

## 上町断層系の動的破壊過程の推定

### Simulation of earthquake rupture process on the Uemachi fault system

加瀬祐子<sup>1</sup>・堀川晴央<sup>2</sup>・関口春子<sup>3</sup>・佐竹健治<sup>4</sup>・杉山雄一<sup>5</sup>

Yuko Kase<sup>1</sup>, Haruo Horikawa<sup>2</sup>, Haruko Sekiguchi<sup>3</sup>, Kenji Satake<sup>4</sup> and Yuichi Sugiyama<sup>5</sup>

<sup>1,2,3,4,5</sup> 活断層研究センター (Active Fault Research Center, GSJ/AIST, kase.yuko@aist.go.jp, h.horikawa@aist.go.jp, haruko.sekiguchi@aist.go.jp, kenji.satake@aist.go.jp, sugiyama-y@aist.go.jp)

**Abstract:** We simulated spontaneous rupture processes of a two-segment reverse-slip fault, representing the Uemachi fault system in the Osaka plain. The fault geometry, striking in the NS direction, dipping 60° to the east, and extending about 45 km, was constrained from the surface mapping and shallow seismic profiling results. The model stress field was estimated from the tectonic stress field: depth-proportional principal stresses with the minimum principal stress equal to the overburden load and the maximum principal stress field in the EW direction. Spontaneous rupture process was simulated by solving equations of motion with slip-dependent friction laws using finite-difference method. We searched for values of the maximum principal stress that produced surface displacement of 2 m, a value estimated from the boring data for the last earthquake on the Uemachi fault. We made tens of simulations, varying the initial rupture location and the segment stepover distances, to examine their effects on earthquake size and rupture process. Rupture initiated at the fault jog terminated at the other jog. Closely-located segments lead to multi-segment rupture and smooth rupture propagation.

キーワード: 断層モデル, 応力場, 動学的破壊過程, 上町断層系

**Keywords:** fault model, stress field, dynamic rupture process, Uemachi fault system

#### 1. はじめに

ある断層が, 地震サイクルの中でどのように活動するのか, 地震時にはどのような破壊過程をたどるのか, そのふるまいを支配するパラメータは何か, を知るためには, 現実 に即したモデルを用いて, 動学的な破壊過程を数値計算する必要がある. ここで, あらかじめ必要となる情報は, 断層モデル (断層形状やセグメント構造), 応力場, 摩擦構成則の3つである.

従来の動学的破壊過程の研究においては, 破壊過程の複雑さの原因は, 動学的パラメータ (強度と応力降下量) の不均質であるとして, 比較的単純なモデルが用いられてきた (例えば, Das and Aki, 1977; Mikumo and Miyatake, 1978; Miyatake, 1980; Day, 1982; Das and Kostrov, 1983; Madariaga and Cochard, 1994; Fukuyama and Madariaga, 1998). すなわち, 1枚の平らな断層面に, 一様な応力がはたらいている, というモデルである. 現実には, 地表の断層トレースや余震分布から推測される断層面は, 平らではないことが多く, 大きい地震の場合, 複数のセグメントから成ることもある. このような断層系にはたらく応力は, 断層の走向に応じて, 水平方向の不均質があると考えられる. また, 重力を考慮すれば, 鉛直方向にも不均一になっていると予想される.

近年は, より複雑なモデルが用いられるようになり, 破壊過程を再現する上で, 断層形状やセグメント構造, 断層にはたらく応力場の不均質による影響を無視することはできないことが示されている. Aochi *et al.* (2000) は, 断層の走向の変化の結果として生じる応力場の不均質によって, 断層の枝分かれ部分での破壊の進行方向が決定されることを示した. Harris and Day (1999) や Kase and Kuge (2001) は, セグメント境界の存在が, 地震の大きさと破壊過程を決める重要な要素となっていることを示した. Aagaard *et al.* (2001) や 加瀬 (2002) は, 深さに依存して変化する応力場を考慮することによって, 現実的な破壊伝播過程やすべり量分布を再現した.

Aochi and Fukuyama (2002) は, 非平面の断層形状と局所的に変化する応力場を考慮することによって, 1992年 Landers 地震の破壊過程を再現した. 彼らのモデルでは, 動学的パラメータの水平方向の不均質は考慮されていないにも関わらず, 現実の破壊伝播過程とすべり量分布をほぼ再現できている. これは, 動学的パラメータ (初期応力値と応力降下量) の不均質分布を求めることによって, 破壊過程を再現する方法 (Olsen *et al.*, 1997) の対極に位置するものであり, 断層形状と応力場をモデル化できれば, 地震が起こる前に, 破壊過程をある程度予測し得ることを意味する. 予測の精度は, いかに現実に近い

モデルを仮定できるかに依存する。

本研究では、断層モデルと応力場について、活断層情報からモデルパラメータを推定した上で、動的破壊過程のシミュレーションを試みる。日本の内陸活断層の多くは、活動間隔が長く、前回の地震が器械的に記録・観測されていない。また、最近の地震活動度も低い。本研究で対象とする上町断層系も、このような内陸活断層のひとつである。過去の活動についての地震学的情報が全くない断層をモデル化するために利用できるのは、地形・地質学的な活断層情報である。

ただし、本研究では、断層系は複数の平面で近似し、細かい形状までは考慮しない。Aochi and Fukuyama (2002) は、非平面の断層形状をモデルに組み込むために、境界積分方程式法を用いた。しかし、境界積分方程式法では、上町断層系のような傾斜角が  $90^\circ$  ではない逆断層を扱うには限界がある。そこで、本研究では差分法を採用する。本稿では、はじめに活断層情報を用いてモデルを構築する手法について説明する。その後、得られた数値実験結果をもとに、上町断層系でのセグメントの連動性と地震時の破壊過程について議論する。

本研究で得られた動的破壊過程は、大阪平野の 3 次元地下構造モデル(堀川ほか, 2002)を用いた地震動シミュレーション(関口ほか, 2002)において、起震断層モデルとして用いられる。活断層情報を取り入れた 3 次元地下構造モデルと動的破壊過程を用いることで、高精度の地震動予測図を作成する試みである。

## 2. 手法

### 2.1 断層モデルの構築

断層モデルは、基盤構造と地表での断層のトレースから推定する。これまでの研究(例えば、吉川ほか, 1987; 大阪市, 1997; 杉山, 1997)によると、地表で観察される断層のトレースでは、上町断層系の走向はほぼ南北、全長は約 45 km で、中央付近の断層トレースの不連続部を境として、2 つのセグメントに分けられる(Fig. 1)。また、基盤上面では、傾斜角が約  $60^\circ$  の東側隆起の逆断層である。走向方向のすべり(横ずれ変位)の蓄積は知られていない。したがって、断層モデルは、傾斜角( $\delta$ )が  $60^\circ$ 、すべり角が  $90^\circ$  の逆断層であり、長さがそれぞれ 20 km と 25 km の北と南の 2 つのセグメントからなるとした(Fig. 1)。断層上端の深さは 1.39 km (断層が基盤岩と堆積層の境界まで達している場合; Model A)と、0.35 km (断層が堆積層第 1 層と第 2 層の境界まで達している場合; Model B)の 2 通りを仮定した。また、断層下端の深さは、この地域の地震発生層の下限の深さを考慮して、15.6 km とした(例えば、Ito, 1990)。

2 つのセグメント間の距離( $D_p$ )とジョグの幅( $D_n$ )は、活断層情報から推測される許容範囲内で値

を変えて、また、破壊開始点の位置は各セグメントの両端に仮定して、パラメータスタディを行った(Fig. 1)。これは、地表の断層トレースがそれほど明瞭ではなく、数 km より深いところの断層構造も明らかではないこと、また、破壊開始点の位置は地質学的情報からは得られないことによる。

