

拡張したグリフィス理論による断層モデルについて

小出 仁* 星野一男** 井波和夫***

Fault Models Based on an Extended Griffith's Theory

Hitoshi KOIDE, Kazuo HOSHINO and Kazuo INAMI

Abstract

In the classical friction model, the critical shear stress on fault should increase proportionally with normal compressive stress. Thus, faults cannot develop under high lithostatic pressure unless abnormally high pore pressures exist within the space between fault planes. In the Griffith's crack model, fault is assumed as a thin elliptic pore or a penny-shaped pore. The large and thin penny-shaped pore cannot stably exist under high effective pressures. In the modified Griffith's crack model, when a crack is closed by compressive stress, effect of friction at the closed interfaces becomes significant. Under such a condition, the modified Griffith's crack model is essentially same as the friction model. As crack surfaces are generally uneven, a row of gaps must remain along the closed surfaces of crack. The gaps along the closed surfaces of crack can be treated as separate Griffith's cracks of varying shape ratios. The chained Griffith's crack model gives the similar criterion as the friction model. As the strength and ductility of a rock hardly change under the same effective stress, it is suggested that stress concentrations around Griffith's cracks control the mode of failure.

The Griffith's cracks may be the case for clean brittle cracks in shallow parts of the crust. However, fault movements in the deep crust cannot be explained with the Griffith's cracks. The inclusion model is proposed here for the faults accompanied by brecciated zones or gouges. The fault is assumed as a penny-shaped inclusion instead of Griffith's crack. The penny-shaped inclusion can stably exist under high lithostatic pressures. The inclusion model can explain movements of faults in deep parts of the crust. The plastic inclusion model is applicable for the faults accompanied by plastic fault zones. The deformability of a fault zone is largely determined by the density of microfractures in the fault zone. The concentration of microfractures into the fault zone will precede large earthquakes.

1. はじめに

地震は断層の活動によっておこると考えられている。地震の予知をするためには断層がどのような条件で活動するのか、多数の断層のうちどの断層が活動する可能性があるのかを知る必要がある。しかし、断層の力学的特性についてはわからないことが多い。

断層の性質や断層による影響を定量的に議論する場合、断層を数学的に取りあつかえるモデルを作る必要がある。断層はきわめて複雑なので、断層を完全に記述できるような数学的モデルを作ることは不可能である。数

学的にできるだけ簡単でしかも真実に近いモデルをつくらなければならない。

断層の数学的モデルとしては、マサツ・モデルとディスロケーション・モデルが一般に用いられている。ディスロケーション・モデル（くいちがい弾性論による断層モデル）は地震関係でよく用いられるが、断層自体の性質を直接とりあげるよりも、断層からややはなれた地点での変位から間接的に断層の影響を論じる（STEKETEE, 1958; KASAHARA, 1958; MARUYAMA, 1969）。この論文では断層の変形・破壊特性によるモデル化を試み、ディスロケーション・モデルはとりあげない。しかし、ディスロケーション・モデルはここでとりあげられるモデルと

* 鉱床部 **燃料部 ***物理探査部

必ずしも矛盾しない。

断層の破壊特性によるモデルとしては、マサツ・モデルがもっとも古くから用いられている (MCKINSTRY, 1953; HUBBERT and RUBEY, 1959 年)。しかし、マサツ・モデルは必ずしも常に有効であるとは考えられない。この論文ではマサツ・モデルの問題点を示し、さらに新しい断層モデルとして、グリフィス理論を拡張したモデルを提案する。

2. マサツによる断層モデル

2つの固体のブロックが、一つ面で接触してすべりあうとき、両者の間に夾雑物がなければ次のマサツの法則がなり立つ。

$$\tau = \mu\sigma \dots\dots\dots(1)$$

ここで τ は接触面にそう限界ずり応力 (剪断応力), σ は接触面に垂直な圧縮応力である。今、接触面を断層面とすれば、上式が断層に適用できることが予想される。しかし、上式は接触面に潤滑剤になるような夾雑物がない時にだけなり立つので、断層面が完全な鏡肌になっている時のみ適用できる。すなわち断層面を一つの

平面と考えているので第 1 図のように断面図をかくと直線で表わせる。

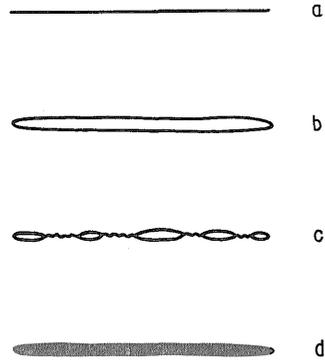


Fig. 1. Schematic diagram of fault models.

a : friction model, b : Griffith's crack model. The inside of a spheroidal or ellipsoidal crack is empty except for liquids which can flow out through narrow passages and which are kept at a constant pore pressure in spite of shrinkage of the crack. c : chained Griffith's cracks model. Every variety of Griffith's cracks are contained in a fault zone. d: inclusion model. The spheroidal or ellipsoidal shape of fault zone consists of brecciated rocks or gouge.

