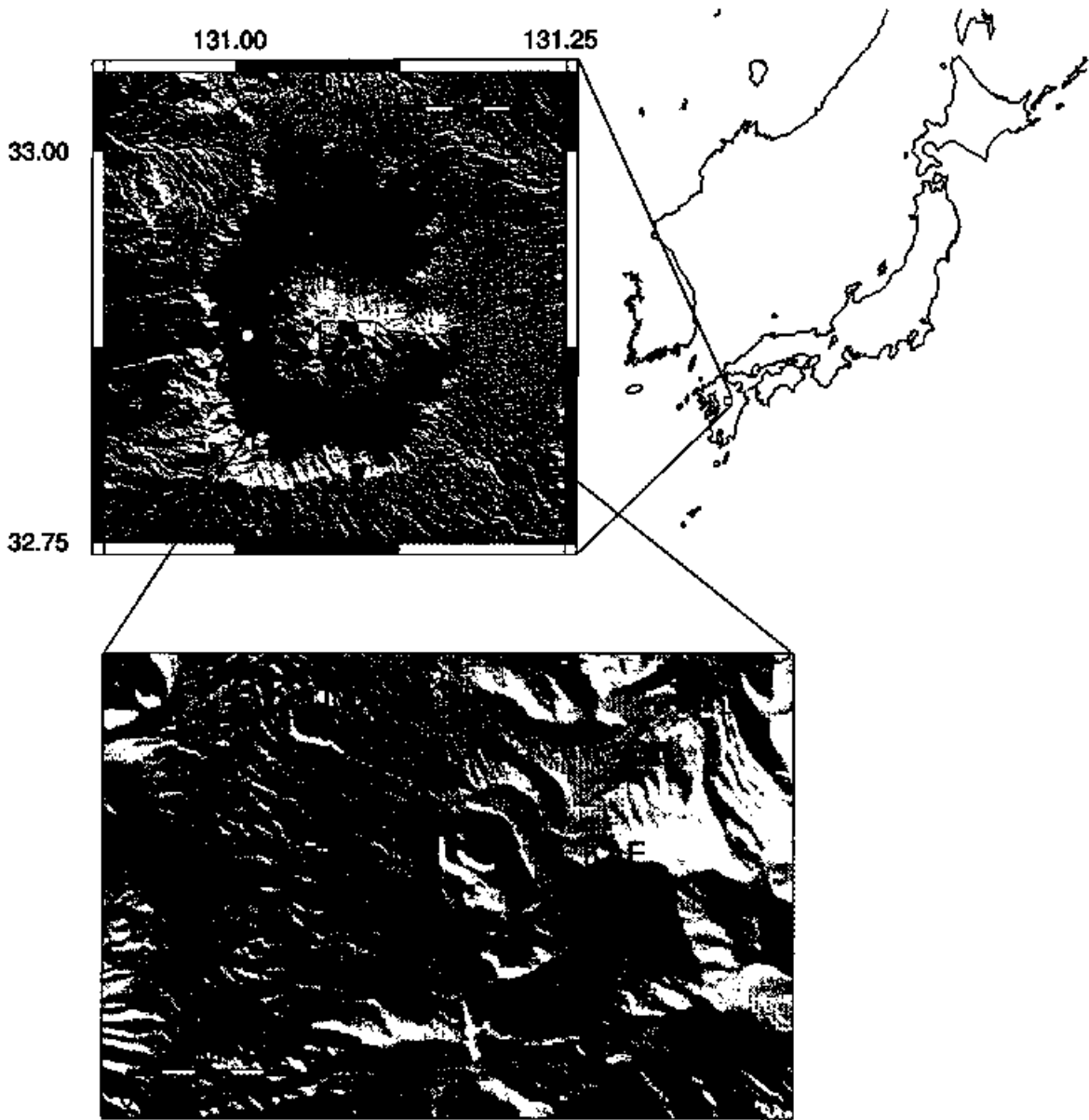


図 8.2: 阿蘇山と観測点配置。十字は阿蘇中岳第一火口の位置を示す。リファレンスの南外輪観測点 MGR は火口から南に約 10km に位置する。解析に用いた観測点のみを黒丸で示した。PEL では地下 30m の観測坑道に固有周波数 0.1Hz の速度計 (PELS) が設置され、50Hz サンプリングで収録されている。他の観測点には固有周波数 1Hz の速度計 (PK110) が設置され、50Hz サンプリングで収録されている。

## 1999 Taiwan, Chi-Chi Earthquake observed in Aso area

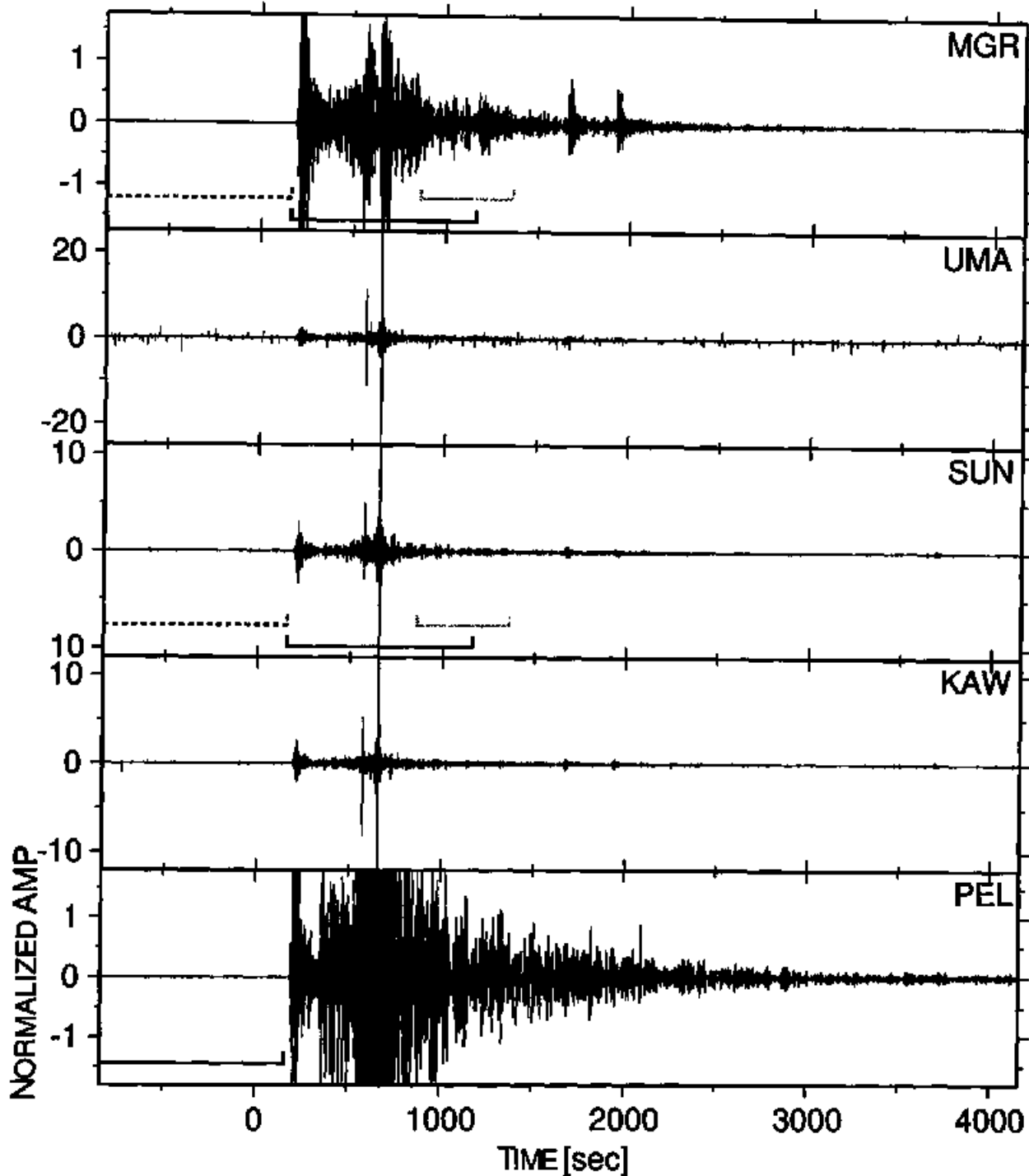


図 8.3: 1999 年台湾集集地震の各観測点の速度計で得られた原記録。同位相の  $P$  波の振幅で正規化している。時間 0 は集集地震の震源時 (1999/9/20 17:47 GMT) を示す。振り切れている波形はクリップして示している。実線と破線で指定した時間帯の波形のスペクトルを、図 8.6, 8.7 に示す。

イズは、それぞれ集集地震の二つの余震による地震波である。

これらの波形に地震計の特性を考慮して、5-20Hz のバンドパスフィルタを掛け、遠地地震波の長周期成分を除去した(図 8.4, 8.5)。尚、主に振幅情報を取り出すため、パワースペクトルを用いた。火口近くでは、地震波の到達と同時に、ほぼ同じ振幅を持ったまま長時間継続する波が観測され、あたかも連続火山性微動の振幅が増加したように見える。但し、UMA, SUN, KAW については、前述のようにダイナミックレンジが狭いため、微動の振幅及び位相を正確に評価できない可能性があり、結果の解釈には注意する必要がある。これらの波形は、原記録が振り切れていることでフィルタ処理に伴い現れるノイズではなく、振幅が振り切れていない範囲においても見えている。ほぼ同じ振幅を持って継続する波形は、火口近くの観測点間でも継続時間が異なる。火口の北に位置する UMA では継続時間が約 1000 秒であるが、南と西の観測点 SUN と KAW では約 2000 秒、常時微動の記録状態の良い坑道内の PEL においては、図に入りきっていないが、16000 秒以上継続した。S 波、表面波が到達する 500 秒過ぎにおいて、顕著な微小地震が観測された(図 8.5)。但し、P-S は不明瞭である。地震波到達前に火山性微小地震が活発に見られていない。表面波  $R_2$ ,  $R_3$  が到達する時間では、同様の現象は確認できなかった。図 8.4 の MGR の 1300-1400 秒に見られるフェイズは、その後見られる二つのフェイズと同様に、集集地震の余震を記録したものであり、原記録(図 8.3)では本震の表面波と重なり明瞭に確認されなかった。これら三つの余震のマグニチュードは 6 から 7 である。

