総 合 報 告

地震発生に至る過程と予測：その物理法則と 地学的環境要因の重要性

東京大学地震研究所地震予知研究推進センター* 大 中 康 啓

Earthquake Generation Processes and Earthquake Prediction: Implications of the Underlying Physical Law and Seismogenic Environments

Mitiyasu OHNAKA

Earthquake Prediction Research Center, Earthquake Research Institute,
The University of Tokyo, Yayoi 1-1-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0032, Japan

(Received July 28, 1997; Accepted October 9, 1997)

This paper first reviews recent studies on constitutive formulations for shear failure. Noting that earthquake rupture is in general a mixed process between what is called frictional slip instability and fracture of initially intact rock in the fault zone, the paper then discusses how the constitutive law for earthquake rupture should be formulated to meet the physical principles and constraints to be imposed on the law. This leads to the conclusion that the constitutive law should be formulated as a slip-dependent law, which includes a scaling parameter D_c (critical slip displacement). Scale dependent physical quantities inherent in shear rupture, such as the breakdown zone size and the nucleation zone size, their duration, the slip acceleration, and the shear fracture energy, are consistently scaled by D_c , which in turn is prescribed by a characteristic scale representing the geometric irregularity of the fault zone. A physical model for earthquake generation is presented, which reconciles the observation that the mainshock seismic moment is scaled by the critical size of the nucleation zone. The constitutive law parameters depend on ambient conditions in the seismogenic layer, and therefore it is critical to evaluate the effects of the environmental factors on the constitutive law parameters in quantitative terms, in order that numerical simulation of a model earthquake could be useful for earthquake prediction in the real world.

Key words: Constitutive formulations, Earthquake rupture, Scale-dependent physical quantities, Critical slip displacement, Fault zone properties.

§1. はじめに

地震現象を、その地学的・テクトニクスの背景や災害科学的意義を念頭におきつつも、純粋に物理学科学的視点から解明しようとする研究が近年急速に進められている。この立場の研究は、現実地震が発生する環境場の特性を正しく認識し把握した上で、地震発生に至る過程から、動的破壊伝播過程における強震動地震波の励起、

地震後の断層強度の回復と応力の蓄積過程などを含む地震の全サイクル過程を、実証的研究により定量的・統一的に論じて物理学科学的視点から体系化しようとするものである。

地震現象は、プレート境界地震・プレート内地震を問わず、長期にわたるプレート運動により地球表層に蓄積された弾性歪エネルギーが動的な破壊現象という形で極めて短時間に開放される過程である。このような認識と上述の立場から発生予測を念頭におくとき、地震を引き

* 〒113-0032 東京都文京区弥生 1-1-1

起こす原因となる破壊現象とは一体何か、物理科学的視点からどのように記述されるか(支配法則)、支配法則は地震発生場の様々な環境要因の影響を具体的にどのように受けるのか、その結果として地震はどのような過程を経て発生するに至るのか、その過程で地震発生場の状態は変わるのか、変わらないのか、地震発生に至る過程に必然的に付随する現象は存在するのか、しないのか、などを理解することが根本的に重要となる。何故なら、これらの理解なしに、地震発生場の地学的環境をいくら綿密に観測・調査し、異常現象の観測事実を積み上げても、科学的な予測に結び付かないからである。環境要因の重要性は、そもそも歪エネルギーの開放様式が地震(動的高速破壊)という形をとること自体その環境(温度、圧力、構造など)が決めている一事をみれば明白であろう。発生予測のためには、支配法則の確立と支配法則(を規定するパラメータ)の地学的環境要因依存性を評価することが急務である。

本稿では、このような立場から、地震発生過程を支配する物理法則が存在するとしたら、それはどのように記述されるか、支配法則によって地震発生過程はどのように統一的に理解されるか、現実には地震が発生する環境場が地震の発生過程にどのような影響を及ぼすのか、破壊現象固有のスケール依存性物理量はどのようにスケールされるか、地震発生予測にどのような貢献が可能か等を、本シンポジウムのテーマである長期予測も含め現状の問題点と共に論じてみたい。

§2. 地震発生過程を支配する法則

地震発生に至る過程は法則(構成則)に支配されているのか、いないのか? この問いに答えるには、そもそも地震源とは何かを知らなければならない。地震現象とは地球表層部に生ずる動的な剪断破壊現象であり、プレート境界地震のみならずプレート内地震についても、その原動力をプレート運動に求めることについては、既に共通認識として確立している。従って、地震現象は、プレート境界地震・プレート内地震を問わず、長期にわたるプレート運動により地球表層に蓄積された弾性歪エネルギーが、地球表層に存在する力学的欠陥面(又は既存弱面=断層)沿いの不安定動的破壊現象という形で極めて短時間に開放される過程であると要約できる。

地震源が不安定な動的破壊であり、圧縮応力場で許される破壊のモードが一般に剪断型であることを考慮すると、上述の「地震発生過程は法則(構成則)に支配されているか否か」という設問は、「剪断破壊過程は法則に支配されているか否か」という問題に帰着する。この後者の設問に対しては、「少なくとも実験室規模(サイズ1 m

程度まで)の剪断破壊過程は構成法則に支配されている」と答えて間違いない。現在は一步進んで、構成法則をどのように定式化するのが物理的見地から最も合理的かが大きな関心事となっている。ただし、実験室規模のスケールの剪断破壊過程を支配する法則の存在を認めても、地震破壊過程が法則に支配されていることを主張するには、破壊現象に固有のスケール依存性を示す物理量が、大地震も含めて、単一の構成法則に基づいて統一的に説明されることを示さなければならない。法則というからには普遍性が要求されるからである。スケール依存性の問題はきわめて重要であるので、この問題は次節で別に論ずることとしたい。本節では、地震破壊を含めた破壊過程を支配する構成法則をどのように定式化するのが合理的かについて述べる。

先に、地震は地球表層に存在する既存断層沿いの破壊であると述べたが、既存断層とは何か、これをどのように理解したらよいのだろうか。通常、既存断層面に摩擦力が作用すると考え、既存断層面にいわゆる「摩擦の構成則」を適用して、地震発生過程を論ずる。しかし現状では、既存断層とは何か、摩擦とは何かの物理的考察を欠いたまま、いわゆる「摩擦の構成則」が一人歩きし、地震発生過程が論ぜられている側面がないわけではない。そこで本節では、摩擦のメカニズムについて先ず述べ、次いで既存断層をどのような物理的実体として理解すべきかに言及して、最後に剪断破壊過程を支配する構成法則がどのように定式化されるべきかを論じたい。

(i) 摩擦のメカニズム

本小節の内容のかなりの部分は、既に別の機会に論じた[OHNAKA (1995a, 1996a), OHNAKA *et al.* (1997a), 大中(1989)]ので、詳細はそれら文献を参照されたい。

固体表面は、どんなに入念な準備をしても、微視的にみれば必ず凹凸が存在する。従って、固体表面どうしを加圧しても、表面全面 A 。(見かけの接触面積という)が接触するわけではない。実際に接触するのは固体表面の凸部の一部に限られる。真に接触している凸部の面積の総和を A_r (A_r は真実接触面積とよばれる)としよう。真に接触している固体面間には原子間力が作用する。原子間力は強力であるが、原子間力の及ぶ範囲は数オングストロームのオーダーの極めて狭い範囲に限られる。一方、固体表面は一般に酸素分子膜や水分子膜などの異種吸着膜で覆われており、これら吸着膜は数分子層の厚さがある[RABINOWICZ (1965)]。従って、固体表面同士が真に接触しても、その間に吸着膜が介在する限り原子間力は相手側の固体まで及ばない。このため、2固体表面間の摩擦抵抗は固体の破壊強度よりはるかに低いのである。

しかし、2 接触面に法線荷重を加える過程や摩擦すべり過程で、真に接触している部分に介在する吸着膜が破れることがあれば、原子間力による凝着を引き起こす。この場合、凝着部分を剪断するに要する力が摩擦抵抗の主原因となる [BOWDEN and TABOR (1954)]。石英、長石、輝石のような硬いケイ酸塩質鉱物を含む岩石では、法線荷重を加える過程や摩擦すべり過程で、硬い鉱物からなる凸部が容易に吸着膜を突き破って相手側固体面に達することがある。このような場合、凸部自体の脆性破壊又は（相手側固体が軟らかければ）凸部が相手側固体を掘り起こすに要する力が摩擦力の主原因となる [BOWDEN and TABOR (1954), BYERLEE (1967)]。

吸着膜が破れて真に固体同士が直接接触する部分の面積の総和を A_1 とする。これは真実接触面積の総和の一部であるから、残りの真実接触面積を A_2 とすると、 $A_2 = A_r - A_1$ の関係がある。 A_2 は吸着膜を介して固体面が真に接触する部分の面積の総和である。2 固体面が荷重 N で押しつけられたときの全摩擦力 F は

$$F = \mu_1 A_1 \left(\frac{N}{A_r} \right) + \mu_2 A_2 \left(\frac{N}{A_r} \right) \quad (1)$$

である。但し、 μ_1 は固体同士が直接接触し凝着する部分の摩擦係数、 μ_2 は吸着膜を介して固体が接触する部分の摩擦係数とする。言い換えると、摩擦係数 μ_1 は固体物質の剪断強度を、 μ_2 は吸着膜の剪断強度を代表している。 μ_2 は吸着膜の性質で決まってしまう固体物質によらないが、 μ_1 は固体物質に依存する。 $\mu_1 \gg 1, \mu_2 < 1$ の関係の成立していることが多くの物質について既に確かめられている。固体面間の平均的な摩擦係数 μ は

$$\mu = \frac{F}{N} = \mu_1 \left(\frac{A_1}{A_r} \right) + \mu_2 \left(\frac{A_2}{A_r} \right) \quad (2)$$

で与えられる。

式 (2) から、もし $A_1 = 0$ なら $\mu = \mu_2$ であり、 $A_2 = 0$ なら $\mu = \mu_1$ である。 $A_1 = 0$ のとき μ は最小値をとるので、この場合摩擦強度は非常に低くなる。これに対し、高い法線荷重下では、接触している凸部は大きな変形を受けるので固体面が近接しあい、低い荷重下では接触しなかった凸部も新たに接触するようになる。その結果、面積 A_r 及び A_1 は増大する。高い法線荷重下でしかも高温下とか超高真空中では、固体表面の吸着膜が消失して 2 固体接触面全面が原子間力による結合を引き起こし、完全に凝着してしまうことがある。この場合 $A_1 = A_r = A_2$ となり、摩擦抵抗は物質の剪断破壊強度そのものに等しくなる。言い換えると、物質の破壊強度は、摩擦抵抗の上限値を与える（摩擦抵抗が物質の破壊強度を越えることはあり得ない）。

次に、断層帯に破砕物質（ガウジ）や間隙水が存在す

る場合を想定して、2 固体表面間に十分な厚みの粒状体の層が介在し、その間隙に水が存在する場合を考えよう。一般に粒状体からなる系は、固体（岩石粒、鉱物粒）、液体（水）、気体（空気、水蒸気）の 3 相からなるが、間隙が水で飽和している系の巨視的剪断強度 τ を論ずる際に基本となるのは、Coulomb-Mohr の式

$$\tau = \tau_0 + \mu \sigma_n^{\text{eff}} \quad (3)$$

である。ただし、 τ_0 は σ_n^{eff} に無関係な見かけの凝着力（土質力学では粘着力という）、 μ は内部摩擦係数、 σ_n^{eff} は有効法線応力で、

$$\sigma_n^{\text{eff}} = \sigma_n - p \quad (4)$$

によって定義される。ここに、 σ_n は巨視的な剪断面に作用する法線応力、 p は間隙水圧である。この有効応力則は粒状体を扱う学問体系の中で根本原理に数えられる最も重要なもので、その有効性は実験的に確認されているだけでなく、幾多の理論的検討や概念の拡張に耐えて生き残り続けているものである。有効法線応力に無関係な粒状体間の凝着力（又は粘着力） τ_0 の物理的実体としては、粒状体表面と間隙水との間の物理化学的界面作用や化学的固結作用（セメンテーション）による結合力などが考えられる。物理化学的界面作用による結合力は、比表面積の大きいコロイド状微粒子（粒径 $1 \mu\text{m}$ 以下）で顕著で、間隙比が小さいほど大きい。セメンテーションによる結合力は間隙比によらない。

粒状体からなる系の μ の物理的意味は、2 固体接触面間の摩擦の場合と基本的に変わらない。ただし、粒状体に回転が許されるとすると、この点は大きく異なる。転がり摩擦はすべり摩擦より抵抗が低く発熱を抑制する。Mora ら [MORA and PLACE (1996)] は、サン・アンドレアス断層のいわゆる “heat flow paradox” を解決するメカニズムとして粒状体の転がり摩擦に注目している。間隙水が固層・液層界面作用に関係する以上に多量に存在する場合、余分な水は自由水としてふるまい、固体粒子間の結合や摩擦抵抗を著しく弱める役割を果たす。この自由水による潤滑作用は、摩擦抵抗の下限を与えることになろう。

以上から明らかのように、地震断層強度の上限は地震発生場環境条件下における岩石の剪断破壊強度そのものによって与えられる。これに対し、断層強度の下限は断層帯の地学的環境条件によるが、($A_1 = 0$ の場合の) すべり摩擦、粒状体の転がり摩擦、自由水による摩擦潤滑などによって与えられよう。これらはどれも低い抵抗力を与える。特に自由水による摩擦潤滑が支配的な系が存在するとすれば、ほとんどゼロに近い下限強度を与えるこ

となろう。

(ii) 剪断破壊と変形集中帯

弾性波速度に近い高速で伝播する剪断破壊過程は、力学的な不安定現象であるが、このような不安定現象は、2固体接触面の摩擦すべり（固着すべり）によっても、物体の剪断破壊（いわゆる脆性破壊）によっても引き起こされる。或いは断層帯に分布する破砕体（粒状体）の境界面をつらぬく巨視的破損によっても可能である。これらの剪断破損（ないし破壊）過程は、巨視的視点から破壊力学的にみると共通しており、全体を統一的に論ずることが可能である。そこで、2固体接触面の摩擦によるすべり破損（固着すべり）、粒状体からなる系の巨視的破損、不均質ではあるが巨視的欠陥を含まない岩石のような連続体の破壊の何れもを含む用語として、以後「破損」という表現を用いることとする。

地震の原因となる断層破壊は、これらのミックスしたものであると考えられる。実際、断層の強度分布の指標となる震源における破損応力降下量と、現実地震が発生する環境条件を実験室に再現し、その条件下における岩石の剪断破壊応力降下量の実測値を比較すると、地震破壊は単なる固体接触面の摩擦すべり破損ではなく、破壊そのものを局所的に含む過程であることが理解され

る。Fig. 1 に一例を示す。震源が浅い地震の場合、断層全域にわたって平均化された地震の応力降下量は、数MPa程度の低い値をもつことは今日よく知られている。しかし断層上の強度分布は一般に不均一で、局所領域における応力降下量は極めて高い値を持つことがある（このような局所領域はしばしばアスペリティと呼ばれる）。

Fig. 1 は、幾つかの典型的な地震の断層上の強度の高い局所領域の応力降下量を、実験室規模の花崗岩試料を現実地震が発生する環境条件下（封圧 440–480 MPa, 間隙水圧 49–300 MPa）において得られた剪断破壊応力降下量 [OHNAKA *et al.* (1997a)] と比較したものである。参考のため、既存弱面沿いの固着すべりに伴う実験室における破損応力降下量の実測値（未公表データ）も示してある。この図から明瞭にわかることは、地震による断層上の局所的応力降下量は、一般に実験室における固着すべりと地殻環境条件下における花崗岩の剪断破壊応力降下量の中間に位置していることである。更に、地震の局所的応力降下量は地殻環境条件下における花崗岩の剪断破壊応力降下量に匹敵する程の高い値を持つ場合があることもわかる。この例からわかるように、地震破壊は地殻中の既存弱面上に起こるといっても、断層上の局所領域では文字どおり固体物質の破壊が起きていると考え

Fig. 1. Breakdown stress drop: Comparison between laboratory scale failure and earthquakes. Earthquake data from IDE and TAKEO (1997) for the 1995 Hyogoken Nanbu earthquake, and PAPAGEORGIOU and AKI (1983) for other earthquakes. Rock fracture data from OHNAKA *et al.* (1997 a), and unpublished data on stick-slip.