### 2.2 初期応力場の仮定

テクトニックな応力場を考慮し、(1) 主応力は全て深さに比例する、(2) 最小主応力( $\sigma_3$ )の向きは鉛直方向で、大きさはかぶり圧に等しい、(3) 最大主応力( $\sigma_1$ )の向きは東西方向、と仮定した。すなわち、

$$\sigma_1 = az'$$

$$\sigma_3 = \rho gz'$$

ここで、 $a$  は後で求める比例係数、 $\rho$  は媒質の密度、 $g$  は重力加速度、 $z'$  は深さである。このとき、断層面にはたらく剪断応力( $\tau^0$ )と法線応力( $\sigma_n^0$ )は、

$$\tau^0 = \sigma_1 \sin \delta \cos \delta - \sigma_3 \sin \delta \cos \delta$$

$$\sigma_n^0 = \sigma_1 \sin^2 \delta + \sigma_3 \cos^2 \delta$$

と表される。速度構造、強度と応力降下量の比(S 値: Andrews, 1976)、動摩擦係数( $\mu_d$ )、臨界変位量( $D_c$ )は、Table 1 に示すように仮定した。静摩擦係数( $\mu_s$ )は、

$$\mu_s = \{S(\tau^0 - \mu_d \sigma_n^0) + \tau^0\} / \sigma_n^0$$

と求められる。また、堆積層は基盤に比べてやわらかく、応力降下量が小さいと考えられるため、Model B では、 $z' < 1.39$  km で応力降下量は 0 であると見た。

最大主応力の深さに対する比例係数( $a$ )を変えて、北側セグメントのみを破壊させた場合についての予備的な数値計算を行い、ボーリング調査結果(1 回の地震での上下変位量が、北側セグメント中央付近で 1.8~2.8 m: 三浦ほか, 2002)と調和する値を探索した。ただし、断層の長さ地震の大きさとの経験式(例えば、松田, 1975; Wells and Coppersmith, 1994)から、北側セグメントの長さを考慮して、 $M_w$  が 7 を超えない、という条件を加えた。予備数値実験の結果を Table 2 に、最終的に用いたパラメータの値を Table 3 に、そのときの地表変位とボーリング調査結果との比較を Fig. 2 に示す。

### 2.3 数値計算の概要

3 次元半無限均質弾性体中の断層上の破壊伝播過程を、波動方程式を解くことにより求める。

時刻  $t=0$  に、一方のセグメント上の破壊開始点で応力降下が起こり、破壊は自発的に広がっていく。剪断応力が強度(静摩擦応力と法線応力との積)を越えた点ですべりが起こり、その後は、すべり弱化的摩擦構成則(Andrews, 1976; Day, 1982)に従って、剪断応力は動摩擦応力まで降下する。その破壊によって生じる応力変化によって、もう一方のセグメント上での破壊が励起される。

動的破壊過程の数値計算には、Kase and Kuge (2001) の差分法のコードに、自由表面の境界条件の部分に変更を加えたものを用いた。上町断層系の傾斜角は鉛直ではないため、断層面を座標面上に置くと、自由表面(地表面)は座標面に沿わない(Fig. 3)。そこで、座標面に沿わない面上で自由表面の境界条件が成り立つように、Ilan and Loewenthal (1976) を変形した式を用いた。詳細は、Appendix 1 に記す。

### 3. 結果

#### 3.1 セグメントの連動

パラメータスタディの結果、2つのセグメントがともに破壊する場合と、破壊開始点のあるセグメントのみ破壊する場合との、2通りの破壊過程が得られた。地震の規模は、セグメントが連動する場合は  $M_w$  7.2、連動しない場合は  $M_w$  7.0 前後となった。2つのセグメントが連動するかどうかは、破壊開始点の位置とセグメント間の距離に依存する。

Model A (断層上端の深さが 1.39 km) のセグメントの連動性を、Fig. 4 に示す。断層に平行な方向 ( $D_p$ )、直交する方向 ( $D_n$ ) とともに、セグメント間の距離が長いほど、破壊は乗り移りにくい。これは、一様な応力のはたらく横ずれ断層を扱った数値計算結果 (Harris and Day, 1999; Kase and Kuge, 2001) と一致する。本研究で用いたモデルの場合、 $D_p$  が 3 km を超えると、2つのセグメントが連動することはできなかった。

セグメント境界付近から破壊が開始する場合 (Hypocenter 2, 3)、破壊が乗り移れるのは、セグメント間の距離がごく短い場合に限られる (Fig. 4b, 4c)。破壊開始点が断層系の端にある場合 (Hypocenter 1, 4) に比べて、セグメントの連動は起こりにくい (Fig. 4a, 4d)。このことは、断層系のどこから破壊が始まるかが、セグメントの連動性に大きな影響を与えていることを示唆する。

Model B (断層上端の深さが 0.35 km) でのセグメントの連動性は、断層上端の深さが 1.39 km の場合と変わらなかった。これは、堆積層内では応力降下量が 0 であるという仮定により、断層面上での応力降下量の総和が 2つのモデルで等しいためと考えられる。

地表の断層トレス (水野ほか, 2002) からは、 $D_p$  が約 3 km、 $D_n$  が約 0.4 km と推定される。これらの値を用いたシミュレーションでは、破壊開始点の位置に関わらず、破壊はジョグを越えることはできなかった。このことから、2つのセグメントは連動しにくいと考えられる。しかし、実際の起震断層セグメントの深部での構造は、よくわかっていない。深部では、セグメント同士が地表のトレスよりも近接している、あるいは、つながっていることも考えられ、連動する可能性も残る。現在、上町断層系の

断層構造や活動履歴についての調査が進行中である。今後、新たな活断層情報を取り入れることにより、モデルを再検討する必要がある。同時に、このようなシミュレーション結果からの考察を、さらに詳細な断層構造を知るための活断層調査の指針として生かすことも重要である。

#### 3.2 破壊過程

2つのセグメントが連動する断層モデルの中でも、比較的深いところ (深さ 10 km 付近) で破壊が乗り移る場合と、地表付近 (深さ 3 km 付近) で乗り移る場合とがある。破壊が乗り移る深さは、破壊開始点の位置とセグメント間の距離に依存する (Table 4)。

断層系の端から破壊が始まる場合、比較的深いところで破壊が乗り移ることができる (Fig. 5a, 5d)。乗り移りの際に約 1 秒の時間遅れが生じるものの、断層系全体では、破壊はなめらかに伝播する。一方、セグメント境界から破壊が開始する場合、破壊は地表付近で乗り移る (Fig. 5b, 5c)。そのため、セグメント境界での破壊伝播は不連続になる。

断層系の端から破壊が始まる場合でも、セグメント間の距離が長くなると、破壊は地表付近で乗り移るようになる (Fig. 6)。破壊が乗り移る深さは、セグメント間の距離に応じて変化し、距離が長いモデルほど浅くなる傾向にある (Table 4)。ただし、破壊が乗り移る深さは連続的に変化するわけではなく、比較的深いところで破壊が乗り移ることができるのは、セグメントがかなり近接している場合に限られる。今回用いたパラメータの値では、 $D_p$  が 1 km 未満、 $D_n$  が 0.8 km 未満の場合のみであった。この傾向は、深さに比例する応力場を仮定したときの特徴である (加瀬, 2002)。また、初めに破壊するセグメントが長い方が、より深いところで破壊が乗り移る傾向がある (Table 4)。

断層モデルによって、破壊伝播過程がかなり異なるにもかかわらず、すべり量の分布はそれほど変わらない。すべり量が最大になる場所がやや異なる程度である。一方、それぞれの破壊過程の結果として生じる地震動は、破壊の directivity の影響により、大きく異なる (関口ほか, 2002)。このことは、地震動予測のためには、アスペリティの位置だけではなく、破壊開始点の位置やジョグの詳細な構造を知る必要があることを示している。

### 4. 考察

前章で述べたような破壊過程の特徴は、それぞれの断層モデルや破壊開始点の位置によって決まる「破壊の乗り移りやすさ」によって説明できた。「破壊の乗り移りやすさ」の指標として、stress difference

$$\Delta s(x, t) = \mu_s \left| \sigma_n^0 + \Delta \sigma_n \right| - \left| \tau^0 + \Delta \tau \right|$$

(Harris and Day, 1993) を求める。ここで  $\Delta \sigma_n$  と  $\Delta \tau$

は、それぞれ法線応力と剪断応力の初期値からの変化分である。 $\Delta s(x,t)$  は位置と時間の函数であり、断層上の各点で負の値をとる時、すべりを生じることができる。北側セグメントのみが破壊するときの、北側セグメント南端付近で断層に直交する断面での  $\Delta s(x,t)$  の最小値の分布を Fig. 7 に示す。

北側セグメントの北端から破壊が開始した場合、深さ約 5 km までの領域と、セグメントの端に沿った領域とで  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負の値を示している (Fig. 7a)。地表付近では、剪断応力の増加と法線応力の減少が同時に起こるため  $\Delta s(x,t)$  の値は負になりやすい (Fig. 8a)。一方、更に深い領域でも、セグメント先端近傍では剪断応力の集中が起こるため、 $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる (Fig. 8b)。

