

# 分岐断層動力学モデルの地震波放射

九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻\* 内田 浩二  
九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門\*\* 亀 伸樹

## Seismic Wave Radiation of Dynamic Rupture in Branched Fault Modeling

Koji UCHIDA

Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Sciences,  
Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku,  
Fukuoka 812-8581, Japan

Nobuki KAME

Department of Earth and Planetary Sciences, Faculty of Sciences,  
Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku,  
Fukuoka 812-8581, Japan

(Received June 7, 2004; Accepted September 9, 2004)

We simulate dynamic mode II rupture that finally forms a branched fault trace, where our main interest lies in the resultant seismic wave radiation due to the dynamic branching process. For this purpose we adopt the elastodynamic boundary integral equation method, which enables us to work with non-planar fault geometry. We consider a medium under biaxial compressional load in which Coulomb friction acts on rupture surfaces and apply a critical shear stress criterion in determining the direction and the extension of rupture tips. In our simulation, dynamic branching first occurs due to local off-plane stressing around the fast propagating tips and each branch increases its bending angle. The stress to be released on such branch becomes negative under biaxial compression, the growth of each branch is thus arrested spontaneously. In order to find phases associated with the dynamic branching process, we synthesize waveforms of the branching model and compare them with those radiated from a planar fault model whose growth is arrested without branching. When the observation point is very near the branching point, we can successfully identify a distinct branching phase in a component for which no wave radiation is expected from the planar model. Otherwise we can not find significant effect of the dynamic branching process on the seismic wave radiation: this is because the moment release rate on the branching part of the fault is negligible compared with that on the entire fault.

Key words: Seismic wave radiation, Dynamic rupture, Branched fault, Boundary integral equation method

### §1. はじめに

地震発生後に地表に現れた断層トレスには、屈曲・分岐・雁行配列といった非直線的な幾何学形状が観察されており [例えば, Sieh *et al.* (1993), Barka (1999)], これらの複雑な破壊面を伴う動的破壊過程は強震動発生や破壊停止と関係すると定性的に考えられてきた [例え

ば, King and Nabelek (1985), Umeda (1990)]. 一方、二次元亀裂の破壊伝播理論からも古くから破壊面の分岐不安定性が示されており [例えば, Yoffe (1951), Freund (1990)], 高速伝播する亀裂先端の周応力の方位分布は破壊速度が  $c_{cr}$  (臨界速度: モード II の場合でおよそ  $0.77 c_s$ ,  $c_s$  は媒質の S 波速度) を超えた場合、同一面上より面外方向に集中することが解析解から示される。この面外応力集中は破壊面の動的な分岐現象に大きな役割を

\* \*\* 〒812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1

果たすと示唆されてきた [例えば, Rice (1980)] が, 理論的取り扱いには数学的単純化が必要となり, 破壊伝播の理論解の適用範囲は分岐する直前までに限られる。したがって, 非平面的な破壊形状を伴う地震の動力学モデルの解析には数値的手法が必要となる。

近年発達した数値手法により, 二次元モデルにおいて複雑な破壊面が形成される動的過程を取り扱うことが可能になってきた。Xu and Needleman (1994) は有限要素法 (Finite Element Method) によりモード I の亀裂の自発的分岐問題を解いたが, そこでは局所的な破壊成長方向は  $0^\circ$ ,  $\pm 45^\circ$  に限られた。地震破壊に関係するモード II の亀裂に対して Kame and Yamashita (1999) は境界積分方程式法 (Boundary Integral Equation Meth-

od) により自発的な屈曲と分岐の問題を解いた。境界積分方程式法の利点として, 破壊成長の方向に全く制限がないことが挙げられる [例えば, Seelig and Gross (1999)], その後, 境界積分方程式法により三次元的に複雑な断層面上の動的破壊過程さえも, 破壊に先立ち形状が確定している場合には計算可能になった [例えば, Aochi *et al.* (2000), 多田 (2001), 福山・他 (2003)]。われわれは, 非平面形状の地震破壊のダイナミクスを定量的に解析できる段階に達したといえる。

境界積分方程式法の地震破壊問題への適用において, Kame and Yamashita (1999, 2003) は破壊基準に従い破壊経路が自己選択されるモデルを用いてモード II 型亀裂の自発的な破壊成長のシミュレーションを行った (Fig. 1)。理論解で示された面外方向への応力集中は, 彼らの数値計算においてまさに再現された。初期応力と破壊強度が一樣な状況下で, 亀裂先端のせん断周応力 (hoop shear) の増分が最大となる方向に破壊進展すると仮定した (周応力とは, 亀裂先端を起点とする平面上に作用する応力ベクトルである)。破壊速度が臨界値を超えると亀裂は分岐し, 破壊面が曲がると破壊進展が停止する結果となった。亀裂先端の局所的な面外応力集中により曲がった破壊面は, その屈曲方向では初期応力場が破壊停止に作用するのである。これは平面断層を仮定する限り決して起きえないが, 地震が圧縮応力下で起きるせん断破壊であることを考えれば, 破壊でひずみを解放できない方向が存在し, その向きで破壊停止することは容易に理解できる。彼らの計算結果から断層面の形状がせん断破壊成長を支配していることが明確に示された。

非平面断層で動力学モデルが計算が可能になり, 破壊形状の破壊成長への効果の大きさが明らかになった。そこで本論文では, 非平面的な動的破壊の別の興味深い局面: 地震波放射について調べる。われわれは境界積分方程式法を用いて, Fig. 1 に示された Kame and Yamashita (2003) と同じ動的な分岐を起こしたのち破壊停止する動力学モデル (分岐動力学モデル) を取り扱う。われわれはまず境界積分方程式法を用いて彼らのモデルを再計算し, 分岐動力学モデルにおける断層面上の滑り速度の時空間履歴を得る。次に, この分岐動力学モデルの滑り速度履歴から放射される速度波形を表現定理に基づき合成し, その特徴について見ていく。われわれは分岐動力学モデルの滑り速度と放射地震波形を, 破壊面が分岐せずに破壊停止する動力学モデル (平面動力学モデル) のものと比較する。これにより, 分岐動力学モデルにおける滑り速度のどの部分がどのように波形に寄与するかを明らかにしていく。