また MGR, SUN, PEL について、速度記録のスペクトルをとった。図 8.6 には MGR と SUN について、遠地地震波到達前 1000 秒間、到達直前時からの 1000 秒間、到達後の微小地震を含まない 500 秒間の、タイムウィンドウを選んだ。図 8.7 は PEL での地震波到達前 1000 秒間の、常時火山性微動が観測されている部分である。これらのタイムウィンドウは図 8.3 に示されている。MGR では、地震波の到達後、主に低周波部分の振幅が増大し、高周波になるにつれ徐々に増加程度が弱くなる。SUN では、地震波到達前の常時火山性微動として、2-3Hz あたりにピークを持つが、到達後主に誘発地震によって高周波部分も卓越する。微小地震を含まない波形の部分では、MGR と同様低周波部分が卓越する。両者とも微小地震部分を考慮しなければ、地震波が観測されていない状態と、観測された状態の差は、低周波側ほど大きく高周波側ほど小さいという傾向は変わらない。これは主に低周波の卓越した波を観測していることになる。図 8.7 には図 8.6 の SUN と同様に、2-3Hz に短周期のピークが見られたほか、0.2Hz 付近にも明瞭なピークが見られる。長周期の波形は、Sassa (1935) の先駆的な研究に始まり、Kaneshima *et al.* (1996), Yamamoto *et al.* (1999), Kawakatsu *et al.* (2000), Legrand *et al.* (2000) らによって指摘され、その震源は阿蘇中岳第一火口から南西数百メートルの深さ 1-1.5km にあるとされている。特に、広帯域地震計を用いた観測により、スペクトルの周期 15, 7.5, 5, 3 秒の所にピークが確認されている。本研究では、0.2Hz 付近、即ち周期 5 秒辺りにピークが見えるが、周期 7.5 秒及び 3 秒の長周期微動はここでは明瞭でない。2-3Hz のピークは Sassa (1935) の指摘する周期 0.5 秒の第 3 種微動であり、火山性微小地震によって生じた表面波であると考えられている(菊池, 1974)。更に、火口近くの観測点では常時微動において、5Hz と 20Hz 付近にパルス状のピークが見られることがある。

## 1999 Taiwan, Chi-Chi Earthquake filtered with a pass-band of 5-20Hz

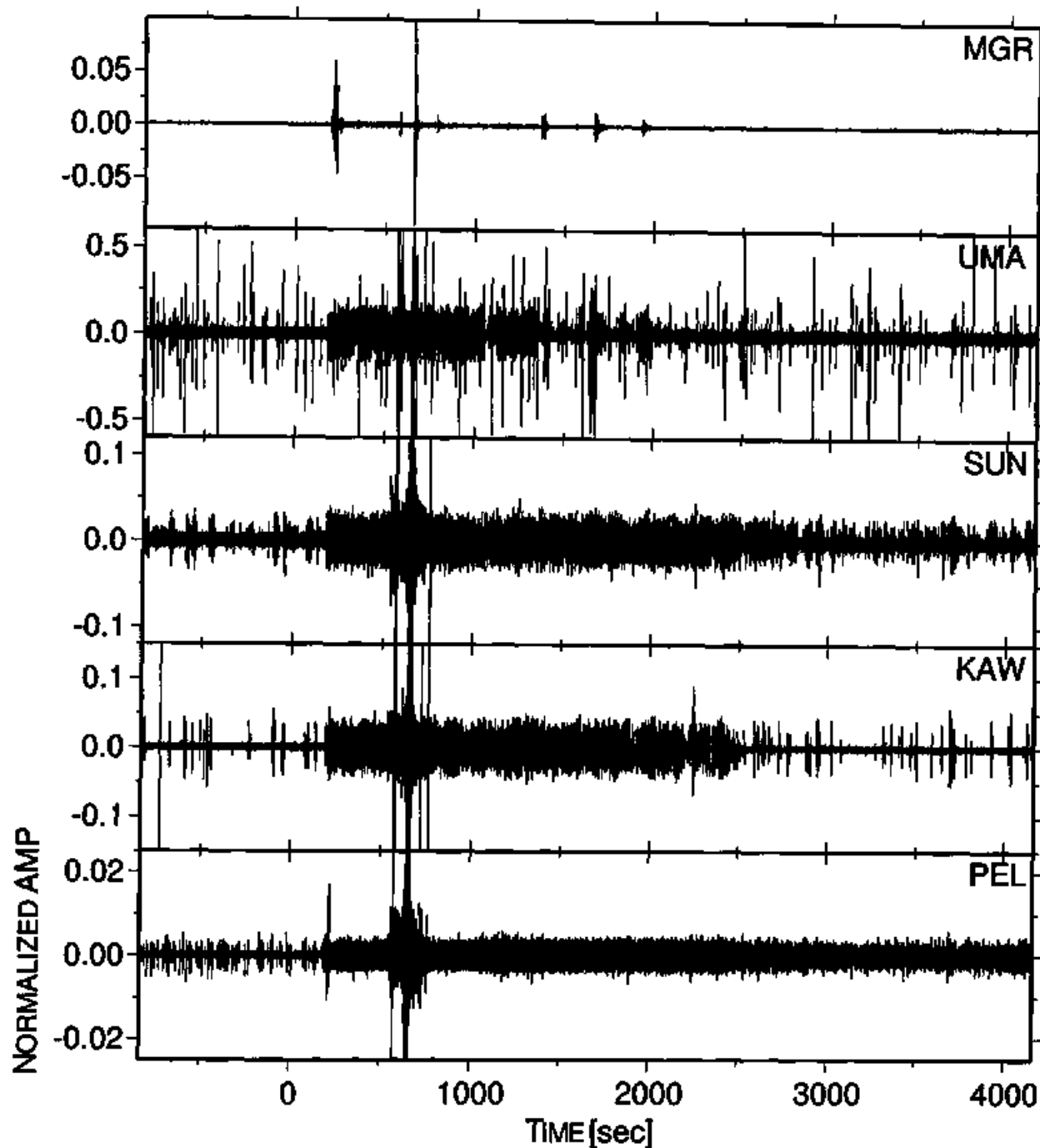


図 8.4: 図 8.3 に 5-20Hz のバンドパスフィルタを掛けた波形。P 波到着時付近の微動にあわせて拡大して表示。UMA, SUN, KAW の観測波形については、原記録の振幅の分解能の問題により、十分信頼できる精度はない可能性がある。

## 1999 Taiwan, Chi-Chi Earthquake filtered with a pass-band of 5-20Hz

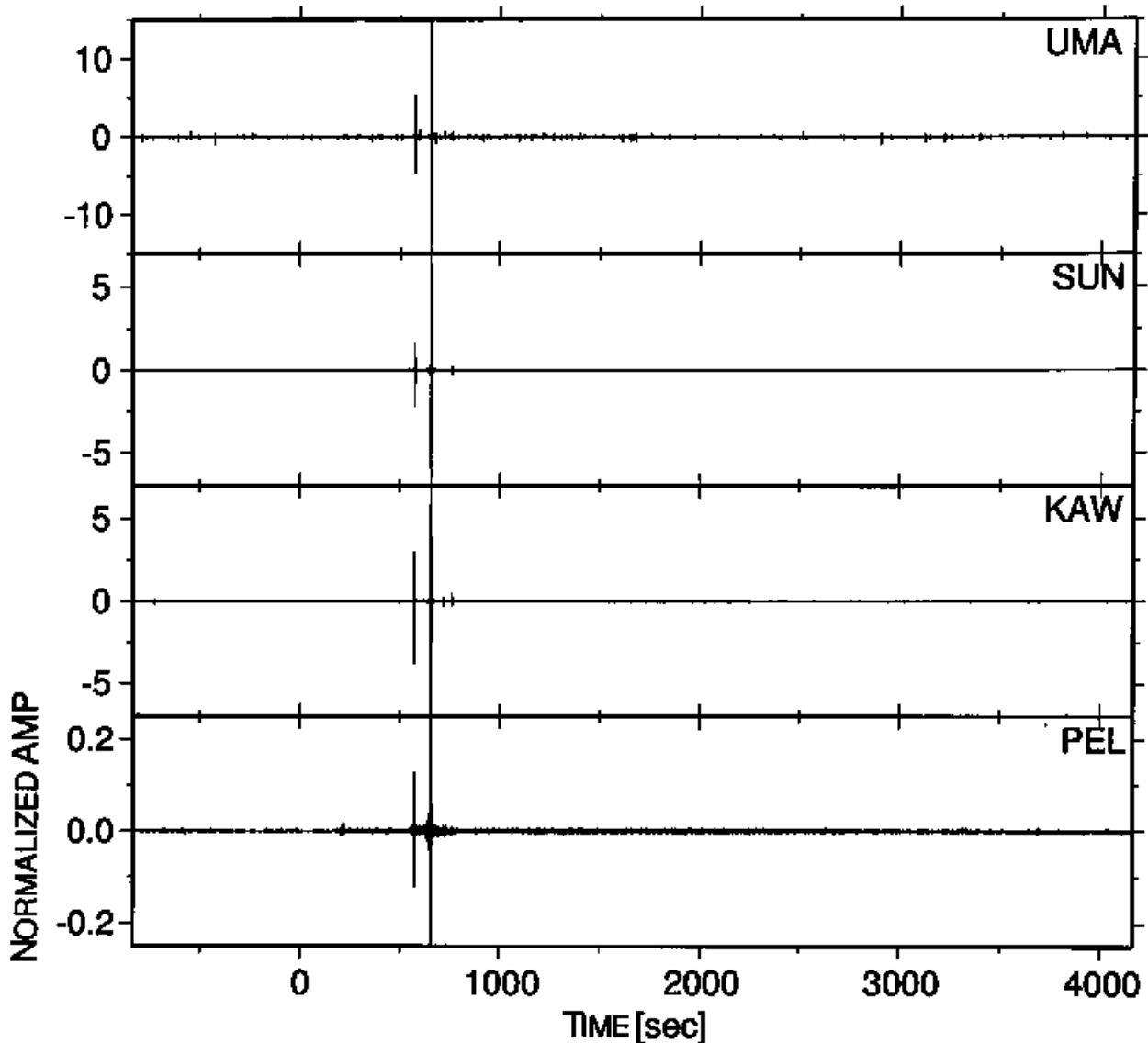


図 8.5: 図 8.4 のスケールを大きくしたもの。MGR は殆ど変わらないので図示しない。500 秒過ぎに、顕著な微小地震が三つ確認できる (e.g., SUN, KAW)。