2 つのセグメントが近接している場合には、北側セグメント近傍の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域で破壊が励起されるため、比較的深いところで破壊が乗り移る (Fig. 5a, 5d)。ジョグの幅 ( $D_n$ ) が長くなり、南側セグメントが、北側セグメント近傍の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域の外にあると、地表付近の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域で破壊が乗り移るようになる (Fig. 6a, 6c)。

2 つのセグメント間の距離 ( $D_p$ ) が長くなると、セグメント先端での剪断応力集中の影響が小さくなり、北側セグメント近傍の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域は狭くなる (Fig. 7b)。そのため、破壊は深いところで乗り移ることができなくなる (Fig. 6b, 6d)。更に  $D_p$  が長くなると、地表付近の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域も浅くなり、破壊が乗り移ることは不可能になる (Fig. 4a, 4d)。

北側セグメントの南端から破壊が開始した場合、 $\Delta s(x,t)$  が負になる領域はかなり狭い (Fig. 7c)。特に、北側セグメント近傍の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域は限定されるため、深いところでの破壊の乗り移りは起こらない (Fig. 5b, 5c)。また、地表付近の  $\Delta s(x,t)$  の最小値が負になる領域もごく浅いところに限られ、 $D_p$  や  $D_n$  が長くなるとともに、急速に狭くなっている (Fig. 7d)。その結果、セグメントの連動が起こりにくくなっている (Fig. 4b, 4c)。

このように、 $\Delta s(x,t)$  の時空間分布は、先に破壊するセグメント上での破壊過程や、破壊が乗り移る先のセグメント上の強度分布によって大きく変わり得る。本研究では、2 つのセグメントにはたらく応力は、深さにのみ依存し、水平方向には一様であるとした。現実には、断層上の応力分布は水平方向にも一様ではなく、その結果、地震時の破壊過程はより複雑なものになると考えられる。したがって、上町断層系でのセグメントの連動性や地震時の破壊過程について、詳細な議論を行うためには、断層のより細かい形状を利用して、応力の水平方向の不均質を考慮する必要がある。

## 5. まとめ

上町断層系でのセグメントの連動性と地震時の破壊過程を調べるために、既存の活断層情報をもとに、モデルを作成し、数値実験を行った。断層モデルは、傾斜角が  $60^\circ$ 、すべり角が  $90^\circ$  の逆断層型の 2 つのセグメントからなる。断層上端の深さは 1.39 km、もしくは、0.35 km、断層下端の深さは 15.6 km とし、2 つのセグメント間の距離と破壊開始点の位置について、パラメータスタディを行った。主圧縮応力は深さに比例し、最大圧縮応力は東西方向、最小圧縮応力は鉛直方向でかぶり圧に等しい。

セグメントの連動性と地震時の破壊過程は、セグメント間のジョグの形状と破壊開始点の位置に従って、以下のように変化する。

1. セグメントの連動性
    - 1.1 セグメント間の距離が短いほど、連動しやすい。
    - 1.2 断層系の端から破壊が始まる場合に比べて、ジョグの部分から破壊が始まる場合には連動しにくい。
  2. 断層系全体の破壊過程
    - 2.1 セグメントが近接し、断層系の端から破壊が始まる場合、破壊は深いところで乗り移り、なめらかな破壊伝播過程となる。
    - 2.2 セグメントが離れている場合、または、ジョグの部分から破壊が始まる場合には、破壊は地表付近で乗り移り、不連続な破壊過程となる。
- 断層系の活動性や地震時の破壊過程について、より詳細な議論を行うためには、破壊開始点の位置やジョグの詳細な構造についての情報が不可欠である。

謝辞 本稿に用いた図の一部は、GMT (Generic Mapping Tools version 3.4: Wessel and Smith, 1998) を用いて作成した。

## 文献

- Aagaard, B.T., T.H. Heaton and J.F. Hall (2001) Dynamic earthquake ruptures in the presence of lithostatic normal stresses: Implications for friction models and heat production. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 1765-1796.
- Andrews, D.J. (1976) Rupture velocity of plane strain shear cracks. *J. Geophys. Res.*, **81**, 5679-5687.
- Aochi, H. and E. Fukuyama (2002) Three-dimensional nonplanar simulation of the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, **107**, 10.1029/2001JB000500.
- Aochi, H., E. Fukuyama and M. Matsu'ura (2000) Selectively of spontaneous rupture propagation on a branched fault. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3635-3638.
- Das, S. and K. Aki (1977) Fault plane with barriers: a versatile earthquake model. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5658-5670.

- Das, S. and B.V. Kostrov (1983) Breaking of a single asperity: rupture process and seismic radiation. *J. Geophys. Res.*, **88**, 4277-4288.
- Day, S.M. (1982) Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of nonuniform prestress. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1881-1902.
- Fukuyama, E. and R. Madariaga (1998) Rupture dynamics of a planar fault in a 3D elastic medium: rate- and slip-weakening friction. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 1-17.
- Harris, R.A. and S.M. Day (1993) Dynamics of fault interaction: parallel strike-slip faults. *J. Geophys. Res.*, **98**, 4461-4472.
- Harris, R.A. and S.M. Day (1999) Dynamic 3D simulations of earthquakes on en echelon faults. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2089-2092.
- 堀川晴央・水野清秀・佐竹健治・関口春子・加瀬祐子・杉山雄一・横田 裕・末廣匡基・Arben Pitarka (2002) 大阪平野の3次元地盤構造モデルの作成・活断層・古地震研究報告, no. 2 (本報告書), 291-324.
- Ilan, A. and D. Loewenthal (1976) Instability of finite difference schemes due to boundary conditions in elastic media. *Geophys. Prospect.*, **24**, 431-453.
- Ito, K. (1990) Regional variations of the cutoff depth of seismicity in the crust and their relation to heat flow and large inland-earthquakes. *J. Phys. Earth*, **38**, 223-250.
- 加瀬祐子 (2002) 断層間での破壊の乗り移り: 応力が深さに依存する場合についての考察. *地学雑誌*, **111**, 287-297.
- Kase, Y. and K. Kuge (2001) Rupture propagation beyond fault discontinuities: Significance of fault strike and location. *Geophys. J. Int.*, **147**, 330-342.
- Madariaga, R. and A. Cochard (1994) Seismic source dynamics, heterogeneity and friction. *Annali di Geofisica*, **37**, 1349-1375.
- 松田時彦 (1975) 活断層から発生する地震の規模と周期について. *地震* 第2輯, **28**, 269-283.
- Mikumo, T. and T. Miyatake (1978) Dynamical rupture process on a three-dimensional fault with non-uniform frictions and near-field seismic waves. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **54**, 417-438.
- 三浦健一郎・七山 太・内海 実・杉山雄一・安原盛明・横山芳春・北田奈緒子・竹村恵二 (2002) 新淀川群列ボーリングコアの高精度解析に基づく上町断層の完新世活動性評価. 活断層・古地震研究報告, no. 2 (本報告書), 109-123.
- Miyatake, T. (1980) Numerical simulations of earthquake source process by a three-dimensional crack model. Part I. *J. Phys. Earth*, **28**, 565-598.
- 水野清秀・寒川 旭・吉岡敏和・杉山雄一・刈谷愛彦・栗本史雄・吾妻 崇・須貝俊彦・栗田泰夫 (2002) 50万分の1活構造図「京都」(第2版), 産業技術総合研究所地質調査総合センター.
- Olsen, K.B., R. Madariaga and R.J. Archuleta (1997) Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake. *Science*, **278**, 834-838.
- 大阪市 (1997) 上町断層(上町断層帯)に関する調査. 平成7年度・平成8年度地震調査研究交付金成果報告会予稿集, 90-94.
- 関口春子・加瀬祐子・堀川晴央・佐竹健治・杉山雄一・Arben Pitarka (2002) 大阪平野における地震動予測の試み - 動的地震破壊シナリオと3次元地下構造モデルによる地震動計算 -. 活断層・古地震研究報告, no. 2 (本報告書), 341-357.
- 杉山雄一 (1997) 上町断層系の反射法弾性波探査. 地質調査所研究資料集, no. 303, 105-113.
- Wells, D.L. and K.J. Coppersmith (1994) New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 974-1002.
- Wessel, P. and W.H.F. Smith (1998) New, improved version of Generic Mapping Tools released. *Eos Trans. AGU*, **79**, 579.
- 吉川宗治・町田義之・寺本光雄・横田裕・長尾英孝・梶原正章 (1987) 大阪市内における反射法地震探査. 物理探査学会第77回学術講演会論文集, 114-117.