Fig. 2. Step and bifurcation of faulting developed during shear failure of intact granite sample.

るのが妥当である。

一般に、固体物質又は粒状体からなる系が剪断を受けると巨視的剪断面周辺に有限の幅の顕著な変形集中帯ないし剪断帯 (shear band) が形成される。連続体に形成される剪断帯の例として広く知られているのは、多結晶金属のリュースダース帯であろう。無数の力学的不均一を内在する岩石 (地殻構成物質) のような物体の巨視的剪断破壊であっても、ピーク応力以後極めて狭い帯内部に変形が集中し、巨視的破断に至ることは既に確立した事実である [例えば、LOCKNER *et al.* (1992) 参照]。巨視的剪断面は、内在する不均質を反映して幾何学的に不規則なフラクタルの凹凸を示す。同時に、Fig. 2 に示すように、巨視的破壊面のステップ状変化や枝分れがみられる場合もある。破断面の不規則な凹凸の振幅やステップ間隔は、内在する力学的不均一構造の反映であり、これらは変形集中帯の厚みと関係するであろう。

粒状体からなる系の巨視的破損に伴う剪断帯についての中村・他 (1987) による研究によれば、剪断帯は応力 (σ_1/σ_3) がピーク直前で形成され、ピーク応力以後は剪断帯内部に変形が集中し、剪断帯の外では変形は減少する。剪断帯の厚みは粒径に関係し、平均粒径の 10~20 倍程度である [ROSCOE (1970), MUHLHAUS and VARDOLAKIS (1987)]。もし後者の事実が普遍性を持つとすれば、粒状体からなる系の剪断帯の厚みも、破壊領域のサイズと比べると極めて薄い。粒径分布が冪乗則に従うような粒状体からなる系の巨視的破損面もフラクタルの凹凸を有するはずである。従って、不均質を内在する岩石のような連続体の巨視的破壊の場合と同様、粒状体からなる系でも、破損面の凹凸の振幅分布から剪断帯の厚みが推定できる可能性がある。

次に、フラクタル的粗さを有する 2 固体表面が法線応

力を受けて接触し、突起部がかみ合った状態の断層を想定しよう。このような断層の巨視的破損過程に伴う変形帯の厚みは、凹凸の入り組んだ幾何学的に不均一で無数の応力集中源を含む力学的には強度の弱い zone の厚みとして定義できよう。

以上、いずれの場合にも共通するのは、狭い zone 内に変形が集中し、その結果変形帯内の局所応力が局所強度に達した部分の結合が破れ、形成された局所的亀裂が連結して、結果として巨視的破損は変形集中帯内部で進行することである。変形集中帯内の破損の進展に伴う剪断応力の変化や相対変位の進行の様子を変形集中帯の外側近傍で観測し、観測量間に存在する普遍的関係 (構成関係) を次小節で論ずる。

(iii) 構成法則の定式化

剪断破損過程を支配する構成法則とは、前小節 (ii) で論じた変形集中帯の外側近傍における剪断応力 τ と相対変位 D やその速度 $\dot{D}$ に注目し、破損過程を定量的に記述する上で欠かせないこれら物理量間の普遍的関係を記述したものである。従って、ここに述べる構成法則は、あくまでも巨視的な破損過程に適用されるものであることに注意したい。ただし、ここで「巨視的」という意味は、変形集中帯内の構成要素である個々の粒状体や粗さの微小突起部、或いは微小亀裂における局所的 (ないし微視的) 応力や変位などに注目した関係を述べるのではなく、個々の粒状体、微小突起部、微小亀裂などの相互作用も含めた積分効果として、変形集中帯 (又は剪断帯) の厚み方向に対する平均化された応力や積分された変位量などに注目して構成関係を論ずるということである。このような統計的扱いは、変形集中帯の厚み方向に対してであって、断層方向にはなされない^(注)。従って、断層に沿った方向の不均一は、このような扱いによる構成関係によって取り扱い可能である。破壊核、強震動地震波の励起などを論ずる際に重要となるのは、断層に沿った方向の力学的不均一であり、しかも変形集中帯の厚みは、断層の長さと比較すると実質的に無視できる。そこで便宜上、「断層面」、「破壊面」という表現がしばしば用いられる。しかし、このような表現を用いても、変形集中帯の物理的実体や断層に沿った方向の不均質を無視し

(注) ただし、現実の測定に伴う制約が存在する。局所的剪断応力を実際に測定しようとする、センサーの周波数特性に規定され、その制約を受ける。例えば、半導体歪ゲージをセンサーとして使用する場合、センサーの周波数特性は歪ゲージ長とシグナル波長との関係できまる [詳細は、大中・他 (1983) 参照] ので、ゲージ長より短いシグナルの波長成分までは測定できない。

ているわけではなく、上述の理由で便宜上用いる表記にすぎないことを付記したい。

地震破壊過程を支配する構成法則は、物理学の基本原則を満たすよう定式化されなければならないことは勿論である。しかしそれだけでは不十分である。既に述べたように、地震破壊過程は単なる摩擦すべりではなく、巨視的欠陥を含まない岩体の破壊、粒状体からなる層の破損などを含む断層帯の複合的な破損過程である。このような実体を考慮すると、地震破損過程を支配する法則は、以下の条件が満たされるよう定式化する必要がある。

- 1) 摩擦の不安定すべり(固着すべり)、巨視的欠陥を含まない不均質連続物体の剪断破壊、粒状体からなる系の巨視的剪断破損を含む複合的剪断破損過程を統一的に記述できること。
- 2) (たとえ脆性領域であっても)破損には安定かつ準静的に成長するフェーズと不安定かつ高速(弾性波速度に近い速度)で進行するフェーズとが存在し、両フェーズとも破損過程の一部なのだから、単一の構成法則で共に定量的に記述可能であること。
- 3) 剪断破損過程に関する物理量にはスケール依存性を示すものがある。スケール依存性を示す物理量が支配法則により統一的に記述されるためには、支配法則それ自体の中にスケーリング・パラメータを含む必要があること。

これらの物理的拘束条件を念頭において、地震発生環境条件下における剪断破損の構成則がどのように定式されるべきかを以下で論ずる。

(a) $\tau = f(\dot{D})$

最初に、構成法則は断層上の剪断応力 τ がすべり速度 $\dot{D}$ の一価関数として表現されると仮定しよう。即ち、

$$\tau = f(\dot{D}) \quad (5)$$

破損過程では、応力は必ず低下しなければならないから、この場合はすべり速度の増大と共に強度が低下する特性(すべり速度弱化, velocity-weakening property)によって特徴づけられる(Fig. 3A 参照)。このタイプの構成関係は、CARLSON and LANGER (1989)をはじめ、その流れを組む研究者[CARLSON *et al.* (1991), NAKANISHI (1992), LANGER *et al.* (1996)]により広く採用されてきた。地震破損過程は摩擦の固着すべり現象であるという仮定に基づき、地震モデルの数値シミュレーションに際し、式(5)を固着すべりの構成関係として採用するのである。

しかし、物理的見地から厳格に言うと、式(5)は固着すべり破損の構成関係として自己完結しておらず、矛盾を含んでいる[RICE and RUINA (1983), RUINA (1985)]。

Fig. 3. Velocity-weakening property assumed (A), and a typical relation between τ and $\dot{D}$ observed (B) for a stick-slip cycle [OHNAKA *et al.* (1987a, b), OHNAKA and YAMASHITA (1989), OHNAKA and KUWAHARA (1990)].

なぜなら、すべり速度弱化特性(Fig. 3A)のもとでは $d\tau/d\dot{D} < 0$ であるから、破損過程は必然的に不安定となり、安定に進行する破損過程を式(5)では説明できないからである。

更に、不安定破損過程では、 τ は $\dot{D}$ の増大と共に動的に低下して残留摩擦レベル τ_r に至り、最大速度 $\dot{D}_{max}$ 達成後、速度 $\dot{D}$ の低下と共に断層強度は可逆的に元の値に回復することが式(5)から要求される(Fig. 3A)。しかし、このような可逆過程は実験事実と反する。分解能の高い周到に準備された実験[OHNAKA *et al.* (1987), OHNAKA and YAMASHITA (1989), OHNAKA and KUWAHARA (1990)]によれば、不安定動的すべり破損過程における τ と $\dot{D}$ の関係は一価関数では表現できないことが実証されている(Fig. 3B 及び Fig. 6B 参照)。

(b) 摩擦の構成法則

この矛盾を解決するため、DIETERICH (1978, 1979, 1981, 1986) 及び RUINA (1983, 1985) は、すべり接触面間の状態を表わす変数 θ を導入し、すべり速度 $\dot{D}$ 及び状態 θ に依存する摩擦すべりの構成則を提唱した。この速度及び状態依存性構成則は一般に

$$\tau = \sigma_n F_1(\Phi, \dot{D}) \quad (6)$$

$$d\Phi/dt = F_2(\theta, \dot{D}) \quad (7)$$

のように表現される[RUINA (1983)]。ここに、 σ_n は断層面法線応力、 F_1 および F_2 は状態変数 θ 及びすべり速度 $\dot{D}$ の関数である。式(6)及び(7)を満足する具体的関数形で最も簡単な表現式は[RUINA (1983)]

$$\tau = \tau_* + \theta + A \ln\left(\frac{\dot{D}}{\dot{D}_*}\right) \quad (8)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\dot{D}}{d_c} \left[\theta + B \ln\left(\frac{\dot{D}}{\dot{D}_*}\right) \right] \quad (9)$$

ただし、 τ_* はすべり速度 $\dot{D}_*$ における定常状態摩擦力で、 $\dot{D}_*$ は定すべり速度、 A, B, d_c は地学的環境により決まる定数である。

Time-dependent restrengthening in static regime

Fig. 4. Time-dependence of the coefficient of friction in the static regime [DIETERICH (1972)].

Velocity-weakening in quasistatic regime

Fig. 5. Slip velocity dependence of the coefficient of friction in the quasistatic regime [DIETERICH (1978)].

摩擦構成則のこのような定式化は、以下に述べる2つの重要な実験事実とその解釈に基づいている。この構成則の根拠となった最も重要な実験事実の一つは、2固体接触面が静止していると、接触面の状態が時間と共に変化し、摩擦強度が対数法則に従って時間と共に増大するという事実である〔静止摩擦強度の時間依存性、Fig. 4 参照、DIETERICH (1972)〕。もう一つは、低すべり速度領域 ($0.1 \text{ mm/s} < \dot{D}$) において、摩擦力はすべり速度と共に対数法則に従って低下するという実験結果である [Fig. 5 参照、DIETERICH (1978)]。

以上から判るように、速度及び状態依存性構成則は、すべり速度がほぼ 0.1 mm/s 以下の極めて低い速度領域および静止状態 ($\dot{D} = 0$) における摩擦実験に基づいて定式化されたもので、動的高速領域における摩擦すべり破損過程 (固着すべり破損) を定量的に説明する保証はもともと与えられていない。実際、速度及び状態依存性構成則では、動的なすべり破損過程を定量的に説明できないことが既に示されている。例えば、動的摩擦すべり破損過程 ($\dot{D} > 1 \text{ mm/s}$ の領域) では、速度依存特性を取り除かないと実験結果が量的に説明できない [OKUBO and

DIETERICH (1986)]。また、動的すべり破損過程における最大すべり速度 $\dot{D}_{\max}$ 、最大すべり加速度 $\ddot{D}_{\max}$ 、加速度パルスのパワースペクトル密度の高周波領域における遮断周波数 $f_{\max}^{\text{acc}}$ などは、後出のすべり変位依存性構成則によって実験データが定量的に説明されている [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]。このことは、すべり速度及び状態依存性構成則では実験データを定量的に説明できないことを意味する。何故なら、すべり速度及び状態依存性構成則でも、見かけ上すべり変位依存性構成関係と同様の剪断応力とすべり変位の関係が得られるが、陰に (implicit に) 速度依存性が厳然として存在し、この速度の効果は利くからである。

摩擦すべり破損過程は、接触時間が十分短いと状態変数 θ にも依存しない [OKUBO and DIETERICH (1986)]。すべり速度及び状態依存性構成則のこのような適用限界を考慮して、高速度領域 ($\dot{D} > 1 \text{ mm/s}$) における速度や状態非依存性を考慮した定式化の試みもある [DIETERICH (1986), OKUBO and DIETERICH (1986), RICE and TSE (1986)]。しかし、このような修正の試み自体、摩擦の速度および状態依存特性が持つ適用限界を認めること

に他ならない。重要な点は、ここに紹介した速度及び状態依存型の定式化では、先に挙げた巨視的破壊過程を支配する構成法則が満たすべき3つの物理的拘束条件を満足させることができないことである。

このような困難を抱えているとはいえ、速度及び状態依存性構成則の利点は、破壊核形成過程を含む地震サイクルの数値シミュレーションが比較的容易に行なえる点にある。このため、Tse and Rice (1986) 以来、実に多くのシミュレーションがこのタイプの構成則を用いて行なわれている [RICE (1993), STUART and TULLIS (1995), BEN-ZION and RICE (1995), RICE and BEN-ZION (1996), TULLIS (1996), 加藤・平澤 (1996), 加藤 (1996)]。但し、断面面 (断層帯内) の幾何学的形状の不均一度に由来する破壊核や動的すべり破壊過程の空間的・時間的スケール依存性が、速度及び状態依存性構成則に基づくシミュレーションでは全く考慮されていない。断層帯の幾何学的形状の不均一度は破壊核を含む剪断破壊過程のスケールリングに極めて重要な役割を果たしている [OHNAKA (1996a, b)]。又、本来構成則パラメタの分布は地震発生場環境要因によって決められてしまうはずのものであるが、速度及び状態依存性構成則に基づく地震サイクル過程や震源核形成過程に関するシミュレーションでは、構成則パラメタのうち特にスケール依存性を示すパラメタの地震発生場環境要因依存性が吟味されておらず、その分布を恣意的に与えているのが現状である。このような現状を考慮すると、シミュレーション結果の解釈には十分な注意が必要である。