### 8.2.1 長時間継続する短周期微動

観測波形の高周波部分を取り出すと、火口近くの観測点では遠地地震到達直後から、それまでの常時観測されている連続火山性微動に比べて大きな、ほぼ同じ振幅のまま継続する短周期の微動が観測され、連続火山性微動の振幅が増したように見える (図 8.4)。このような一定幅の微動は、MGR では非常に弱い。継続時間が非常に長いことから、遠地地震波に含まれる他の後続位相の波を考えることには、無理がある。従って、ここで見られる短周期微動は、遠地地震波を基準として、火口近くの観測点近傍で

## 1999 Taiwan, Chi-Chi Earthquake Spectra

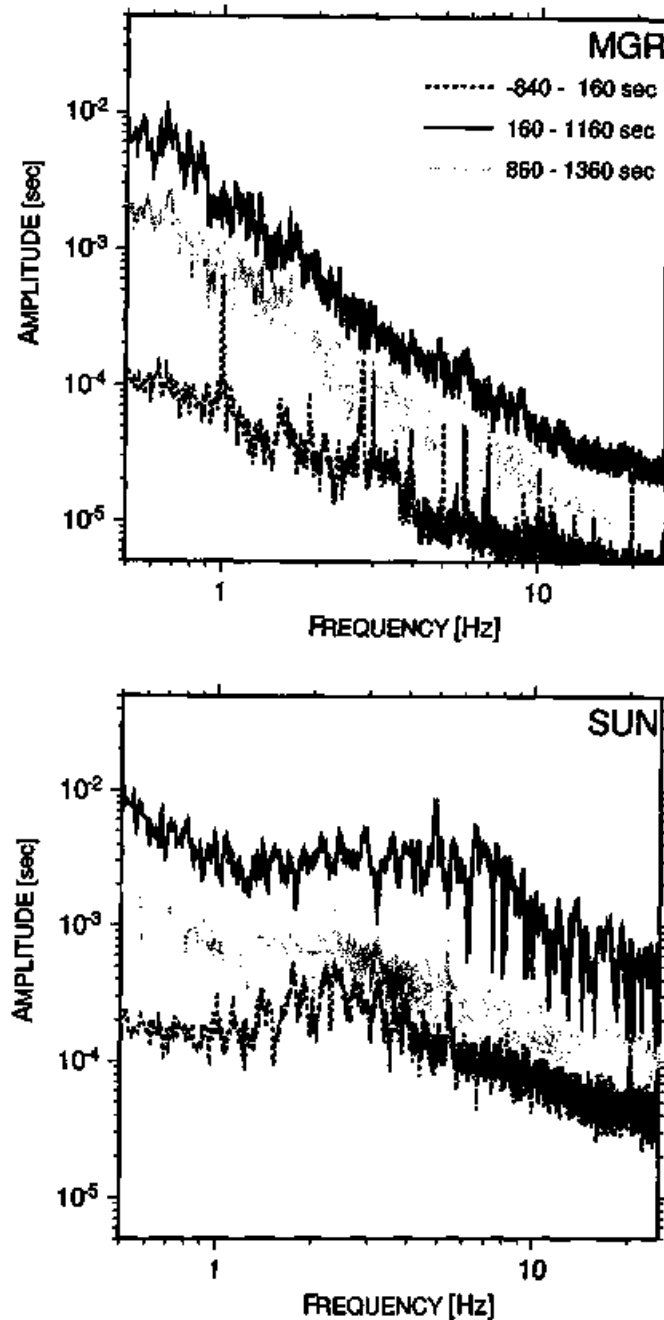


図 8.6: 観測点 MGR と SUN で記録された地震波形のスペクトル、集集地震の遠地地震波到達前 1000 秒間 (-840 - 160 秒)、到達直後 1000 秒間 (160 - 1160 秒)、及び到達後の微小地震を含まない 500 秒間 (860 - 1360 秒) についてスペクトルをとった。それぞれのタイムウィンドウは図 8.3 に示す。

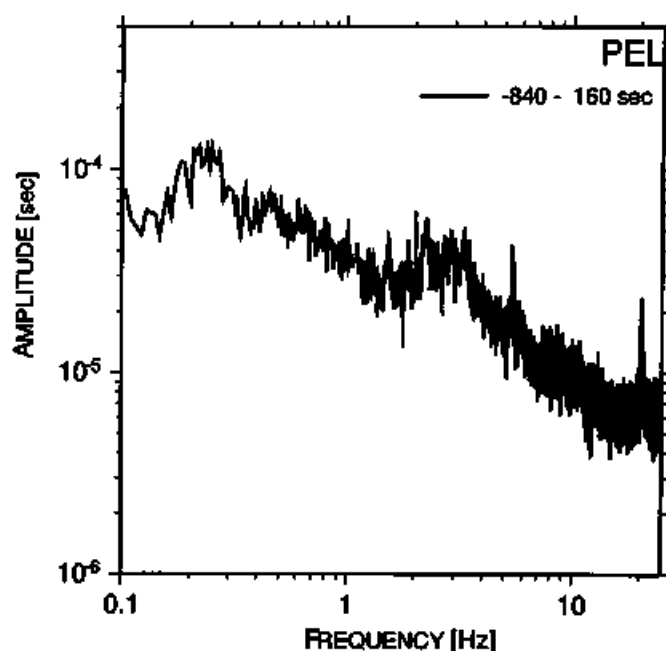


図 8.7: 観測点 PEL で記録された地震波形のスペクトル。集集地震の遠地地震波到達前 1000 秒間 (-840-160 秒) の常時微動のスペクトルを取った。用いたタイムウィンドウは図 8.3 に表す

は強く、MGR では弱く見えていることから、個々の観測点に関わる問題ではなく、火口近傍に発震源があると言える。これらの振動は、地震波到達前から時折見られるパルスと振幅がよく似ている。この短周期微動が継続する傾向が弱くなる時、地震波到達前とよく似ているようになる。遠地地震波でないとするれば、地震波到達直後から、これらのパルス状の波が観測される間隔が縮まっていると考えるのが自然である。またこれらは、図 8.7 のスペクトルで見られた原因不明の 5Hz 及び 20Hz のピークとは関係なく現れる。

そこで、このパルス状に見える微動を明らかにするために、集集地震の震源時 0 より前の集集地震の現象とはまったく関係のない、なるべく同じ時間帯の波形を調べる。5-20Hz のバンドパスフィルタを掛けた波形と、0.5Hz でローパスフィルタを掛けた波形 (PEL のみ) を、図 8.8 に示す。PEL の記録について、短周期と長周期の記録と比較すると、短周期の微動と長周期の微動の観測されている時間は一致する。従って、パルス状に見えていたそれぞれが孤立型の火山性微動であり、火口近くの各観測点で記録されていることが分かる。また短周期微動は、同時刻に必ずしも全ての観測点で一様に見られるものではない場合があり、局所的な影響或いはノイズを含んでいることを示している。特に UMA ではノイズが顕著である。長周期火山性微動には、時折短周期微動を伴い (Sassa, 1935; 菊池, 1974)、短周期イベントが長周期イベントを誘発したかのように見え、これらの関係は単純には説明できない。最近の観測により、長周期微動は震源域の膨張-縮小と考えられ、また同時に観測される短周期の微動は、ガスや流体の移動によると考えられている (Kaneshima *et al.*, 1996; Kawakatsu *et al.*, 2000)。

以上より、遠地地震波到達直後に観測された短周期振動は、火口近くに発震源があること、パルス状の波形が孤立型微動であること、孤立型微動以外に短周期振動の源と考えられるものはないこと、の理由により、頻発する短周期孤立型微動 (以降、頻発微動) であることが分かる。

