

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

加 瀬 祐 子*

Rupture Propagation beyond Fault Discontinuities: Effect of Depth-dependent Stress

Yuko KASE *

Abstract

Numerical simulations have revealed that a rupture jumps from one fault to another near the Earth's surface. We show that a rupture jump occurs at a deep portion under depth-dependent stress. We investigated rupture behaviour at a gap region between two faults, by calculating spontaneous rupture processes on two parallel strike-slip faults in a 3-D elastic medium. Depth-dependent stresses introduced from the results of hydraulic fracturing experiments at the KTB site are assumed. The differential stress is assumed to be proportional to depth. The rupture processes under depth-dependent and uniform stress conditions are compared: similar rupture processes on the first fault, but different ones on the second fault are obtained. Under the depth-dependent stress condition, an upward rupture on the first fault can trigger a rupture at a deep portion of the second fault, because strength is reduced at shallower depths. Near the Earth's surface, a rupture on the second fault can be triggered by only a P-wave radiated from the first fault. Strength and stress drop heterogeneities on faults cause a rupture jump at a deep portion and the complexity of the rupture process. Our results suggest that the stress increase with depth is an important factor.

Key words : rupture process , fault interaction , rupture jump , depth-dependent stress , numerical simulation

キーワード : 破壊過程 , 断層 , 相互作用 , 乗り移り , 深さに依存する応力 , 数値計算

I. はじめに

断層はいくつものセグメントの連なりであることが多い。このような断層系では、複数のセグメントを破壊が乗り移っていくことで、ひとつの大きな地震となることもあれば、断層の不連続部分で、破壊が停止することもある。断層の不連続部

分を破壊が乗り越えられるかどうかは、地震の大きさを左右する重要な問題である。

断層の幾何学的形状が破壊過程にどのような影響を与えるのかについては、複数の断層(セグメント)の相互作用の問題として、いくつかの研究が行われてきた。3次元のモデルを用いた動的破壊過程の数値計算も行われており、媒質が一様な

* 産業技術総合研究所 活断層研究センター

* Active Fault Research Center, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

応力下にあるという仮定のもとでの結果からは、破壊の乗り移り方は断層の幾何学的なパラメータに依存するという結論が得られている (Harris and Day, 1999; Kase and Kuge, 2001)。これらの結果では、破壊の乗り移りは地表付近でのみ起こる。しかし、波形インバージョンによる現実の地震の解析結果では、破壊は震源からなめらかに伝播し、地表付近での破壊の乗り移りは観測されていない。この矛盾について、Kase and Kuge (2001) では、震源過程のインバージョンにおける拘束条件の問題点を指摘しつつも、複数の断層を乗り移っていくような破壊過程においては、初期応力や強度、応力降下量の不均質分布の影響を無視できないとしている。

初期応力や強度、応力降下量の不均質分布のうち、鉛直方向の不均質については、深さに比例して応力が増加するという単純なモデルで表すことができる。これは重力を考慮するということであり、観測結果もそれを裏付けている (Brudy *et al.*, 1997)。本研究では、この観測結果に基づき深さに依存する応力下にある断層上の動的破壊伝播過程を数値計算し、破壊の乗り移り方について考察する。

II. 手 法

1) モデル

3次元半無限均質弾性体中に、互いに平行な2つの横ずれ断層 (dip は 90°) を置いたモデルを考える (図1)。この媒質には、章2)節で述べるような圧縮応力がかかっている。2つの断層のうち、一方の断層 (断層1) 上には初期クラックがある。媒質中では、断層面外ではすべりを生じないものとする。

時刻 $t = 0$ に初期クラック上で応力降下が起こり、破壊は自発的に広がっていく。この断層1上の破壊によって生じる応力変化によって、もう一方の断層 (断層2) の破壊が励起される。剪断応力が静摩擦応力に達するとすべりが始まり、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。静摩擦応力と動摩擦応力を摩擦係数

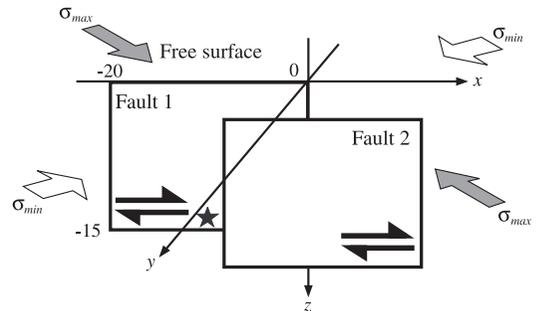


図1 数値計算に用いたモデルの例 (2つの断層が互いに伸長場になる位置にある場合)。2つの断層は、ともに、長さ20 km、幅15 km。星印は初期クラックの位置を示す。

Fig. 1 Three-dimensional model used in this study (case of extensional jog). Length of two faults is 20 km, and width is 15 km. A star indicates an initial crack.