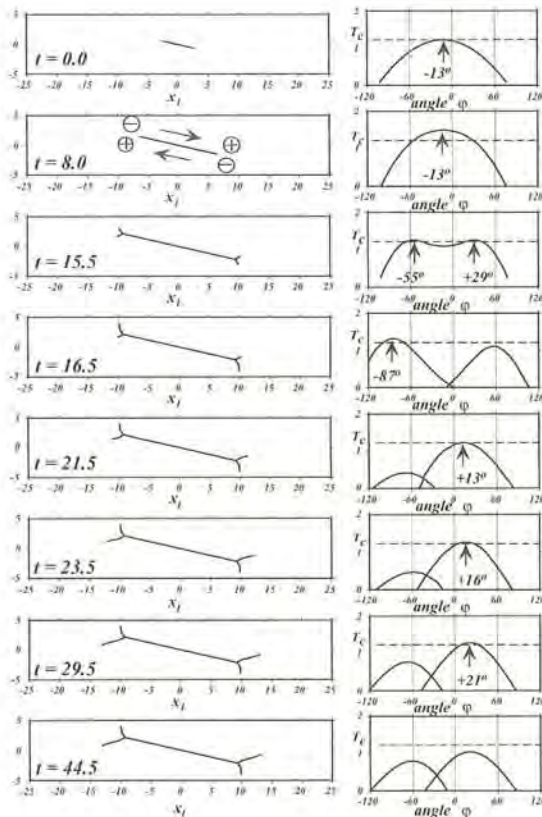


Fig. 1. Snapshots of the spontaneous growth of dynamic crack in self-chosen crack path modeling. The right-hand column represents the angular distribution of the hoop shear traction corresponding to the left column. The arrows indicate the angles at which the maximum hoop shear exceeds  $T_c$ , the critical strength of the medium. From Fig. 4 of Kame and Yamashita (2003).

## § 2. 数値手法とモデル配置

### 2.1 境界積分方程式法

動的破壊伝播のシミュレーションには、非平面形状のモードII型亀裂を取り扱うことができる Kame and Yamashita (1999) の境界積分方程式法を用いる。亀裂により生じる、 $x_1$  軸から角度  $\varphi$  傾いた要素における応力ベクトルの増分 ( $\Delta T_l(\varphi), \Delta T_n(\varphi)$ ) (Fig. 2) は、亀裂上の滑り速度履歴の関数として表現される。滑り速度の時空間履歴を、各空間グリッド ( $\Delta s$ ) と各時間ステップ ( $\Delta t$ ) 内で一定値  $V_l$  として離散化すると、せん断応力 (以下、特に明示しない限りベクトル成分の意味で用いる) の増分は、 $c_d \Delta t / \Delta s \leq 0.5$  という条件下 ( $c_d$  は媒質のP波速度) において、以下の代数式の形:

$$\Delta T_l^m = K_l^{0:0} V_l^m + \sum_{k=0}^{n-1} \sum_{i=1}^k K_l^{m:ik} V_l^{ik} \quad (1)$$

で表される。ここで  $l$  と  $i$  は亀裂面上の離散化された空間位置、 $n$  と  $k$  は離散化した時刻を表す。われわれは亀裂面上の滑りベクトルはせん断成分しかもたない場合を考える。右辺第一項の  $K_l^{0:0}$  は瞬間項と呼ばれ [Cochard and Madariaga (1994)], 応力評価点のある現時間ステップ  $n$  の滑り速度の自分自身の位置へ作用する応力の寄与を表す。右辺第二項は過去の滑り速度履歴の寄与を含んでおり、 $K_l^{m:ik}$  は  $(i, k)$  にある滑り速度が  $(l, n)$  に作用する応力のせん断成分を表す。法線応力増分  $\Delta T_n^m$  も (1) 式と同様の形式で書けるが、滑りの法線成分 (開口成分) が零であると考えられる場合には、瞬間項は零となる。 $(l, n)$  におけるせん断応力増分  $\Delta T_l^i$  と滑り速度  $V_l^i$  を決定するために、断層面上に課された境界条件のもとで (1) 式の方程式を解く。いったん、断層面上での

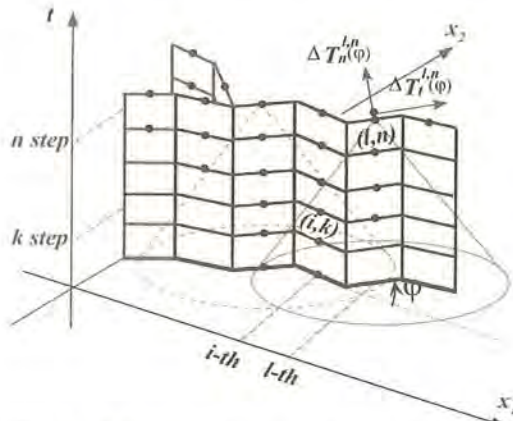


Fig. 2. Schematic diagram of the discretized boundary integral equation method. The cells with black points represent those that have non-zero slip velocity.