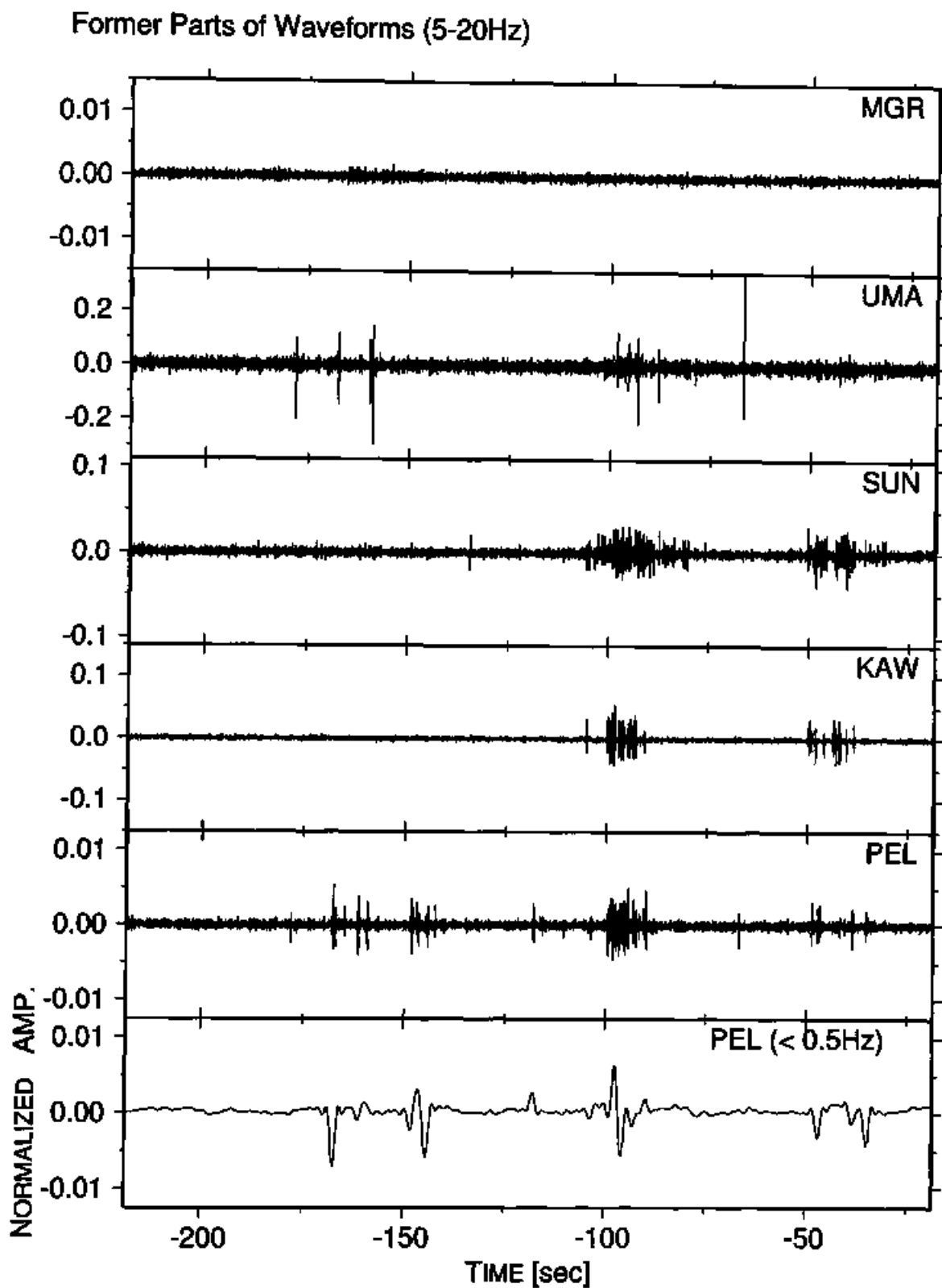


図 8.8: 集集地震の遠地地震波到達前 100 秒間の記録. 5-20Hz のバンドパスフィルタを掛けた. PEL については 0.5Hz でローパスフィルタを掛けたものも示す



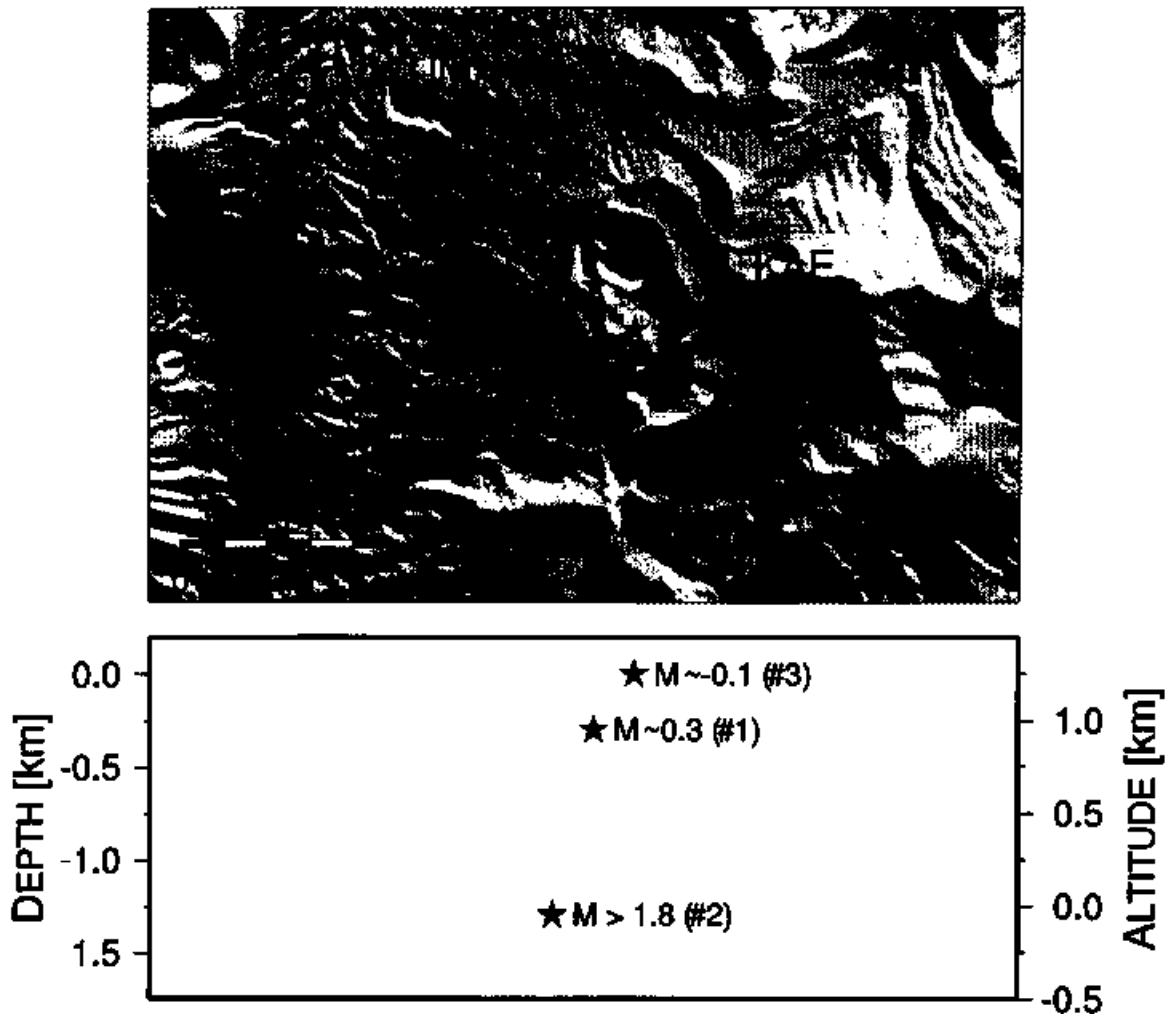


図 8.9: 微小地震の震源の位置。微小地震は観測された順に、#1, #2, #3。震源決定に用いた 4 観測点を記している。十字は阿蘇中岳第一火口である。

### 8.2.2 微小地震

短周期成分には長時間継続する波形のほかに、遠地地震波の到達後に微小地震が観測されている。図 8.5 の SUN, KAW 或いは図 8.4 の MGR から、 $S$  波の到達後、表面波到達時付近 (500–800 sec) に三つ見える。特に二番目の微小地震は、他の二つに比べ規模が大きく、波形が振り切れている。この三つの微小地震の震源決定を、グリッドサーチにより行い、最適解を図 8.9 に示す。地震波速度構造は Sudo & Kong (2001) を参考にした。但し、ここでの震源の深さ方向の分解能は低い。震央の位置は、いずれも阿蘇中岳第一火口から南南西方向にある。これら微小地震源は、長周期微動の震源域周辺やその上の領域に位置する。マグニチュードは発生順に、約  $M0.3$ ,  $M1.8$  以上, 約  $M-0.1$  と決定されたが、特に二つ目の微小地震に関しては、解析に用いた波形にフィルタを施しているため、継続時間等からも  $M$  を安易に見積もることは取えてせずに、下限を示した。

### 8.3 他の遠地地震波

1995年5月-2002年6月の他の遠地地震波による、短周期孤立型微動の頻発、及び微小地震の発生の有無を、前節と同様調べた結果を表8.1に示す。震源が近い場合には、短周期の外部地震波の影響を取り除くことができないので解析しない。このように、必ずしも遠地地震波によって、これらの現象が確認されるわけではないことが分かる。頻発微動が観測されない場合、例えばリファレンス観測点としたMGRの短周期波形と、火口近くの短周期波形がよく似ていて、短周期孤立型微動の明瞭な活発化は確認できず、両者ともP波到達時のフェイズが見られる程度である。

表8.1は時間分布を表す。主に1998-1999年に、微動の活発化が起きていることが分かる。微小地震の発生例は少ない。頻発微動の継続時間は、集集地震による地震波到達時程長いものではなく、高々1000秒程度である。継続時間に関して、(UMA) < (SUN, KAW) < (PEL)という傾向は変わらない。KAEについては、元々観測される連続火山性微動が非常に強いため、明瞭ではない。火山活動と組み合わせると、1996年6月から噴湯が続いており、1997-1998年に断続的な土砂噴出が何度か観測されていることから、土砂噴出とその後しばらくの時期は、この短周期孤立型微動が頻発する時期に一致している。A型と呼ばれる、震源の深さが数km以深の深い地震が活発な時期でもある(図8.10)。

図8.1には遠地地震波の震源に、その地震波の到達直後に短周期孤立型微動が頻発したか否かを示している。震源の深さに依存することはなく、また遠地地震波の到来方位にも傾向が見られない。

### 8.4 議論

短周期孤立型微動の頻発な活動が、P波の到達直後から観測されることは、この活動が偶発的である可能性が極めて低く、遠地地震波によって誘発されたことを示唆する。頻発微動が遠地地震波によって誘発されると考えるとしても、二つの場合を考えなければならない。つまり、図8.8で見たように、短周期微動(短周期孤立型微動)と長周期微動が同時に観測されるという関係が、頻発微動が誘発された時も、成り立っている場合と、そうでない場合である。これは遠地地震波が到達した時、長周期微動の活動は遠地地震波と同様長周期で、区別が付かないためである。

これら二つの場合があるため、次のように頻発微動が誘発されることが考えられる。まず間接的な誘発である。長周期波が長周期微動と同じ周期を持てば、長周期微動の活動に影響を与える可能性は高い。遠地地震波が長周期微動を誘発しているとすれば、それに対応する短周期微動も密に見えることになり、観測事実を説明できる。逆に、短周期微動が直接遠地地震波によって誘発されるとき、長周期微動との関係はなくても良い。