と法線応力との積として定義することにより、法線応力を考慮した破壊過程を求める。

2) 応力場の仮定

ドイツ南東部での大深度掘削計画 (KTB) で行われた水圧破碎実験の結果 (Brudy *et al.*, 1997) に従い、媒質にかかる主応力は深さに比例するものとする。この実験結果を参考にして、最大圧縮応力 σ_{max} [MPa], 最小圧縮応力 σ_{min} [MPa] は、深さ z [km] を用いて、

$$\sigma_{max} = 42z + 6 \quad (1)$$

$$\sigma_{min} = 20z + 2 \quad (2)$$

という式で表されるとする (図2)。比例係数が最大圧縮応力と最小圧縮応力とで異なるため、差応力も深さに比例する。断層と主応力軸のなす角度は、45°とする。このとき、断層面上の法線応力と剪断応力の初期値 σ_{yy}^0 [MPa], τ_{xy}^0 [MPa] は、式(1), (2)より、

$$\sigma_{yy}^0 = 31z + 4 \quad (3)$$

$$\tau_{xy}^0 = 11z + 2 \quad (4)$$

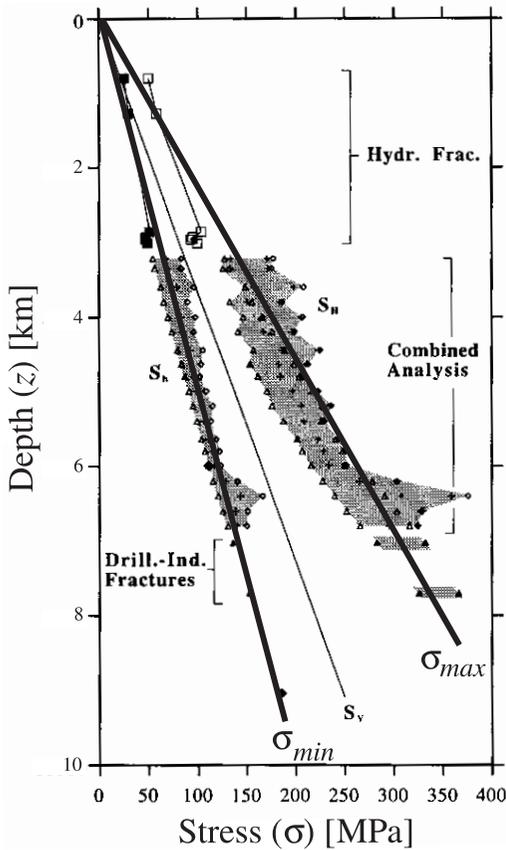


図 2 数値計算に用いた主応力の深さ依存性 .
Brudy *et al.* (1997) に加筆 .

Fig. 2 Depth-dependence of horizontal principal stresses in this study.
Simplified from Brudy *et al.* (1997).

と表される。

比較のため、媒質にかかる主応力が深さによらず一様な場合についても、同じ断層モデルを用いて数値計算を行った。この場合の主応力の大きさは、式(1),(2)で $z = 7.5$ km としたときの値、すなわち、最大圧縮応力 321 MPa、最小圧縮応力 152 MPa とする。

静摩擦係数は 0.6、動摩擦係数は 0.2 と仮定し(表 1)、ともに 2 つの断層上で一様とする。以上のように応力場と摩擦係数を仮定すると、応力が深さに依存する場合の強度は $7.6z + 0.4$ [MPa]、応力降下量は $4.8z + 1.2$ [MPa]、応力が一様な

場合の強度は 57.4 MPa、応力降下量は 37.2 MPa となる。

3) 数値計算手法

動的破壊過程の計算は、Kase and Kuge (2001) に従った。

弾性体中の変位場 u_x, u_y, u_z は、波動方程式

$$\ddot{u}_i = \sum_{j,j} \left((\rho + \mu) u_{j,ji} + \mu u_{i,jj} \right) \quad (5)$$

を解くことによって得られる。ここで、 ρ は媒質の密度、 μ はラメ定数である。

時刻 $t = 0$ では、媒質中のすべての点で

$$u_i = 0 \quad (6)$$

$$\dot{u}_i = 0 \quad (7)$$

であり、断層面上の法線応力と剪断応力は、

$$\sigma_{yy}^0 = \frac{1}{2} \sigma_{max}^0 + \frac{1}{2} \sigma_{min}^0 \quad (8)$$

$$\sigma_{xy}^0 = \begin{cases} \mu_d \sigma_{yy}^0 & (\text{初期クラック内}) \\ -\frac{1}{2} \sigma_{max}^0 + \frac{1}{2} \sigma_{min}^0 & (\text{初期クラック外}) \end{cases} \quad (9)$$

$$\sigma_{zy}^0 = 0 \quad (10)$$

と表される。ここで、 μ_d は動摩擦係数である。

断層面上での境界条件は、剪断応力が静摩擦応力に達する前の点では、

$$u_i = \text{断層面の両側で連続} \quad (11)$$

$$\sigma_{iy} = \text{断層面の両側で連続} \quad (12)$$

であり、剪断応力が静摩擦応力に達した後、すべりが生じている点では、

$$u_y = \text{断層面の両側で連続} \quad (13)$$

$$u_z = \text{断層面の両側で連続} \quad (14)$$

$$\sigma_{yy} = \text{断層面の両側で連続} \quad (15)$$

$$\sigma_{zy} = \text{断層面の両側で連続} \quad (16)$$

表 1 数値計算に用いたパラメータ .