滑り速度履歴がシミュレーションから決定されれば、任意地点での変位速度波形は表現定理を用いて合成することができる。波形の合成には (1) 式と同様の形で離散化された Tada and Madariaga (2001) の表現式を用いた。

### 2.2 モデル配置と境界条件

動的分岐する地震破壊の動力学モデルとしてわれわれは Fig. 1 の Kame and Yamashita (2003) のモデルを考える。われわれは、この「分岐動力学モデル」の破壊過程を再計算して得た滑り速度履歴を用いて変位速度波形の各成分を合成する。そこで、まず「分岐動力学モデル」の問題設定を、方位依存性の境界条件に注意しつつ、簡潔に述べる。

無限均質等方媒質中のモードII型亀裂の動的成長として地震をモデル化する。媒質は Fig. 3a に示される二軸圧縮下にあるとする。引っ張りを正にとり、 $S_{\max} < S_{\min} < 0$  とする。デカルト座標系  $(x_1, x_2)$  を考え、主圧縮軸を  $x_1$  軸から  $45^\circ$  の角度にあるとする。そして亀裂が存在する前のこの二軸圧縮荷の状態を初期応力状態にとる。この初期応力場で  $\varphi$  傾いた面に働くせん断応力は  $T_l^0(\varphi) = \tau^0 \cos 2\varphi$ 、法線応力は  $T_n^0(\varphi) = \sigma^0 - \tau^0 \sin 2\varphi$  となる。ここで  $\tau^0 = (S_{\min} - S_{\max})/2 > 0$ 、 $\sigma^0 = (S_{\max} + S_{\min})/2 < 0$  である (Fig. 3b)。

亀裂面上ではクーロン摩擦力を考える。クーロン摩擦力  $T_f$  は、 $T_f = f \times (-T_n)$  で与えられ、動摩擦係数  $f$  とトラクションの法線成分との積の形となる。ここで  $T_n$  は総法線応力であり初期状態での応力と亀裂による増分の合計である ( $T_n = T_n^0 + \Delta T_n$ )。亀裂面上での摩擦係数  $f$  は一定とし、摩擦力は法線応力の大きさのみに依存すると考える。亀裂が直線の場合は、亀裂面上で  $\Delta T_n = 0$  となり総法線応力は初期応力状態から変化しないが、非直線の場合には亀裂自身の作りだす法線応力の増分により摩擦力は変化する。

動的破壊に先立ち、静的平衡状態にある右横ずれの直線亀裂を配置し、この亀裂面に沿って  $\xi_1, \xi_2$  軸をとる (Fig. 3a)。初期亀裂の配向は、クーロン・モールの破壊基準から期待される最適角度にとる。最適角  $\varphi^0$  は、 $\varphi^0 = -\frac{1}{2} \tan^{-1} f$  により決定される [例えば、Mogi (1974)]。このモデルでは摩擦係数  $f = 0.488$  が選ばれ、最適角は  $\varphi^0 = -13^\circ$  になる。応力降下量  $\Delta \sigma(\varphi) \equiv T_l^0(\varphi) - T_l(\varphi)$  は、亀裂が直線の場合 ( $\Delta \sigma^0(\varphi) = T_l^0(\varphi) - f \times (-T_n^0(\varphi))$ )、最適角で最大となることに注目する (Fig. 3b)。自発的破壊成長は、応力降下量が正の値をもつ方位を向く面で促進されるが、この方位は差応力  $|S_{\max} - S_{\min}|$  と摩擦係数  $f$  の両方に依存する。差応力を小さく、摩擦係数を大きくするほど応力降下量が正の値をもつ範囲は狭くなる [例えば、Aochi *et al.* (2002)]。初期亀裂面上の応力降下量が

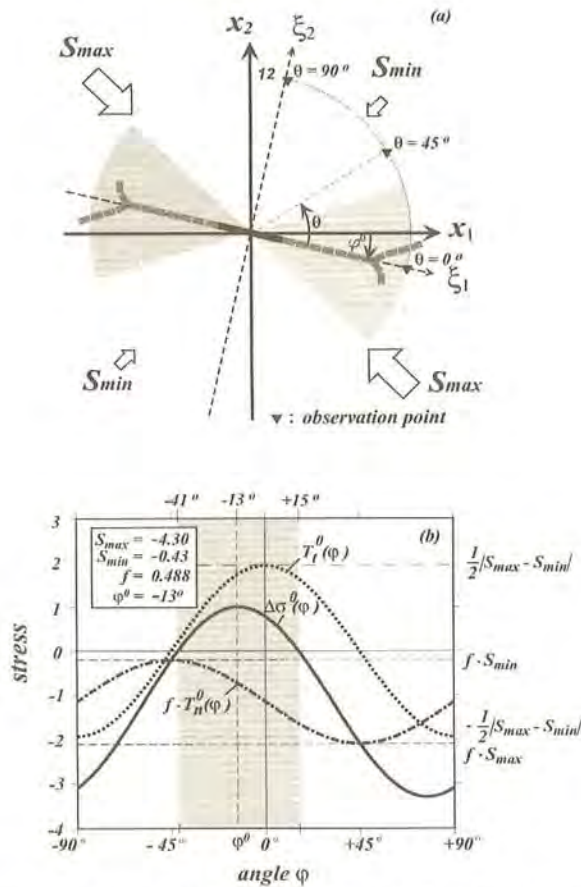


Fig. 3. (a) The configuration of the biaxial compression and the pre-existing planar (the black solid line) and the final branched (the gray dashed line) crack geometry. The gray regions indicate the angle ranges within which the applied stresses can be released against Coulomb friction on a planar crack. (b) Angle dependency of the applied stresses assumed in the simulation. The gray region corresponds to the positive stress-drop region stated above.