短周期微動と長周期微動の関係が、遠地地震波到達後、頻発微動観測時でも成立していると仮定して考察を進め、この仮定が合理的か否かも議論する。今、長周期遠地地震波によって、短周期微動が誘発されたときのことを考える。長周期微動を介して間接的に誘発されたか、直接誘発されたかは問わない。観測点によって頻発微動の継続時間が異なることは、短周期微動の震源が長周期微動の震源と必ずしも同一でないことを意味する。また図8.8の微動に見られるように、長周期の活動の見られるところでは多くの場合、短周期微動が記録されているが、それ以外にも短周期微動には、観測点ごとに振幅が一定

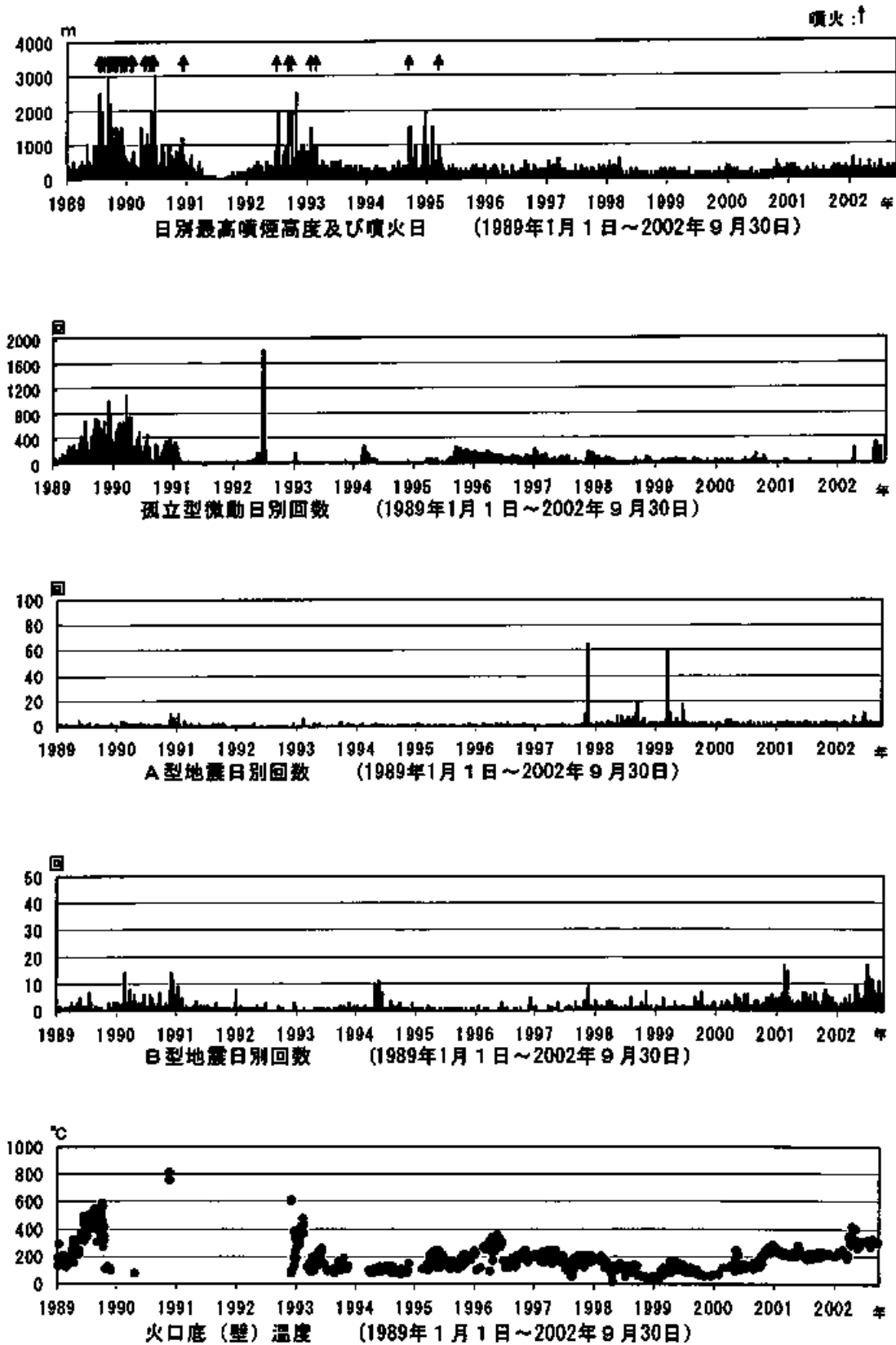


図 8.10: 「気象庁: 火山活動解説資料 (平成 14 年 9 月)」より、阿蘇山の記録。

でなかったり、観測されなかったり、観測される時刻が異なる等、局所的な変化が見られる。ほぼ同一振幅で頻繁に観測される短周期微動は長周期微動に関連し、その近傍を震源として発生しているが、それ以外にも観測点のごく近傍の局所的能動的構造を反映した短周期微動も存在する。観測点によってばらつきが見られるときは、寧ろ長周期微動との関係は成り立っていない。この短周期微動が、第3種微動として火山性微小地震に伴う表面波であるとしたら、観測点毎の継続時間の違いまでを説明するためには、微小地震が局所的に発生し継続する必要がある。

長周期微動に時折伴う短周期微動の活動は、帯水層に想定されている長周期微動源から、火口に向かうガスや流体の移動に伴って、発生していることが指摘されている。これを考慮すれば、観測点毎による頻発微動の継続時間の違いは、物質の移動で説明ができるかもしれない。但し、局所的影響を受けて観測されることもあるので、微動源を非常に深いところに想定することはできず、長周期微動震源が深さ1-1.5kmにあると考えられていることから、これより浅い1km未満の深さにあると考えることになる。頻発微動が観測される時に、比較的浅い場所で物質が移動する環境であることは、地下での応力変化が地表に現れやすいことであるから、この時期に観測される土砂噴出や噴湯などの現象を説明する上でも、合理的であると考えられる。物質の移動により熱の輸送も行われるため、温度変化に伴う散乱体を含む構造の変化により、地震波の散乱パターンが変わる可能性もある (Snieder *et al.*, 2002)。以上より、遠地地震波到達直後に短周期微動が頻繁に観測される時期と、土砂噴出や噴湯の時期が一致することは、長周期微動源からのガスや流体の移動により、説明することができるかもしれない。

次に、頻発微動が直接誘発されたか、或いは間接的に誘発されたかを考える。直接誘発された場合、遠地地震波がダイナミックに、ガスや流体の移動域や発震源に応力変化をもたらしていると考えられる。短周期微動が長周期微動を誘発しているように見える場合がある、という観測報告があるので、長周期微動が誘発されることもあるかもしれない。間接的に誘発される時は、物質の移動源や移動経路は長周期微動源でもあったと考えられるので、これが応力変化を起こせば、連続短周期微動が誘発されると考えられる。何れにせよ、頻発微動時の長周期微動の存在が観測波形から分離区別できない限り、連続短周期微動の誘発が直接的か間接的かを推定することは出来ない。

長周期火山性微動は、火口に特徴的な活動が見られなくとも観測されている (Kaneshima, *et al.*, 1996; Kawakatsu *et al.*, 2000)。土砂噴出や噴湯と長周期微動との関連はなくてもよく、短周期微動が遠地地震によって直接誘発されたと考えられる。但し、土砂噴出の時期とその後の噴湯時期に、連続短周期微動も同時に観測されるような状態が、形成されている必要がある。もし、短周期微動が間接的に誘発されるならば、長周期微動が誘発を受けやすい状態にあるので、土砂噴出等の活動と長周期微動との関連は否定できなくなる。また、図 8.10 で示したように、A型地震が活発である時期とも重なることから、表面的な活動だけでなく、長周期火山性微動源より深い地下数 km 以深での地震活動度も高い可能性がある。A型地震は比較的深い火山性地震であり、マグマの貫入等に伴う火道周辺域の岩石破壊によって、発生すると考えられている。B型地震は浅い場所でのガスの移動によって発生し、A型地震より長周期の地震波を励起すると考えられている。従って、頻発微動の発生は、A型地震よりもB型地震と関連すると考える方が、ガスや流体の関与を説明しやすいように思われる。しかし、B型地震は波の初動や相が不明瞭なことが多く、必ずしもB型地震との関連を否定できない。

以上の議論から、頻発微動の誘発は直接的、間接的のどちらの場合でも可能である。

表面波到達時付近に観測された微小地震について考察する。1999年集集地震が観測されていた時期に、火口付近で同程度の規模の微小地震は、月に約5個程度しか観測されていない。つまり、震幅の大きな表面波が観測されている10分程度の中に、微小地震が起こる確率は $1/10^3$ – $1/10^4$ のオーダーであり、2つ以上観測されたとなると、偶発性を主張するには無理がある。従ってこの場合に限り、表面波によって微小地震が誘発されたと考えられる。2001年1月1日のイベント時に観測された微小地震は、約5時間前から既に同様の微小地震が時折観測されていたので、遠地地震波の到達とは無関係に発生していると思われる。本研究では、遠地表面波到達時の微小地震例は少なかった。遠地地震波の到来方向や震源の深さによって、頻発微動の誘発を含め微小地震発生に傾向は見られない(図8.1)。このため、震源の浅い遠地地震ほど表面波が卓越するので、誘発地震が生じやすい、という観測結果(鶴川他, 2002)を確認することは出来なかった。

遠地地震波によって頻発微動と微小地震の誘発が確認されたことは、阿蘇火山下の構造が遠地地震波に対して、能動的な構造を含んでいることを示している。

1999年9月20日の集集地震の観測波形から、観測時に火口下2km以浅で起きた現象について推定する。但し、ダイナミックレンジが十分ではなかった火口近くの観測点UMA, SUN, KAWの微動記録を、定性的な解析結果ではあるが、信頼できると仮定する。遠地地震波が応力場の変化を起こし、ガスや流体を移動させ、約1000秒間、短周期孤立型微動が頻発した。これはリファレンス観測点MGRでも、震幅は小さいが観測されている。遠地地震波によって直接誘発された場合は、長周期微動を誘発した可能性がある。その後、ガスや流体の移動を震源とする微動は南方に偏り、SUN, KAW, PELで更に1000秒以上観測された。仮に、長周期微動が短周期微動と同様に励起されていたとしたら、この時点で全観測点で頻発微動が同時に観測されなくなっていたので、長周期微動の活動は遠地地震波到達前の状態に戻っていたと考えられる。表面波到達時付近に、微小地震が誘発された。集集地震前の1999年8月末からそれまで静穏であった連続火山性微動の振幅がやや増大し、単発的な火山性微動が時折発生して、集集地震後の10月に入ると更に連続火山性微動の振幅が増大していた。集集地震からの遠地地震波によって誘発されたイベントは、阿蘇火山下の構造の能動的性質が強くなりつつある時期に起きた。