(c) 剪断破壊の構成法則

剪断破壊過程は、剪断強度が破壊面上ですべり変位の進行と共に残留応力レベルまで低下する過程である。伝

播性破壊の場合、破壊先端背後に剪断強度が残留応力レベルまで遷移的に低下する領域が存在する。この領域を破壊先端域ないし破壊領域 (breakdown zone) という。破壊先端域の剪断強度がすべり変位の進行と共に低下するという特性 (すべり弱化特性) は、破壊が既存の弱面に沿って起こる場合であれ、既存断層帯が破砕物で満たされている場合であれ、或いは弱面を全く含まない岩体の破壊であれ、間際に水が充満している場合であれ、全ての場合に共通する剪断破壊過程の基本的特性である。この特性は又、破壊のスケールにかかわらず共通している。

いったん起こり始めた破壊が、安定的に進行するか不安定的に進行するかは、破壊先端背後の破壊領域における局所的強度が、すべり変位の進行と共にいかに漸進的に低下するかにかかっている。言い換えると、破壊先端域におけるすべり変位に対する剪断応力の遷移的応答が、破壊が安定的に進行するか不安定的に進行するかを定量的に解析する鍵である。従って、剪断破壊過程を支配する構成法則は、第1義的には破壊先端域における剪断応力 τ とすべり変位 D の関係として表現するのが破壊力学的見地から最も合理的である。しかもこの関係は、それ自体破壊過程を支配する構成法則として完結しており何ら自己矛盾を含まない。又、後述するように、この構成関係はスケール・パラメタ D_0 を含むので、構成法則の定式化に際して満たすべき条件として先に挙げた3条件全てを満足している。

実験方法の工夫と高い測定分解能を持つ実験によって、高速で伝播しつつある破壊先端域における局所的剪断応力とすべり変位の関係が実測できるようになり、実測データを基にして物理学原理や拘束条件を満たすよう

Fig. 6. (A) Relation between shear stress and slip displacement, and (B) relation between shear stress and slip velocity, observed in the breakdown zone behind the dynamically propagating front of shear rupture [OHNAKA and YAMASHITA (1989), OHNAKA (1990)].

に、剪断破損過程を支配する構成法則を具体的に表現することが可能となってきた。破損先端域における剪断応力とすべり変位、剪断応力とすべり速度の間には Fig. 6 のような関係の成立することが既に見いだされている [OHNAKA *et al.* (1987a, b), OHNAKA and YAMASHITA (1989), OHNAKA and KUWAHARA (1990)]。この関係は、十分長い断層（弱面）に沿って動的に伝播する破損先端付近に起こる局所的剪断応力やすべり変位の遷移的時間変化を断層近傍固定点に配置したセンサー（測定系の周波数特性は DC から 100 kHz の広帯域にわたり平坦な特性を持つ）で直接測定して得たものである。図から、破損先端域の局所剪断応力はすべり変位と一意的な関係にあり、剪断応力はすべり変位の進行と共に遷移的に低下し残留応力レベルに至る（すべり弱化過程）こと、剪断応力とすべり速度との間には一意的な関係が存在しないことがわかる。なお、Fig. 6 には明瞭に示されていないが、すべり弱化過程に至る前にすべりの進行と共に強度が増大する（すべり強化）過程が存在し、ピーク強度はすべり変位がゼロでない有限の値で達成されることが確かめられている [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]。

準静的に進行する破損の場合にも、局所剪断応力とすべり変位の間には、動的破損過程の場合と同様な関係が成立している (Fig. 7)。特に Fig. 7A は、フラクタルの粗さをもつ 2 固体面が法線応力を受けて接触して形成される断層に沿った安定的に進行する破損過程における局所剪断応力とすべり変位の関係を示している。微小突起部がかみ合い凹凸の入り組んだ接触面の幾何学的不均一によって変形集中帯内部に作り出される無数の微視的応力集中源の間に働く相互作用にもかかわらず、DC から数 10 kHz まで平坦な周波数特性をもつセンサーによ

って変形集中帯外側近傍固定点で測定された剪断応力とすべり変位の間には、すべり弱化のすっきりした一意的関係の成立していることが明白に認められる。この破損過程は、ほとんどゼロに等しいすべり速度で準静的かつ安定的に進行していることが Fig. 7B によって確かめられる。

更に、不均質ではあるが何ら巨視的欠陥（弱面）を含まない岩石のような連続体の剪断破損過程の場合でも、巨視的破断面に沿った剪断応力とすべり変位の間に、全く同様のすべり弱化の関係の成立することが示されている [OHNAKA *et al.* (1997a)]。しかも、すべり弱化の関係は、変形集中帯内部に Fig. 2 に示した破断面のステップ状変化や枝分れがみられるような場合でも、変形集中帯の外側で測定された巨視的な意味での剪断応力とすべり変位に注目する限り、例外なく成立している。

以上のような実測結果に基づく、剪断破損の構成関係は一般に Fig. 8 のように概念的にまとめられる。Fig. 8 で、 τ_i は破損先端がまさにすべり始めようとするときの臨界剪断応力を表わし、 τ_p は最大剪断強度、 τ_r は残留摩擦力、 D_s は剪断応力が最大剪断強度 τ_p に達するのに必要なすべり変位量、 D_c は臨界すべり変位量である。臨界すべり変位量 D_c は剪断応力が残留応力レベルに低下するのに必要な最小限のすべり変位量として定義される。剪断破損の構成特性は、以上の 5 つのパラメタで決められてしまう。破損応力降下量 (breakdown stress drop) $\Delta\tau_b$ を $\Delta\tau_b = \tau_p - \tau_r$ により定義し、 $\Delta\tau_b$ を τ_r の代わりに用いても等価であるから、通常、パラメタ (τ_i , τ_p , τ_r , D_s , D_c) の代わりに、(τ_i , τ_p , $\Delta\tau_b$, D_s , D_c) の組み合わせが構成法則を規定するパラメタとして用いられる。これら 5 つのパラメタの内、 τ_p , $\Delta\tau_b$, D_c は剪断破損の構成特性を

Fig. 7. (A) Relation between shear stress and slip displacement, and (B) relation between shear stress and slip velocity, observed in the breakdown zone behind the front of stable, slow rupture growth.

Fig. 8. Constitutive relation for shear failure. τ_r is the critical shear stress on the verge of slip, τ_p is the peak shear stress, τ_r is the residual friction stress, D_s is the slip displacement required for the shear strength to be attained to the peak value, and D_c is the critical slip displacement.

実質的に決めるので特に重要である。そのうち D_c は、変形集中帯の幾何学的形状の不均一性に大きく依存し、剪断破損過程のスケール依存性を解く鍵となるスケーリング・パラメタとしてとりわけ重要である [OHNAKA (1996a), OHNAKA *et al.* (1997a)].

不安定動的破損過程は、時間依存性や速度依存性を有しないことが既に立証されている [OKUBO and DIETERICH (1986), OHNAKA *et al.* (1987a)] が、準静的なすべり速度（或いは変形速度）領域では、破損過程は速度依存性を有する [例えば、DIETERICH (1978), MASUDA *et al.* (1987), KATO *et al.* (1992)]. 破損過程の低速度領域におけるすべり速度 $\dot{D}$ 依存性や環境要因依存性を考慮すると、構成関係は一般に次のように表現できる [OHNAKA (1995a, 1996a), OHNAKA *et al.* (1997a)].

$$\tau = f(D; \dot{D}, \sigma_{\text{eff}}^n, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (10)$$

この表現では、断層面上の剪断応力 τ は、すべり変位 D 、すべり速度 $\dot{D}$ 、有効法線応力 σ_{eff}^n 、温度 T 、破損面の幾何学的形状の不均一度を代表する特性的スケール λ_c 、間隙水の化学的效果 CE などの関数であるが、破損過程における τ は第1義的に D に依存し、 τ の他のパラメタ依存性は第2義的であるとされている。ここで、有効法線応力 σ_{eff}^n は式(4)によって既に定義されている。構成関係式(10)の具体的関数形は物理原理や拘束条件を満たすよう合理的に決められなければならない。

例えば、破損が動的に伝播する場合、破損先端及びその近傍で、応力は勿論すべり加速度も無限大に発散せず

Fig. 9. Relation between $\Delta\tau_b$ and D_c normalized to λ_c [OHNAKA (1996a)].

有限となるべきであるが、このような拘束条件を課することは、最大すべり加速度 $\ddot{D}_{\text{max}}$ などの強震動震源パラメタを物理科学的視点から議論する際、極めて重要になる。実際、剪断応力がすべり変位の合理的な関数として与えられれば、すべり加速度は不合理な特異点を持たず有限となることが既に理論的研究により示されている [IDA (1973), OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. このように拘束条件を厳格に課し、物理科学的視点から合理的な構成関係式を追求することは、震源核形成過程や動的破損伝播過程における短周期地震波励起などの問題を定量的に論ずる際重要である。

構成関係式(10)を規定する5つのパラメタ (τ_r , τ_p , $\Delta\tau_b$, D_c , D_s) は互いに全く独立ではなく、幾つかのパラメタ間には相互関係の存在することが最近の研究 [OHNAKA (1996a), OHNAKA *et al.* (1997a)] でわかってきた。一例を挙げれば、脆性領域下では $\Delta\tau_b$ と D_c の間に、次のような関係が存在する (Fig. 9 参照)。

$$\frac{\Delta\tau_b}{\Delta\tau_{b0}} = \left(\frac{D_c}{\lambda_c} \right)^M \quad (11)$$

但し、 $\Delta\tau_{b0}$ 及び M は定数である。Fig. 9 から、指数 M は1に近い値を持つことがわかる。関係式(11)が剪断破損をスケールする上で重要な役割を果たすことが後に示される。

(d) 統合化された構成法則

(c) に述べた構成法則はあくまでも破損過程の構成則

である。従って、地震サイクル過程のシミュレーションや非地震性低速度すべり過程のシミュレーションを実行するには、断層強度の回復過程を記述する法則の定式化や低速度領域におけるすべり速度の効果を破損構成法則に取り込む必要があった。MATSU'URA *et al.* (1992) は、フラクタル的凹凸を持つ2面のすべり破損過程では、接触面形状の短波長成分ほど磨耗（微小突起部等の破壊）しやすいと考え、すべり変位依存性構成特性を説明する理論モデルを提唱した [MATSU'URA (1995) 参照] が、最近、この理論モデルが、低すべり速度領域における摩擦力の定常的すべり速度依存性 (Fig. 5 参照) と静止状態における摩擦強度の接触時間依存性 (Fig. 4 参照) を含む形に拡張され、定式化されるに至った [青地・松浦 (1996), MATSU'URA and AOCHI (1996), 青地 (1997)]。

剪断破損過程におけるすべり弱化特性は、時間依存性や速度依存性よりもっと基本的な特性であるから、破損の構成則を拡張するとすれば、すべり変位依存性構成則の基本的特性を保持したまま、低速度領域における速度依存性や静止状態における時間依存性を取り入れ、断層強度の回復過程をも説明するように拡張するのが正しい方向である。青地・松浦 (1996) 及び MATSU'URA and AOCHI (1996) の定式化はこの方向でなされており、その関係式は次のように表現される。

$$\begin{aligned} dY_k &= \left(\frac{\partial Y_k}{\partial w} \right) dw + \left(\frac{\partial Y_k}{\partial t} \right) dt \\ &= -\alpha k Y_k dw - \beta k \dot{\gamma} (Y_k^* - Y_k) dt \end{aligned} \quad (12)$$

ただし、 Y_k は波数 k をもつ接触表面形状のフーリエ振幅、 Y_k^* は強度を回復しうる形状の最大フーリエ振幅、 w はすべり量、 t は時間、 α は磨耗の速さ、 β は強度回復の速さである。式 (12) の第1項は、磨耗に帰因する強度低下の効果を、第2項は（接触面における吸着膜の）拡散による凝着に帰因する強度回復の効果を表わすと解釈できる。断層上の弾性変形による接触部の巨視的な意味での平均的剪断強度 τ は表面形状プロファイルから

$$\tau^2 = c \int_0^\infty k^2 Y_k^2 dk \quad (13)$$

のように与えられる [MATSU'URA *et al.* (1992), 青地・松浦 (1996), 青地 (1997)] とすれば、構成関係式は式 (12) 及び (13) の組み合わせで表現される。

§3. 剪断破損のスケリング則

すべり変位依存性構成則に基づく、一貫したスケリング則で破損に関する様々なスケール依存性を示す物理量が統一的に説明される。なぜなら、スケール依存性を示す物理量は全て臨界すべり変位量 D_c に関係し、

D_c はスケールに依存することが示されるからである。

(i) D_c のスケール依存性

最初に D_c のスケール依存性について説明する。剪断破損過程では、ずり（或いはすべり）変位は破断面に沿っているため、破断面は、破損の過程で絶えず接触し、相互作用を及ぼしあっている。その結果、破損しつつある面の幾何学的形状の不規則さは剪断破損過程に影響を与え、剪断を完了させるに必要な変位量（臨界すべり変位量） D_c は必然的にスケール依存性を持つてしまうのである。例えば、断層面上に突起部があると、断層上で破損が進展するには、断層法線方向に変位して突起部を乗り越えるか、突起部を剪断する必要がある。その際、波長の長い突起部の場合には、それを剪断するか乗り越えるには、それだけ大きなずり変位を必要とするが、波長の短い突起部の場合は少量のずり変位で十分である (Fig. 10 参照)。突起部の代わりにサイズの異なる凝着領域が接触面上に存在する場合も全く同様で、大きなサイズの凝着領域を剪断するには大きなずり変位を与えなければならない。このように、臨界すべり変位量 D_c は、スケール依存性を必然的に持つのである。

Fig. 11 に示すような断層面積の等しい（面積を A_s とする）2つの断層モデルを考える。両断層とも、断層面上の凸部が互いに凝着（又はアスペリティ接触）していると仮定する。但し、断層 A では個々の凝着（又はアスペリティ接触）領域のサイズは小さいが、その数は多いとする。これに対し、断層 B の凝着（又はアスペリティ

Fig. 10. Shear of interlocking asperities (or cohesive zone) with different scales.

Fig. 11. Fault zone models with different characteristic size scales.