1.0 となるように規格化するこのモデルの主圧縮  $S_{max} = -4.30$ ,  $S_{min} = -0.43$  に対しては, その範囲はおよそ  $-41^\circ < \varphi < +15^\circ$  となる. これは最適方位  $\varphi^0 = -13^\circ$  に関して  $\pm 28^\circ$  の対称な範囲にある (この対称性は亀裂が直線の場合に限られる). 摩擦構成則に関しては, 破壊の発生とともに破壊端で瞬間的に摩擦応力値まで低下する Griffith 型の亀裂を考える.

破壊進展と方向の基準については Koller *et al.* (1992) に倣い, 最大周せん断応力値基準を用いる. 媒質の臨界破壊強度  $T_c$  を静的平衡状態にある初期亀裂先端でのせん断応力増分  $\Delta T_I^{static}$  よりわずかに小さな値とすることにより破壊を開始させる (強度は媒質全体で一様であるとする). 静的平衡状態にある亀裂の長さを  $l_0 = 5$  ととれば, 臨界破壊強度は  $T_c = 1.21$  になる.

数値計算には, 無次元量  $\Delta T' = \Delta T / \Delta\sigma(\varphi^0)$ ,  $V'_i = V_i \mu /$

$(\Delta\sigma(\varphi^0) c_d)$ ,  $x' = x / \Delta s$ ,  $t' = t c_d / \Delta s$  を用いた.  $c_d$  は P 波速度,  $c_s$  は S 波速度を表し,  $c_d / c_s = \sqrt{3}$  とする. 滑り速度の離散間隔を  $c_d \Delta t / \Delta s = 1/2$  となるように選ぶ. これらの規格化は, 初期亀裂面上での応力降下量, グリッド長, 時間ステップの倍長に基づいている. 以下, プライム記号は簡単のため省略した.

### § 3. 結 果

#### 3.1 分岐動力学モデルの破壊過程

波形合成に必要な滑り速度履歴を得るために, Kame and Yamashita (2003) の分岐動力学モデルの破壊過程を再計算した. 時刻  $t = 0.0$  に破壊開始させ, 破壊基準に従う亀裂の自発的な動的成長を境界積分方程式法によりシミュレーションする. Fig. 1 はその破壊成長のスナップショットと, 対応する時刻の亀裂先端のせん断周応力

増分の方位分布である。まずこのモデルの分岐面形成過程の概略を示す： $t=0.0$ ではせん断周応力の増分は初期亀裂面と同じ方向で最大であり、亀裂はまっすぐに成長し始める。成長はただちに加速し、 $t=8.0$ において破壊速度は $0.67c_s$ に達する。最大方向はまだ $\varphi=-13^\circ$ でありまっすぐに成長を続ける。 $t=15.5$ において破壊速度は $0.87c_s$ に達し、最大方向はこの時初めて亀裂面からずれる。この時のずれの方位は $\varphi=+29^\circ, -55^\circ$ であり、初期亀裂面に関して対称に $\pm 42^\circ$ の角度である。この高速伝播中の亀裂先端付近に局在する波動応力の効果により先端は動的な分岐を起こす。二つの分岐はそれぞれ、Fig. 1で+、-で表される圧縮側と引張側に生じる。引張側で破壊面は $t=15.5$ から $t=16.5$ にかけて $\varphi=-55^\circ$ から $\varphi=-87^\circ$ へと大きく屈曲する。一方、圧縮場では屈曲は小さく $\varphi=+29^\circ, +13^\circ, +16^\circ, +21^\circ$ と変化する。この違いは、圧縮場と引張場における摩擦力の違いによると考えられる：引張場は低い摩擦力のため滑りやすく、屈曲に寄与する応力波がより多く放射され、圧縮場ではこの逆が起きる。このため引張側の破壊面の屈曲がより大きくなる。二軸圧縮場では屈曲があるしきい値を超えると、その面での応力降下量が負となる (§ 2.2 参照)。負の応力降下量は先端での応力集中を低下させ、破壊先端の応力集中は臨界強度を超えられなくなる。Fig. 1の $t=44.5$ はこの状態にあり、亀裂の成長は $t=29.5$ で終わっている。

### 3.2 分岐動力学モデルの滑り速度

いったん、すべり速度履歴が得られれば、われわれは Tada and Madariaga (2001) の離散化された表現定式を用いて速度波形を合成することができる。まずわれわれは、分岐断層力学モデルの滑り速度の特徴について、特に分岐面上に注目しつつ見ることとする。われわれは比較基準として破壊形状がまっすぐな「平面動力学モデル」を考える。このモデルでは、動的な分岐しないように平面形状の既存弱面を用意し、破壊は弱面の端で停止するとする。弱面を $\xi_1$ 軸上の $|\xi_1| \geq 10.5$ の範囲に分岐動力学モデルと同じ破壊強度をもつ領域としてとり、そこでの応力降下量は分岐動力学モデルの平面部分と同じとした。

Fig. 4に両モデルの亀裂面上の滑り速度の時空間分布を示す。平面動力学モデルでは破壊開始後、破壊速度は単調増加し、破壊フロント付近に大きな滑り速度が分布し、亀裂長が大きくなるにつれフロント付近の滑り速度は増加していく (Fig. 4a)。破壊速度 $v_f=0.87c_s$ で $|\xi_1|=10.5$ に達しそこで突然停止する。破壊進展停止の情報が亀裂内側へ伝わるにつれ、滑り速度が小さくなっていく。 $t=50$ 付近に反対側の亀裂端における停止フェーズ