(受付: 2002年9月5日, 受理: 2002年10月4日)

## Appendix 1 自由表面の境界条件

Ilan and Loewenthal (1976) では,自由表面上の変位 ( $u_x, u_y, u_z$ ) を求めるために, テイラー展開と波動方程式を用いて, 自由表面に直交する方向の微分を, 自由表面に平行な方向の微分と時間微分とに置き換えている. ここでは, 座標面と自由表面が斜交する場合の定式化を行う.

断層の走向を  $x$  軸方向にとり, 断層面を  $y=0$  平面上に, 自由表面を  $y=-z$  平面にとる (2.3 節: Fig. 3). 自由表面での境界条件は,

$$T_x = \tau_{xy} \cos \delta + \tau_{xz} \sin \delta = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$T_y = \tau_{yy} \cos \delta + \tau_{yz} \sin \delta = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$T_z = \tau_{zy} \cos \delta + \tau_{zz} \sin \delta = 0 \quad (\text{A.3})$$

と表される. ここで,  $\delta$  は傾斜角であり,

$$\sin \delta = \frac{\Delta y}{\sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}} \quad (\text{A.4})$$

$$\cos \delta = \frac{\Delta z}{\sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}} \quad (\text{A.5})$$

と表される.

はじめに,  $u_x$  について考える.(A.4), (A.5) より, (A.1) は,

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} \Delta z + \frac{\partial u_x}{\partial z} \Delta y = -\frac{\partial u_y}{\partial x} \Delta z - \frac{\partial u_z}{\partial x} \Delta y \quad (\text{A.6})$$

と変形できる.  $u_x(x, y, z, t)$  を  $y=0, z=0$  の近傍でテイラー展開して, 3 次以上の項を無視すると,

$$\begin{aligned} u_x(x, y + \Delta y, z, t) &= u_x(x, y, z, t) + \frac{\partial u_x}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} (\Delta y)^2 \\ u_x(x, y, z + \Delta z, t) &= u_x(x, y, z, t) + \frac{\partial u_x}{\partial z} \Delta z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} (\Delta z)^2 \end{aligned}$$

となる. これらを変形すると,

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial y} &= \frac{u_x(x, y + \Delta y, z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta y} - \frac{\Delta y}{2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} &= \frac{u_x(x, y, z + \Delta z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta z} - \frac{\Delta z}{2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \end{aligned}$$

であるから,

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial y} \Delta z + \frac{\partial u_x}{\partial z} \Delta y &= \frac{u_x(x, y + \Delta y, z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta y} \Delta z \\ &+ \frac{u_x(x, y, z + \Delta z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta z} \Delta y \\ &- \frac{\Delta y \Delta z}{2} \left( \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

となる. ここで弾性体中の運動方程式より,

$$\begin{aligned} &\mu \left( \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ &= \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \\ &\quad - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

であるから, (A.6) - (A.8) より,

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \\ &+ \mu \frac{2}{\Delta y} \left( \frac{u_x(x, y + \Delta y, z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \\ &+ \mu \frac{2}{\Delta z} \left( \frac{u_x(x, y, z + \Delta z, t) - u_x(x, y, z, t)}{\Delta z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ &+ (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} + (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

となり,  $u_x$  を求められる.

つぎに,  $u_y, u_z$  について考える.(A.1) と同様に, (A.2), (A.3) をテイラー展開と運動方程式を用いて変形すると,

$$\begin{aligned} &-\lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} \Delta z - \lambda \frac{\partial u_z}{\partial z} \Delta z - \mu \frac{\partial u_z}{\partial y} \Delta y \\ &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_y}{\partial y} \Delta z + \mu \frac{\partial u_y}{\partial z} \Delta y \\ &= (\lambda + 2\mu) \frac{u_y(x, y + \Delta y, z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta y} \Delta z \\ &\quad + \mu \frac{u_y(x, y, z + \Delta z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta z} \Delta y \\ &\quad - \frac{\Delta y \Delta z}{2} \left[ \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} \right. \\ &\quad \left. - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial z} \right] \\ &-\lambda \frac{\partial u_y}{\partial y} \Delta y - \mu \frac{\partial u_y}{\partial z} \Delta z - \lambda \frac{\partial u_z}{\partial x} \Delta y \\ &= \mu \frac{\partial u_z}{\partial y} \Delta z + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z} \Delta y \\ &= \mu \frac{u_z(x, y + \Delta y, z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta y} \Delta z \\ &\quad + (\lambda + 2\mu) \frac{u_z(x, y, z + \Delta z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta z} \Delta y \\ &\quad - \frac{\Delta y \Delta z}{2} \left[ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} \right. \\ &\quad \left. - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

となる.(A.10), (A.11) はそれぞれ,

$$- (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} - (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} \quad (\text{A.11})$$

$$-\frac{2}{\Delta y}(\lambda+2\mu)\frac{\partial u_y}{\partial y}-\frac{2}{\Delta z}\mu\frac{\partial u_y}{\partial z}=b_1 \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{2}{\Delta z}\mu\frac{\partial u_x}{\partial y}+\frac{2}{\Delta y}\lambda\frac{\partial u_x}{\partial z}=b_1-\frac{2}{\Delta y}\lambda\frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (\text{A.13})$$

$$-\frac{2}{\Delta y}\mu\frac{\partial u_z}{\partial y}-\frac{2}{\Delta z}(\lambda+2\mu)\frac{\partial u_z}{\partial z}=b_2 \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{2}{\Delta z}\lambda\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{2}{\Delta y}\mu\frac{\partial u_y}{\partial z}=b_2-\frac{2}{\Delta z}\lambda\frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (\text{A.15})$$

と表すことができる。ただし、

$$\begin{aligned} b_1 = & \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} \\ & - \frac{2}{\Delta y}(\lambda+2\mu) \frac{u_y(x, y+\Delta y, z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta y} \\ & - \frac{2}{\Delta z} \mu \frac{u_y(x, y, z+\Delta z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta z} \\ & - (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial z} - (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} b_2 = & \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} \\ & - \frac{2}{\Delta y} \mu \frac{u_z(x, y+\Delta y, z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta y} \\ & - \frac{2}{\Delta z}(\lambda+2\mu) \frac{u_z(x, y, z+\Delta z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta z} \\ & - (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} - (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

である。(A.12)–(A.17)を同時に満たす  $b_1, b_2$  を求めると、

$$b_1 = 0 \quad (\text{A.18})$$

$$b_2 = \frac{2}{\Delta z} \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (\text{A.19})$$

となる。(A.16)–(A.19)より、

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = & \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} \\ & + (\lambda+2\mu) \frac{2}{\Delta y} \frac{u_y(x, y+\Delta y, z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta y} \\ & + \mu \frac{2}{\Delta z} \frac{u_y(x, y, z+\Delta z, t) - u_y(x, y, z, t)}{\Delta z} \\ & + (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial z} + (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = & \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} \\ & + \mu \frac{2}{\Delta y} \frac{u_z(x, y+\Delta y, z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta y} \\ & + (\lambda+2\mu) \frac{2}{\Delta z} \frac{u_z(x, y, z+\Delta z, t) - u_z(x, y, z, t)}{\Delta z} \\ & + \frac{2}{\Delta z} \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} + (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} + (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

となり、 $u_y, u_z$ を求められる。

第1表 . 数値計算に用いたパラメータ .  
Table 1. Parameters used in this study.

P-wave velocity [km/s]	5.3
S-wave velocity [km/s]	3.0
Density: $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	2.6
S	1.6
Critical displacement: $D_c$ [m]	0.25
Dynamic coefficient of friction: $\mu_d$	0.2
Grid interval in space: $\Delta x, \Delta z$ [km]	0.2
Grid interval in space: $\Delta y$ [km]	$0.2\sqrt{3}$
Grid interval in time: $\Delta t$ [s]	0.02

第2表 . 最大圧縮応力を変化させて北側セグメントを破壊させたときの上下変位量とモーメントマグニチュード .