接触)領域のサイズは大きい、その数は小さいとする。両断層の凝着(又はアスぺリティ接触)領域の面積の総和 A_r は共に等しく、両断層の凝着部における局所強度 τ_p^{intact} も互いに等しいとする。このとき、断層全体の平均的強度 τ_p^{fric} は次式

$$\tau_p^{\text{fric}} = \left(\frac{A_r}{A_a} \right) \tau_p^{\text{intact}} \quad (14)$$

で与えられるとすれば、両断層の平均的強度も互いに等しい。このようにここに示した2つの断層は、凝着(又はアスぺリティ)部などの局所強度並びに断層全体の平均的強度が共に等しく、凝着(又はアスぺリティ接触)領域のサイズが互いに異なるモデルである。このようなモデルでは、強度や破損応力降下量など応力に関するパラメタは両断層で等しいが、臨界すべり変位量は互いに異なっている。何故なら、断層Aの凝着(又はアスぺリティ接触)領域の特性的長さは断層Bの特性的長さより短く、結果として断層Aの臨界すべり変位量は断層Bの臨界すべり変位量より小さくなるからである。臨界すべり変位量が断層の特性的スケールに依存するのは、以上のような理由による。

Fig. 11 は、臨界すべり変位量が個々の断層の属性である特性的スケールによって決められることを説明するために、最大限簡略化した概念的断層モデルであった。現実の断層は勿論もっと複雑な構造をしている。構造が複雑でも、断層が特性的スケールを属性として持つ事実は変わらない。一般に、力学的不均一を内在する岩体の既存破壊面である断層面は、完全な平面でなく複雑な幾

何学的形状を呈し、その表面形状はフラクタル的な性質を持っている[BROWN and SCHOLZ (1985), SCHOLZ and AVILES (1986), AVILES *et al.* (1987), OKUBO and AKI (1987), POWER *et al.* (1987, 1988)]. もし断層面があらゆる波長領域にわたって同じフラクタル的性質(フラクタル次元)を持つなら、その断層は何の特性的スケールも持たない。しかし、現実の断層のフラクタル的性質は波長領域が異なると、異なる性質(フラクタル次元)を示すことがわかっている[例えば、AVILES *et al.* (1987)]. このことは、互いに異なるフラクタル的性質を示す領域の境界となる波長 λ_c は、断層の幾何学的形状の不均一度を代表する特性的スケールであることを意味する[OHNAKA (1996a) 参照]。現実の断層は一般に複数の特性的スケールを持ちうるが、10 m 以下の特性的波長 λ_c が特に重要である。何故なら、破損先端域の破損過程は臨界すべり変位量 D_c と同程度の特性的波長に規定されるからである。後述するように、このような特性的波長が破壊のスケールリングに際し重要な役割を果たす[OHNAKA (1996a, b)].

室内実験によれば、脆性領域の場合、法線応力一定の下では、 D_c は λ_c に比例して増大することが見出されている[柴原・他 (1985)]. この事実を考慮すると、 D_c と λ_c の関係を

$$D_c = m(\sigma_n) \lambda_c \quad (15)$$

と書ける[OHNAKA (1992, 1996a)]. ただし、 $m(\sigma_n)$ は法線応力 σ_n に依存する無次元のパラメタである。大破壊から小破壊に至るまでを統一的にスケールする上で式(15)は重要な役割を果たす。言い換えると、破壊のスケールリングで最も重要なのは、断層(或いは断層帯)が持つ幾何学的形状の不均一度に由来する特性的スケールということになる。断層の特性的スケール λ_c の違いが破損のスケール依存性の根本要因といえる。

(ii) 破損領域

破損領域における剪断応力 τ がすべり変位 D の関数として、Fig. 8 に示すように具体的に与えられるなら、剪断応力とすべり変位が破損先端傍で距離と共にどのように変化するかは、理論的に計算可能である[IDA (1972), OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. すべり変位依存性構成関係が Fig. 8 に示すように与えられたときの破損領域の様子は Fig. 12 になる。Fig. 12 に示されている破損領域(breakdown zone)モデルの特徴は、応力のピーク位置が破損先端にあるのではなく破損領域内側にあること、図示されていないものの、すべり加速度が破損先端内側近傍で有限のピーク値を持つ(発散しない)こと、破損領域のサイズ X_c がスケール依存性を示すことなどである。このような破損領域の特性は

Fig. 12. Breakdown zone model. τ_i is the critical shear stress on the verge of slip at the rupture front, τ_p is the peak shear strength, τ_r is the residual friction stress, D_c is the critical slip displacement, and X_c is the breakdown zone size.

構成関係に依存するので、構成関係は物理的見地からできるだけ合理的な形を選ばなければならない。

破損先端域は、破損のスケールの大小にかかわらず、Fig. 12 のように表現される。この意味で、Fig. 12 の破損領域モデルはどのようなスケールの剪断破損に対しても一般に適用可能である。しかし、破損領域のサイズ X_c 自体はスケールに依存する。以下 X_c のスケール依存性を論ずる。

破損領域のサイズ X_c は、 D_c に直接関係する。破壊が速度 V で動的に伝播する場合、両者の間には次のような理論的關係が存在する [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]。

$$\frac{D_c}{X_c} = K \frac{\Delta\tau_b}{G} \quad (16)$$

但し、

$$K \equiv \frac{\Gamma}{\pi^2 C(V) \xi} \quad (17)$$

ここに、 G は剛性率、 Γ (後出の式 (27) 参照) および ξ は無次元の数値パラメータ、 $C(V)$ は破壊伝播速度 V の既知関数である。 $(\tau_i - \tau_r)/\Delta\tau_b = 0.5 \sim 0.8$ 、 $V/V_s = 0.1 \sim 0.5$ (V_s , 横波速度) を仮定すれば、 $K \approx 1.4 \sim 2.7$ となる [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]。従って、概略 $D_c/X_c \approx \Delta\tau_b/G$ の関係が成立する。

剪断破損が準静的に進行する場合でも同様な関係が成立する。準静的に破損が進行するとの仮定の下で、モード II 型剪断破損の先端から破損領域内部に向かって剪

断応力が距離と共に線形的に低下するというモデルに基づいて計算された D_c と X_c の関係は [RICE (1980)]

$$\frac{D_c}{X_c} = \frac{4(1-\nu)}{\pi} \frac{\Delta\tau_b}{G} \quad (18)$$

である。ここに ν はポアソン比である。 $4(1-\nu)/\pi \approx 1$ であるから、式 (18) から概略 $D_c/X_c \approx \Delta\tau_b/G$ の関係が得られる。式 (16)–(18) から得られる重要な結論は、 D_c と X_c の比 D_c/X_c は $\Delta\tau_b/G$ に等しいということである。

一方、剪断破損先端近傍における応力パラメータ τ_p , τ_i 従って $\Delta\tau_b (= \tau_p - \tau_r)$ は、サイズスケールに無関係な量である [OHNAKA *et al.* (1987a), OHNAKA (1995a, 1996a)]。これに対し、既に示したように、 D_c はサイズスケールに依存する。従って、 X_c はサイズスケールに依存することが、理論的關係 (16)–(18) から帰結される。式 (16) 及び式 (18) は、 D_c 及び X_c はそれぞれスケール依存性を示すけれども、その比 D_c/X_c はスケールに依存しないという重要な事実を同時に示している。

破損領域のサイズ X_c は破損が現に進行中の場所の性質によって決まる破損過程を代表する特性的な距離 (長さ) という意味も同時に持っている。 X_c の大小は、式 (16), (18) からわかるように、破損ひずみ変化量 ($\Delta\tau_b/G$) と D_c の 2 つの物理量によって決まってしまう。室内実験によれば、弱面に沿う破損過程の剪断歪み変化量 $\Delta\tau_b/G$ は、負荷する法線応力の大きさに応じて、通常 10^{-5} から 10^{-3} の範囲の値をとる [OHNAKA *et al.* (1987a)]。法線応力が十分高くとも、 $\Delta\tau_b/G$ が 10^{-3} のオーダーを越えることはあり得ない。理由は、断層上の摩擦抵抗は、どんなに高い法線応力の下であっても、巨視的欠陥を含まない物質の剪断破壊強度を越えることは許されず、かつ又、巨視的欠陥を含まない物質の剪断破壊時の $\Delta\tau_b/G$ は、広範囲にわたり法線応力を変えても、 10^{-3} のオーダーのはば一定値をとることが室内実験により既に示されているからである [OHNAKA *et al.* (1987a)]。従って、 D_c/X_c は 10^{-3} のオーダーかそれ以下の値をとると結論される。

一方 D_c は、破損面の幾何学的形状不均一度を代表する特性的スケールに依存するので、実験室規模の破損と大地震の破損とは大きく異なってくる。通常の実験室規模の破損では $D_c = 1 \mu\text{m} \sim 1 \text{ mm}$ のオーダーであるが、大規模地震の場合 $D_c = 0.1 \sim 1 \text{ m}$ のオーダーと推定されている [PAPAGEORGIOU and AKI (1983), IBE and TAKEO (1997)]。一般に、破損領域のサイズ X_c は実験室規模と大規模地震の場合とで 10^5 程度の差があるが、この巨大な差は第 1 義的に D_c の違いに帰される。以上から、 X_c は D_c によってスケールされることが理解されよう。地

震の場合、 $D_c/X_c \sim 10^{-4}$ とすると、 $X_c = 1 \sim 10$ km を得る。

(iii) 破壊核

破壊核とは、破壊が起きる直前の静的状態から高速伝播するに至るまでの、局所領域に発達する遷移的過程のこと、高速破壊に至る準備過程とみることができる。極めて不均質な場では破壊成長抵抗力が極小の場所は一ヶ所に限らないから、破壊の核生成も複数の場所でも時間的にもまちまちに発達し始めると考えられるが、その内のどれかが最終的に大きく発達して全域的な高速破壊に至る。このように全域的な高速破壊の準備過程の役割を果たした場所の破壊の核形成過程に注目して、破壊核と呼ぶ。

脆性領域における岩石の剪断破壊過程についての測定分解能の高い室内実験から、動的高速破壊の核形成過程の存在が見い出され、破壊核形成過程は2つのフェーズから成ることが既に実証されている [OHNAKA *et al.* (1986), OHNAKA and KUWAHARA (1990), OHNAKA (1996a, b)]. 即ち (I) 初期の破損が安定かつ準静的に成長するフェーズと、(II) その後の破損成長速度が著しく加速するフェーズ、とである。Fig. 13 に、破壊核形成領域における破損成長速度 V と破損成長距離 L との関係を示す実験データを示した。図にははすべり破損面の幾何学的形状の不均一度の異なるデータが比較されている。現実の断層面の幾何学的形状の不均一度は、フラクタル次元と特性的スケール λ_c の2つのスケリング・パラメータで代表させることができるが、破損過程のスケリングには λ_c が重要な役割を果たすことが実験のみならず理論的にも示されている [柴原・他 (1986), OHNAKA (1996a, b), OHNAKA *et al.* (1997a)].

Fig. 13 に結果を示すように、不均一度の高い断層 ($\lambda_c = 200 \mu\text{m}$) を用いた室内実験では、破損の成長は常に安定的に進行し、破損成長速度 V は破損成長距離 L に無関係で、全断層長さ (30 cm) にわたりほぼ定速度 ($1 \sim 10$ cm/s の範囲内) であった。これに対し、不均一度の低い (即ち、滑らかな) 断層 ($\lambda_c = 10 \mu\text{m}$) では、破損成長速度は最初から 50 m/s と速く、しかも破損成長距離 L の関数で、 L と共に著しく加速し、やがて横波速度に近い一定の高速度で断層端まで伝播した。不均一度が両者の中間にある断層 ($\lambda_c = 45 \mu\text{m}$) の場合、不均一度の高い断層同様、破損は初め安定的に低速度で進行するが、しばらくして急激に加速し始め、加速フェーズのまま断層端に達した。Fig. 13 は、これらの実験データをまとめてプロットしたものである。Fig. 13 から、全ての実験データを統一的に解釈することは困難である。

そこで、破損成長距離 L を断層の特性的スケール λ_c

Fig. 13. Relation between the rupture growth length L and the rupture growth velocity V for shear failure nucleation that developed on the faults with different surface roughnesses: smooth ($\lambda_c = 10 \mu\text{m}$), relatively rough ($\lambda_c = 45 \mu\text{m}$), and extremely rough ($\lambda_c = 200 \mu\text{m}$) faults.

で規格化し、破損成長速度 V を弾性横波速度 V_s で規格化した結果を Fig. 14 に示した。図から加速フェーズ以後の実験データは一本の曲線上に収束し、しかも加速フェーズは冪乗則に従うことが見い出される [OHNAKA (1996b)].

破壊核は始め安定的にゆっくりと成長し、加速フェーズを経て不安定高速破損伝播に至ることが Fig. 14 に明瞭に示されている。初期の安定なフェーズでは、破損成長速度は岩石試料に剪断荷重を負荷する際の変形速度 (歪速度) に依存する [柴原・他 (1986)] が、加速フェーズではもはや依存しない。このことは、初期の破損フェーズが安定的に成長していることを示し、加速フェーズでは不安定的に進展することを示す [OHNAKA (1996b)]. ただし、ここで安定な破損の成長とは、外部応力の増大が破損を進展させることをいう。これに対し、不安定な破損の進展とは、何らかの原因で成長し始めた破損が、周辺の弾性媒質に蓄積されたポテンシャル

Fig. 14. Relation between the rupture growth length L normalized to λ_c and the rupture growth velocity V normalized to the shear wave velocity V_s . The nucleation process consists of the two phases: stable, quasistatic phase and the subsequent accelerating phase. The relation between the rupture growth velocity and the rupture growth length obeys a power law in the accelerating phase.

エネルギーを解放し、開放されたポテンシャルエネルギーが、外部制御を超えて（外部応力とは無関係に）、破壊を進展させてしまうことをいう。

Fig. 14 は、破壊成長速度が、例えば $V = 0.3V_s$ に達するには、距離 $L = 6 \times 10^3 \lambda_c$ の長さまで破壊核が成長しなければならないことを示す。この事実は地震発生予測の観点から重要な内容を含んでいる。何故なら、 λ_c の値によって高速破壊伝播（本震発生）に至るまでの破壊核成長距離が異なり、 λ_c が小さければ（即ち、断層が滑らかなら）高速破壊伝播（本震発生）に至るまでの助走距離（破壊核成長距離）は短く、逆に λ_c が大きければ（即ち、断層の不均一度が高ければ）助走距離は長いことを示すからである。

ここで、破壊領域のサイズ X_c や破壊核成長距離 L が

Fig. 15. Model of rupture nucleation. Hatched portion indicates the breakdown zone where slip-weakening proceeds. X_c is the breakdown zone size, and L_c is the critical size of the nucleation zone. It has been assumed in this model that the rupture begins to propagate bidirectionally at a constant speed V_c at time t_c , when the critical nucleation zone size L_c is attained.