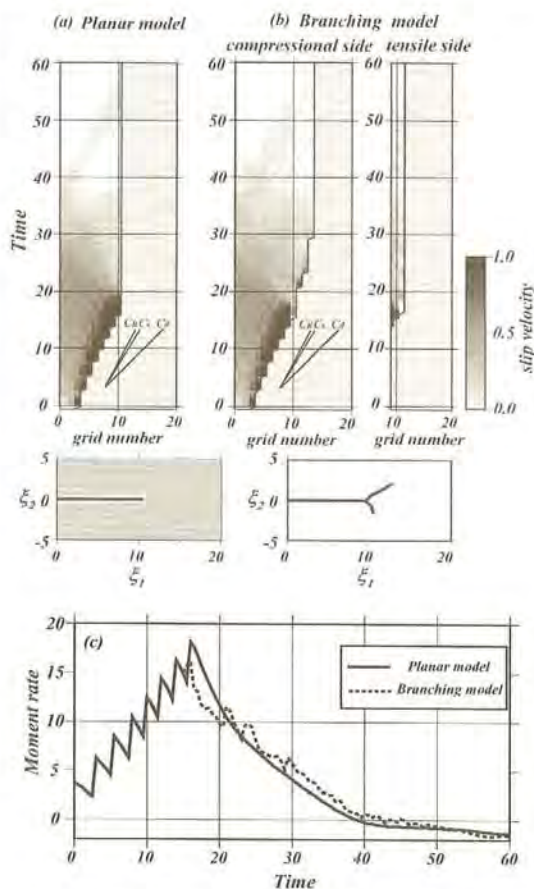


Fig. 4. Spatio-temporal slip-velocity history in the (a) Planar model and the (b) Branching model. The Rayleigh  $c_R$ , the shear  $c_s$  and the dilatational  $c_d$  wave speeds are also plotted for reference. (c) Moment release rate for the two models.

の到着が見える。

分岐動力学モデルでは $\xi_1=9.5$ で亀裂面が動的な分岐する (Fig. 4b)。引張側に伸びた分岐の進展が先に停止し ( $t=16.5$ )、しばらく後に圧縮側に伸びた分岐の進展が停止した ( $t=29.5$ )。平面部分の滑り速度分布は、動力学モデルパラメタが全く同じであり、したがって両モデルではほぼ同じパターンを示す。分岐部分の破壊面上は、クーロン・モールの最適角の方位からはずれ応力降下量が減少するので、平面部分に比べて滑り速度が小さくなる。このモデルの分岐面上の初期応力場から期待される応力降下量は負である (Fig. 3b)。ここでは、破壊が励起されてもひずみエネルギーの解放は起きないので、破壊成長は停止し滑り速度も小さくなる。

分岐面上の滑り速度の小ささは、両モデルのモーメン

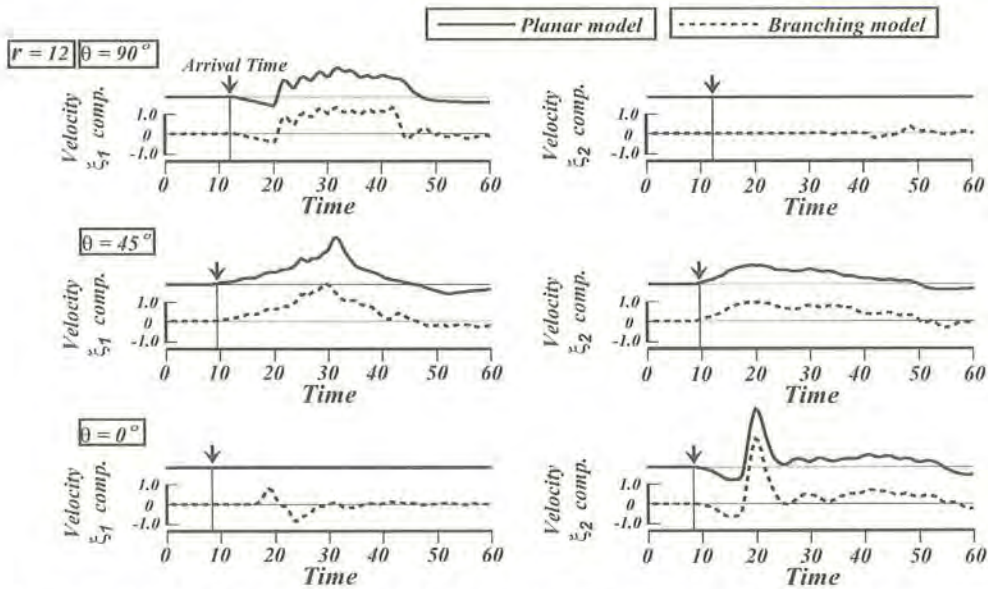


Fig. 5. Comparison of the synthesized velocity waveforms for the two models. The original data have been low-pass filtered at a non-dimensional cutoff frequency of 0.10. All components are plotted to the same amplitude scale. The arrows indicate arrival times deduced from the dilatational wave speed at the observation points.

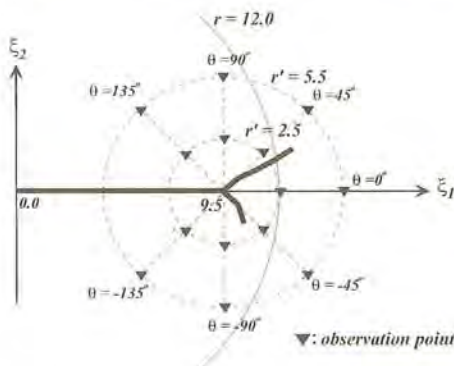


Fig. 6. The location of observation points around the branching point. The black solid line indicates the final fault trace of the branching model.