P wave velocity [km/s]	6.0
S wave velocity [km/s]	3.5
Density [g/cm ³]	2.76
Critical displacement : D_c [m]	0.10
Static coefficient of friction : μ_s	0.6
Dynamic coefficient of friction : μ_d	0.2
Grid length in space [km]	0.25
Grid length in time [s]	0.025

$$u_x = \begin{cases} \mu_s \cdot \dot{y} - \frac{\mu_s \cdot \dot{y} - \mu_d \cdot \dot{y}}{D_c} & (u_x < D_c) \\ \mu_d \cdot \dot{y} & (u_x \geq D_c) \end{cases} \quad u_x = \text{断層面の両側で連続} \quad (17)$$

である。式 (17) はすべり弱化的構成則であり、 μ_s は静摩擦係数、 D_c は臨界変位量、 u_x はくいちがいが量である。

数値計算には、3次元の差分法を用いた。計算領域の端には、吸収境界条件 (Higdon, 1991) を適用した。自由表面の境界条件の定式化には Ilan and Loewenthal (1976) を、断層面上の境界条件の定式化には Horikawa (1996) を用いた。

すべての数値計算で共通に用いたパラメータの値を、表 1 に示す。このうち、媒質の弾性波速度と密度は、応力の深さ依存性とと同じく、KTB で得られた値を用いる (Berckhemer *et al.*, 1997)。主応力が一様な場合と深さに依存する場合のそれぞれについて、2つの断層間の距離やステップの方向を様々に変えて数値計算を行った。

III. 結 果

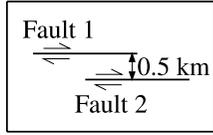
一様な応力下にある場合と応力が深さに依存する場合とを比較すると、断層 1 上の破壊過程にはそれほど差が見られない (図 3a, 4a) が、断層 2 上の破壊過程には大きな違いが生じた。一様な応力下にある場合、断層 2 上の破壊はごく浅いところのみ励起される (図 3b)。これは Harris and

Day (1999) や Kase and Kuge (2001) で示されている通りである。それに対して、応力が深さに依存する場合には、深いところでも破壊が励起されることがある (図 4b)。このときの断層面上のすべり分布は、図 5 のようになる。応力が深さに比例して大きくなるので、すべり量の最大値は深さ 10km 付近に現れる。これは、地表で最大のすべりが生じるという、一様な応力下での結果 (Mikumo *et al.*, 1987) とは対照的である。破壊の乗り移る深さは、2 ~ 6.5 km 程度であり (図 6b)、断層間の距離が長くなるほど浅くなる (図 6b)。この場合も、一様な応力下にある場合と同様に、地表付近での破壊の励起も見られる。複数の場所で破壊が励起されることにより、破壊過程はより複雑なものになる。

応力が深さに依存する場合、断層 2 上で励起された破壊のうち断層 1 と重なり合う部分で励起された破壊は、なかなか成長することができない (図 4b, 断層 2 の左上で時刻 4.6 秒に励起された破壊)。特に、下方への伝播は深さ 1 km 付近で停止してしまう。一方、断層 1 と重なり合わない部分で励起された破壊は、断層 1 上の破壊が停止していないにもかかわらず、なめらかに伝播していく (図 4b, 時刻 3.875 秒と 4.575 秒に励起された破壊)。これは、断層 2 上の破壊は、断層 1 全体の破壊が停止するまではほとんど成長できないという、一様な応力下での結果 (Kase and Kuge, 2001) と対照的である。

断層 2 上の破壊が励起されるまでに要する時間が短いことも、応力が深さに依存する場合の特徴である。一様な応力下にある場合、断層 2 上の破壊が励起され、成長することができるのは、断層 1 上の破壊が断層の端に達して停止した後に限られる。断層 2 上の破壊が励起されるためには、断層 1 全体の破壊により、断層 1 端で十分な応力集積が起こることが必要なためである (Harris and Day, 1999; Kase and Kuge, 2001)。一方、応力が深さに依存する場合には、断層 1 上の破壊が端に達するのを待たずに、断層 2 上の破壊が励起される (図 4b)。断層 1 の破壊フロントの通過から断層 2 上の破壊が励起されるまでの時間差は、

Map view



Rupture time [s]

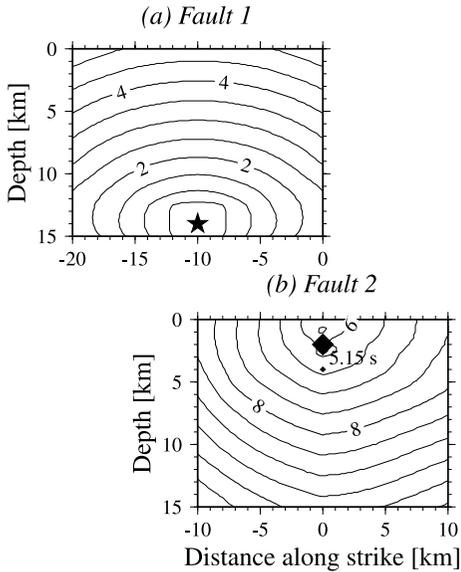
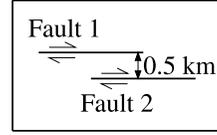