どうして λ_c に比例して増大するのかを理論的に検討しよう。Fig. 15 に示すような破壊核形成モデルを考える [OHNAKA (1996a)]。このモデルでは、時間 $t = t_c$ で破壊核形成領域が臨界サイズ L_c に達し、以後破壊は一定高速度 V_c で断層の両端に向かって伝播すると仮定されている。時間 $t = t_c$ で次の関係が成り立つ。

$$L_c = 2X_c \quad (19)$$

式(16)から、

$$X_c = \frac{1}{K} \frac{G}{\Delta\tau_b} D_c \quad (20)$$

もし $\Delta\tau_b$ が一定なら、式(19)および(20)から、 X_c および L_c は D_c に正比例し、 D_c のみの関数であることがわかる。 $\Delta\tau_b$ 一定の仮定はおおまかな議論では正当化されるが、室内実験データによれば、 $\Delta\tau_b$ と D_c は共に法線応力 σ_n の増加関数である (Fig. 9) ので、厳密な議論の場合は $\Delta\tau_b$ 一定の仮定は正しいとはいえない。一般に、式(11)、(15)、(20) から、

$$X_c = \frac{1}{K} \frac{G}{\Delta\tau_{b0}} \{m(\sigma_n)\}^{1-M} \lambda_c \quad (21)$$

を得る [OHNAKA (1996a)]。この関係式は、 X_c が直接 λ_c に比例することを示す。しかも、指数 $M=1$ なら、 X_c は応力 σ_n に無関係であることも示している。 $M \neq 1$ なら、 X_c は λ_c に依存するだけでなく σ_n にも依存する。

式(19)–(21)から、 X_c 及び L_c は λ_c によってスケールされることがわかる。動的高速破壊の核形成領域の臨界サイズは、破壊速度が $V/V_s = 0.1 \sim 0.5$ の範囲で達成されるとすると、 $(\tau_1 - \tau_0)/\Delta\tau_b = 0.5 \sim 0.8$ のとき、式(19)及び(21)から $L_c = (4.9 \sim 9.7) \times 10^3 \lambda_c$ を得る。但し計算に際し、花崗岩試料の剛性率 $G = 2 \times 10^4$ MPa を用いた。

また, Fig. 9 の結果を参考にし単純化して $M=1, \Delta\tau_{b0}=3 \text{ MPa}$ を仮定した, $L_c=(4.9\sim 9.7)\times 10^3\lambda_c$ の理論的結果は, Fig. 14 に示した実験結果とよい一致を示す.

次に, 破壊核形成過程から本震発生に至るまでの時間 t_c を評価する. 破壊核形成過程の加速フェーズのある時点における破壊核成長距離を L とすると, この時から高速 ($V=V_c$) で破損が伝播し始めるまでの時間 t_c は

$$t_c = \int_L^{L_c} \frac{dL}{V(L)} \quad (22)$$

で与えられる [OHNAKA (1996b)]. 加速フェーズでは, 破壊成長速度 V と破壊成長距離 L とは冪乗則に従う (Fig. 14 参照). 従って,

$$\frac{V}{V_s} = c \left(\frac{L}{\lambda_c} \right)^n \quad (23)$$

ここに, c 及び n は定数で, Fig. 14 から $c=8.872 \times 10^{-29}$, $n=7.31$ を得る. 式 (22), (23) から

$$t_c = \frac{\lambda_c}{V_s} f \left(\frac{V}{V_s}, \frac{V_c}{V_s} \right) \quad (24)$$

ただし, $f(V/V_s, V_c/V_s)$ は, V 及び V_c に依存する無次元の既知関数である [OHNAKA (1996b)]. 式 (24) から, 破壊核形成過程のある時点から地震 (高速破壊) 発生に至るまでの時間 t_c も λ_c に比例し, λ_c によってスケールされることがわかる.

これまでの議論から, 破壊帯では幾何学的不均一度が大きく, 滑らかな断層や厚さの薄い断層帯では不均一度が小さいので, 破壊度の高い地域 (ないし断層) で起こる地震の震源核は大きい, 硬い岩質で滑らかな断層 (あるいは厚さの薄い断層帯) では震源核は小さいと推論される. 不均一度が高い断層帯の場合, 室内実験で確かめられている [大中・他 (1993)] ように, 震源核形成過程に伴って活発な微小前震活動が期待される. このような典型的な例は, 1978 年 1 月 14 日の伊豆大島近海地震 ($M 7.0$) であろう. 実際, この地域は破壊度が高いと指摘されてきた地域である [Mogi (1963)]. これに対し, 硬い岩質で比較的滑らかな断層面 (或いはその厚さが薄い断層帯) を持ち, しかも間隙水が地震発生に重要な役割を果たした例として, 1995 年 1 月 17 日の兵庫県南部地震 ($M 7.2$) が挙げられるのではなからうか. 事実, 兵庫県南部地震は花崗岩体中に発生し, 深部滞水層からの水の上昇が地震発生を誘起したとの指摘がある [片尾・安藤 (1996)]. 因みに, 伊豆大島近海地震について震源核の臨界サイズを推定すると $L_c \approx 10 \text{ km}$ が得られ [OHNAKA (1993)], 兵庫県南部地震については $L_c = 0.7 \text{ km}$ と見積られている [SHIBAZAKI and MATSU'URA (1998)]. 両者の地震規模はほぼ同じであるのに, 破壊核のサイズに 10 倍もの違いがあるが, この相違は, 上述

したような地学的環境の相違に帰せられよう.

1978 年伊豆大島近海地震 ($M 7.0$) 及び 1995 年兵庫県南部地震 ($M 7.2$) に加えて, 1983 年日本海中部地震 ($M 7.7$), 1992 年ランダース地震 ($M 7.3$) など $M 7$ クラスの地震の破壊核の臨界サイズは, $1\sim 10 \text{ km}$ の範囲にあると推定されている [OHNAKA (1993), ELLSWORTH and BEROZA (1995), SHIBAZAKI and MATSU'URA (1998)]. それでは, 震源核が $1\sim 10 \text{ km}$ の空間スケールに達するまでの時間スケールはどうであろうか. 関係式 (19)–(21) からこれらの地震に対し λ_c を推定すると, $\lambda_c = 10 \text{ cm} \sim 2 \text{ m}$ を得る. この結果に基づき, 例えば破壊核形成過程の加速フェーズにおいて破壊成長速度 $V = 10^{-5} V_s$ で降本震発生に至るまでの時間を式 (24) から推定すると, $t_c = 10 \text{ 分} \sim 4 \text{ 時間}$ を得る [OHNAKA (1996b)]. 因みに, 破壊成長速度 $V = 10^{-6} V_s$ で降本震発生に至るまでの時間は, 同様に式 (24) から $t_c = 1.7 \sim 33 \text{ 時間}$ と求まる [OHNAKA (1996b)].

(iv) 強震動震源パラメタ

強震動震源パラメタのサイズ・スケール依存性を吟味する. 動的破損伝播過程にある破損先端又はその近傍で応力のみならず, すべり加速度も非現実的な (不合理な) 特異点を持たず, しかも強震動震源パラメタを定量的に取り扱えるよう剪断破損構成関係式の具体的関数形を決めることは, 物理的拘束条件の一つを満たすことになる. 実際, 合理的な構成関係が与えられれば, 伝播性破損先端背後の破損領域内にピークを持つすべり速度, 加速度を求めることができる. 破損が Fig. 8 に示すような構成関係に支配され [具体的構成関係式については, OHNAKA and YAMASHITA (1989) 参照], 破損先端が一定速度 V で伝播する場合, すべり速度及びすべり加速度は次のように与えられる [IDA (1973), OHNAKA and YAMASHITA (1989)]:

$$\frac{\partial}{\partial t} D(x-Vt) = \frac{\Gamma V}{\pi^2 C(V)} \frac{\Delta\tau_b}{G} \phi' \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} D(x-Vt) = \frac{\Gamma^2 V^2}{\pi^4 (C(V))^2 D_c} \left(\frac{\Delta\tau_b}{G} \right)^2 \phi'' \quad (26)$$

但し, ϕ' 及び ϕ'' はそれぞれ無次元化されたすべり速度及びすべり加速度で, Γ は次式

$$\Gamma = \int_0^1 \frac{\sigma(X)}{\sqrt{X}} dX \quad (27)$$

で定義される無次元量である [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. ここに, $\sigma(X)$ は無次元化された構成関係 (式) を表わす.

強震動震源パラメタは, 最大すべり速度 $\dot{D}_{\max}$, 最大すべり加速度 $\ddot{D}_{\max}$, 震源におけるすべり加速度のパワースペクトル密度の高周波数側の遮断周波数 $f_{\max}^s$ により代

表される。式 (25), (26) から

$$\dot{D}_{\max} \propto \frac{V}{C(V)} \frac{\Delta \tau_b}{G} \quad (28)$$

$$\dot{D}_{\max} \propto \left(\frac{V}{C(V)} \frac{\Delta \tau_b}{G} \right)^2 \frac{1}{D_c} \quad (29)$$

を得る。同様に、 $f_{\max}^s$ は次式

$$f_{\max}^s \propto \frac{V}{C(V)} \frac{\Delta \tau_b}{G} \frac{1}{D_c} \quad (30)$$

により与えられる [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. 式 (28)-(30) の右辺でスケールに依存するパラメタは D_c だけであり、 $\dot{D}_{\max}$ 及び $f_{\max}^s$ は共に D_c の逆数に比例している。これに対し、 $\dot{D}_{\max}$ は D_c に無関係である。このことから、 $\dot{D}_{\max}$ と $f_{\max}^s$ は共にサイズスケールに依存する物理量であると結論される。これに対し、 $\dot{D}_{\max}$ はサイズスケールに依存しない。

スケール依存性物理量 $\dot{D}_{\max}$ と $f_{\max}^s$ は D_c の逆数に比例するから、破壊伝播速度 V 及び破壊応力降下量 $\Delta \tau_b$ が一定なら、 D_c が大きくなれば $\dot{D}_{\max}$ 及び $f_{\max}^s$ は必然的に減少する。実験室における岩石試料を用いた試験で D_c を決定すると、概ね $1 \mu\text{m} \sim 1 \text{mm}$ の範囲にある。こ

れに対し、中規模から大規模地震の D_c は $10 \text{cm} \sim 1 \text{m}$ 程度と推定されている。このような大幅な D_c の違いを反映して、実験室規模の動的破壊から得られる $\dot{D}_{\max}$ 及び $f_{\max}^s$ と大中規模地震の $\dot{D}_{\max}$ 及び $f_{\max}^s$ とは大幅に異なる。例えば $\dot{D}_{\max}$ は、実験室規模では $\dot{D}_{\max} = 10^5 \text{m/s}^2$ という驚くべき大加速度が実測される [OHNAKA and YAMASHITA (1989)] が、典型的な地震の最大加速度 $\dot{D}_{\max}$ は 10m/s^2 ($\sim 1g$) の程度と見積られており、両者間で大幅に異なっている。

スケール依存性強震動震源パラメタの上述のような違いは、すべり変位依存性構成法則に基づき統一的に説明される。例えば、最大すべり加速度 $\dot{D}_{\max}$ 、最大すべり速度 $\dot{D}_{\max}$ 及び遮断周波数 $f_{\max}^s$ との間には

$$\dot{D}_{\max} = (3.6 \sim 4.4) \dot{D}_{\max} f_{\max}^s \quad (31)$$

の関係の成立することが理論的に導かれる [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. なお、 $f_{\max}^s$ は破壊先端領域 X_c が破壊するに要する時間 T_c の逆数に等しい。Fig. 16 に理論的關係式 (31) と実験結果を比較して示した [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. 両者はよく一致している。同時に、実験室規模の（小規模）破壊と大規模破壊である地震との強震動震源パラメタが、式 (31) によりスケールされ、統一的に理解されることがわかる。

(v) 剪断破壊エネルギー

破壊先端を進展させるのに必要なエネルギー（破壊エネルギー） G_c は

$$G_c = \int_0^{D_c} [\tau(D) - \tau_f] dD \quad (32)$$

によって与えられる [PALMER and RICE (1973)]. なお、 G_c は破壊が成長するために打ち勝たなければならない抵抗とみなせるから、これを特に破壊成長抵抗と呼ぶことがある。Fig. 8 に示すようなすべり変位依存性構成関係に基づき、式 (32) の積分を実行すると、次式

$$G_c = \frac{1}{2} \Gamma \Delta \tau_b D_c \quad (33)$$

を得る [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. 無次元パラメタ Γ は式 (27) により定義されている。 Γ が一定と見なしうるなら、剪断破壊エネルギーは構成法則を規定する 2 つのパラメタ $\Delta \tau_b$ と D_c の積で実質的に決まることから式 (33) からわかる [OHNAKA et al. (1997a)]. 同時に、剪断破壊エネルギーはスケール依存性を示す物理量であることもわかる。

剪断破壊エネルギーが物質定数でなく、スケール依存性を示すのは何故であろうか。式 (33) を式 (11), (15) を用いて次のように書き換える。

$$G_c = \frac{1}{2} \Gamma \Delta \tau_b (m(\sigma_n))^{M+1} \lambda_c \quad (34)$$

Fig. 16. Relation between $\dot{D}_{\max}$ and $\dot{D}_{\max} \times f_{\max}^s$: Comparison between experimental and theoretical results [OHNAKA and YAMASHITA (1989)]. Solid circles show experimental data, the thick line indicates the theoretical relation (see text), and the star represent values of the order of estimate for earthquakes with moderate-to-large sizes.

Fracture Energy: Comparison

Fig. 17. Shear fracture energy: Comparison between laboratory scale failure and earthquakes. Data for the fracture energy of earthquake rupture are taken from AKI (1979), PAPAGEORGIOU and AKI (1983), and LI (1987), and data for the fracture energy of intact granite are from OHNAKA *et al.* (1997a), and unpublished data on stick-slip.