## 8.5 結論

阿蘇火口付近に能動的構造が存在するか否かを検証するために、遠地地震波を入射波と考え、入射時の地震波形記録を調べた。噴湯や土砂噴出が確認された時期やその後の時期に、遠地地震波到達直後から、ダイナミックトリガリングにより、短周期孤立型微動が頻繁に励起されることを示した。この短周期孤立型微動の頻発は、長周期火山性微動が誘発されガスや流体の移動により発生する間接的な場合と、遠地地震波が応力場の変化を起こし物質の移動を導出する直接的な場合とが、考えられる。後者の場合には必ずしも長周期微動の発生を必要としないが、実際の観測記録からは長周期の遠地地震波と区別できず、長周期微動の有無は判断できない。集集地震の遠地表面波到達時に、誘発微小地震が観測された。阿蘇火口の深さ2kmより浅いところに、遠地地震波に対する能動的性質が顕著な構造が存在することを示した。能動的構造の存在とその時期は、土砂噴出や噴湯などの火山活動と密接に関係していると考えられる。

## 第9章

# 総括

本研究では、能動的構造が存在するときどのような波動場が生成されるのかを調べるため、数値実験を行い、実際に能動的構造が存在するか否かを、観測波形から検証した。

第I部では、入射波に対し受動的に应答する *passive crack* と、入射波により破壊が誘発される *active crack* を、弾性体内に配置することで、能動的構造を理想化したモデルとして与えた。それぞれのクラックに対する数値計算は、クラックによる地震波散乱問題と、クラックの破壊問題に帰着される。これらの問題は、これまでに独立に解かれて来ていたが、本研究で扱う問題には、両クラックが同時に存在して、且つ相互作用する複雑さを持つ。そこで、それぞれの問題を境界要素法 (BEM) を用いて表し、解の精度と安定性を確認した後、両クラックが同時に存在する本問題を数値的に解いた。Active crack は *passive crack* に比べ直達波の減衰には大きな寄与をせず、コーダ波部分の振幅を破壊に伴う応力低下により増大させた。また多重散乱の重要性が再確認された。

第II部では、実際の観測波形を用いて、鳥取県西部地震の余震域と阿蘇火山火口近傍から、能動的構造を検出することを試みた。鳥取県西部地震の余震域の解析では、同一震源同一入射波となりうるイベントと観測点の組み合わせを探し出し、それらの正規化したコーダ波エンベロープ振幅を比較して、その違いから能動的構造の存在を示そうとした。同一震源を仮定するには困難があったため、能動的構造の存在を裏付ける結論を得られなかった。阿蘇火口には、入射波として遠地地震波を用いることで、火口近傍の複数の観測点では、同一の長周期波が入射することを仮定して、解析を行った。観測された短周期成分から、土砂噴出やその後の噴湯現象などの火山活動が見られる時期に、ガスや流体の移動に伴うと予想される短周期孤立型微動が、遠地地震波到達直後から頻繁に誘発されることを確認した。これにより、火口下の深さ約 2km より浅い領域に、外部入射波に対して能動的な構造の存在を示した。



## 参考文献

- Achenbach, J. D., A. K. Gaitesen & H. McMaken, *Ray methods for waves in elastic solids: with applications to scattering by cracks*, Boston, Pitman Advanced Pub., 251 pp, 1982.
- Aki, K. & P. G. Richards, *Quantitative seismology*, Sausalito, California: University Science Books, 700 pp, 2002.
- Andrews, D. J., Rupture velocity of plane strain shear cracks, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5679–5687, 1976.
- Antonioli, A., M. Cocco, S. Das & C. Henry, Dynamic stress triggering during the great 25 March 1998 Antarctic Plate earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 896–903, 2002.
- Aochi, H., R. Madariaga & E. Fukuyama, Effect of normal stress during rupture propagation along nonplanar faults, *J. Geophys. Res.*, **107**, ESE 5-1–5-10, 2002.
- Beskos, D. E. (ed.), *Boundary element methods in mechanics*, North-Holland, Amsterdam, 598 pp, 1987.
- Benites, R. A., K. Aki & K. Yomogida, Multiple scattering of *SH* waves in 2-D media with many cavities, *Pageoph*, **138**, 353–390, 1992.
- Benites, R. A., P. M. Roberts, K. Yomogida & M. Fehler, Scattering of elastic waves in 2-D composite media, I. Theory and test, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **104**, 161–173, 1997.
- Beroza, G. C. & M. D. Zoback, Mechanism diversity of the Loma Prieta aftershocks and the mechanics of mainshock-aftershock interaction, *Science*, **259**, 210–213, 1993.
- Boatwright, J., The seismic radiation from composite models of faulting, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 489–508, 1988.
- Bouchon, M., A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**, 959–971, 1981.
- Campillo, M., P. Favreau, I. R. Ionescu & C. Voisin, On the effective friction law of a heterogeneous



- fault, *J. Geophys. Res.*, **106**, 16307–16322, 2001.
- Coutant, O., Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks, *J. Geophys. Res.*, **94**, 17805–17818, 1989.
- Cotton, F. & Coutant, O., Dynamic stress variations due to shear faults in a plane-layered medium, *Geophys. J. Int.*, **128**, 676–688, 1997.
- Dahlen, F. A., On the ratio of *P*-wave to *S*-wave corner frequencies for shallow earthquake sources, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **64**, 1159–1180, 1974.
- Das, S., A numerical method for determination of source time functions for general three-dimensional rupture propagation, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **62**, 591–604, 1980.
- Das, S. & B. V. Kostrov, On the numerical boundary integral equation method for three-dimensional dynamic shear crack problems, *J. Appl. Mech.*, **54**, 99–104, 1987.
- de Hoop, A. T., Transient two-dimensional Kirchhoff diffraction of a plane elastic *SH* wave by a generalized linear-slip fracture, *Geophys. J. Int.*, **143**, 319–327, 2000.
- Diakonov, B. P., B. S. Karryev, O. B. Khavroshkin, A. V. Nikolaev, L. N. Rykunov, R. R. Seroglasov, A. K. Trojanov & V. V. Tsyplakov, Manifestation of earth deformation processes by high-frequency seismic noise characteristics, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **63**, 151–162, 1990.
- Dieterich, J., V. Cayol & P. Okubo, The use of earthquake rate changes as a stress meter at Kilauea volcano, *Nature*, **408**, 457–460, 2000.
- Dong, G & A. S. Papageorgiou, Seismic radiation from a unidirectional asymmetrical circular crack model, Part I: Constant rupture velocity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 945–961, 2002a.
- Dong, G & A. S. Papageorgiou, Seismic radiation from a unidirectional asymmetrical circular crack model, Part II: Variable rupture velocity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 962–982, 2002b.
- Eringen, A. C. & E. S. Suhubi, *Elastodynamics vol.2*, Academic Press, New York, 1975.
- Everett, M.E., A three-dimensional spherical mesh generator, *Geophys. J. Int.*, **130**, 193–200, 1997.
- Foldy, L. L., The multiple scattering of waves. I. General theory of isotropic scattering by randomly distributed scatterers, *Phys. Rev.*, **67**, 107–119, 1945.
- Frankel, A. & R. W. Clayton, Finite difference simulations of seismic scattering: Implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **91**, 6465–6489, 1986.
- Fuchs, K. & G. Müller, Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and

- comparison with observations, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **23**, 417–433, 1971.
- Fujiwara, H., The fast multipole method for solving integral equations of three-dimensional topography and basin problems, *Gephys. J. Int.*, **140**, 198–210, 2000.
- Fukuyama, E. & R. Madariaga, Rupture dynamics of a planar fault in a 3D elastic medium: Rate- and slip- weakening friction, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 1–17, 1998.
- Galperin, E. I., Petersen, N. V., Sitnikov, A. V. & Vinnik, L. P., On the properties of short-period seismic noise, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **63**, 163–171, 1990.
- Gomberg, J., P. A. Reasenberg, P. Bodin & R. A. Harris, Earthquake triggering by seismic waves following the Landers and Hector Mine earthquakes, *Nature*, **411**, 462–466, 2001.
- Hardebeck, J. L., J. J. Nazareth & E. Hauksson, The static stress change triggering model: Constraints from two southern California aftershock sequences, *J. Geophys. Res.*, **103**, 24427–24437, 1998.
- Harris, R. A., Introduction to special section: Stress triggers, stress shadows, and implications for seismic hazard, *J. Geophys. Res.*, **103**, 24347–24358, 1998.
- Hill, D. P., P. A. Reasenberg, A. Michael, W. J. Arabaz, G. Beroza, D. Brumbaugh, J. N. Brune, R. Castro, S. Davis, D. dePolo, W. L. Ellsworth, J. Gomberg, S. Harmsen, L. House, S. M. Jackson, M. J. S. Johnston, L. Jones, R. Keller, S. Malone, L. Munguia, S. Naba, J. C. Pechmann, A. Sanford, R. W. Simpson, R. B. Smith, M. Stark, M. Stickney, A. Vidal, S. Walter, V. Wong & J. Zollweg, Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 Landers, California, earthquake, *Science*, **260**, 1617–1623, 1993.
- Horiuchi, S., G. Rocco & A. Hasegawa, Discrimination of fault planes from auxiliary planes based on simultaneous determination of stress tensor and a large number of fault plane solutions, *J. Geophys. Res.*, **100**, 8327–8338, 1995.
- Hoshiaba, M., Separation of scattering attenuation and intrinsic absorption in Japan using the multiple lapse time window analysis of full seismogram envelope, *J. Geophys. Res.*, **98**, 15809–15824, 1993.
- Hough, S. E. & H. Kanamori, Source Properties of earthquakes near the Salton Sea triggered by the 16 October 1999 *M*7.1 Hector Mine, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 1281–1289, 2002.
- Hudson, J. A., Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **64**, 133–150, 1981.
- Johnson, L. R. & C. G. Sammis, Effects of rock damage on seismic waves generated by explosions,