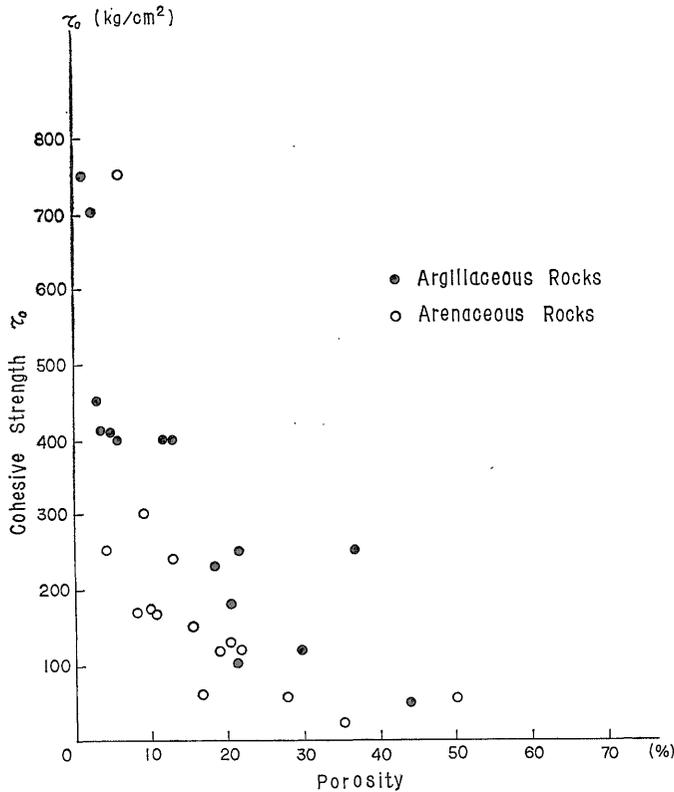


Fig. 2. Cohesive strength (τ_0) versus porosity (ϕ) of Tertiary sedimentary rocks.

HUBBERT and RUBEY (1959) はマサツ・モデルに有効圧の考えをくみあわせて低角衡上断層を説明した。すなわち、

$$\tau = \mu(\sigma - p) = \mu(1 - \lambda)\sigma \dots\dots\dots(2)$$

ここで、 p は間げき流体圧、 $\lambda = p/\sigma$ である。

マサツ法則で有名なクーロンの元来の実験式は粘着力 τ_0 を含んでいた (曾田, 1971)。

$$\tau = \tau_0 + \mu\sigma \dots\dots\dots(3)$$

通常、マサツ法則では粘着力は無視されているが、Hsü (1969) によれば、断層面における粘着力は無視できない。Hsü によれば断層面における粘着力が健全な岩石の粘着力より小さいことが衡上断層の活動の原因である。実際、実験によれば孔げき率の大きい岩石の粘着力は、孔げき率の小さい岩石の粘着力より小さい(第2図)。しかし、この機構は後述のように他のモデルによっても説明できる。

マサツ・モデルによれば、地下深部になると断層はき

わめて活動しにくくなる。

マサツ・モデルでは、圧縮応力が増加すれば、断層の剪断強度 τ は直線的に増大するためである。比較的低下の、すなわち地表近くで、ぜい性的な割れ目についてはマサツ・モデルは有効である (BYERLEE, 1967)。しかしマサツについての実験でも、低下下では圧力の増加に伴い剪断強度は直線的に増加するが、高圧になるとマサツ係数が低下する (IWASAKI, 1970)。また、通常のマサツの実験では、岩石を2つにあらかじめ切断し、みがいた切断面にそって岩石をすべらせてマサツ係数を測定する。しかし、マサツは接触面の状態にきわめて大きく左右される。もし接触面に潤滑剤になるような物質がはさまれているとマサツ係数は大幅に低下する。接触面に破碎された岩石がはさまっていると、付着—すべり現象 (stick-slip) がおこりにくいことが示されている (BYERLEE and BRACE, 1969; SCHOLZ, MOLNAR and JOHNSON, 1972)。実際の地下の断層では、断層面がきれいな平面になって

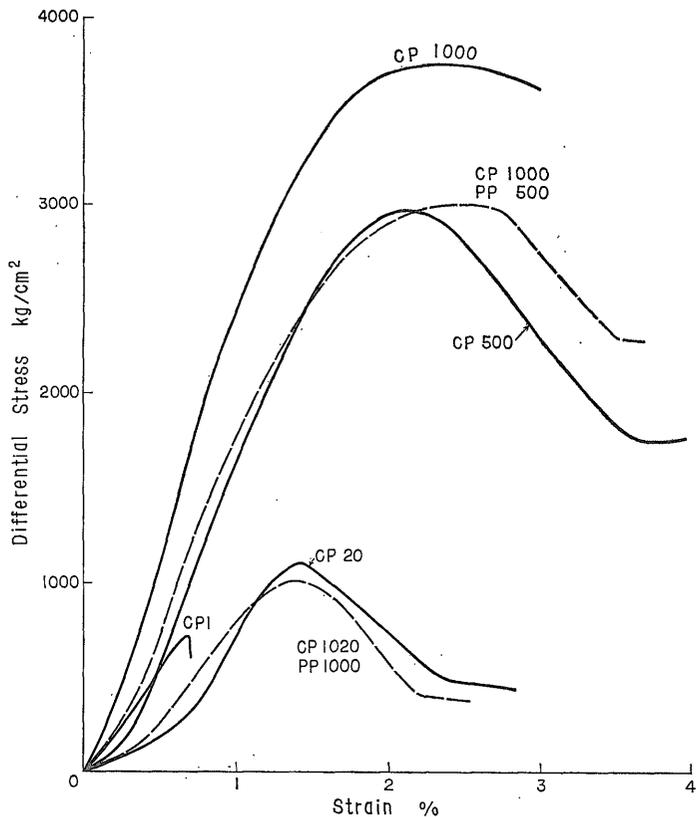


Fig. 3. Effect of pore pressures on stress-strain curves for Maze sandstone (Northern Kyushu). Solid lines: Day rocks were deformed under confining pressures. Pore pressures were not applied. Broken lines: Rocks were deformed under the control of confining pressures and pore pressures. "cp" denotes confining pressure (kg/cm²). "pp" denotes pore pressure (kg/cm²). The medium of pore pressure was kerosene. Stress-strain curves are almost similar under the same effective stress.