Table 2. Vertical slip and moment magnitude caused by a rupture on the northern segment for different values of maximum compressional stress.

Model A		
Maximum compressional stress ( $\sigma_1$ ) [MPa]	Vertical slip [m]	$M_w$
46 $z'$	1.4	6.8
47 $z'$	1.8	6.9
48 $z'$	2.2	6.9
49 $z'$	2.6	7.0
Model B		
Maximum compressional stress ( $\sigma_1$ ) [MPa]	Vertical slip [m]	$M_w$
46 $z'$	1.6	6.9
47 $z'$	2.1	6.9
48 $z'$	2.5	7.0
49 $z'$	3.0	7.0

第3表 . 予備的数値実験 (第2表) の結果から採用したパラメータ .  
Table 3. Parameters selected from preliminary simulations shown in Table 2.

	Model A	Model B
Maximum compressional stress: $\sigma_1$ [MPa]	48 $z'$	47 $z'$
Static coefficient of friction: $\mu_s$	0.285	0.272

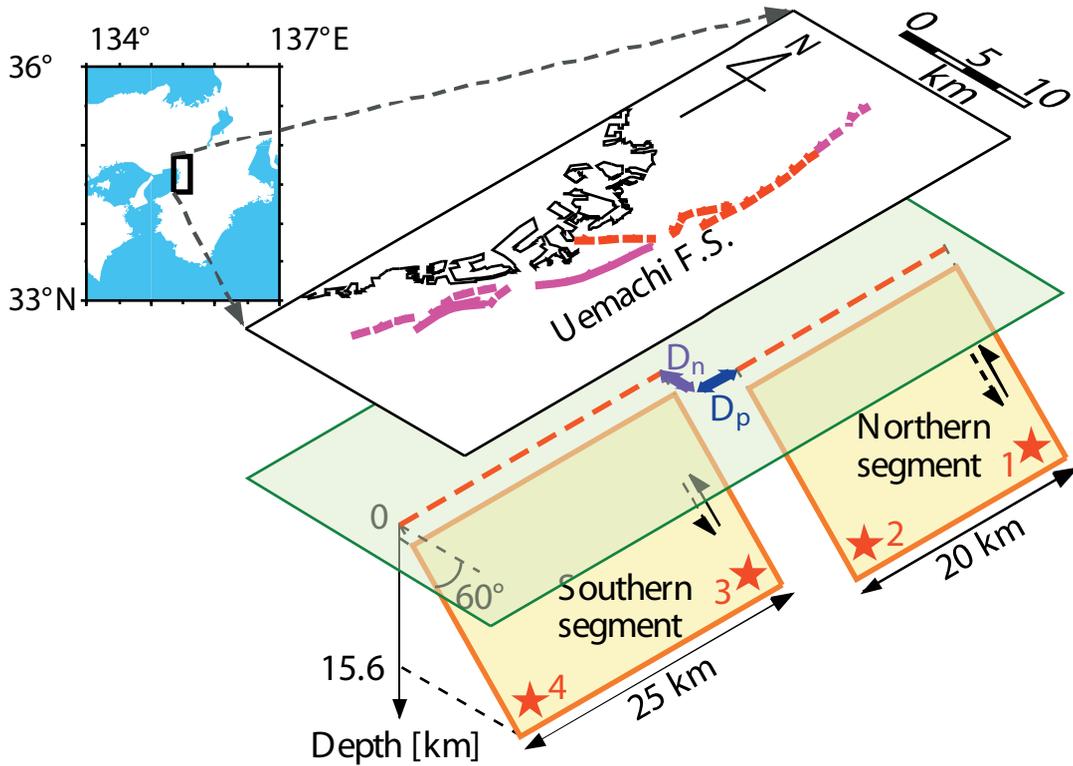
上町断層系の動的破壊過程の推定

第4表．破壊開始点の位置とセグメント間の距離を変化させたときの破壊の乗り移る深さ．  
Table 4. Depth where ruptures jump for different hypocenter locations and distances between segments.

Hypocenter 1 (the northern end of the northern segment)			
Rupture scenario	Fault-parallel distance ( $D_p$ ) [km]	Fault-normal distance ( $D_n$ ) [km]	Depth of rupture jump [km]
s1d8-1	-1.0	0.4	10.7
s1d8-2	-1.0	0.8	2.3
s1d8-3	-1.0	1.2	2.3
s1d801	0.0	0.4	10.7
s1d802	0.0	0.8	2.4
s1d803	0.0	1.2	2.3
s1d811	1.0	0.4	2.4
s1d812	1.0	0.8	2.4
s1d813	1.0	1.2	2.6
s1d821	2.0	0.4	2.8
s1d822	2.0	0.8	2.8
s1d823	2.0	1.2	2.8
s1d831	3.0	0.4	-
s1d832	3.0	0.8	-
s1d833	3.0	1.2	-
Hypocenter 2 (the southern end of the northern segment)			
Rupture scenario	Fault-parallel distance ( $D_p$ ) [km]	Fault-normal distance ( $D_n$ ) [km]	Depth of rupture jump [km]
s2d8-1	-1.0	0.4	2.4
s2d8-2	-1.0	0.8	2.4
s2d8-3	-1.0	1.2	-
s2d801	0.0	0.4	2.6
s2d802	0.0	0.8	-
s2d803	0.0	1.2	-
s2d811	1.0	0.4	-
s2d812	1.0	0.8	-
s2d813	1.0	1.2	-
s2d821	2.0	0.4	-
s2d822	2.0	0.8	-
s2d823	2.0	1.2	-
s2d831	3.0	0.4	-
s2d832	3.0	0.8	-
s2d833	3.0	1.2	-
Hypocenter 3 (the northern end of the southern segment)			
Rupture scenario	Fault-parallel distance ( $D_p$ ) [km]	Fault-normal distance ( $D_n$ ) [km]	Depth of rupture jump [km]
s3d8-1	-1.0	0.4	2.6
s3d8-2	-1.0	0.8	3.0
s3d8-3	-1.0	1.2	-
s3d801	0.0	0.4	2.6
s3d802	0.0	0.8	-
s3d803	0.0	1.2	-
s3d811	1.0	0.4	-
s3d812	1.0	0.8	-
s3d813	1.0	1.2	-
s3d821	2.0	0.4	-
s3d822	2.0	0.8	-
s3d823	2.0	1.2	-
s3d831	3.0	0.4	-
s3d832	3.0	0.8	-
s3d833	3.0	1.2	-

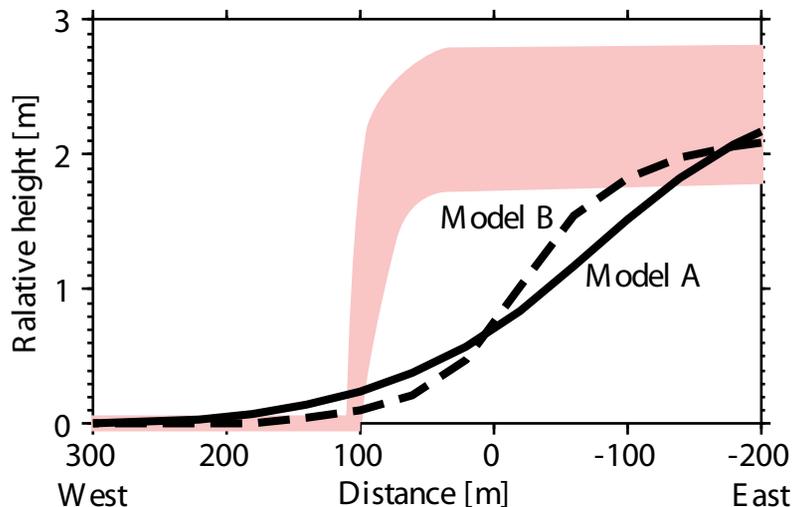
第 4 表 . ( 続き ) .  
Table 4 (continued).