- Pageoph*, 158, 1869–1908, 2001.
- Kame, N. & T. Yamashita, Simulation of the spontaneous growth of a dynamic crack without constraints on the crack tip path, *Geophys. J. Int.*, 139, 345–358, 1999.
- Kaneshima, S., H. Kawakatsu, H. Matsubayashi, Y. Sudo, T. Tsutsui, T. Ohminato, H. Ito, K. Uhira, H. Yamasato, J. Oikawa, M. Takeo, and T. Iidaka, Mechanism of phreatic eruptions at Aso volcano inferred from near-field broadband seismic observations, *Science*, 273, 642–645, 1996.
- Kase, Y. & K. Kuge, Rupture propagation beyond fault discontinuities: significance of fault strike and location, *Geophys. J. Int.*, 147, 330–342, 2001.
- 河原純, 亀裂群を含む媒質の波動論的特性, 地震 2, 54, 91–108, 2001.
- Kawahara, J. & T. Yamashita, Scattering of elastic waves by a fracture zone containing randomly distributed cracks, *Pageoph*, 139, 121–144, 1992.
- Kawakatsu, H., S. Kaneshima, H. Matsubayashi, T. Ohminato, Y. Sudo, T. Tsutsui, K. Uhira, H. Yamasato, H. Ito & D. Legrand, Aso 94: Aso seismic observation with broadband instruments, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 101, 129–154, 2000.
- Kennett, B. L. N. & N. J. Kerry, Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 57, 557–583, 1979.
- 菊池茂智, 阿蘇山の長周期火山性微動について—第2種火山性微動と火山性微小地震の関係— 防災研究所年報, 17B, 107–114, 1974.
- Kilb, D., J. Gombert & P. Bodin, Triggering of earthquake aftershocks by dynamic stresses, *Nature*, 408, 570–574, 2000.
- 気象庁, 火山活動解説資料「平成14年9月」
- Kitahara, M., *Boundary integral equation methods in eigenvalue problems of elastodynamics and thin plates*, Elsevier, Amsterdam, 281 pp, 1985.
- Kitahara, M. & N. Nakagawa, Boundary integral equation methods in three dimensional elastodynamics, In; *Boundary Element Methods in Engineering VII*, C. A. Brebbia (ed.), Springer-Verlag, 6.27–6.36, 1985.
- Kobayashi, S., Elastodynamics, In; *Boundary element methods in mechanics*, Beskos, D.E.(ed.), North-Holland, Amsterdam, Chapt.4., 192–255, 1987.
- 小林昭一編著, 波動解析と境界要素法, 京都大学学術出版会, 京都, 338 pp, 2000.
- Kobayashi, S. & Nishimura, N., On the indeterminacy of BIE solutions for the exterior problems of

- time-harmonic elastodynamics and incompressible elastostatics, In; *Boundary Element Methods in Engineering*, C. A. Brebbia (ed.), Springer-Verlag, 282–296, 1982.
- Kupradze, V. D. (ed.), *Three-dimensional Problems of the Mathematical Theory of Elasticity and Thermoelasticity*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1979.
- Lay, T. & T. C. Wallace, *Modern global seismology*, Academic Press, San Diego, 521 pp., 1995
- Legrand, D., S. Kaneshima & H. Kawakatsu, Moment tensor analysis of near-field broadband waveforms observed at Aso Volcano, Japan, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **101**, 155–169, 2000
- Madariaga, R., Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 639–666, 1976.
- Main, I. G., Applicability of time-to-failure analysis to accelerated strain before earthquakes and volcanic eruptions, *Geophys. J. Int.*, **139**, F1–F6, 1999.
- Mal, A. K., Interaction of elastic waves with a Griffith crack, *Int. J. Eng. Sci.*, **8**, 763–776, 1970.
- Martin, P. A. & G. R. Wickham, Diffraction of elastic waves by a penny-shaped crack: analytical and numerical results, *Proc. R. Soc. London Ser., A* **390**, 91–129, 1983.
- Margerin, L., M. Campillo & B. V. Tiggelen, Monte Carlo simulation of multiple scattering of elastic waves, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7873–7892, 2000.
- Matsumoto, S., K. Obara & A. Hasegawa, Imaging *P*-wave scatterer distribution in the focal area of the 1995 M7.2 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1439–1442, 1998.
- Müller, G., The reflectivity method: a tutorial, *J. Geophys.*, **58**, 153–174, 1985.
- Murai, Y., J. Kawahara & T. Yamashita, Multiple scattering of *SH* waves in 2-D elastic media with distributed cracks, *Geophys. J. Int.*, **122**, 925–937, 1995.
- Nikolaev, A. V. & P. A. Troitskiy, Lithospheric studies based on array analysis of *P*-coda and microseisms, *Tectonophysics*, **140**, 103–113, 1987.
- Nishigami, K., Deep crustal heterogeneity along and around the San Andreas fault system in central California and its relation to the segmentation, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7983–7998, 2000.
- Nishimura, N. & S. Kobayashi, On the behavior of elastic potentials, *Mem. Fac. Eng. Kyoto Univ.*, **49**, 294–307, 1987.
- Nishimura, N. & S. Kobayashi, A regularized boundary integral equation method for elastodynamic crack problems, *Comp. Mech.*, **4**, 319–328, 1989.

- Okui, Y. & H. Horii, Stress and time-dependent failure of brittle rocks under compression: A theoretical prediction, *J. Geophys. Res.*, **102**, 14869–14881, 1997.
- Ohmi, S., K. Watanabe, T. Shibutani, N. Hirano & S. Nakao, The 2000 Western Tottori Earthquake —Seismic activity revealed by the regional seismic networks, *Earth Planets Space*, **54**, 819–830, 2002.
- Pao, Y.H. & C. C. Mow, *Diffraction of elastic waves and dynamic stress concentrations*, Crane-Russak, New York, 694 pp, 1973.
- Privalovskiy, N. K. & I. A. Beresnev, Seismic noise emission induced by seismic waves, *Geophys. J. Int.*, **116**, 806–812, 1994.
- Reches, Z. & D. A. Lockner, Nucleation and growth of faults in brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, **99**, 18,159–18,173, 1994.
- Richards, P. G., The dynamic field of a growing plane elliptical shear crack, *Int. J. Solids Structures*, **9**, 843–861, 1973.
- Richer, N., The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, **10**, 207–220, 1945.
- Rodean, H. C., *Nuclear-Explosion Seismology*, TID-25572, (U.S. Atomic Energy Commission), 156 pp, 1971.
- Rykunov, L. N., O. B. Khavroshkin & V. V. Tsyplakov, Time variations of high-frequency seismic noise, *Izvestiya, Earth Physics*, **15**, 829–833, 1979.
- Sassa, K., Volcanic micro-tremors and eruption-earthquakes (Part I of the geophysical studies on the volcano Aso), *Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. Series A*, **18**, 255–293, 1935.
- Sato, T., Seismic radiation from circular cracks growing at various rupture velocity, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **84**, 1199–1215, 1994.
- Sato, T. & T. Hirasawa, Body wave spectra from propagating shear cracks, *J. Phys. Earth*, **21**, 415–431, 1973.
- Sato, T. & H. Kanamori, Beginning of earthquakes modeled with the Griffith's fracture criterion, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **89**, 80–93, 1999.
- Sato, H & M. Fehler, *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth*, Springer, New York, 308 pp, 1998.
- Snieder, R., A. Grêt, H. Douma & J. Scales, Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity, *Science*, **295**, 2253–2255, 2002.

- Sudo, Y. & L. S. L. Kong, Three-dimensional seismic velocity structure beneath Aso Volcano, Kyushu, Japan, *Bull. Volcanol.*, **63**, 326-344, 2001.
- Tanaka, M., V. Sladek & J. Sladek, Regularization techniques applied to boundary element methods, *Appl. Mech. Rev.*, **47**, 457-499, 1994.
- Tchebotareva, I. I., A. V. Nikolaev & H. Sato, Seismic emission activity of Earth's crust in Northern Kanto, Japan, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **120**, 167-182, 2000.
- 遠田晋次, 応力ステップ・応力速度変化に伴う地震発生率の変化, *地学雑誌*, **111**, 233-247, 2002.
- Toda, S., H. Tsuruoka & R. S. Stein, Delayed but vigorous off-fault aftershocks triggered by the 6 October 2000  $M = 7.3$  Tottori-ken-Seibu earthquake, Japan as a test of rate/state friction, *Seism. Res. Lett.*, **72**, 252, 2001.
- 鶴川元雄, 藤田英輔 & 熊谷貞治, 遠地地震により遠隔誘発された硫黄島火山の微小地震活動, *地学雑誌*, **111**, 277-286, 2002.
- van Antwerpen, V. A., W. A. Mulder & G. C. Herman, Finite-difference modelling of two-dimensional elastic wave propagation in cracked media, *Geophys. J. Int.*, **149**, 169-178, 2002.
- Vermilye, J. M. & C. H. Scholz, The process zone: A microstructural view of fault growth, *J. Geophys. Res.*, **103**, 12,233-12,237, 1998.
- Verweij, M. D. & C. H. Chapman, Transmission and reflection of transient elastodynamic waves at a linear slip interface, *J. Acoust. Soc. Am.*, **101**, 2473-2484, 1997.
- Vinnik, L. P., Seismic emission and seismic holography, *Izvestiya, Earth Physics*, **8**, 108-111, 1989.
- Voisin, C., Dynamic triggering of earthquakes: the linear slip-dependent friction case, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3357-3360, 2001.
- Wald, D. J. & T. H. Heaton, Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 668-691, 1994.
- Wang, W. H. & C. H. Chen, Static stress transferred by the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake: Effects on the stability of the surrounding fault systems and aftershock triggering with a 3D fault-slip model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 1041-1052, 2001.
- Wennerberg, L., Multiple-scattering interpretations of coda- $Q$  measurements, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 279-290, 1993.
- Wessel, P. & Smith, W. H. F., New version of the Generic Mapping Tools released, *EOS, Trans. Am. geophys. Un.*, **76**, 392, 1995.
- Wu, R. S., Attenuation of short period seismic waves due to scattering, *Geophys. Res. Lett.*, **9**,