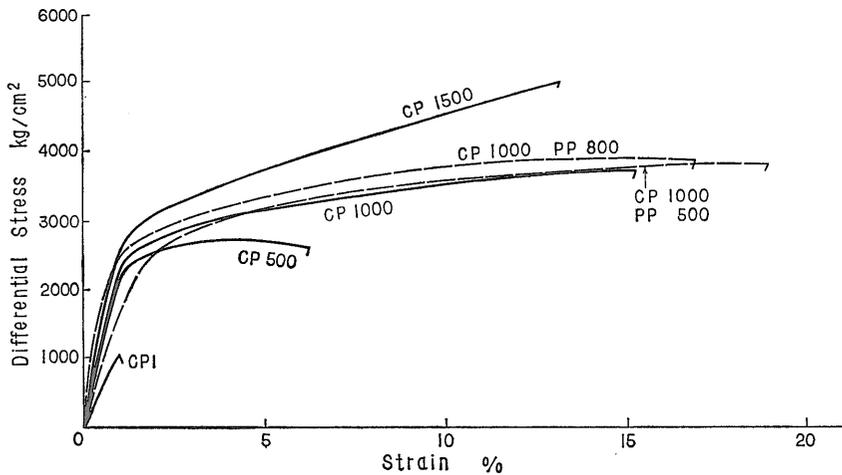


Fig. 4. Effect of pore pressures on stress-strain curves of Felsberg limestone (Switzerland).
Symbols and conditions for experiments are same with Fig. 3.

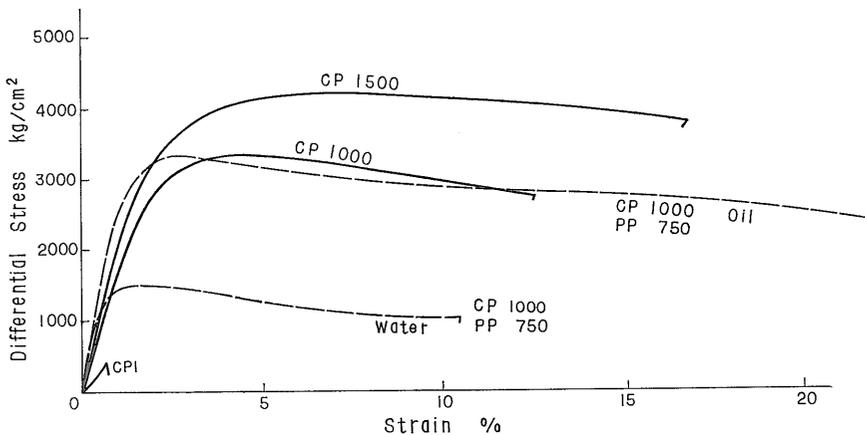


Fig. 5. Effect of pore pressures on stress-strain curves of molasse sandstone (Switzerland).
Strength of Molasse sandstone was hardly affected when kerosene was used as a medium of pore pressure ("oil" in the figure). However, strength was much reduced when water was used as a medium of pore pressure ("water" in the figure).

いることはまれであって、破碎された岩石や粘土が断層に伴って存在することが多い。CARLISKE (1964) は衡上断層面に粘土のような潤滑剤がはさまっているために、断層面間の接触面積が小さくなり、断層のマサツ係数が小さくなると考えた。しかし、断層境界が粘土帯からなるような場合は、マサツの考えは不適當と思われる。

高い圧縮応力のもとでも断層が活動することをマサツ・モデルによって説明するために、HUBBERT and RUBEY (1959) は異常間げき水圧の考えを提案した。異常間げき水圧は不透水性の堆積岩が急速に圧密されたために、内部の間げき水圧が異常に高くなる現象である。不透水性で孔げき率が大きくて、水を多量に含んでおり、しかも

ダイラタンシーによる硬化がはたりにくい泥質岩層に衡上断層が生じる (ROBERTS, 1972)。この考えはたしかに、一部の衡上断層を説明することができるだろう。しかし、断層すべてに適用できるとは考えられない。断層は必ずしも特定の岩相にかぎられないし、普遍的に存在するので、特殊な条件では説明できない。

第3図～第5図に間げき流体圧についての実験の結果を示す。間げき流体としては、1例を除いてすべて灯油を圧力媒体として用いた。岩質や流体によってきわめて大きな差があることがわかる。間瀬砂岩のような流体の浸透性のよい岩石は、有効応力の考え方がよく適合する (第3図)。しかし、Felsberg 石灰岩 (スイス) では間げ

き圧の影響がほとんどない(第4図)。Felsbery 石灰岩は1000気圧ではかなり延性的であり、浸透性が悪いためであろう。molasse 砂岩(スイス)の実験結果では、灯油の場合には間げき圧の影響が小さいにもかかわらず、水の場合は間げき圧の影響が大きい(第5図)。流体の性質が間げき圧の影響にかかわりがあることを示している。灯油の方が水より岩石中への浸透性が悪いとは考えられない。molasse 砂岩のような岩石では粒界等の粘土質の膠結物の水による弱化が関係しているのではないかと考えられる。

実験では流体の浸透性の悪い岩石は、間げき圧の影響を受けにくい。異常間げき水圧がおこる条件としては浸透性が悪い必要がある。しかし、地質的な造構造運動の時間は長いので、どんなに浸透性が悪くても、異常な圧力はしだいに低下するだろう。異常間げき水圧が低下すれば、化学的な弱化を考えないかぎり、通常の間げき圧による影響は浸透性のよい岩石の方が大きいであろう。