図 3 一様な応力下にある場合の破壊伝播の様子。
2つの断層は、互いに伸長場になる位置にある。断層間の距離は0.5 km。コンターは、(a)断層1、(b)断層2上の破壊時刻を示す(単位は秒)。星印は初期クラックの位置、菱形は断層2上で破壊が励起された場所を示す。

Fig. 3 Rupture evolutions on (a) Fault 1 and (b) Fault 2 (extensional jog) in case that stresses are independent of depth. Distance between two faults is 0.5 km. Contours indicate rupture times in seconds. The star is the location of the initial crack. A diamond is a location where a rupture is triggered on Fault 2.

Map view



Rupture time [s]

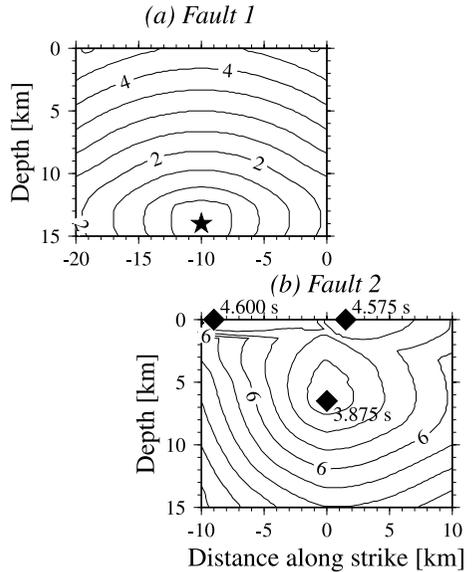


図 4 主応力が深さに依存する場合の破壊伝播の様子。
断層モデルは図3と同じ。図の詳細は図3と同様。

Fig. 4 Rupture evolutions on (a) Fault 1 and (b) Fault 2 in case that stresses are dependent on depth. The fault model is the same as in Fig. 3. The details are the same as in Fig. 3.

0.5 秒以下と短い。特に、断層1の先端付近の地表では、断層1から伝播するP波のみで破壊が励起される(図4b,時刻4.575秒に励起された破壊)。破壊は深いところで乗り移るよりも、地表付近の方が長い距離を乗り移れる。深いところでの励起(図4b,時刻3.875秒に励起された破壊など)が起こる断層間の最大距離は、伸長場にある断層で1.5km、圧縮場にある断層で1 km(図6)で、

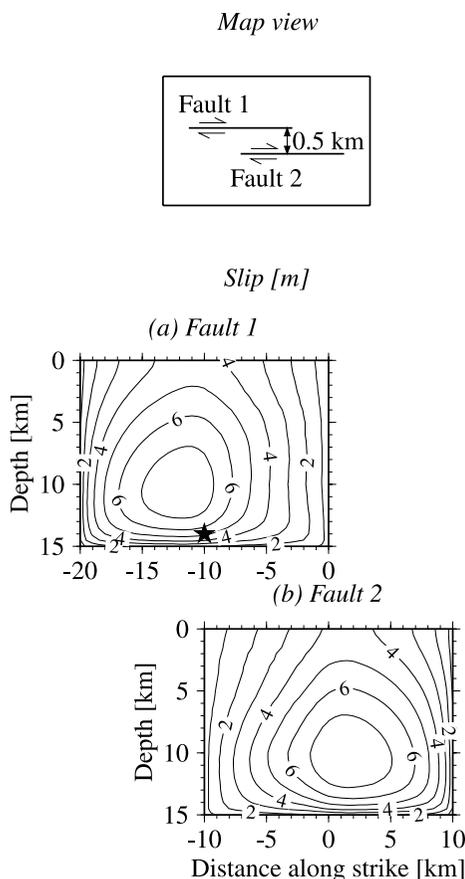


図 5 図 4 で示された破壊伝播過程のときの断層面上でのすべり分布。コンターは、(a) 断層 1、(b) 断層 2 上のすべり量を示す (単位は m)。星印は初期クラックの位置を示す。

Fig. 5 Slip distributions on (a) Fault 1 and (b) Fault 2 in case of the rupture process shown in Fig. 4. The star is the location of the initial crack.