ト解放率 ( $\dot{M}^n \equiv \sum_i V^i$ ) からよくわかる (Fig. 4c). 分岐時刻  $t=15.5$  以降にモーメント解放率に違いが現れるがその違いは小さい。これは、分岐面上での滑り速度が小さいので、破壊面全体のモーメント解放率に対して顕著な違いを与えることができないからである。モーメント解放率の観点からみると二つのモデルの破壊過程はほとんど違いがない。

### 3.3 分岐断層破壊モデルの放射地震波

前節の分岐動力学モデルから放射される変位速度波形の合成を行い、平面動力学モデルから放射される波形と

比べる。これにより動的分岐過程に関連する地震波放射の特徴を識別することを試みる。二つのモデルの破壊過程から放射された変位速度波形を Fig. 5 に示す。観測点の位置は座標原点から距離  $r=12.0$  に、 $\xi_1$  軸から三つの方位  $\theta=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  にとる (Fig. 3a)。平面動力学モデルに対して、放射パターンの節面に対応する  $0^\circ$  方位の  $\xi_1$  成分 (動径成分) と、破壊の対称性による  $90^\circ$  方位の  $\xi_2$  成分が、振幅零となる。これ以外の波形では両モデルに共通して、およそ破壊開始フェーズの到達時に波形が立ち上がる (Fig. 5 に各観測点で期待される P 波到着時を印した)。両モデルともに、 $0^\circ$  方位の  $\xi_2$  成分 (横成分) で振幅が最大となる。

二つのモデルの動的破壊過程から放射される変位速度地震波形は概してよく似ている。これは両モデルの平面部分の滑り速度履歴がほぼ同じであり、かつ、この部分で生じる速い滑り速度がモーメント解放率のほぼ全体を占め、波形の振幅のほとんどを担っているからである。前節で見たように、破壊面の分岐部分での滑り速度は応力降下量が負になることから平面部分に対しては無視できるほど小さくなる。したがって、波形への分岐部分の滑り速度の寄与もまた無視できるほど小さくなる。また、平面動力学モデルの破壊停止と同様に、分岐モデルでも分岐後平面部分の破壊は突然停止するので、高周波成分に富む波形の鋭いピークが生じる。最も顕著にこの

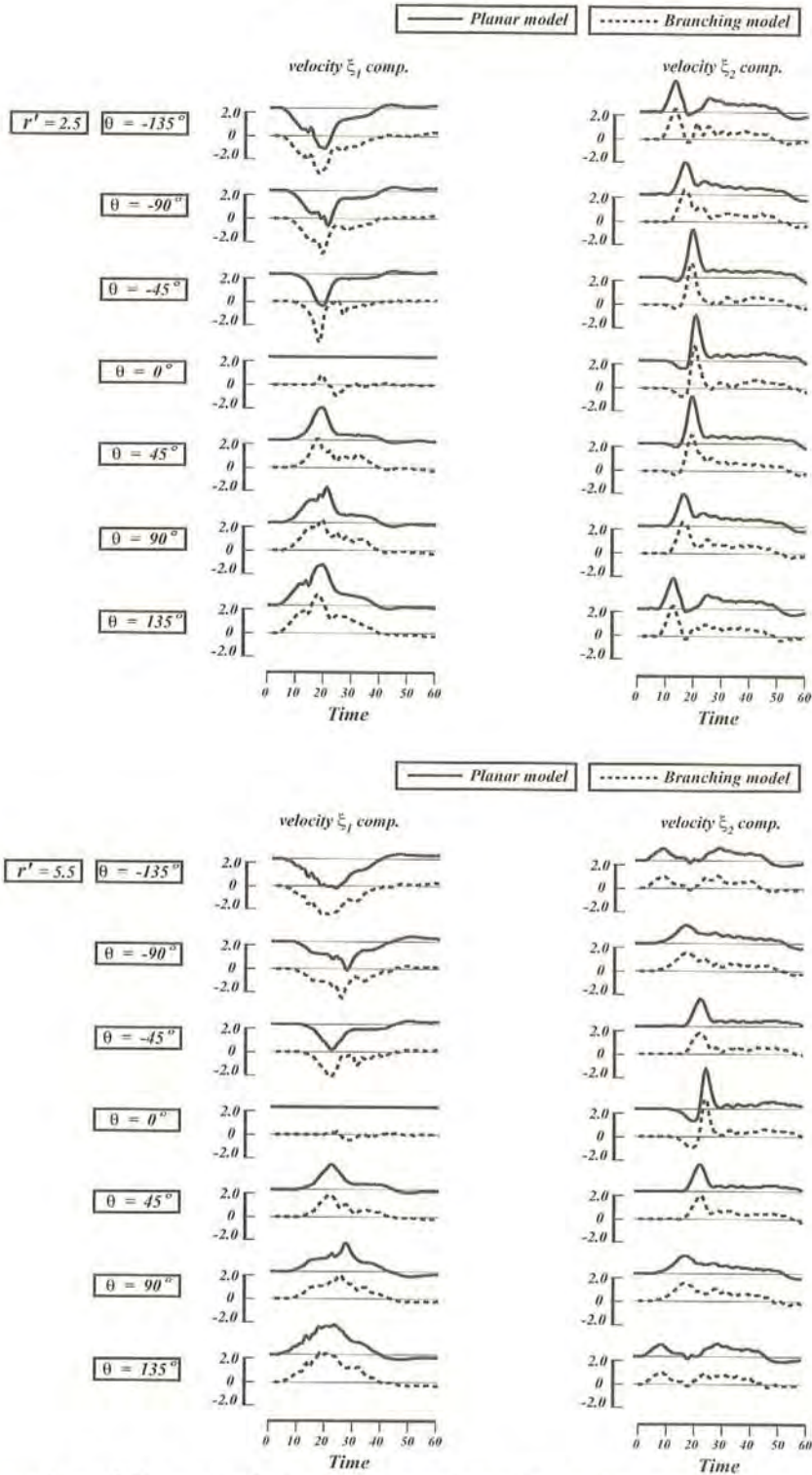


Fig. 7. Comparison of the synthesized velocity waveforms for the two models at the observation points of Fig. 6. All components are plotted to the same amplitude scale. The original data have been low-pass filtered at a non-dimensional cutoff frequency of 0.10.