Hypocenter 4 (the southern end of the southern segment)			
Rupture scenario	Fault-parallel distance ( $D_p$ ) [km]	Fault-normal distance ( $D_n$ ) [km]	Depth of rupture jump [km]
s4d8-1	-1.0	0.4	10.4
s4d8-2	-1.0	0.8	5.4
s4d8-3	-1.0	1.2	2.3
s4d801	0.0	0.4	10.4
s4d802	0.0	0.8	5.4
s4d803	0.0	1.2	2.1
s4d811	1.0	0.4	2.3
s4d812	1.0	0.8	2.8
s4d813	1.0	1.2	2.6
s4d821	2.0	0.4	3.0
s4d822	2.0	0.8	3.0
s4d823	2.0	1.2	3.1
s4d831	3.0	0.4	-
s4d832	3.0	0.8	-
s4d833	3.0	1.2	-



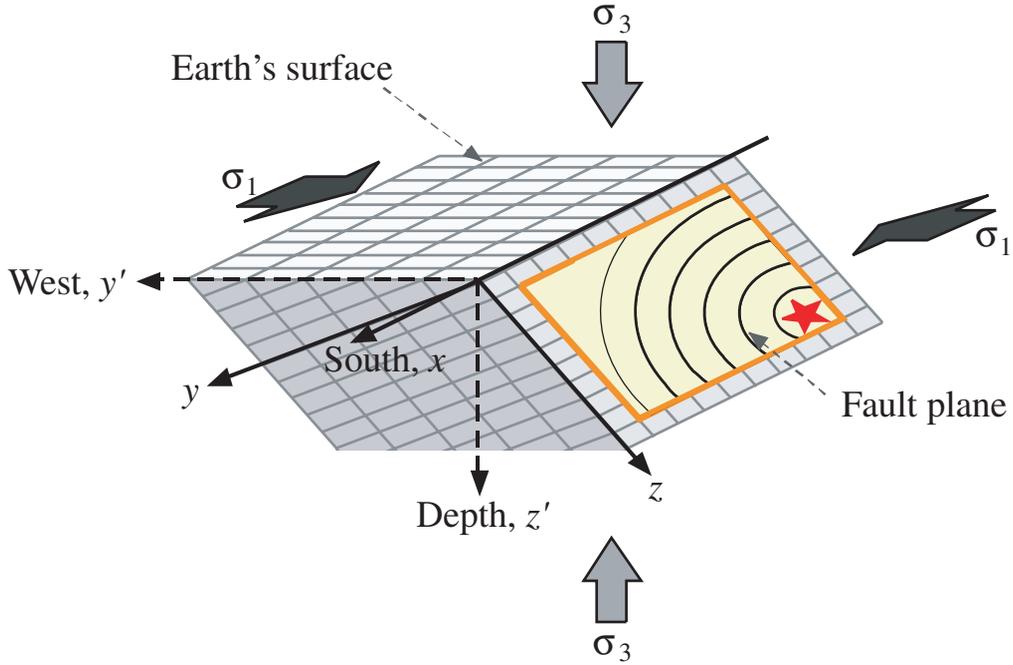
第1図. 断層モデル. 地図(水野ほか, 2002 による)上のピンク色実線, ピンク色点線, 赤線は, それぞれ, 活断層(主として後期更新世以降に活動したもの), 推定活断層, 沖積面下に伏在する活断層を示す.  $D_p$  と  $D_n$  は, それぞれ, 断層に平行な方向, 直交する方向の距離を示す. 星印は破壊開始点の位置の候補を示す.

Fig. 1. Fault model used in this study. In a map after Mizuno et al. (2002), pink solid and dotted lines indicate active faults (mainly active in the Late Pleistocene and Holocene) and inferred active faults, respectively. Red lines indicate active faults concealed beneath the alluvial plain.  $D_p$  and  $D_n$  indicate fault-parallel and fault-normal distances, respectively. Red stars are candidate locations for an initial crack.

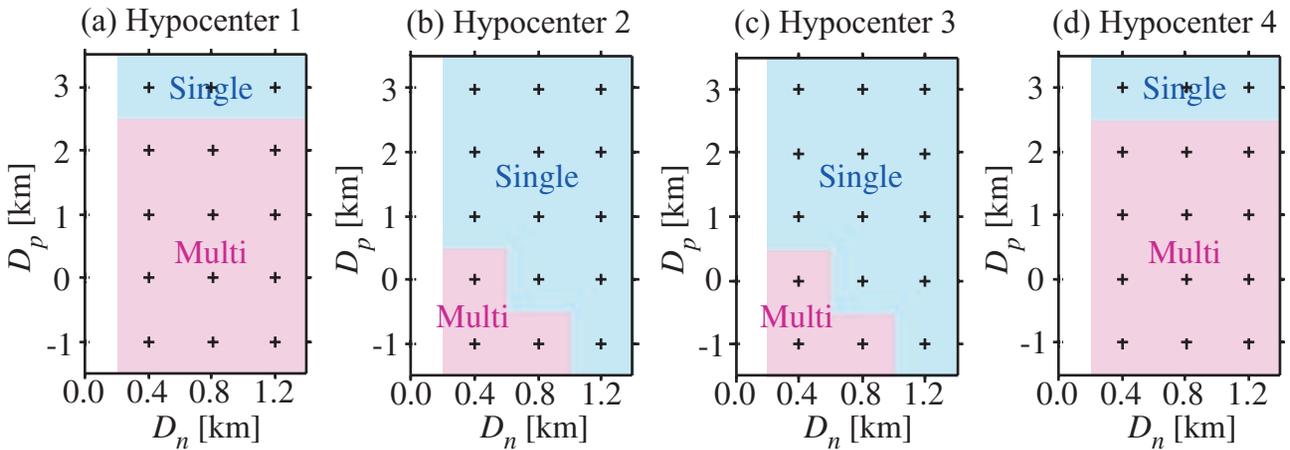


第2図. 北側セグメントの破壊によって地表に生じる上下変位量. 実線および点線は, Table 3 に示した値を用いたときの計算結果. 北側セグメントの中央を通り, 走向に直交する線上での, 相対的な上下変位量の計算値を示す. ピンク色の線は, ボーリング調査と反射法地震探査の結果(三浦ほか, 2002)から推定される約9千年以上前の最新活動時の地表における上下変位を示す.

Fig. 2. Vertical displacements on the Earth's surface caused by a rupture on the northern segment. Solid and dotted lines show results of the preliminary simulations using parameter values shown in Table 3. The lines show the calculated relative vertical displacements on a line perpendicular to the strike of the segment. Pink lines show vertical displacements associated with the latest rupture more than 9,000 years ago, inferred from boring and seismic profiling results by Miura et al. (2002).



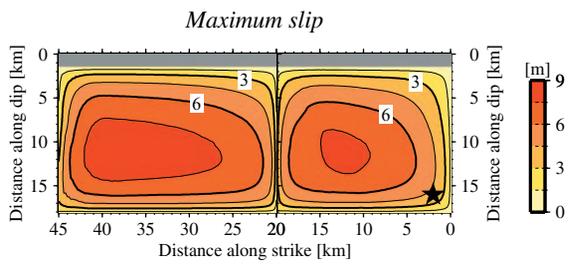
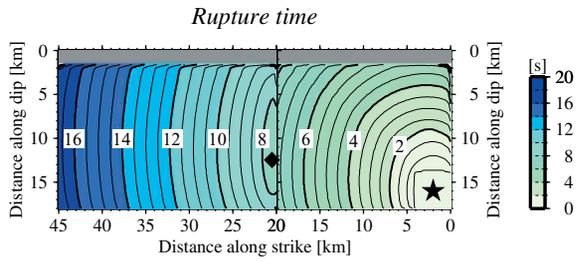
第3図. 数値計算のモデル.  
Fig. 3. Numerical model used in this study.



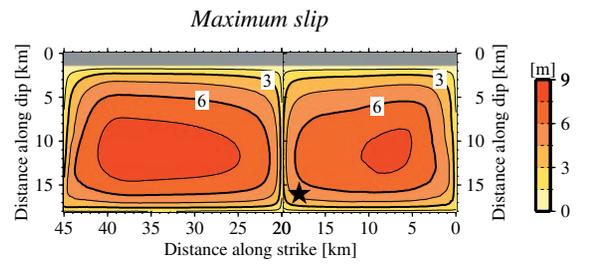
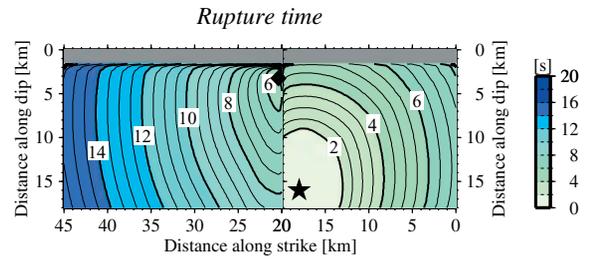
第4図. セグメントの連動性. 断層上端の深さが 1.39 km の場合 (Model A). ピンクの領域は、2つのセグメントが連動した場合、水色の領域は、セグメントが連動しなかった場合を示す. 横軸 ( $D_n$ ) と縦軸 ( $D_p$ ) は、それぞれ、断層に直交する方向、平行な方向のセグメント間の距離をとっている (第1図参照). (a) 北側セグメント北端から破壊が開始した場合 (Hypocenter 1). (b) 北側セグメント南端から破壊が開始した場合 (Hypocenter 2). (c) 南側セグメント北端から破壊が開始した場合 (Hypocenter 3). (d) 南側セグメント南端から破壊が開始した場合 (Hypocenter 4).