- 9–12, 1982.
- Wyss, M., D. Schorlemmer & S. Wiemer, Mapping asperities by minima of local recurrence time: San Jacinto-Elsinore fault zones, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7829–7844, 2000.
- Yamada, T., M. Ando & H. Katao, Rapid changes of the aftershock  $P$  axes 3 years after the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *Geophys. Res. Let.*, **28**, 37–40, 2001.
- Yamamoto, M., H. Kawakatsu, S. Kaneshima, T. Mori, T. Tsutsui, Y. Sudo & Y. Morita, Detection of a crack-like conduit beneath the active crater at Aso volcano, Japan, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 3677–3680, 1999.
- Yamashita, T., Generation of microcracks by dynamic shear rupture and its effects on rupture growth and elastic wave radiation, *Geophys. J. Int.*, **143**, 395–406, 2000.
- Yomogida, K. & R. Benites, Relation between direct wave  $Q$  and coda  $Q$ : a numerical approach, *Geophys. J. Int.*, **123**, 471–483, 1995.
- Yomogida, K., R. Benites, P. M. Roberts & M. Fehler, Scattering of elastic waves in 2-D composite media II. Waveforms and spectra, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **104**, 175–192, 1997.
- Yomogida, K. & R. Benites, Scattering of seismic waves by cracks with the boundary integral method, *Pageoph*, **159**, 1771–1789, 2002.
- Zeng, Y., Compact solutions for multiple scattered wave energy in time domain, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **81**, 1022–1029, 1991.
- Zhao, D., H. Kanamori & D. Wiens, State of stress before and after the 1994 Northridge earthquake, *Geophys. Res. Let.*, **24**, 519–522, 1997.
- Zoback, M. D., M. L. Zoback, V. S. Mount, J. Suppe, J. P. Eaton, J. H. Healy, D. Oppenheimer, P. Reasenber, L. Jones, C. B. Raleigh, I. G. Wong, O. Scotti & C. Wentworth, New evidence on the state of stress of the San Andreas fault system, *Science*, **238**, 1105–1111, 1987.

## 付録 A

# 境界要素法に伴う幾つかの問題点と解決法

### A.1 周波数域の基本解の展開

変数が小さい場合, 式 (3.8) 及び (3.16) における  $\hat{U}_1$  及び  $\hat{U}_2$  を, 静弾性解にかかわる部分 ( $\hat{U}_1^{\circ}$  及び  $\hat{U}_2^{\circ}$ ) とそれ以外の部分 ( $\hat{U}_1^D$  及び  $\hat{U}_2^D$ ) に展開することで, 桁落ち防止を図る (Kobayashi, 1987; 小林, 2000). 即ち, (3.10) 及び (3.11) に対して,

$$\hat{U}_1 = \hat{U}_1^{\circ} + \hat{U}_1^D \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{U}_2 = \hat{U}_2^{\circ} + \hat{U}_2^D \quad (\text{A.2})$$

ここで,

$$\hat{U}_1^{\circ} = \frac{\lambda + 3\mu}{2(\lambda + 2\mu)} \frac{1}{r} \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{U}_2^{\circ} = -\frac{\lambda + \mu}{2(\lambda + 2\mu)} \frac{1}{r} \quad (\text{A.4})$$

$$\hat{U}_1^D = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n k_T^n r^{n-1}}{n!(n+2)} \left\{ (n+1) + \left( \frac{k_L}{k_T} \right)^{n+2} \right\} \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{U}_2^D = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n k_T^n r^{n-1}}{n!} \frac{n-1}{n+2} \left\{ 1 - \left( \frac{k_L}{k_T} \right)^{n+2} \right\} \quad (\text{A.6})$$

尚, 基本解の静弾性解  $\hat{U}_{ik}^{\circ}$ , 及び表面力の静弾性解  $\hat{T}_{ik}^{\circ}$  はそれぞれ,

$$\hat{U}_{ik}^{\circ} = \frac{1}{8\pi\mu(\lambda + 2\mu)r} \{ (\lambda + 3\mu)\delta_{ik} + (\lambda + \mu)r_{,i}r_{,k} \} \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{T}_{ik}^{\circ} = -\frac{1}{4\pi\mu(\lambda + 2\mu)r^2} \left[ \{ \mu\delta_{ik} + 3(\mu + \lambda)r_{,i}r_{,k} \} \frac{\partial r}{\partial n} - \mu(n_i r_{,k} - n_k r_{,i}) \right] \quad (\text{A.8})$$



## A.2 特異積分の評価と正則化

特異積分の正則化の方法は、例えば Tanaka *et al.*(1994) によって詳しくまとめられている (小林, 2000). 本研究では、単純に部分積分を用いることにより、収束項のみを取り出した。弱い特異積分には、要素再分割法を用いる。境界要素上の座標系を、特異点を頂点とする曲座標系  $(r, \theta)$  に変換すれば、面積要素  $ds \rightarrow r d\theta dr$  となるため、 $O(1/r)$  の特異性がなくなり、Gauss 積分などを用いて数値的に評価できる (Beskos, 1987).

## A.3 見かけの固有振動数による積分方程式解の崩壊

外部問題で注意を必要とするのは、周波数域では対応する内部問題の固有振動数 (見かけの固有振動数) において、積分方程式の解の唯一性が保障されないことである (Kobayashi & Nishimura, 1982; Kitahara, 1985; 小林, 2000). この固有振動数を含む問題においては、外部問題の境界積分方程式の条件だけでは内部領域に対する制約条件を満たすことが出来ない。従って、例えば式 (3.19), (3.20) で示したように、境界内部において変位ゼロである事を条件として解けばよい (小林, 2000). このとき条件式が新たに加わるため、境界値を得るために解くべき問題は、境界条件に内部領域の制限を付け加えたものになり、離散化した線型方程式は最小二乗による手法で解くことになる (小林, 2000).

但し、クラック問題における境界要素法では補領域が体積を持たないため、例えば、積分方程式 (3.35) には見かけの固有振動数は存在しない。

Thesis の基礎となった論文は以下のとおりである

Scattering problems of waves in elastic media including passive cracks and active cracks

(静的クラックと誘発性震源を含む弾性体中での波動散乱問題)

*Geophysical Journal International* に投稿予定

Masatoshi Miyazawa, Ichiro Nakanishi の共著

Aso volcanic tremors triggered by teleseismic waves from 1999 Chi-Chi earthquake

(1999 年集集地震の遠地地震波によって誘発された阿蘇火山性微動)

*Geophysical Research Letters* に投稿予定

Masatoshi Miyazawa, Ichiro Nakanishi, Yasuaki Sudo, Takahiro Ohkura の共著

## 謝辞

本学位論文の研究は、京都大学大学院理学研究科において、中西一郎氏の指導の下に行いました。京都大学工学研究科西村直志氏には、境界要素法の基礎についていくつか御教授頂きました。京都大学大学院理学研究科地球熱学研究施設火山研究センターで録られた、阿蘇山の地震波計記録を使用しました。記録の収集と利用に際して、同センターの須藤清明氏、大倉敏宏氏にはお世話になりました。東京大学地震研究所・特定共同研究(B)「短波長不均質構造と高周波地震波の輻射特性」研究集会で発表討論を行い、多くのコメントを頂きました。北海道大学蓬田清氏には境界要素法に関して教えを頂きました。東北大学佐藤春夫氏には、エネルギー輻射伝達理論の立場から期待される結果へのコメントを頂きました。カリフォルニア工科大学の金森博雄氏とは本学防災研究所滞在中に、地震のダイナミックトリガリングについて有意義な議論を交わすことができ、また同氏からコメントを頂きました。地震学講座のなまぎセミナー、地震予知研究センターのうなぎセミナーでの客観的な議論は、本研究の一層の発展をもたらしました。特に、久家慶子氏、加藤護氏、岩田知孝氏、川方裕則氏からのコメントは貴重でした。産業技術総合研究所加瀬祐子氏には断層の破壊問題について、色々教えて頂きました。学位申請論文の査読者の方々のコメントは、本論文を仕上げる上で欠かせないものでした。居心地の良い研究環境を提供していただいた、本地震学講座の尾池和夫氏に感謝します。併せて、同講座のメンバー、スタッフ、地球物理学教室事務、同図書には大変お世話になりました。

本研究の遂行に、日本学術振興会特別研究員奨励費を用いました。鳥取県西部地震の余震域の解析には、防災科学研究所のK-NET及びKiK-netのデータ・情報を利用しました。震源記録に、気象庁・文部科学省が協力してデータを処理した結果を使用しました。数値計算には、地球物理学教室のCOMPAQ ALPHASERVER 4100 5/600を使用しました。図の作成に当たって、GMT (The Generic Mapping Tools; Wessel and Smith, 1995)を使用しました。国土地理院の数値地図10mメッシュ及び50mメッシュデータを使用しました。

本学位申請論文完成直前12月16日に逝去された、元信州大学工学部教授宮澤基厚氏に、本論文を捧ぐ。

Thesis の基礎となった論文は以下のとおりである

Scattering problems of waves in elastic media including passive cracks and active cracks

(静的クラックと誘発性震源を含む弾性体中での波動散乱問題)

*Geophysical Journal International* に投稿予定

Masatoshi Miyazawa, Ichiro Nakanishi の共著

Aso volcanic tremors triggered by teleseismic waves from 1999 Chi-Chi earthquake

(1999 年集集地震の遠地地震波によって誘発された阿蘇火山性微動)

*Geophysical Research Letters* に投稿予定

Masatoshi Miyazawa, Ichiro Nakanishi, Yasuaki Sudo, Takahiro Ohkura の共著