マサツ・モデルでは、間げき流体圧による強度の低下は必ずしも物理的に明白ではない。間げき圧の力学的作用による強度の低下は後述のグリフィス・クラック・モデルの方が合理的に説明できる。

3. グリフィス・クラックによる断層モデル

マサツ・モデルは断層の活動の機構を説明するというよりも、実験式のようなものである。マサツ現象は接触面における両盤の部分的な凝着とその凝着部の剪断破壊で説明される。したがって、破壊の機構が説明されなければ、本当の意味の断層の活動の説明にはならない。

岩石のようなぜい性材料の破壊機構をもっともよく説明できる理論は、グリフィス理論である。そこでグリフィス理論による断層モデルを考えてみよう。

岩石中の割れ目をグリフィス・クラックとして取りあつかえたとすれば(第1図)、グリフィス・クラックをきわめて扁平な回転だ円体型(ペニー型)空げきとして、断層をすべらせるために必要な限界ずり(剪断)応力は(Koide, 1972),

$$\tau = \frac{(2-\nu)\pi T_m}{4s} \sqrt{1 + \frac{4s}{\pi T_m} \sigma} = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(2-\nu)\sigma}{\tau_0}} \dots\dots\dots(5)$$

ここで、 s はクラックの長軸対短軸の比(形状係数)、 π は円周率、 ν は割れ目の周囲の岩石のポアソン比、 T_m は割れ目の周囲の岩石の理想引張り強度、 τ_0 は圧縮応力が0のときの限界ずり応力(粘着力)である。(5)式が本来のグリフィス理論から考えられる断層モデルの式である。しかし、地下ではあまり大きな薄い回転だ円体型空

げきが安定に存在することは考えにくい。地下において圧縮力が加わるとすいグリフィス・クラックはすぐ閉じてしまう。回転だ円体型空げきが閉鎖する圧力は次のようになる。

$$\sigma = \frac{\pi G}{2(1-\nu)s} + p \dots\dots\dots(6)$$

ここで G は割れ目の周囲の岩石の剛性率。間げき流体圧が作用する場合には、流体圧に見合う分だけ高い圧縮力下でも空げきが存在できる。そこで間げき流体圧を考慮した一般的なグリフィス・クラック・モデルによる断層の安定条件は次のようになる。

$$\tau = \frac{(2-\nu)\pi T_m}{4s} \sqrt{1 + \frac{4s}{\pi T_m} (\sigma - p)} = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(2-\nu)(\sigma - p)}{\tau_0}} \dots\dots\dots(7)$$

ただし、この場合 τ_0 は $\sigma - p = 0$ の場合の限界ずり応力(粘着力)である。

間げき流体圧が存在すれば、グリフィス・クラックも間げき圧の分だけ高い圧縮力下で存在できることがわかるが、間げき流体圧は一般に岩圧より小さい。間げき流体圧がなんらかの原因で異常に高い場合を除いて、結局地下である程度の深さになれば、非常に鋭いグリフィス・クラックは閉じてしまう。

圧縮応力下で割れ目が閉じれば、割れ目の両盤が接触する。接触した面でのマサツを考慮すれば、修正グリフィス・クラック・モデルになる(McCLINTOK and WALSH, 1962)。修正グリフィス・クラック・モデルでは、クラックが閉じる前はグリフィス・クラック・モデルと同じで、閉じた後はマサツ・モデルと同じである。したがって、マサツ・モデルの理論的あいまいさと難点をそのまま持っている。

グリフィス理論によってマサツ現象を説明できる(Koide, 1972)。断層面は完全な平面ではなく、多数の凹凸がある。断層の両盤が接触するとき、凸部は非常に大きい圧力で圧着され、凹部は空げきとして残る。ここまでは従来の説と同じである(曾田, 1971)。断層面に残された空げきはグリフィス・クラックとして取り扱うことができる。すなわち断層面にはさまざまな大きさ鋭さをもった断層面に平行なグリフィス・クラックが多数存在する。グリフィス・クラックから破壊が発生して、1つの圧着部が破壊されると、クラックは断層面にそって急速に伝播して全断層面の再活動がおこると考える。断層面にはいくらかでも鋭いクラックが存在するが、鋭い(形状係数 s の大きい)クラックは断層面に対する垂直応力 σ のもとでは閉じる。(6)式より σ のもとで存在しう

るもっとも鋭いグリフィス・クラックがわかる。間げき圧のない場合は(5)式より、間げき圧を考慮すれば、(7)式から、次のような断層面にそうすべりの式がもとめられる。

$$\tau = \frac{(2-\nu)(1-\nu)T_m}{2G} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2G}{T_m(1-\nu)}} \right\} \sigma$$

$$\equiv \mu\sigma \dots\dots\dots(8)$$

あるいは、

$$\tau = \frac{(2-\nu)(1-\nu)T_m}{2G} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2G}{T_m(1-\nu)}} \right\} (\sigma - p)$$

$$\equiv \mu(\sigma - p) \dots\dots\dots(9)$$

このモデルを連鎖グリフィス・クラック・モデルとよぶことにする。(8)、(9)式はマサツ・モデルと同等の意味を持つと考えられる。(8)、(9)式はグリフィス理論によってマサツ現象を説明できることを示している。また、このモデルによれば間げき流体圧の影響を合理的に説明できる。浸透性がよく、化学作用の影響がほとんどない岩石では、有効応力が同一であれば強度のみがほぼ等しいだけでなく、応力-歪曲線の形もきわめてよく似ている(第3図)。また、岩石試料の破壊様式もよく似ている。岩石の破壊をもたらしたクラックの成長の仕方が、クラック先端での応力集中によって制御されていることを示している。なぜなら、クラック付近の応力場はクラック内の流体圧に影響され、先端での応力集中の大きさはほぼ有効圧力に関係しているが、クラック付近以外の応力場は全圧力によってきまり、流体圧の影響は小さい。間げき流体圧の影響はグリフィス・クラック・モデルを支持する証拠になる。