Fig. 4. results of parameter studies for Model A (the top depth of fault is 1.39 km). Pink regions indicate multi-segment rupture (rupture rumps along). Blue regions indicate single-segment rupture (rupture terminates at a jog). Horizontal axes ( $D_n$ ) and vertical axes ( $D_p$ ) are fault normal and fault parallel distances between the segments respectively (see Fig. 1). (a) ruptures start from the northern end of the northern segment (Hypocenter 1). (b) ruptures start from the southern end of the northern segment (Hypocenter 2). (c) ruptures start from the northern end of the southern segment (Hypocenter 3). (d) ruptures start from the southern end of the southern segment (Hypocenter 4).

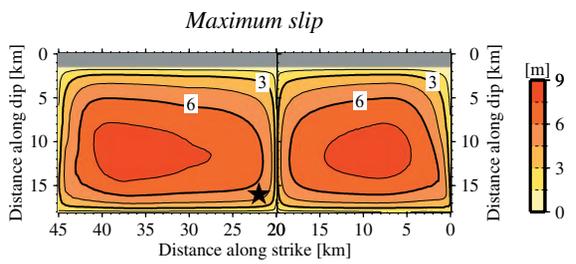
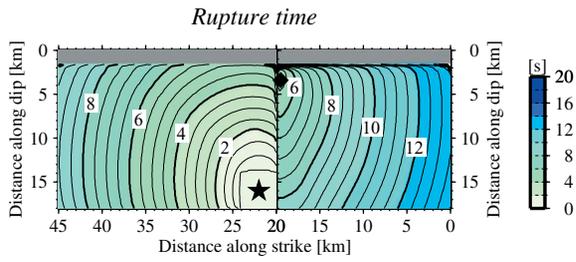
(a) Hypocenter 1,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.4$  km



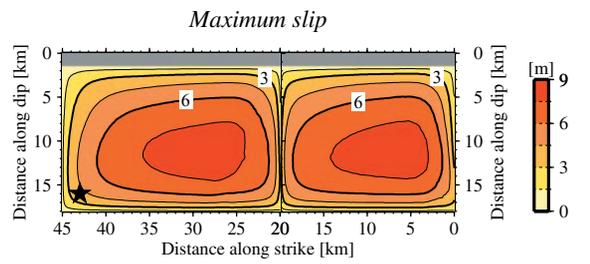
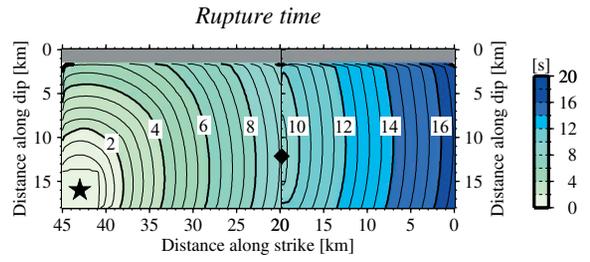
(b) Hypocenter 2,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.4$  km



(c) Hypocenter 3,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.4$  km



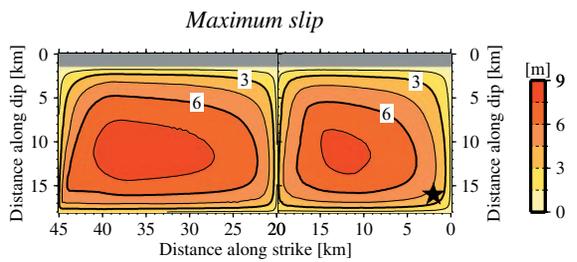
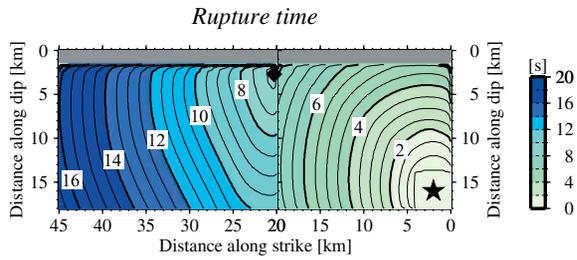
(d) Hypocenter 4,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.4$  km



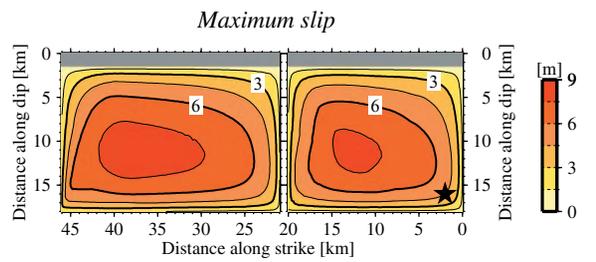
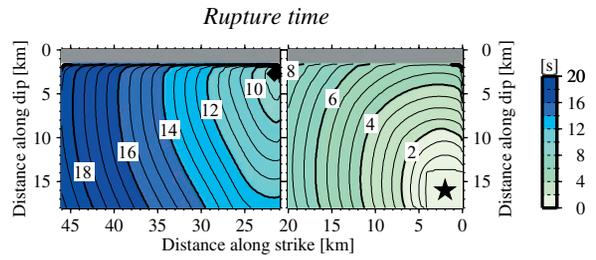
第5図. 破壊開始点の位置を変化させたときの、それぞれの破壊時刻（上）とすべり量（下）の分布. 星印は破壊開始点, 菱形は破壊が乗り移った点を示す.

Fig. 5. Rupture time (upper diagram) and slip distributions (lower diagram) for four different initial crack locations. Stars indicate initial crack locations. Diamonds indicate locations where ruptures jump.

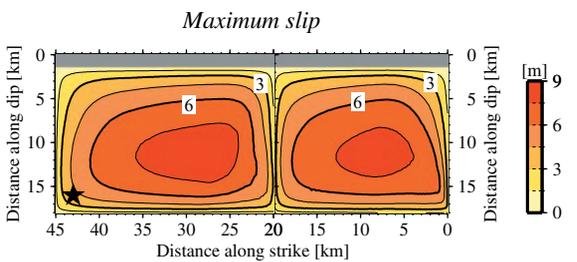
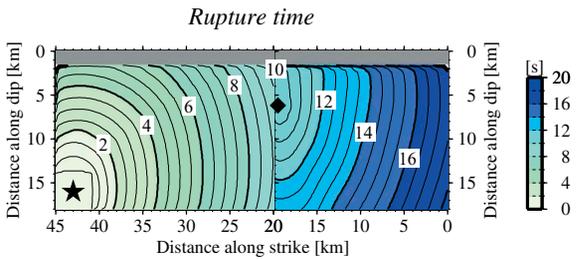
(a) Hypocenter 1,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.8$  km



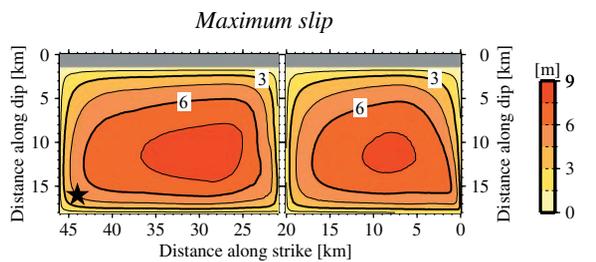
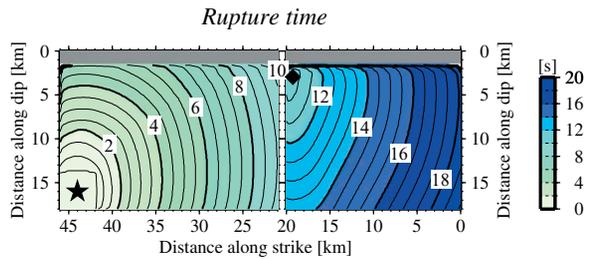
(b) Hypocenter 1,  $D_p = 1$  km,  $D_n = 0.4$  km