一様な応力下にある場合とほぼ同じである。一方、地表付近での励起 (図 4b、時刻 4.575 秒に励起された破壊など) は、伸長場にある断層では 1.5 km、圧縮場にある断層では 4.5 km であり (図 7)、明らかに長い。

断層 2 の励起点の水平位置の分布は、深いところでの励起と地表付近での励起とは異なる。深いところでの励起点の水平分布は、2 次元モデル

の結果 (Harris and Day, 1993) や、一様な応力下にある場合の結果 (Kase and Kuge, 2001) と同様、静的な応力変化 (CFS) の空間分布から推測されるものと一致する (図 6a)。それに対して地表付近の励起点は、CFS の空間分布から推測されるものとは異なり、CFS が負の領域にも分布する (図 7a)。

以上の結果より、応力が深さに依存することを考慮することにより、比較的深いところで破壊が乗り移り、なめらかに伝播していくという破壊過程を再現できることが示された。また、深いところでの破壊の乗り移りと地表付近での乗り移りとは、様相が異なることが明らかになった。

IV. 考 察

1) 深いところでの破壊の乗り移り

応力が深さに依存する場合に深いところでの破壊の乗り移りが起こることを説明するために、強度と応力降下量の比として定義される S 値 (Andrews, 1976; Das and Aki, 1977)

$$S = \frac{\mu_s \sigma_{yy}^0 - \sigma_{xy}^0}{\sigma_{xy}^0 - \mu_d \sigma_{yy}^0} \quad (18)$$

を用いる。本研究での S 値の深さ依存性は、式 (3)、(4)、(18) より、

$$S = \frac{19z + 1}{3(4z + 1)} \quad (19)$$

と表せる。一様な応力下にある場合は、 S 値も深さによらず一定で、約 1.54 である。

式 (19) は、 $z \geq 0$ では増加関数である。したがって、浅いところほど S 値が小さい、すなわち、相対的に強度が小さい。上方へ伝播する破壊は、それまでに解放した応力にくらべて伝播していく先の強度が小さい。このため上方へ伝播する破壊は乗り移りやすく、一度励起された破壊は伝播しやすい。これにより、深いところでの乗り移りが可能であること、破壊が励起されるまでに要する時間が短いこと、励起された破壊が断層 1 上の破

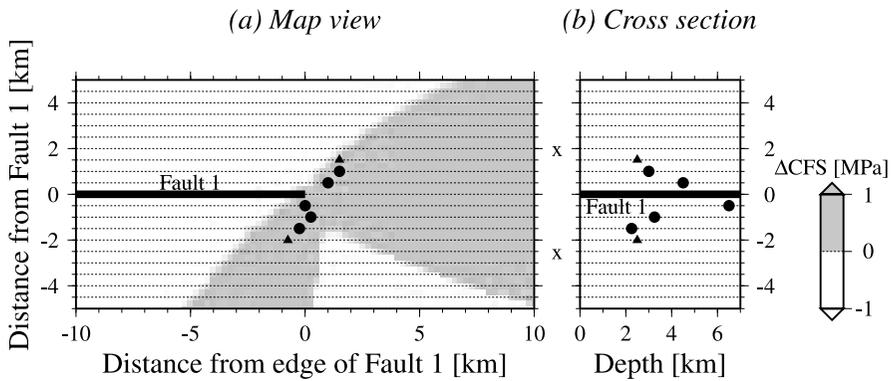


図 6 応力が深さに依存する場合に、深いところで励起される破壊の励起点の分布．縦軸は断層間の距離を示す．丸印は、その場所で破壊が励起され、成長できたことを示す．三角は、その場所で破壊が励起されたが、成長できずに止まってしまったことを示す．(a) 水平分布．コンターは、深さ 4 km での CFS の値を示す．(b) 深さ分布．

Fig. 6 Locations where ruptures are triggered at deep portion of Fault 2 in case that stresses are dependent on depth.

Vertical axes indicate distance between two faults. Circles are locations where ruptures are triggered and propagate on Fault 2. Triangles are locations where ruptures are triggered but soon terminate. (a) Map view. Contours indicate CFS at 4 km depth. (b) Cross section.

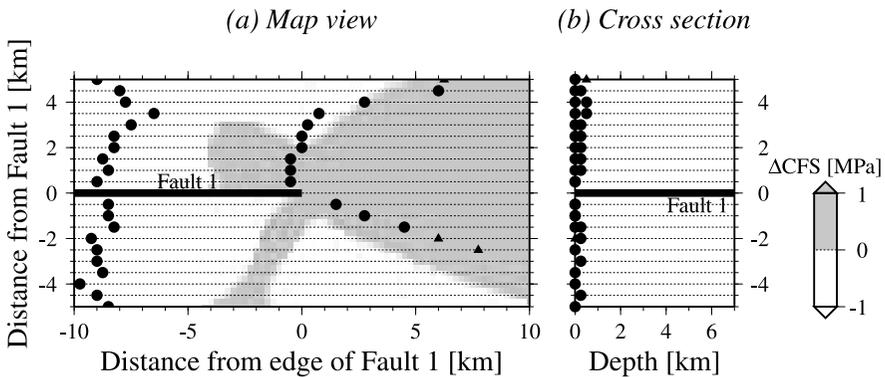


図 7 応力が深さに依存する場合に、地表付近で励起される破壊の励起点の分布．(a) 水平分布．コンターは、地表での CFS の値を示す．(b) 深さ分布．図の詳細は図 6 と同様．

Fig. 7 Locations where ruptures are triggered near the Earth's surface of Fault 2 in case that stresses are dependent on depth.