式 (34) は G_c が λ_c によりスケールされることを示す。その理由は、Fig. 10 に示したアスベリティ又は凝着領域部の破損を考えれば容易に理解できよう。剪断により生じた破損面が凹凸を持ち、粗ければ粗いほど真の破損面積は大きくなり、これが見掛けの破壊エネルギー G_c を増大させ、同時にフラクタルの性質をもつ粗い破損面の λ_c は必然的に長くなるからである。

式 (32) 又は (33) から剪断破損に必要なエネルギーが評価できる。実験室規模のスケールの破損と大地震破壊のエネルギーを比較してみよう。常温における比較的大型岩石試料に予め入れた切断面沿いの摩擦すべり破損 (固着すべり) エネルギー、高圧力下 (封圧力 = 440 ~ 500 MPa; 間隙水圧力 = 49 ~ 300 MPa; 温度 = 25 ~ 305°C) における花崗岩試料の剪断破壊エネルギーをそれぞれ式 (32) または (33) より求め、結果を大地震の破壊エネルギーと比較したのが Fig. 17 である。図から、先ず気づくことは、実験室規模の破損どうしても、固着すべり破損エネルギーと高圧力下の岩石剪断破壊エネルギーとで、5 桁もの違いのあることである。この違いは、高圧力下の花崗岩試料の剪断破壊時の $\Delta\tau_0$ 及び D_c が固着すべり破損の $\Delta\tau_0$ 及び D_c よりいずれも 2 ~ 3 桁大きいことから説明できる。

次に気づくのは、地震破壊エネルギーは高圧力下における岩石の剪断破壊エネルギーより更に 3 桁程大きいことである。この事実はどのように説明されるのである

うか。Fig. 1 に示したように、地震の $\Delta\tau_0$ は高圧力下の岩石剪断破壊時の $\Delta\tau_0$ と同程度かやや低めの値である。それにもかかわらず地震破壊時の G_c が高圧力下における岩石の剪断破壊の G_c より 3 桁も大きいのは、 D_c の違いに帰する以外に説明できない。実際、既に述べたように、地震の D_c は 10 cm ~ 1 m の程度と推定されており、高圧力下の岩石剪断破壊の D_c より 3 桁程大きいのである。言い換えると、地震破壊に必要とされる変位量 D_c は数 cm サイズの岩石試料の剪断破壊に必要とされる変位量 D_c より 10^3 倍も大きい。このように、巨視的剪断破損エネルギーはスケール依存性を示し、そのスケール依存性は D_c のスケール依存性によって統一的に説明される。

(vi) 地震モーメント

最後に、破壊核の臨界サイズが大きいと、結果としてなぜ大地震に発展する [UMEDA (1990, 1992), 松浦 (1995), ELLSWORTH and BEROZA (1995), BEROZA and ELLSWORTH (1996)] のかについて言及し、本震の地震モーメントは破壊核の臨界サイズ及び臨界すべり変位量によって合理的にスケールされることを示したい。

大地震に発展するには、それだけ大きな弾性歪みエネルギーが予め断層周辺媒質に蓄えられていなければならない。既に指摘したように (§ 2(ii) 参照)、一般に断層は力学的弱面ではあるが、強度の高い (正確には、破壊成長抵抗力の大きい) 場所が断層面上の局所的領域に存在

する。このような場所を地震学の慣習に従って仮にアスベリティと呼ぶ。地震発生の原動力となる歪エネルギーは、破壊成長抵抗力の大きいアスベリティ部が持ちこたえることにより蓄積される。アスベリティとは強度の高い領域のことであるから、そこでは破損応力降下量 $\Delta\tau_0$ が大きい。アスベリティの幾何学的サイズが大きいと、§3(i)で既に論じたように、臨界すべり変位量 D_c も大きい。従って、幾何学的サイズの大きいアスベリティは、破壊成長抵抗 (= 破壊エネルギー $G_c \approx \Delta\tau_0 \times D_c$ 、式(33)参照) が必然的に大きくなる。一方、幾何学的サイズの大きいアスベリティが破壊すると、開放される歪エネルギーは大きいから、結果として大地震 (動的高速破損) に発展する。

地震発生のためには蓄積されている歪エネルギーが開放される必要があり、歪エネルギーの開放のためにはアスベリティが破壊する必要がある。アスベリティが最初に破壊し始める過程は、周辺媒質中に蓄積されている歪エネルギーが開放される以前の破壊過程であるから、安定的にゆっくり進展せざるを得ず、この破壊過程が破壊核形成過程そのものである。破壊成長抵抗力が大きければアスベリティの破損にはそれだけ大きな変位量 D_c を必要とし (§3(i)参照)、式(19)及び(20)によって L_c は D_c に比例するから、破壊核の臨界サイズ L_c も必然的に大きくなる。以上が、破壊核の臨界サイズが大きいと、結果として大地震に発展する理由の定性的説明である。

次に、本震の地震モーメント M_0 が、破壊核の臨界サイズ L_c 及び臨界すべり変位量 D_c によってどのようにスケールされるかを定量的に検討しよう。断層面積を S 、断層全域にわたる平均すべり変位量を $\bar{D}$ とすると、地震モーメントは

$$M_0 = \bar{G} \bar{D} S \quad (35)$$

によって与えられる。断層全域の平均応力降下量を $\bar{\Delta\tau}$ 、平均破壊エネルギーを $\bar{G}_c$ とすると、破壊先端背後の破損領域 (breakdown zone) が最終的な破壊進展距離 (断層長さ) L に比較し十分短ければ

$$(\bar{\Delta\tau})^2 = \kappa G \frac{\bar{G}_c}{L} \quad (36)$$

の関係が成立する。ただし、 κ は定数である。断層全域にわたり平均化された破壊エネルギー $\bar{G}_c$ は

$$\bar{G}_c = \frac{1}{S} \int_S G_c ds \quad (37)$$

によって定義される。ただし、積分は断層全域 S にわたり実行するものとする。式(37)は次のように書き換えられる。

Asperity Model

Fig. 18. Schematic diagram of a fault model with local patches of high rupture growth resistance. S represents the fault area, S_{A1} and S_{A2} represent areas of each patch with high rupture growth resistance.

$$\bar{G}_c = \frac{1}{S} \left[\int_{S_{A1}} G_c ds + \int_{S-S_{A1}} G_c ds \right] \quad (38)$$

ここで、断層域内の幾何学的サイズ最大のアスベリティ部の面積を S_{A1} 、断層全域の面積 S から面積 S_{A1} を減じた残りの面積を $S-S_{A1}$ とし (Fig. 18 参照)、右辺の第1項及び第2項はそれぞれ面積 S_{A1} 及び $S-S_{A1}$ について積分するものとする。もし式(38)の第1項が第2項より十分大きければ、第2項を無視して近似的に次の関係式が成立する。

$$\bar{G}_c \approx \frac{1}{S} \int_{S_{A1}} G_c ds = \frac{S_{A1}}{S} G_c^{A1} \quad (39)$$

ただし、

$$G_c^{A1} = \frac{1}{2} \Gamma \Delta\tau_0^{A1} D_c^{A1} \quad (40)$$

ここに、 $\Delta\tau_0^{A1}$ 及び D_c^{A1} はそれぞれ (幾何学的サイズ最大の) アスベリティにおける破損応力降下量及び臨界すべり変位量を表わす。断層面積 S 、断層長さ L 、平均すべり量 $\bar{D}$ の間に次のスケールング則

$$S = \gamma L^2 \quad (41)$$

$$\bar{D} = \delta L \quad (42)$$

が成立するとすれば、式(19)、(20)、(35)、(36)、(39)–(42)より

$$M_0 = \gamma \delta \left(\frac{\kappa \Gamma}{4} \right)^3 \left(\frac{S_{A1}}{S} \right)^3 \left(\frac{\Delta\tau_0^{A1}}{\bar{\Delta\tau}} \right)^6 G L_c^3 \quad (43)$$

を得る。式(43)の右辺で、スケール依存性パラメータは、アスベリティ面積 S_{A1} 、断層面積 S および破壊核の臨界サイズ L_c のみである。もし面積比 (S_{A1}/S) がサイズ・スケールに依存せず一定 (スケールング則) とみなせるなら、式(43)から本震の地震モーメント M_0 は破壊核の臨界サイズ L_c の3乗に比例するという結果を得る。この

Fig. 19. Relation between the mainshock seismic moment M_0 and the critical size L_c of the nucleation zone.

理論的關係は、アスペリティ・モデルに基づき、純粹に破壊力学的考察とスケーリング則だけから導かれたものである。

上述の理論的關係は、どの程度現実の地震データを説明するのであろうか。ELLSWORTH and BEROZA (1995) は、初期フェーズを含む地震波形記録を解析し、本震の地震モーメントが破壊核領域サイズの3乗に比例するという結果を既に経験的に得ている。Fig. 19 は彼らの論文中の Table 1 に示されている結果を図示（黒円印）したものである。ただし、彼らの論文には破壊核領域の半径が与えられているので、半径を2倍した値が Fig. 19 に図示してある。地震波形記録上の初期フェーズは、震源で破壊が高速伝播し始める過程に対応することが SHIBAZAKI and MATSU'URA (1998) の研究により示されている。このことを考慮すると、ELLSWORTH and BEROZA (1995) が求めた破壊核領域は、本論文で定義している破壊核の臨界サイズ L_c に相当する量である。そこで、破壊力学的考察とスケーリング則から導かれた上述の理論的關係 $M_0 \propto L_c^3$ を Fig. 19 に重ねて示した。図中の直線が冪関係 $M_0 \propto L_c^3$ を示す。ELLSWORTH and BEROZA (1995) による地震データが、関係 $M_0 \propto L_c^3$ をよく満足していることが Fig. 19 により確かめられる。

なお式 (19) 及び (20) により L_c は D_c と一意的関係にあるから、以上の議論により、本震の地震モーメント M_0 は破壊核の臨界サイズ L_c 及び臨界すべり変位量 D_c によってスケールされることが示された。

§ 4. 支配法則の地学的環境要因依存性

地震が現実には発生する場の地学的環境は、脆性領域から脆性-塑性遷移領域にまたがっており、これらの領域の温度は常温から概略 750°C まで、圧力は大気圧から 750 MPa 程度までの範囲で、これを深さにすると地表からせいぜい 25 km までである。プレート境界沈み込み帯を除くと、地震の発生がこのように地球の極めて表層に限定されるのは、地震という力学的に不安定な高速破壊現象の許される環境が、主として温度と圧力により規定され、地球表層に限られるからである。

既にみてきたように、地震発生過程は剪断破損の構成法則に支配される。一方、構成法則（を規定するパラメータ）は上述のような地学的環境に依存する。従って、地震発生に至る過程は地学的環境に規定されてしまう。ただし、地震が発生するに至る過程を規定する地学的環境要因は、実は地震発生場の温度や圧力だけでなく、水の存在、変形速度、断層（帯）の幾何学的形状や構造などを含む。従って、剪断破損の構成法則がこれら環境要因にどのように依存するかを定量的に把握することは、地震発生を合理的に予測する上で不可欠なことである。例えば、すでに述べたように、地震の規模のわりに大きな震源核が形成される場合もあれば、逆に小さな震源核しか形成されない場合もある。震源核形成後、地震発生に至るまでの時間が比較的長い場合もあれば短い場合もある。このような違いは、主として断層（帯）の幾何学的形状や構造の不均一度に規定されることは既にみたとうりである。

以上のように、環境要因は地震発生過程に重要な役割を果たす。長期予測についても同様のことが言える。例えば、Tse and Rice (1986) のプレート境界地震 (San Andreas) を想定した地震サイクルのシミュレーションによれば、構成則パラメータの大きさ（値）や深さ分布の与えかたにより地震サイクル時間は3倍も異なってしまう。Tse and Rice (1986) を始めとする、これまでのシミュレーションで最も問題なのは、スケール依存性を示すパラメータの与えかたであろう。本来その大きさと分布は地学的環境要因により決められてしまうはずのものであるが、環境要因依存性の評価がなされていないために、現在は恣意的に与えられている。

構成法則パラメータに影響を及ぼしうる地学的環境要因には、断層帯の物性、構造（幾何学的形状不均一度）、温

度、有効法線応力、間隙水の化学的效果、変形速度、などがある。特に長期予測を念頭におく場合は、変形速度（応力蓄積速度）、断層の幾何学的形状不均一度、間隙水の効果などが重要となろう。断層の幾何学的形状不均一度はスケールリングの基本的要因として重要なだけでなく、地震サイクルが規則的に繰り返すか、不規則的であるかや、応力集中源の所在を明かにする判断材料としても重要である。

ここでは、地学的環境要因のうち、特に圧力、温度、間隙水、変形速度に絞って、これらが剪断破壊の構成関係にどのような影響を及ぼすかを最近の研究に基づいて論じたい。破損構成法則の環境要因依存性を評価するには、先ず構成法則パラメタの環境要因依存性

$$\tau_i = f_1(t_0, \sigma_n^{\text{eff}}, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (44)$$

$$\tau_p = f_2(\dot{D}, \sigma_n^{\text{eff}}, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (45)$$

$$\Delta\tau_b = f_3(\dot{D}, \sigma_n^{\text{eff}}, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (46)$$

$$D_c = f_4(\dot{D}, \sigma_n^{\text{eff}}, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (47)$$

$$D_a = f_5(\dot{D}, \sigma_n^{\text{eff}}, T, \lambda_c, \text{CE}) \quad (48)$$

を実験的に定量的に評価し、これらの式から構成法則(10)の環境要因依存性を評価するのが実際のである。なお、式(44)の t_0 は静止状態における固着時間を表す。式(45)–(48)における τ_p 、 $\Delta\tau_b$ 、 D_c 、 D_a に対する静止状態における時間の効果は、 $\dot{D} \rightarrow 0$ の極限とみなし、 $\dot{D}$ の効果に含めてある。

以下、断層強度の上限値を与え、かつ地震断層のアスペリティ強度や破壊成長抵抗力を推定する上で重要な、巨視的欠陥を含まない岩石の剪断破壊過程を支配する構成法則パラメタの、特に τ_p 、 $\Delta\tau_b$ 、 D_c の環境要因依存性について述べる。ただし、現時点で解明されているのはほんの一部であり、多くは今後の課題であることを予めお断りする。

Fig. 20 及び Fig. 21 に花崗岩の剪断破壊強度 τ_p の有効法線応力及び温度依存性をそれぞれ示す。これらの実験データに基づき、脆性及び脆性–塑性遷移領域における τ_p の有効法線応力 σ_n^{eff} 、温度 T 依存性を説明する関係式として次式が提唱されている[OHNAKA (1995b, c)].

$$\tau_p(\sigma_n^{\text{eff}}, T, \dot{\epsilon}) = h(\dot{\epsilon})(c_0 + c_1 \sigma_n^{\text{eff}}) \times \tanh\left[\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'}\right)\right] \quad (49)$$

ここに $h(\dot{\epsilon})$ は τ_p の歪速度 $\dot{\epsilon}$ 依存性を表す関数、 c_0 、 c_1 、 Q 、 T' は定数、 R はガス定数である。試料の変形速度は、従来慣習的に歪速度 $\dot{\epsilon}$ として与えられ、しかも $\dot{\epsilon}$ は破損面に沿うすべり速度 $\dot{D}$ と1対1の対応関係にあるので、式(49)では $\dot{D}$ の代わりに $\dot{\epsilon}$ が用いられている。ここで注目されるのは、粒状体からなる系で基本的関係式として知られる巨視的剪断強度と有効法線応力との関係を与

Fig. 20. Plot of the peak shear strength τ_p against the effective normal stress σ_n^{eff} for intact Tsukuba granite [OHNAKA *et al.* (1987b)]. The solid straight line represents the least squares fit to the data points tested at $T \leq 300^\circ\text{C}$.

Fig. 21. Relation between the relative shear strength τ_p/τ_{p0} (τ_{p0} , the shear strength at room temperature) and temperature T for intact Westerly granite [OHNAKA (1995b)]. The fitted curve represents the relation $\tau_p/\tau_{p0} = \tanh[1100(1/T - 1/2500)]$.

える式(3)が、花崗岩のような一見緻密な岩石についても成立することである (Fig. 20 参照)。

脆性領域における τ_p の歪速度依存性 $h(\dot{\epsilon})$ は、対数法則に従う[MASUDA *et al.* (1987)]. そこで、 $h(\dot{\epsilon})$ を次のように表現する。

$$h(\dot{\epsilon}) = 1 + a \ln(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0) \quad (50)$$

ここに、 a は無次元の定数で、MASUDA *et al.* (1987) のデータから花崗岩の剪断破壊に対する a を見積ると $a = 0.02$ を得る。ちなみに、高温塑性変形は乗累則

$$h(\dot{\epsilon}) = (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{1/n} \quad (51)$$

に従うことが既に実証されている [例えば、CARTER

Fig. 22. Relation between $\Delta\tau_b/D_{wc}$ and temperature [OHNAKA *et al.* (1997a)].