グリフィス・クラック・モデルは高い圧縮応力下ではマサツ・モデルと同じ限界条件式に帰着することがわかった。したがって、論理的にはより精密にはなっただけでも、高圧下における断層の活動を説明することはやはり困難である。

4. 断層のインクルージョン・モデル

これまでのモデルは断層を平面的なクラックと考えている点に問題がある。高圧下では剪断割れ目は一つのクラックではなく小割れ目の集合した変形帯(小出・星野 1967)あるいは ductile fault (DONATH et al., 1971) であることが示されている。したがって、圧縮応力下では断層は必ずしも粘着力を失わない。

粘着力を失っていない断層のモデルとして、インクルージョン・モデルを提唱する。このモデルはグリフィス・クラックモデルの素直な拡張であって、断層帯をうすい回転だ円体型(ペニー型)の周囲の岩石より剛性の小さいインクルージョンとしてあつかう。このように仮定すれば、断層帯の限界条件は(KOIDE, 1972)

$$\tau = \frac{2T_m}{b} \sqrt{1 - \frac{a}{T_m} \sigma} = \tau_0 \sqrt{1 - \frac{2a}{b\tau_0} \sigma} \dots\dots\dots(10)$$

ここで $a = 8 / \left\{ 2\pi/s + 4(1-\nu) \frac{K'}{G} + \frac{16}{3} (1-\nu) \frac{G'}{G} \right\}$,

$b = 8 / \left\{ (2-\nu) \pi/s + 4(1-\nu) \frac{G'}{G} \right\}$ である。

ここで G は周囲の岩石の剛性率、 K' は断層帯の見かけの体積弾性率、 G' は断層帯の見かけの剛性率である。

断層帯にそう造構造的な剪断応力が作用している場合

Fig. 6. Stress field near end of a fault calculated by inclusion model.

It is assumed that $K'/G=0.2$, $G'/G=0.02$ and $\nu=0.3$, where ν , K' and G' denote the Poisson's ratio of surrounding rock, rigidity of surrounding rock, apparent bulk modulus of fault zone and apparent rigidity of fault zone, respectively. The shape of fault zone is an extremely compressed oblate spheroid (penny-shape). The maximum diameter (length) of fault zone is 2000 and the minimum diameter (width) is 20 (Lengths are expressed in values relative to a standard shown in the figures). The tectonical shearing stress is applied along the fault from far away in case of Fig. 6A and B. The stress state is uniform in the place well away from the fault. The principal stresses are $\sigma_1=20$, $\sigma_2=0$, $\sigma_3=-20$. The tensile stress is positive in Fig. 6. Stresses are indicated relatively.

The direction of intermediate stress σ_2 is in the fault plane along which the fault extend most widely, and the directions of the maximum stress σ_1 make an angle of 45° to the fault plane. The stress state in the place well away from the fault is shown in circles in Fig. 6. The stress state in the fault zone is uniform. In case of Fig. 6C and D, the hydrostatic pressure is superposed on the tectonical shearing stress. The principal stresses are $\sigma_1=-200$, $\sigma_2=-250$, $\sigma_3=-300$ uniformly in the place well away from the fault. The directions of principal stresses are same as the case of Fig. 6A and B. Contours of equivalent maximum stress are shown in Fig. 6A and B. Contours of equivalent maximum stress are shown in Fig. 6A and in Fig 6C. The maximum value of the local tensile stress concentration in Fig. 6C is similar to the maximum value in Fig. 6A.

As new tensile fractures take places in area of the highest tensile stress, the initiation of tensile fractures near end of fault occurs in similar way between the cases of Fig. 6A and of Fig. 6C. It is expected, however, that the tensile fracture extends less far in the case of Fig. 6C than in the case of Fig. 6A, because contours of tensile stress extend wider in Fig. 6A than Fig. 6C.

Short lines in Fig. 6A and Fig. 6C show the direction of local minimum stress. Induced tensile fractures tend to be parallel to the short lines, but the short lines do not necessarily indicate the sites for tensile fractures. Contours of maximum shearing stress in Fig. 6A and D suggest that the shear zone may extend near the extension of fault zone.