(a) Map view. Contours indicate CFS at the Earth's surface. (b) Cross section. The details are the same as in Fig. 6.

壊の停止を待たずになめらかに伝播していくことなどの、応力が深さに依存する場合の破壊過程の特徴が現れる。

逆に、地表付近で励起され、下方へ伝播する破壊は、それまでに解放した応力にくらべて伝播していく先の強度が大きいため、成長しにくい。特に、断層1と重なり合う部分では、断層1の破壊による stress shadow (Yamashita and Umeda, 1994) になることもあり、破壊が伝播しにくい。

2) 破壊励起点の分布

章で述べたように、深いところと地表付近とは、破壊の乗り移り方が異なる。その境界は深さ約1 kmであり、これは、式(19)の曲線の接線の傾きが急激に変化する深さに対応している。

深さ約1 kmより深いところでは S 値の変化は緩やかで、一様な応力下にある場合の値に近い。そのため、深いところでの励起は、一様な応力下にある場合と同様に、断層1の広い部分の破壊による応力変化を受けて破壊が励起される。その結果、破壊励起点の分布は、CFSの空間分布から予想されるものと一致する。また、破壊が乗り移れる断層間の最大距離は、一様な応力下にある場合とほぼ同じになる。

一方、深さが約1 kmより浅くなると、 S 値は急激に減少する。また、地表付近では応力集中が効率的に起こる (Harris and Day, 1999; Kase and Kuge, 2001) ため、深さ約1 kmより浅いところでは破壊が非常に励起されやすい状態になっている。そのため、少ない面積の破壊による応力変化で破壊が励起される。破壊が励起されるまでに要する時間は短くて済む。その結果、断層1全体の破壊による応力変化を受ける前に破壊が励起されるため、CFSが負の領域でも破壊が励起される。また、破壊が励起されやすいので、乗り移りが可能な断層間の最大距離は深いところの励起にくらべて長い。

3) 1992年 Landers 地震, 1995年兵庫県南部地震の破壊過程との対応

ここまでの結果と考察をもとに、複数の断層セグメントで破壊が起こった地震の破壊過程や断層構造について考察する。ここでは、1992年

Landers 地震と1995年兵庫県南部地震を取り上げる。

1992年 Landers 地震では、複数の地表断層が観測された (Sieh *et al.*, 1993)。破壊は最南端の Johnson Valley 断層の中央部から始まり、少なくとも3つの断層 (Johnson Valley, Homestead Valley, Emerson 断層) にわたって広がった (例えば, Wald and Heaton, 1994; Aydin and Du, 1995)。2つのジョグはともに伸長性で、ジョグの幅は地表で2~3 kmであった。ジョグの周辺、特に, Homestead Valley 断層と Emerson 断層から成るジョグの間では、多数の小さなクラックが観測され (Zachariassen and Sieh, 1995)、余震分布も複雑な形状を示した (Felzer and Beroza, 1999)。地震波形と測地データのインヴァージョン結果は、破壊が深さ5~7.5 kmでジョグの部分を超えていったことを示した (Wald and Heaton, 1994)。

本研究での数値計算結果では、幅2~3 kmのジョグを乗り越える場合、破壊は地表付近で乗り移った。また、深さ5~7.5 kmで破壊が乗り移れるのは、断層間の距離が1 km以下の場合であった。これらの結果から、ジョグの間の多数のクラックが断層をつなぎ、破壊を乗り移りやすくする役割を果たしたこと、もしくは Landers 地震時の周囲の応力場が、本研究で仮定したものよりも破壊を励起しやすい条件を備えていたことが示唆される。

1995年兵庫県南部地震は、北東(神戸)側と南西(淡路)側の2つの断層セグメントの破壊に大きく分けられる。破壊は北東側セグメント最南の須磨断層南端で始まり、北東へ進むと同時に南西側の野島断層へも進んだ。余震観測の結果、南西側セグメントでの余震は野島断層の地下というよりも、須磨断層の南西延長に近いところで発生していた (Nakamura and Ando, 1996)。地震波形や測地データのインヴァージョン結果からは、2つのセグメントの境界付近で始まった破壊は、野島断層側へもなめらかに伝播したことが明らかになった (Horikawa *et al.*, 1996; Sekiguchi *et al.*, 1996; Wald, 1996; Yoshida *et al.*,

1996)。

兵庫県南部地震のように、セグメント境界から破壊が開始する場合についても、章と同じパラメータを用いて数値計算を行った。その結果、セグメント境界から破壊が開始する場合、破壊は乗り移りにくく、深いところでの破壊の乗り移りが起こるのは断層間の距離が0.5 km 以下の場合のみであった。また、このときの破壊が乗り移る深さは5 km であった。野島断層北端部の深いところでは、極端に強度が小さいという可能性も否定できない。しかし、上部地殻最下部の破壊開始点からなめらかに破壊が乗り移ったことを考えると、本研究の結果は須磨断層と野島断層が深いところではつながっているとすると Nakamura and Ando (1996) を支持するものであると考えられる。