特徴が見られるのは  $0^\circ$  方位の  $\xi_2$  成分 (横成分) である。破壊の突然停止は高周波数弾性波の放射源としてよく知られている [Madariaga (1977)] が、これはモーメント解放率の急激な変化をもたらすからである (Fig. 4c)。

明瞭に動的分岐過程から放射される地震波のフェーズが同定できる波形は、分岐面に近い  $r=12.0$ ,  $\theta=0^\circ$  の観測点における  $\xi_1$  成分 (動径成分) である (Fig. 5)。この観測点では、分岐面上の滑り速度が小さくても、分岐面と観測点の距離が非常に近いことと平面部分の破壊からの振幅が零であることから、分岐面から放射される波のみが強調されて現れるからである。 $r=12.0$ ,  $\theta=90^\circ$  の観測点における  $\xi_2$  成分の波形でも、分岐面上の滑りのみによる波の識別が可能であるが、分岐面からの距離が大きい場合には動的分岐過程から放射される地震波の振幅は非常に小さくなるのがわかる。

分岐面に非常に近い観測点の場合 ( $r=12.0$ ,  $\theta=0^\circ$ ; 分岐開始点から測った距離  $r'=2.5$ )、動的分岐過程に関連する地震波のフェーズを同定することができた。そこで、次に、分岐面と観測点の間の方位・距離による波形の違いについて調べる。そのために今度は、分岐開始点から異なる距離  $r'=2.5$  と  $5.5$  の円周上に、 $45^\circ$  間隔の異なる方位に観測点を置く (Fig. 6)。各観測点で合成された分岐断層モデルと平面動力学モデルの変位速度波形を Fig. 7 に示す。

$r'=2.5$  の観測点において、 $\theta=0^\circ$  方位の観測点の位置は上述の  $r=12.0$ ,  $\theta=0^\circ$  と同じであり、 $\xi_1$  成分 (動径成分) に、動的分岐に関連する地震波フェーズが同定できる。それ以外の波形では、平面部分の破壊からの振幅の寄与が大きくなり、分岐面上の破壊から放射される地震波の特徴は形において目立たない。しかし、振幅において分岐部分からの地震波放射の寄与を見出すことができる場合がある。二つに派生した分岐面に近い  $\theta=+45^\circ$  と  $\theta=-45^\circ$  の動的分岐モデルの波形を比較すると、 $\xi_1$  軸に関して非対称な分岐面形状の効果が見られる。 $\xi_1$  成分の最大振幅は、 $\theta=-45^\circ$  では  $\theta=+45^\circ$  の 1.45 倍の大きさをもつ。これは引張側に伸びた分岐面は、圧縮側に比べて相対的に速い滑り速度をもつためである (Fig. 4b 参照)。

分岐開始点からの距離が  $r'=5.5$  の観測点においては、 $\theta=0^\circ$  方位の  $\xi_1$  成分の波形は、分岐部分と観測点の距離が大きくなることにより減衰し、 $r'=2.5$  の観測点の波形に比べて約半分の振幅となる。また、この距離で  $\theta=+45^\circ$  と  $\theta=-45^\circ$  の分岐動力学モデルの波形を比較した場合、非対称な分岐面形状による波形の違いは、小さくなっている。このように、 $r'=5.5$  では、全ての方位で、分岐面上の滑りの波形への寄与を見つけることは概して難しくなることが分かる。以上をまとめると、波形

の観点からは、分岐動力学モデルと平面動力学モデルの破壊過程は、分岐面に非常に近い観測点を除いて、ほぼ等しい破壊過程として認識される結果となった。

#### § 4. 議論とまとめ

われわれは、動的分岐を起こす「分岐動力学モデル」から放射される地震波を考え、動的分岐過程から放射される地震波の特徴について調べた。まず、境界積分方程式法を用いて動的分岐する破壊成長のシミュレーションをおこなった。次に、そこで得た滑り速度履歴を用いて変位速度波形を合成した。分岐を起こさない「平面動力学モデル」と比較することにより動的分岐に関連する地震波フェーズの同定を試みた。結果、一般的には分岐部分のモーメント解放率は全体に対してわずかであるので「分岐動力学モデル」と「平面動力学モデル」の波形はほぼ同じであった。しかし、分岐点に近い観測点では、動的分岐のフェーズを同定することができた。このことは、1979年の Imperial Valley 地震に関する Archuleta (1984) の解析の中で、二つの分岐断層にはさまれた観測点での地震動記録を説明するためには、分岐断層のそれぞれに滑り分布を与えざるをえなかったことと調和的である。

われわれのモデル解析から、分岐・屈曲部分がテクトニックな応力配向に対して破壊に適した方向でない場合、地震波はほとんど放射されないことが分かった。このことは、観測された地震波形データのインバージョン解析から地下地震断層形状の推定を行うことは原理的に困難であることを示唆する。しかし、今回われわれの考えたモデルの適用範囲には注意が必要である。現実の断層帯はテクトニックな応力場に対して常に最適方向を向いているわけではなく、分岐部分の方がより地震波を放射する場合もありえる。また、破壊面が三次元の場合は、全く考慮されていない。例えば、Cho and Nakanishi (2000) は 1995 年兵庫県南部地震の観測波形に対して、三次元的に分布させたモーメントテンソルのインバージョン解析から非平面的な断層面を推定した。彼らの推定した破壊面の形状は、本研究のような水平面内の走行方向ではなく、深さ方向の傾斜の変化においてである。また、Kuge *et al.* (1999) は、1998 年南極地震の波形インバージョンを行い、走行方向の複数のサブイベントだけでは説明できない残差を、深さ方向に傾斜する正断層型のサブイベントを導入することで解決した。ステップするストライクスリップ断層間が正断層で接続する破壊様式は、実際のテクトニックな状況下で発生し学的にも合理的であるが、われわれのモデルでは考慮されていない。