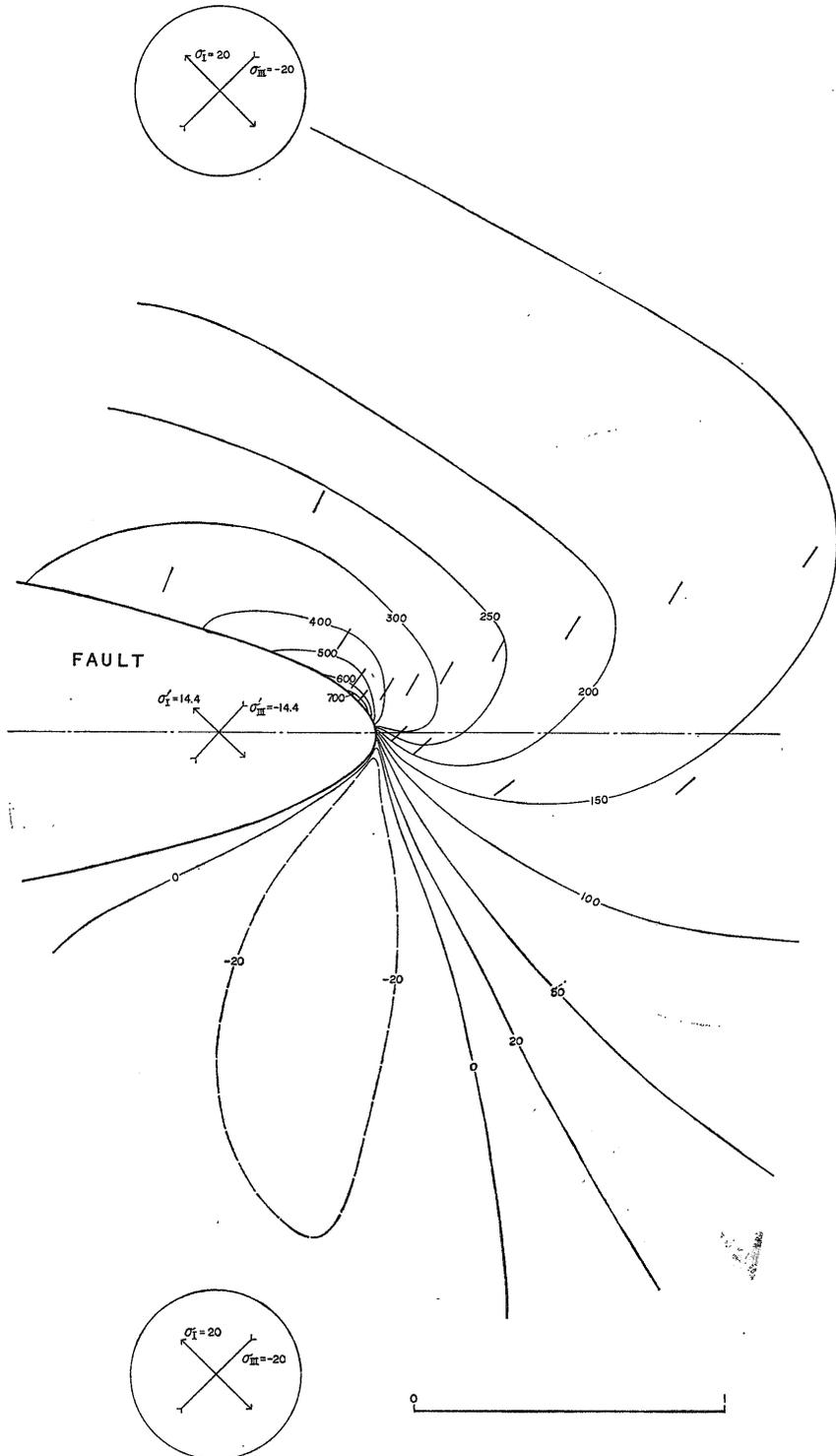


Fig. 6A. Contours of equivalent maximum stress.