(1976)]. 式 (50) 及び (51) は, $\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_0$ のとき $h=1$ となるよう定式化してある。ただし $\dot{\epsilon}_0$ は既知の定歪速度とする。脆性-塑性遷移領域における破損に対する $h(\dot{\epsilon})$ は未知で、今後の課題である。

破損応力降下量 $\Delta\tau_b$ のすべり弱変化変位量 $D_{wc}(=D_c-D_s)$ に対する比 $\Delta\tau_b/D_{wc}$ は、常温下における花崗岩試料の場合、ほぼ $\Delta\tau_b/D_{wc}=215$ MPa/mm となることが示されている [OHNAKA (1997a)]。 $\Delta\tau_b/D_{wc}$ は、破損が安定的に進行するか、不安定的に進行するかの目安を与える重要なパラメタである。それゆえ、 $\Delta\tau_b/D_{wc}$ が温度と共にどの程度系統的に変化するかわかることは、破損過程の安定・不安定に及ぼす温度の効果を理解する上で欠かせない。そこで、Fig. 22 に湿潤状態下の花崗岩の $\Delta\tau_b/D_{wc}$ と温度 T との関係を示した [OHNAKA *et al.* (1997a)]。図から、 $T=300^\circ\text{C}$ 以上では明かに $\Delta\tau_b/D_{wc}$ は温度に依存し、温度の上昇と共に低下するのがわかる。このことは、高温下ほど破損が安定的に進行することを意味する。

$\Delta\tau_b/D_{wc}$ の温度依存性は、温度の増大と共に、構成則パラメタ $\Delta\tau_b$ が減少するのか、 D_{wc} が増大するのか、それとも両者が共に温度依存性を持ち、それぞれ逆センスに変化するためなのであろうか。脆性-塑性遷移領域では、脆性的性質と熱的に活性化された塑性変形とが共存する。従って、温度の上昇と共に D_c は増大し、 $\Delta\tau_b$ は減少することが物理的考察から期待される。このことを念頭において、 D_c と $\Delta\tau_b$ の温度依存性を調べてみよう。まず、臨界すべり変位量の温度依存性をみるため、Fig. 23 に臨界すべり変位量 D_c 及びすべり弱変化変位量 D_{wc} と温度との関係を示した [OHNAKA *et al.* (1997a)]。図中の黒印が D_c を表わし、白抜き印が D_{wc} を表わす。Fig. 23 から明らかに温度 300°C 以上で D_c, D_{wc} 共に温度依存性を示し、温度の上昇と共に増大するのがわかる。図中の太実線は、温度依存性が指数関数に従うとの仮定に基づい

Fig. 23. Temperature dependence of D_c and D_{wc} [OHNAKA *et al.* (1997a)]. The fitted solid curve in the figure represents relation (52) in text, and the dashed curve represents relation (53) in text.

て得られた実験式 [OHNAKA *et al.* (1997a)]

$$\frac{D_c}{D_{c0}} = 181.58 \exp\left(-\frac{2980.6}{T+273}\right) \quad (T \geq 300^\circ\text{C}) \quad (52)$$

である。但し、 D_{c0} は定数で、この場合 $D_{c0}=0.741$ mm である。又、図中の破線は WONG (1982) のデータに基づき同様に推定された実験式 [OHNAKA (1992)]

$$\frac{D_{wc}}{D_{wc0}} = 35.57 \exp\left(-\frac{2000}{T+273}\right) \quad (T \geq 300^\circ\text{C}) \quad (53)$$

を表わしている ($D_{wc0}=0.11$ mm)。いずれの場合も、 300°C 以上で温度の上昇と共に増大している。この事実から、花崗岩の場合温度 300°C 以上では脆性-塑性遷移領域にあることが示唆される。温度 300°C 以下では、 D_c は σ_n に依存して σ_n の増大と共に増大するが、 300°C 以上では D_c の法線応力依存性は見いだされていない。

STESKY *et al.* (1974) 及び WONG (1982) らが公表した実験データに基づく、 $\Delta\tau_b$ の温度依存性については、 300°C 以上の高温では温度の上昇と共に $\Delta\tau_b$ が減少する結果が得られる [OHNAKA (1992)]。この事実も、温度 300°C 以上では脆性-塑性遷移領域にあると考えると調和的に理解される。脆性領域では一般に $\Delta\tau_b$ は σ_n に依存して σ_n の増大と共に増大する。

間隙水の役割は、力学的効果と化学的効果の2つに分けられる。間隙水の力学的効果は、有効法線応力 σ_n^{eff} の定義 (式 (4) 参照) からわかるように、その効果を σ_n^{eff} に

含めて論ずるのが一般的である。間隙水の化学的効果の定量的評価はほとんどが今後の課題である。

最後に、 τ_p , $\Delta\tau_b$, D_c , G_c の歪速度依存性にふれよう。予備的な結果によれば、 τ_p , $\Delta\tau_b$, D_c , G_c いずれのパラメータも系統的な歪速度依存性を示すことが見出されている [OHNAKA *et al.* (1997a)]。脆性領域における剪断破壊強度 τ_p の歪速度依存性は、既に確立した事実であるから、よく知られている。しかし、他のパラメータの歪速度依存性はこれまで全く認識されていなかったことである。

§ 5. 物理モデルに基づく予測と今後の課題

大地震の発生が科学的に予測可能かどうかについて、現在意見が分れているようにみえる。しかし、例えば、複雑系における相互作用が、現実の大地震発生にどの程度重要な役割を果たしているのかいないのかという問題 [YAMASHITA (1993), KAME and YAMASHITA (1997)] も含めて、大地震発生の物理過程についての研究がようやく始まった現段階で、予測可能性について結論を出そうとすれば、限られた事例とスペキュレーションに頼らざるを得ない。スペキュレーションに依拠する予測可能性の論争は不毛であり、無意味である。この問題は、現時点では「黒」でも「白」でもないのだから、科学的チャレンジ精神をもって徹底的に地震発生に至る過程を研究し、その上で予測可能性を見極めるという前向きの視点と姿勢が重要であろう。

大地震の発生予測は可能であるとの前提で議論を進める。予測可能な過程や現象に対しては物理科学的視点からモデル化が可能であり、科学的予測のためにはモデル化（予測モデルの構築）が欠かせない。大地震発生予測を念頭におく場合、地震発生のサイクル過程を次の 5 段階に分けるのが適当であろう [大中 (1992)]:

I) 地震発生直後の断層強度の回復とテクトニック応力の増大によるリソスフェアの弾性変形（歪エネルギーの蓄積）過程、

II) テクトニック応力の高まりに伴う不均質リソスフェアの局所的な非弾性変形進行過程、

III) 局所領域における変形の集中と破壊核形成過程、

IV) 動的高速破壊伝播過程（本震の発生）、

V) 高速破壊伝播停止直後の余効的調節過程。

地震サイクルの基本パターンは、I) の応力の増大による歪エネルギー蓄積過程と IV) の動的高速破壊過程（本震の発生）とからなる。過程 I) は、大地震を引き起こす原動力となるエネルギーの蓄積過程であるから、広義の地震発生の準備はこの過程で既に始まっている。

過程 II) は、テクトニック応力が広域的に高まると、不均質なリソスフェアは極めて多くの応力集中源を内包す

るため、応力分布は空間的にますます不均一となり、やがて局所的に破壊やすべりが引き起こされる。しかし、これら破壊現象は大規模現象に発展せずあくまでも局所的現象に留まるため（大規模破壊に発展すれば、既に過程 III) から IV) に移ったことになる）、この過程は広域的にはテクトニック応力レベルが高く保持されたまま推移する。従って、この過程の特徴は広域的に応力レベルが高いということである。この過程で広域的に様々な前兆的現象が発現する可能性がある。ただし、どのような先行現象が発現するか、或いは発現しないかは地学的環境に依存する。例えば、極端な場合、周辺岩体強度に比較し断層平均強度が著しく低いと、過程 II) 自体が全く発達しない可能性もある。

過程 III) は、過程 IV) の狭義の準備過程であり、過程 IV) に至るための不可避の過程であるという意味で、本来的に過程 IV) の一部とみなすこともできる。しかし、逆にこのことの故に、もし過程 III) を何らかの方法で見出し、監視できれば、短期・直前予測の最も正当的な手法となりうる。破壊核がやがて加速成長し、臨界サイズ L_c に達した以降が過程 IV) である。過程 V) には余震活動や余効的地殻変動などが含まれる。

以下、長期予測に焦点をあてる。長期予測というとき、通常、過程 I) のある時点から IV) の本震発生予測を意味しよう。上述の I) から V) の各過程の時間スケールについては何も触れなかったが、実際は I) のテクトニック応力の増大過程が地震発生サイクル時間間隔のほとんどを占める。応力増大過程に要する時間は、1 サイクル当りの応力増加量が一定なら、応力増大速度によって決まってしまう。従って、テクトニック応力の増大速度は長期予測上の主要素となる。もし断層強度が時間的に変化せず一定で、テクトニック応力が断層強度に等しくなったときに地震が起こるのだとすれば、断層強度と応力増大速度の推定から簡単に長期予測が可能となる。しかし、そもそも地震が起こるか起こらないかは、強度だけでは決まらない。このことが、地震発生過程を物理的視点からより正確に記述しようとする、どうしても構成則の導入が不可避となる理由である。そこで、構成則に基づく大地震発生サイクルのシミュレーションを通じて、現時点で長期予測がどこまで可能かを検討する。

ここで構成則に基づく地震サイクル過程の物理モデル研究の先駆けとなった Tse and Rice (1986) のシミュレーションを取り上げる。この研究は、サン・アンドレアス・プレート境界断層に発生する大地震を想定したサイクル過程のシミュレーションで、以後多くのシミュレーションが実行されるようになった（§ 2(iii)(b) 参照）が、基本的には Tse and Rice (1986) の研究手法を踏襲

しており、10年後の現在でも学問的な意味でそれを超えるようなものは現われていない。現在では、確かに Tse and Rice (1986) の限界は明らかであるが、不思議なことにその後の研究も、その限界を同じように引きずっており、速度及び状態依存性構成則に基づくシミュレーションに関してはこの10年間殆ど質的進歩が見られないといつてよい。従って、すべり速度及び状態依存性構成則に基づくシミュレーション研究の代表的地位を Tse and Rice の論文は未だ失っていない。彼らの研究をこえて取り上げるのは、このような理由による。

シミュレーションにあたり Tse and Rice (1986) が採用した仮定・条件及び結果の詳細は原論文を参照して頂きたい。ここでは、長期予測上のポイントとなる地震サイクル時間がいかに構成則パラメタに依存するかに焦点を絞りたい。彼らが採用した構成関係式は、式(8)及び(9)又はその部分的に修正された式である。式(8)及び(9)に現われる構成則パラメタ A , B , d_c は温度、圧力などの地学的環境によって決まる定数である。 A , B はスケールに依存しないが、 d_c はスケールに依存するパラメタである(ただし、Tse and Rice の論文発表時点から最近に至るまで、 d_c のスケール依存性が認識されていた訳ではない。なお、 d_c はすべり変位依存性構成則の D_c と類似の物理的意味を持つが、異なる量である)。地表からの深さを与えれば、環境は一意的に決まると考え、 A , B を場所(深さ)の関数であるとした。 A/σ_n 及び $(A-B)/\sigma_n$ の温度依存性は STESKY (1975, 1978) の摩擦実験データから評価し、法線応力及び温度か深さと一意的関係にあるとして、 A 及び B の深さ分布を求めた。 d_c の地学的環境要因依存性は不明であるとして、彼らのシミュレーションでは深さによらず一定であると仮定した。

このシミュレーションで示された、長期予測上注目される結果は、1) 構成則パラメタの大きさ(値)と空間(深さ)分布が時間と共に変動しなければ、同一規模の地震の発生が計算機上で規則的に再現されること(固有地震)、2) 地震規模やサイクル時間は構成則パラメタ値に依存して変化すること、3) 特にサイクル時間は、 $A-B$ が負でかつ絶対値が大きければ大きい程、或いは d_c が大きければ大きい程、長くなることなどである。構成則パラメタ値の与えかたによりサイクル時間が3倍も変わりうることも示されている。

以上から、物理モデルに基づき地震の発生時期を長期的な意味で予測するにしても、地震発生場における構成則パラメタの空間分布を適切に評価することがいかに重要なポイントであるかがわかる。この意味で、1) 個々の地震発生環境場の特性を把握すること、2) 構成則パラメタの環境要因依存性を解明すること、3) スケーリング・

パラメタ(速度及び状態依存性構成則の場合は d_c) を適切にスケールするために必要なスケーリング則を確立すること、4) 1) から 3) の成果を反映させた3次元モデル・シミュレーターを確立することなどが、今後の課題として重要である。

§6. おわりに

以上、物理科学的視点から、剪断破損過程を支配する法則や破損現象のスケール依存性に焦点をあてつつ、地震発生に至る過程と予測について論じ、科学的予測のためには地震発生場の環境要因依存性を理解することの重要性を指摘した。本シンポジウムのテーマは長期予測であったので、短期・直前予測については深入りしなかった。これについては、別の機会に論じたい。

謝 辞

本論文は、1997年3月3~4日の2日間、科学技術館サイエンス・ホールで開催された、日本地震学会主催シンポジウム「大地震の長期予測はどこまで可能か?」の「セッション3: 地震発生の物理と長期予測」における基調講演の内容に沿って稿を草したものである。シンポジウム実行委員会から基調講演の依頼を受けたことが、この時期にこのような形の論文を仕上げるきっかけとなった。この意味で、本稿はシンポジウム実行委員会に非常に多くを負っている。本稿にまとめた研究の内容を深める上では、地震研究所共同利用特定共同研究B「地震発生の場と物理過程に関する総合的研究」(研究代表者: 松浦充宏東京大学理学系研究科教授、地震研究所対応教官: 大中康馨)に参加する多くの研究者とのワークショップを通じての議論が大変有益であった。また、本論文査読者(加藤尚之博士及び匿名査読者)からは貴重なコメントを頂いた。以上、記して謝意を表する。

文 献

- AKI, K., 1979, Characterization of barriers on an earthquake fault, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6140-6148.
- 青地秀雄, 1997, すべりと時間に依存する断層構成則と地震破壊過程, 東京大学大学院修士論文.
- 青地秀雄・松浦充宏, 1996, 強度回復のメカニズムと断層構成則の一般化, 日本地震学会講演予稿集, No. 2, A27.
- AVILES, C. A., C. H. SCHOLZ and J. BOATWRIGHT, 1987, Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, **92**, 331-344.
- BEN-ZION, Y. and J. R. RICE, 1995, Slip patterns and earthquake populations along different classes of faults in elastic solids, *J. Geophys. Res.*, **100**,