今回われわれが考えた分岐動力学モデルは、平面断層を仮定したインバージョンでは破壊強度に不均質があるモデルとして解釈されるだろう。これは、分岐により平面部分の突然の破壊停止がもたらされたからである。すなわち、従来のインバージョン解析で求められた動力学パラメタの不均質の物理的実体は破壊面の幾何形状である可能性がある。現実の断層帯の中では、破壊の成長は他の断層セグメントと力学的に相互作用するだろうし、また、過去の地震で生じた応力場にも影響を受けるだろう。実際の地震において破壊面の幾何がどのような等価な「見かけの」不均質性として平面断層モデルに現れているのかは興味深い問題である。現在も発展し続ける数値計算手法により、複雑な破壊面形状を伴う地震破壊ダイナミクスのさらなる解明が期待される。

### 謝 辞

岩田知孝博士との議論はこの小論を書くきっかけとなった。本論文の改善にあたり、多田 卓博上、および匿名の査読者より非常に有益な助言をいただいた。本研究は、文部科学省「大都市大震災軽減化特別プロジェクト：(I)地震動(強い揺れ)の予測(大都市圏地殻構造調査研究)」、科研費(15740277)、および東京大学地震研究所共同研究プログラムの助成を得た。ここに感謝の意を記す。

### 文 献

- Aochi, H., E. Fukuyama and M. Matsu'ura, 2000, Spontaneous rupture propagation on a non-planar fault in 3-D elastic medium, *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 2003-2027.
- Aochi, H., R. Madariaga and E. Fukuyama, 2002, Effect of normal stress during rupture propagation along nonplanar faults, *J. Geophys. Res.*, **107**, (B2), doi: 10.1029/2001JB000500.
- Archuleta, R. J., 1984, A Faulting Model for the 1979 Imperial Valley Earthquake, *J. Geophys. Res.*, **89**, 4559-4585.
- Barka, A., 1999, The 17 August 1999 Izmit earthquake, *Science*, **285**, 1858-1859.
- Cho, I. and I. Nakanishi, 2000, Investigation of the three-dimensional fault geometry ruptured by the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake using strong-motion and geodetic data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 450-467.
- Cochard, A. and R. Madariaga, 1994, Dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pure Appl. Geophys.*, **142**, 419-445.
- Freund, L. B., 1990, *Dynamic fracture mechanics*, pp. 170-175, Cambridge University Press, Cambridge.
- 福山英一・多田 卓・橋本千尋・芝崎文一郎, 2003, 境界積分方程式法を用いた地震の動的破壊過程のシミュレーション, *月刊地球*, **25**, 682-686.
- Kame, N. and T. Yamashita, 1999, Simulation of spontaneous growth of dynamic crack without constraints on the crack tip path, *Geophys. J. Int.*, **139**, 345-358.
- Kame, N. and T. Yamashita, 2003, Dynamic branching, arresting of rupture and the seismic wave radiation in self-chosen crack path modelling, *Geophys. J. Int.*, **155**, 1042-1050.
- King, G. and J. Nabelek, 1985, Role of fault bends in the initiation and termination of earthquake rupture, *Science*, **228**, 984-987.
- Koller, M. G., M. Bonnet and R. Madariaga, 1992, Modelling of dynamical crack propagation using time-domain boundary integral equations, *Wave Motion*, **16**, 339-366.
- Kuge, K., M. Kikuchi and Y. Yamanaka, 1999, Non-double-couple moment tensor of the March 25, 1998, Antarctic earthquake: Composite rupture of strike-slip and normal faults, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3401-3404.
- Madariaga, R., 1977, High-frequency radiation, from crack (stress drop) models of earthquake faulting, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **51**, 625-651.
- Mogi, K., 1974, On the pressure dependence of strength of rocks and the coulomb fracture criterion, *Tectonophysics*, **21**, 273-285.
- Rice, J. R., 1980, The mechanics of earthquake rupture, in *Physics of the Earth's Interior, Proc. International School of Physics 'Enrico Fermi'*, pp. 555-649, ed. Dziewonski, A. M. and Boschi, E., Italian Physics Society and North-Holland Publ. Co.
- Sieh, K., L. Jones, E. Hauksson, K. Hudnut, D. Eberhart-Phillips, T. Heaton, S. Hough, K. Hutton, H. Kanamori, A. Lilje, S. Lindvall, S. McGill, J. Mori, C. Rubin, J. A. Spotila, J. Stock, H. Thio, J. Treiman, B. Wernicke and J. Zachariasen, 1993, Near-field investigations of the Landers Earthquake sequence, April to July, 1992, *Science*, **260**, 171-176.
- Seelig, Th. and D. Gross, D., 1999, On the interaction and branching of fast running cracks-a numerical investigation, *J. Mech. Phys. Solids*, **47**, 935-952.
- 多田 卓, 2001, 三角形要素を用いた半解析的境界積分方程式法で3次元亀裂動力学問題を解くには, *地球惑星科学関連学会合同大会予稿集*, S4-015.
- Tada, T. and R. Madariaga, 2001, Dynamic modelling of the flat 2-D crack by a semi-analytic BIEM scheme, *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, **50**, 227-251.
- Umeda, Y., 1990, High-amplitude seismic waves radiated from the bright spot of an earthquake, *Tectonophysics*, **175**, 81-92.
- Xu, X. P. and A. Needleman, A., 1994, Numerical simulations of fast crack growth in brittle solids, *J. Mech. Phys. Solids*, **42**, 1397-1434.
- Yoffe, E. H., 1951, The moving Griffith crack, *Phil. Mag.*, **42**, 739-750.