(c) Hypocenter 4,  $D_p = 0$  km,  $D_n = 0.8$  km

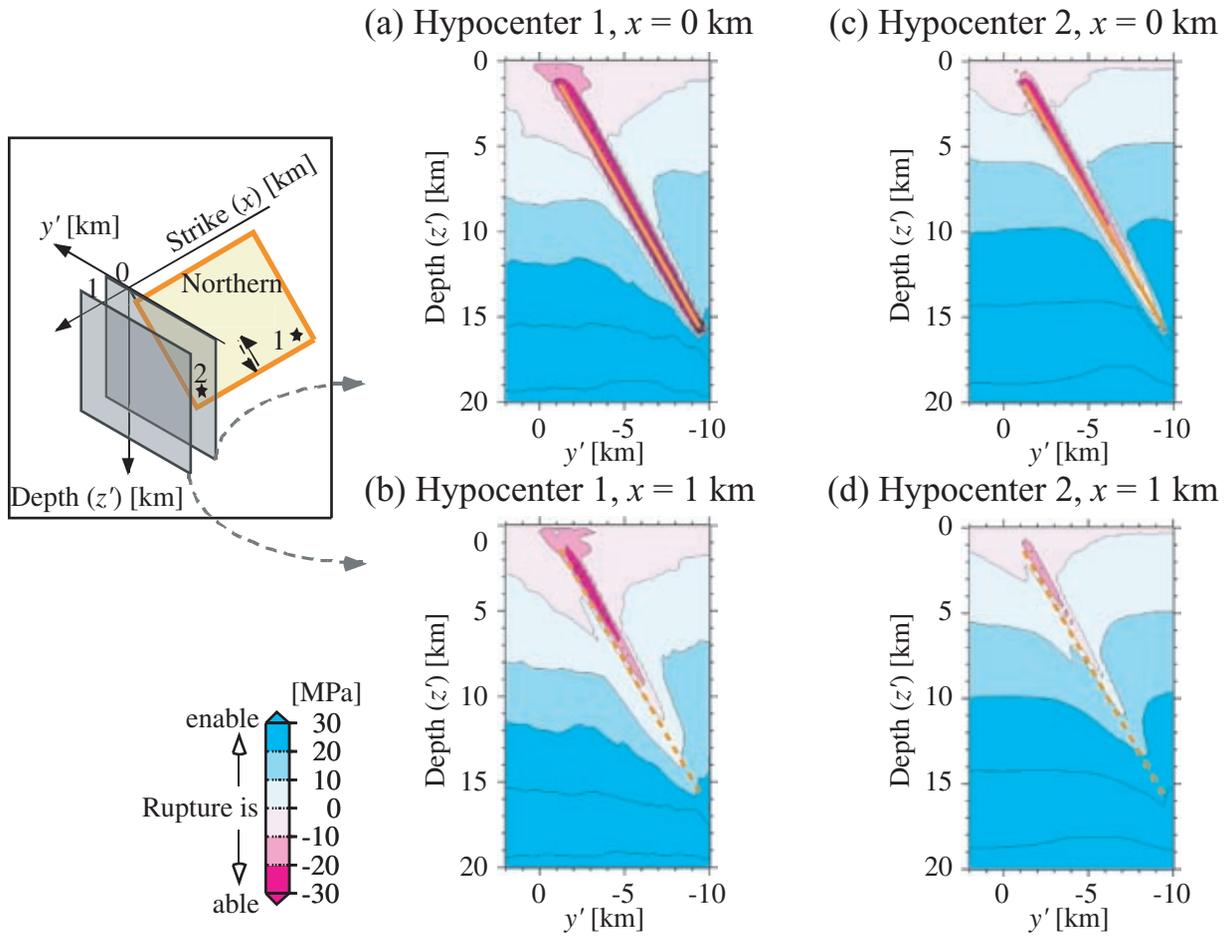


(d) Hypocenter 4,  $D_p = 1$  km,  $D_n = 0.4$  km



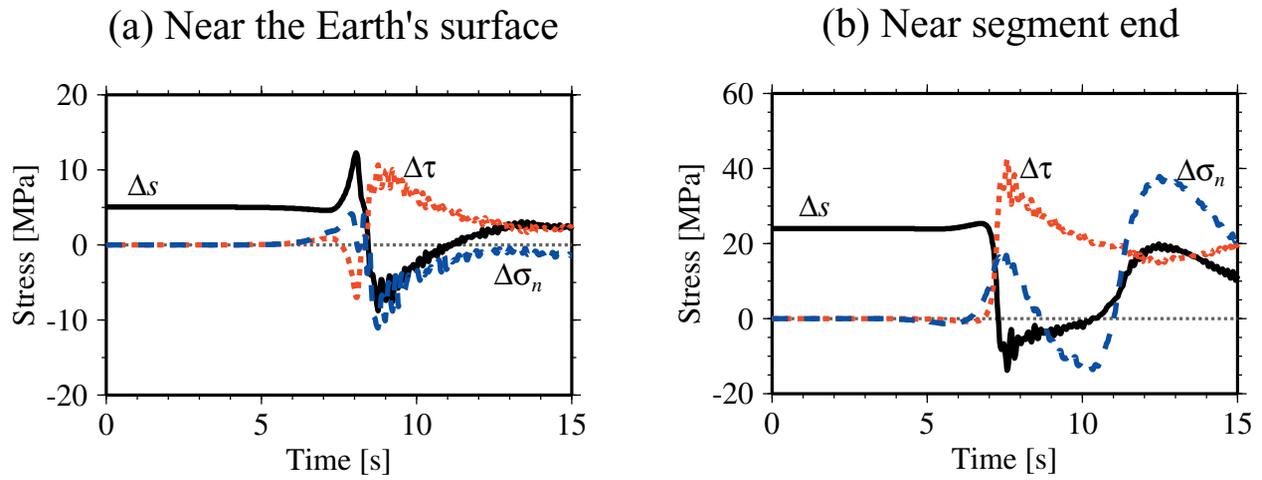
第6図. 断層モデルを変化させたときの、それぞれの破壊時刻（上）とすべり量（下）の分布. 図の詳細は、第5図に同じ.

Fig. 6. Rupture time (upper diagram) and slip distributions (lower diagram) for four different fault models. The details are the same as for Fig. 5.



第7図. 破壊開始点の位置を変化させたときの、北側セグメント南端 ( $x = 0$ )、および、走向方向へ 1 km 離れた断面 ( $x = 1$ ) での stress difference ( $\Delta s(x, t) = \mu_s |\sigma_n^0 + \Delta \sigma_n| - |\tau^0 + \Delta \tau|$ ) の最小値の分布. オレンジ色の実線と点線は、それぞれ、断層の位置とその投影位置を示す.

Fig. 7. Minimum value distribution of stress difference ( $\Delta s(x, t) = \mu_s |\sigma_n^0 + \Delta \sigma_n| - |\tau^0 + \Delta \tau|$ ) on cross sections at  $x = 0$  km (the southern end of the northern segment) and  $x = 1$  km. Orange solid and dotted lines indicate locations of the northern segment and its projection, respectively.



第8図. 剪断応力の初期値からの変化分 ( $\Delta\tau$ : 赤点線), 法線応力の初期値からの変化分 ( $\Delta\sigma_n$ : 青破線) と stress difference ( $\Delta s$ : 黒実線) の時間変化. 破壊が北側セグメント北端から開始したとき (Hypocenter 1) の, 第7図 (a) に示した断面 ( $x = 0$ ) 内の2点での例を示す. (a) 地表付近の例 ( $y' = -0.5$  km,  $z' = 2.3$  km). (b) セグメント先端近傍の例 ( $y' = -6.2$  km,  $z' = 10.7$  km).

Fig. 8. Temporal variation of shear stress change ( $\Delta\tau$ : red dotted lines), normal stress change ( $\Delta\sigma_n$ : blue broken lines), and stress difference ( $\Delta s$ : black lines) on the cross section shown in Fig. 7a ( $x = 0$ ). A rupture starts from the northern end of the northern segment (Hypocenter 1). (a) Near the Earth's surface ( $y' = -0.5$  km,  $z' = 2.3$  km). (b) Near the segment end ( $y' = -6.2$  km,  $z' = 10.7$  km).