4) P 波による破壊の励起 1999 年 Kocaeli 地震の破壊過程との対応

応力が深さに依存する場合、断層 1 から伝播する P 波のみで、断層 2 上の破壊が励起されることがある (図 4b, 時刻 4.575 秒に励起された破壊)。これは、断層 1 の先端付近の地表で励起される破壊にのみ見られる特徴である。

章 2) 節で述べたように、深さ約 1 km より浅いところでは、S 値が小さく、破壊が非常に励起されやすい状態になっている。また、断層 1 の先端付近は、断層 1 の破壊による stress shadow にも入りにくい。このため P 波のみでの破壊の励起が可能となる。

P 波による破壊の励起の可能性のある現象は、1999 年 Kocaeli 地震で観測された。震源から約 40 km 東にある観測点 SKR で観測された P 波と S 波の到着時刻の差は、約 1.7 秒であった。理論的な到着時刻の差は約 5 秒であり、観測値は極端に短い。この観測値を説明するために、2 つの解釈が提案された。ひとつは、震源から東へ、S 波を越える速度で破壊が伝播したとする解釈 (Ellsworth and Celebi, 1999; Bouchon *et al.*, 2000) であり、もうひとつは、SKR の近くのアスぺリティの破壊が震源からの P 波に励起されたとする解釈 (Anderson *et al.*, 2000) である。どちらが実際に起こったのかを調べるために、

Sekiguchi and Iwata (2001) は強震動波形記録の解析を行ったが、データの制限により、どちらかの区別をすることは難しいとの結論に達した。

SKR 付近のアスぺリティは、セグメントの端のごく浅いところにあり、このアスぺリティの破壊が震源からの P 波によって励起された可能性がある (Sekiguchi and Iwata, 2001)。本研究で再現された P 波による破壊の励起は、この破壊シナリオと一致する。本研究で仮定したような主応力の深さ依存性は、Kocaeli 地震の地震断層付近でも存在すると考えられるので、本節で説明したメカニズムで、Kocaeli 地震でも P 波による破壊の励起が起こった可能性がある。

本研究の結果は、S 波速度を越える破壊伝播速度の可能性を否定するものではない。本研究でも、断層 2 の比較的浅いところでは S 波速度を越える速度での破壊伝播が見られる (図 4b)。S 波速度を越える速度での破壊伝播は、S 値が小さいと起こる (Andrews, 1976)。主応力の絶対値によっては、断層 1 上でも S 波速度を越える速度での破壊伝播が起こり得る。S 波速度を越える速度での破壊伝播と P 波による破壊の励起とのどちらが実際に起こったのかを知るためには、地震断層にはたらく応力の絶対値などの情報が必要となる。

V. 結 論

深さに比例して応力が増加することを考慮したモデルを用いて数値計算を行い、比較的深いところでの破壊の乗り移りを再現できることを示した。断層間の距離によって、乗り移りの深さは異なる。このことは、観測からは求めることが困難な強度や応力降下量の水平方向の不均質分布を考慮しなくても、応力の深さ依存性と断層の幾何学的形状によって破壊の乗り移りの深さを説明できる可能性を示している。また、深いところでの破壊の乗り移りと地表付近での乗り移りとは、破壊の乗り移り方が異なることが明らかになった。本研究の結果は、深さに依存する応力と断層の幾何学的パラメータとで、破壊過程の複雑さを説明できることを示唆している。

謝 辞

本研究を行うにあたり、産業技術総合研究所の堀川晴央博士、海洋科学技術センターの堀 高峰博士、京都大学の川方裕則助手との議論は大変参考になりました。産業技術総合研究所の関口春子博士からは、プレプリントを提供していただきました。3人の匿名査読者からは、本論文の内容を改善するうえで有益なコメントをいただきました。静的な歪み場の計算には、防災科学技術研究所の岡田義光博士によって作成されたコード (Okada, 1992) を、図の作成には、GMT (Generic Mapping Tool version 3.4; Wessel and Smith, 1998) を使用しました。記して感謝いたします。