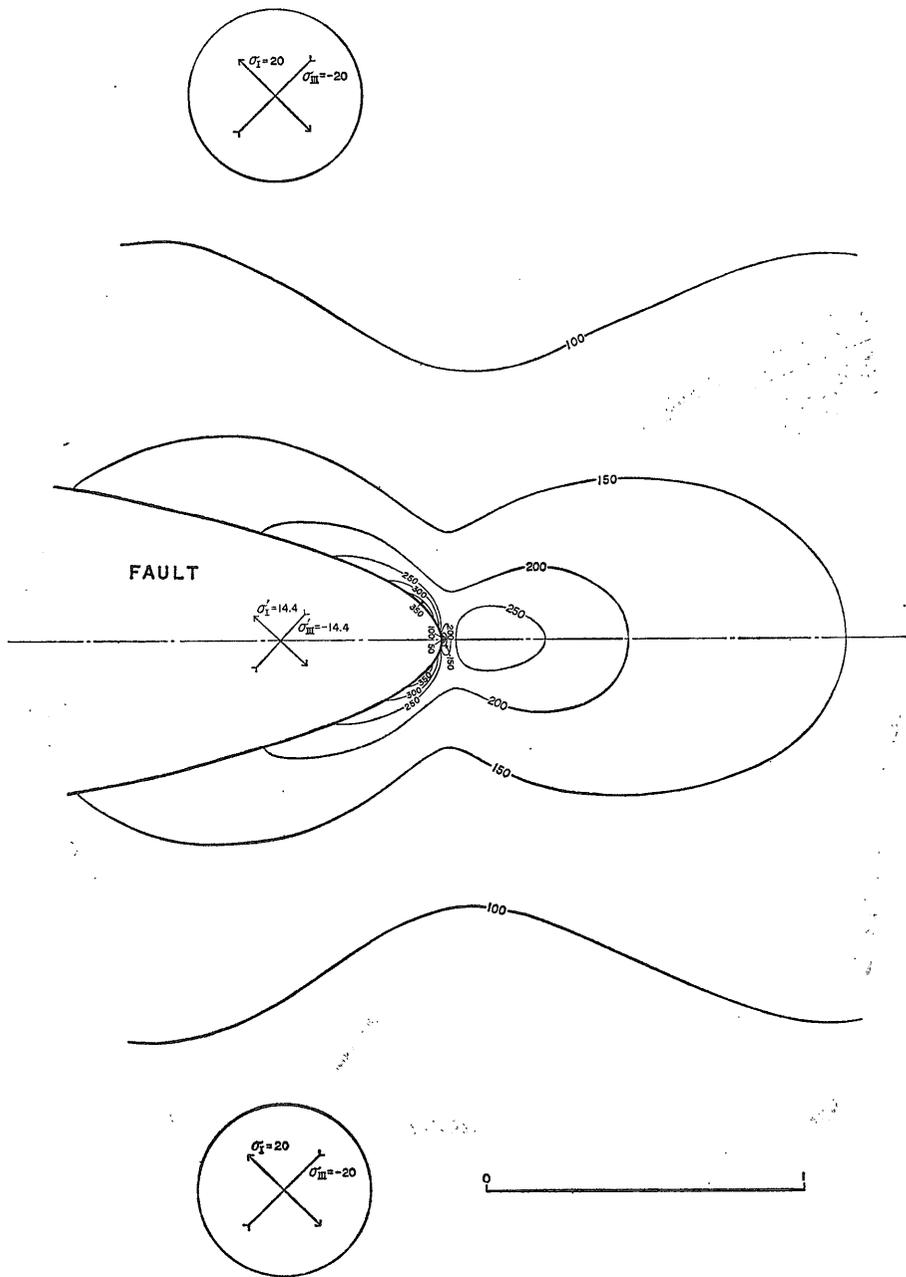


Fig. 6B. Contours of equivalent shearing stress.

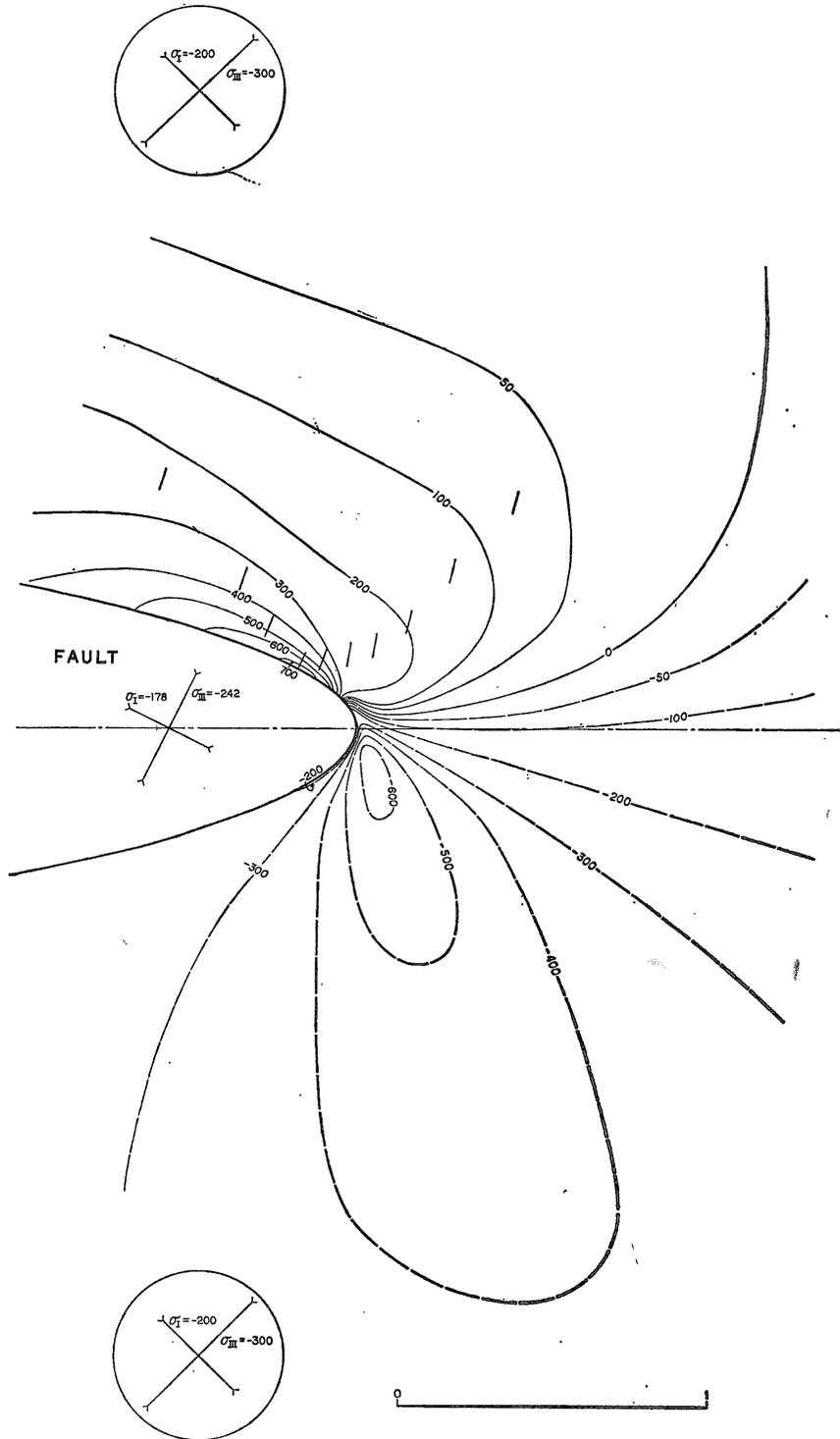


Fig. 6C. Contours of equivalent maximum stress.