- 12,959-12,983.
- BEROZA, G. C. and W. L. ELLSWORTH, 1996, Properties of the seismic nucleation phase, *Tectonophysics*, **261**, 209-227.
- BOWDEN, F. B. and D. TABOR, 1954, *The Friction and Lubrication of Solids*, Clarendon Press, Oxford.
- BROWN, S. R. and C. H. SCHOLZ, 1985, Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces, *J. Geophys. Res.*, **90**, 12,575-12,582.
- BYERLEE, J. D., 1967, Theory of friction based on brittle fracture, *J. Appl. Phys.*, **38**, 2928-2934.
- CARLSON, J. M. and J. S. LANGER, 1989, Mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, **40**, 6470-6484.
- CARLSON, J. M., J. S. LANGER, B. E. SHAW and C. TANG, 1991, Intrinsic properties of a Burridge-Knopoff model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, **44**, 884-897.
- CARTER, N. L., 1976, Steady state flow of rocks, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**, 301-360.
- DIETERICH, J. H., 1972, Time-dependent friction in rocks, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3690-3697.
- DIETERICH, J. H., 1978, Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 790-806.
- DIETERICH, J. H., 1979, Modeling of rock friction. 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2161-2168.
- DIETERICH, J. H., 1981, Constitutive properties of faults with simulated gouge, in "Mechanical Behavior of Crustal Rocks", ed. by N. L. Carter, M. Friedman, J. M. Logan and D. W. Stearns, *Geophys. Monograph 24* (The Handin Volume), American Geophysical Union, 103-120.
- DIETERICH, J. H., 1986, A model for the nucleation of earthquake slip, in "Earthquake Source Mechanics", ed. by S. Das, J. Boatwright and C. H. Scholz, *Geophys. Monograph 37* (Maurice Ewing 6), American Geophysical Union, 37-47.
- ELLSWORTH, W. L. and G. C. BEROZA, 1995, Seismic evidence for an earthquake nucleation phase, *Science*, **268**, 851-855.
- IDA, Y., 1972, Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3796-3805.
- IDA, Y., 1973, The maximum acceleration of seismic ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 959-968.
- IDE, S. and M. TAKEO, 1997, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, **102**, 27,379-27,391.
- KAME, N. and T. YAMASHITA, 1997, Dynamic nucleation process of shallow earthquake faulting in a fault zone, *Geophys. J. Int.*, **128**, 204-216.
- 片尾 浩・安藤雅孝, 1996, 兵庫県南部地震前後の地殻活動, *科学*, **66**, 78-85.
- 加藤尚之, 1996, プレート沈み込み速度のゆらぎと異常地殻変動—岩石実験から導かれた摩擦則を利用した数値シミュレーション—, *月刊地球*, **18**, 793-797.
- 加藤尚之・平澤朋郎, 1996, 仮想東海地震に先行する非地震性すべりと地殻変動の予測, *月刊地球*, 号外 14, 126-132.
- KATO, N., K. YAMAMOTO, H. YAMAMOTO and T. HIRASAWA, 1992, Strain-rate effect on frictional strength and the slip nucleation process, in "Earthquake Source Physics and Earthquake Precursors", ed. by T. Mikumo, K. Aki, M. Ohnaka, L. J. Ruff and P. K. P. Spudich, Special Issue of *Tectonophysics*, **211**, 269-282.
- 柴原保人・大中康賢・山本清彦・平澤朋郎, 1985, 不安定すべり発生に関する断層面の粗さとすべり量のスケールリング則, *地震学会講演予稿集*, No. 2, p. 110.
- 柴原保人・大中康賢・山本清彦・平澤朋郎, 1986, 固着すべりにおける破壊の成長過程, *地震学会講演予稿集*, No. 2, p. 233.
- LANGER, J. S., J. M. CARLSON, C. R. MYERS and B. E. SHAW, 1996, Slip complexity in dynamic models of earthquake faults, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **93**, 3825-3829.
- LI, V. C., 1987, Mechanics of shear rupture applied to earthquake zones, in "Fracture Mechanics of Rock", ed. by B. K. Atkinson, Academic Press, London, 351-428.
- LOCKNER, D. A., J. D. BYERLEE, V. KUKSENKO, A. PONOMAREV and A. SIDORIN, 1992, Observations of quasi-static fault growth from acoustic emissions, in "Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks", ed. by B. Evans and T.-F. Wong, Academic Press, London, 3-31.
- MASUDA, K., H. MIZUTANI and I. YAMADA, 1987, Experimental study of strain-rate dependence and pressure dependence of failure properties of granite, *J. Phys. Earth*, **35**, 37-66.
- 松浦充宏, 1995, 地震の種の大きさ—地震予知は可能か, *科学*, **65**, 273-278.
- MATSUURA, M., 1995, Transition process from nucleation to dynamic rupture, in "Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes", ed. by R. Teisseyre, Polish Scientific Publishers PWN, Warsaw, 77-102.
- MATSUURA, M. and H. AOCHI, 1996, Natural extension of the slip-dependent friction law by considering a healing mechanism, *EOS, Transactions of the American Geophysical Union*, **77**, No. 46, 470.
- MATSUURA, M., H. KATAOKA and B. SHIBAZAKI, 1992, Slip-dependent friction law and nucleation processes in earthquake rupture, in "Earthquake Source Physics and Earthquake Precursors", ed. by T. Mikumo, K. Aki, M. Ohnaka, L. J. Ruff and P. K. P. Spudich, Special Issue of *Tectonophysics*, **211**, 135-148.
- MOGI, K., 1963, Some discussions on aftershocks, foreshocks and earthquake swarms—the fracture of a semi-infinite body caused by an inner stress origin and its relation to the earthquake phenomena

- (Third paper), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, **41**, 615-658.
- MORA, P. and D. PLACE, 1996, Dynamical model with a statically weak fault: The heat flow paradox resolved?, EOS, Transactions of the American Geophysical Union, **77**, No. 46, 471.
- MUHLHAUS, H. B. and I. VARDOULAKIS, 1987, The thickness of shear bands in granular materials, Geotechnique, **37**, 271-283.
- 中村伸也・龍岡文夫・新野 大, 1987, 砂の平面ひずみ圧縮試験におけるひずみ分布, 第22回土質工学研究発表会, pp. 349-352.
- NAKANISHI, H., 1992, Earthquake dynamics driven by a viscous fluid, Phys. Rev. A, **46**, 4689-4692.
- 大中康賢, 1989, タイレイタンシー, 地学雑誌, **98-6**, 768-774 (74-80).
- OHNAKA, M., 1990, Nonuniformity of crack-growth resistance and breakdown zone near the propagating tip of a shear crack in brittle rock: A model for earthquake nucleation to dynamic rupture, Canadian J. Phys., **68**, 1071-1083.
- OHNAKA, M., 1992, Earthquake source nucleation: A physical model for short-term precursors, in "Earthquake Source Physics and Earthquake Precursors", ed. by T. Mikumo, K. Aki, M. Ohnaka, L. J. Ruff, and P. K. P. Spudich, Special Issue of Tectonophysics, **211**, 149-178.
- 大中康賢, 1992, 物理法則に基づく予知理論構築のシナリオ—これからの課題と第7次計画への提案—, 地震研究所彙報別冊, 第8号, 1-4.
- OHNAKA, M., 1993, Critical size of the nucleation zone of earthquake rupture inferred from immediate foreshock activity, J. Phys. Earth, **41**, 45-56.
- OHNAKA, M., 1995a, Constitutive equations for shear failure of rocks, in "Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes", ed. by R. Teisseyre, Polish Scientific Publishers PWN, Warsaw, 26-44.
- OHNAKA, M., 1995b, A shear failure strength law of rock in the brittle-plastic transition regime, Geophys. Res. Lett., **22**, 25-28.
- OHNAKA, M., 1995c, Effects of temperature and pressure on shear failure parameters: Failure and friction law of rock in the brittle-plastic transition regime, in "Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes", ed. by R. Teisseyre, Polish Scientific Publishers PWN, Warsaw, 552-568.
- OHNAKA, M., 1996a, Nonuniformity of the constitutive law parameters for shear rupture and quasistatic nucleation to dynamic rupture: A physical model of earthquake generation processes, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **93**, 3795-3802.
- OHNAKA, M., 1996b, Time scale from nucleation to unstable, fast-speed shear rupture: Implications of geometric irregularities of the rupturing surfaces, EOS, Transactions of the American Geophysical Union, **77**, No. 46, 481.
- OHNAKA, M. and T. YAMASHITA, 1989, A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong motion source parameters, J. Geophys. Res., **94**, 4089-4104.
- OHNAKA, M. and Y. KUWAHARA, 1990, Characteristic features of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure, in "Earthquake Source Processes", ed. by S. Das and M. Ohnaka, Special Issue of Tectonophysics, **175**, 197-220.
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA and K. YAMAMOTO, 1987a, Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagating slip zone during stick-slip shear failure, in "Mechanics of Earthquake Faulting", ed. by R. L. Wesson, Special Issue of Tectonophysics, **144**, 109-125.
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA and K. YAMAMOTO, 1987b, Nucleation and propagation processes of stick-slip failure and normal stress dependence of the physical parameters of dynamic slip failure, J. Natural Disaster Science, **9**, 1-21.
- 大中康賢・吉田貞吾・沈 林峰, 1993, すべり破壊核形成過程と Microseismicity, 日本地震学会講演予稿集, No. 2, 298.
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA, K. YAMAMOTO and T. HIRASAWA, 1986, Dynamic breakdown processes and the generating mechanism for high-frequency elastic radiation during stick-slip instabilities, in "Earthquake Source Mechanics", ed. by S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, Geophys. Monograph **37** (Maurice Ewing **6**), American Geophysical Union, 13-24.
- 大中康賢・山本清彦・柴原保人・平澤朋郎, 1983, 地震断層モデルとしての固着-すべりの動的過程, 地震 **2**, **36**, 53-62.
- OHNAKA, M., M. AKATSU, H. MOCHIZUKI, A. ODEDRA, F. TAGASHIRA and Y. YAMAMOTO, 1997a, A constitutive law for the shear failure of rock under lithospheric conditions, in "Earthquake Generation Processes: Environmental Aspects and Physical Modeling", ed. by M. Matsu'ura, C. J. Marone, S. R. McNutt, M. Takeo, I. G. Main and J. B. Rundle, Special Issue of Tectonophysics, **277**, 1-27.
- 大中康賢・A. ODEDRA・望月裕峰, 1997b, 剪断破壊構成法則パラメータの環境要因依存性, 地球惑星科学関連学会合同大会予稿集, E12-12, p. 283.
- OKUBO, P. G. and K. AKI, 1987, Fractal geometry in the San Andreas fault system, J. Geophys. Res., **92**, 345-355.
- OKUBO, P. G. and J. H. DIETERICH, 1986, State variable fault constitutive relations for dynamic slip, in "Earthquake Source Mechanics", ed. by S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, Geophys. Monograph **37** (Maurice Ewing **6**), American Geophysical Union, 25-35.
- PALMER, A. C. and J. R. RICE, 1973, The growth of slip surfaces in the progressive failure of over-

- consolidated clay, *Proc. Roy. Soc. London., A*, **332**, 527-548.
- PAPAGEORGIOU, A. S. and K. AKI, 1983, A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, II. Applications of the model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 953-978.
- POWER, W. L., T. E. TULLIS, S. R. BROWN, G. N. BOITNORT and C. H. SCHOLZ, 1987, Roughness of natural fault surfaces, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 29-32.
- POWER, W. L., T. E. TULLIS and J. D. WEEKS, 1988, Roughness and wear during brittle faulting, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15,268-15,278.
- RABINOWICZ, E., 1965, *Friction and Wear of Materials*, John Wiley & Sons, New York, pp. 1-244.
- RICE, J. R., 1980, The mechanics of earthquake rupture, in "Physics of the Earth's Interior", *Proc. Int. Sch. Phys. Enrico Fermi*, ed. by A. M. Dziewonski, and E. Boschi, North-Holland, Amsterdam, 555-649.
- RICE, J. R., 1993, Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, **98**, 9885-9907.
- RICE, J. R. and Y. BEN-ZION, 1996, Slip complexity in earthquake fault models, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **93**, 3811-3818.
- RICE, J. R. and A. L. RUINA, 1983, Stability of steady frictional slipping, *J. Appl. Mech., Transactions of the ASME*, **50**, 343-349.
- RICE, J. R. and S. T. TSE, 1986, Dynamic motion of a single degree of freedom system following a rate and state dependent friction law, *J. Geophys. Res.*, **91**, 521-530.
- ROSCOE, K. H., 1970, The influence of strains in soil mechanics, 10th Rankine Lecture, *Geotechnique*, **20**, 129-170.
- RUINA, A., 1983, Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10,359-10,370.
- RUINA, A. L., 1985, Constitutive relations for frictional slip, in "Mechanics of Geomaterials", ed. by Z. Bazant, John Wiley & Sons, New York, 169-188.
- SCHOLZ, C. H. and C. A. AVILES, 1986, The fractal geometry of faults and faulting, in "Earthquake Source Mechanics", ed. by S. Das, J. Boatwright and C. H. Scholz, *Geophys. Monograph* **37** (Maurice Ewing **6**), American Geophysical Union, 147-155.
- SHIBAZAKI, B. and M. MATSU'URA, 1998, Transition process from nucleation to high-speed rupture propagation: scaling from stick-slip experiments to natural earthquakes, *Geophys. J. Int.*, **132**, 14-30.
- STESKY, R. M., 1975, The mechanical behavior of faulted rock at high temperature and pressure, Ph. D. thesis, MIT, Cambridge.
- STESKY, R. M., 1978, Mechanisms of high temperature frictional sliding in Westerly granite, *Can. J. Earth Sci.*, **15**, 361-375.
- STESKY, R. M., W. F. BRACE, D. K. RILEY and P.-Y. F. BOBIN, 1974, Friction in faulted rock at high temperature and pressure, *Tectonophysics*, **23**, 177-203.
- STUART, W. D. and T. E. TULLIS, 1995, Fault model for preseismic deformation at Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, **100**, 24,079-24,099.
- TSE, S. T. and J. R. RICE, 1986, Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9452-9472.
- TULLIS, T. E., 1996, Rock friction and its implications for earthquake prediction examined via models of Parkfield earthquakes, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **93**, 3803-3810.
- UMEDA, Y., 1990, High-amplitude seismic waves radiated from the bright spot of an earthquake, *Tectonophysics*, **175**, 81-92.
- UMEDA, Y., 1992, The bright spot of an earthquake, in "Earthquake Source Physics and Earthquake Precursors", ed. by T. Mikumo, K. Aki, M. Ohnaka, L. J. Ruff and P. K. P. Spudich, Special Issue of *Tectonophysics*, **211**, 13-22.
- WONG, T.-F., 1982, Shear fracture energy of Westerly granite from post-failure behavior, *J. Geophys. Res.*, **87**, 990-1000.
- YAMASHITA, T., 1993, Application of fracture mechanics to the simulation of seismicity and recurrence of characteristic earthquakes on a fault, *J. Geophys. Res.*, **98**, 12,019-12,032.