文 献

- Anderson, J.G., Sucuoglu, H., Erberik, A., Yilmaz, T., Inan, E., Durukal, E., Erdik, M., Anooshehpour, R., Brune, J.N. and Ni, S.-D. (2000) Strong ground motions from the Kocaeli and Duzce, Turkey, earthquakes, and possible implications for seismic hazard analysis. *EERI Report*.
- Andrews, D.J. (1976) Rupture velocity of plane strain shear cracks. *J. Geophys. Res.*, **81**, 5679-5687.
- Aydin, A. and Du, Y. (1995) Surface rupture at a fault bend: The 28 June 1992 Landers, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **85**, 111-128.
- Berckhemer, H., Rauhen, A., Winter, H., Kern, H., Kontny, A., Lienert, M., Nover, G., Pohl, J., Popp, T., Schult, A., Zinke, J. and Soffel, H.C. (1997) Petrophysical properties of the 9-km-deep crustal section at KTB. *J. Geophys. Res.*, **102**, 18337-18361.
- Bouchon, M., Toksöz, N., Karabulut, H., Bouin, M.-P., Dietrich, M., Aktar, M. and Edie, M. (2000) Seismic imaging of the 1999 Izmit (Turkey) rupture inferred from the near-fault recordings. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3013-3016.
- Brudy, M., Zoback, M. D., Fuchs, K., Rummel, F. and Baumgärtner, J. (1997) Estimation of the complete stress tensor to 8 km depth in the KTB scientific drill holes: Implications for crustal strength. *J. Geophys. Res.*, **102**, 18453-18475.
- Das, S. and Aki, K. (1977) A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **50**, 643-668.
- Day, S.M. (1982) Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: The effect of nonuniform prestress. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **72**, 1881-1902.
- Ellsworth, W.L. and Celebi, M. (1999) Near field displacement time histories of the M7.4 Kocaeli (Izmit) Turkey, earthquake of August 17, 1999. *EOS, Trans. AGU*, **80**, F648.
- Felzer, K.R. and Beroza, G.C. (1999) Deep structure of a fault discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2121-2124.
- Harris, R.A. and Day, S.M. (1993) Dynamics of fault interaction: Parallel strike-slip faults. *J. Geophys. Res.*, **98**, 4461-4472.
- Harris, R.A. and Day, S.M. (1999) Dynamic 3D simulations of earthquakes on en echelon faults. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2089-2092.
- Higdon, R.L. (1991) Absorbing boundary conditions for elastic waves. *Geophysics*, **56**, 231-241.
- Horikawa, H. (1996) *Inversion for Dynamic Source Parameters: Application to the 1990 Izu-Oshima, Japan, Earthquake*. DSc Thesis, Kyoto University, Kyoto.
- Horikawa, H., Hirahara, K., Umeda, Y., Hashimoto, M. and Kusano, F. (1996) Simultaneous inversion of geodetic and strong-motion data for the source process of the Hyogo-ken Nanbu, Japan, earthquake. *J. Phys. Earth*, **44**, 455-471.
- Ilan, A. and Loewenthal, D. (1976) Instability of finite difference schemes due to boundary conditions in elastic media. *Geophys. Prospect.*, **24**, 431-453.
- Kase, Y. and Kuge, K. (2001) Rupture propagation beyond fault discontinuities: Significance of fault strike and location. *Geophys. J. Int.*, **147**, 330-342.
- Mikumo, T., Hirahara, K. and Miyatake, T. (1987) Dynamical fault rupture processes in heterogeneous media. *Tectonophysics*, **144**, 19-36.
- Nakamura, M. and Ando, M. (1996) Aftershock distribution of the January 17, 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake determined by the JHD method. *J. Phys. Earth*, **44**, 329-335.
- Okada, Y. (1992) Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **82**, 1018-1040.
- Sekiguchi, H. and Iwata, T. (2001) Rupture process of the 1999 Kocaeli, Turkey, earthquake estimated from strong motion waveforms. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, in press.
- Sekiguchi, H., Irikura, K., Iwata, T., Kakehi, Y. and Hoshihara, M. (1996) Minute locating of faulting beneath Kobe and the waveform inversion of the source process during the 1995 Hyogo-ken Nanbu, Japan, earthquake using strong ground motion records. *J. Phys. Earth*, **44**, 473-487.
- Sieh, K., Jones, L., Hauksson, E., Hudnut, K., Eberhart-Phillips, D., Heaton, T., Hough, S., Hutton, K., Kanamori, H., Lilje, A., Lindvall, S., McGill, S.F., Mori, J., Rubin, C., Spotila, J.A., Stock, J., Thio, H.k., Treiman, J., Wernicke, B. and Zachariasen, J. (1993) Near-field investigations of the Landers earthquake sequence, April to July 1992. *Science*, **260**, 171-176.
- Wald, D.J. (1996) Slip history of the 1995 Kobe, Japan, earthquake determined from strong

- motion, teleseismic, and geodetic data. *J. Phys. Earth*, **44**, 489-503.
- Wald, D.J. and Heaton, T.H. (1994) Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **84**, 668-691.
- Wessel, P. and Smith, W.H.F. (1998) New, improved version of Generic Mapping Tools released. *EOS, Trans. AGU*, **79**, 579.
- Yamashita, T. and Umeda, Y. (1994) Earthquake rupture complexity due to dynamic nucleation and interaction of subsidiary faults. *Pure Appl. Geophys.*, **143**, 89-116.
- Yoshida, S., Koketsu, K., Shibasaki, B., Sagiya, T., Kato, T. and Yoshida, Y. (1996) Joint inversion of near- and far-field waveforms and geodetic data for the rupture process of the 1995 Kobe earthquake. *J. Phys. Earth*, **44**, 437-454.
- Zachariasen, J. and Sieh, K. (1995) The transfer of slip between two en echelon strike-slip faults: A case study from the 1992 Landers earthquake, southern California. *J. Geophys. Res.*, **100**, 15281-15301.

(2001年12月3日受付, 2002年2月25日受理)