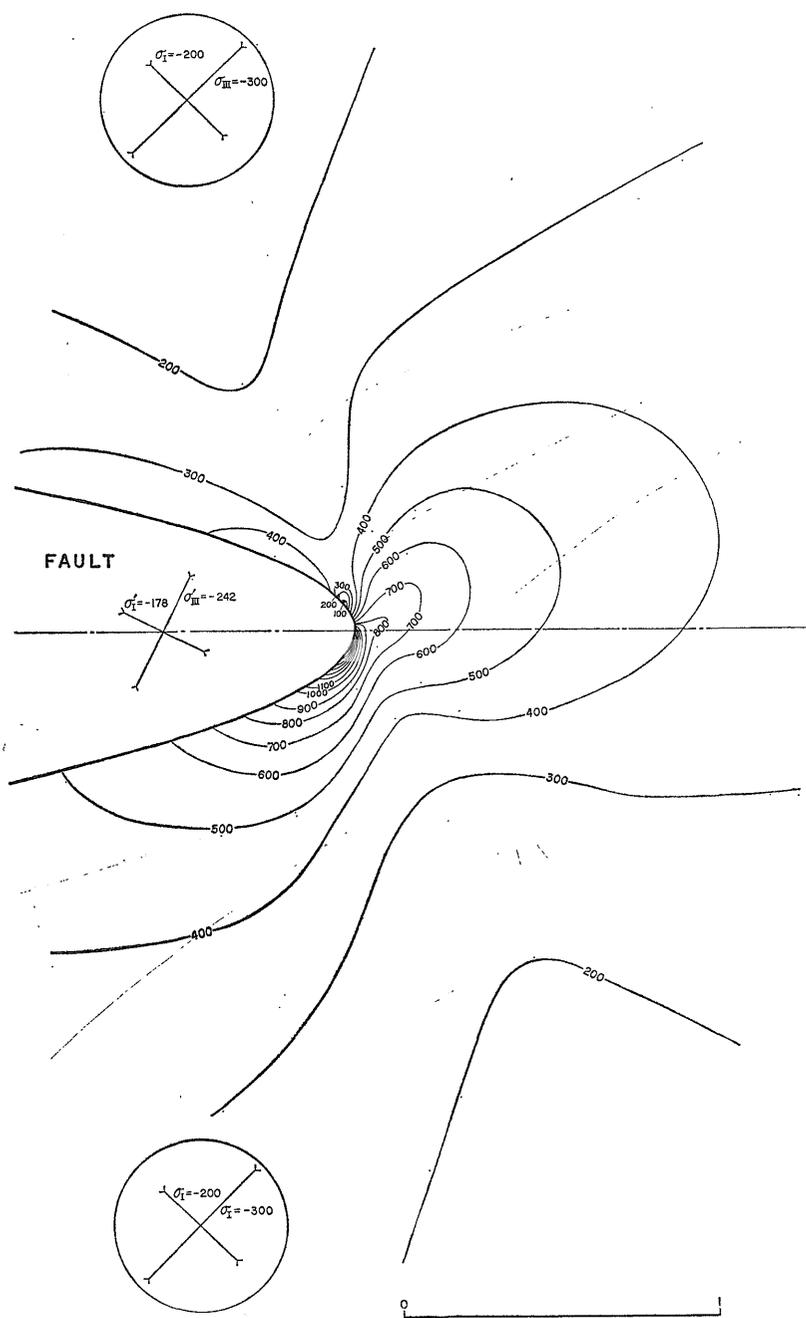


Fig. 6D. Contours of equivalent shearing stress.

の断層帯先端付近のインクルージョン・モデルによる応力場を示す (第 6 図). インクルージョン・モデルによる応力集中場は, グリフィス・クラック・モデルによる応力集中場とよく似ているが, 応力集中の大きさは異なる. インクルージョン・モデルでは, 断層面に対する垂

直応力は応力集中の大きさへの影響が小さい. 割れ目の発生は応力集中の大きさに関係するので, 圧縮応力が大きくなっても, 断層をすべらせるために必要な剪断応力はあまり大きくならない. そのため, 圧縮応力が小さい場合にはグリフィス・クラック・モデルの方が断層がす

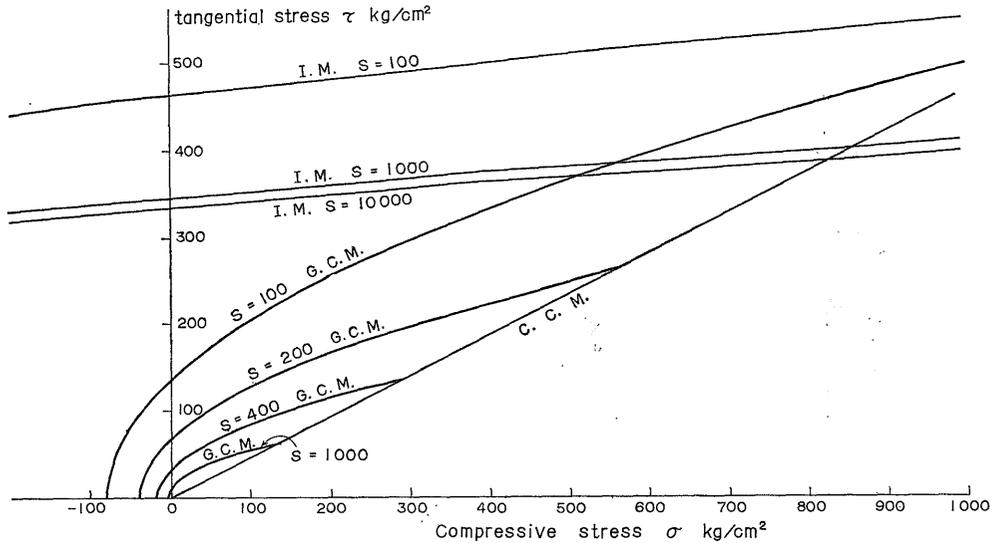


Fig. 7. Criteria for cataclysmic sliding of fault.

The macroscopically uniform stress state is assumed in the place well away from the fault. If the macroscopic shearing stress (τ) along the plane parallel to a fault is larger than the critical one under a certain macroscopic compressive stress (σ) normal to the fault, new fractures may be formed near end of the fault because of tensile stress concentration. The formation of new fractures near end of a fault may cause cataclysmic sliding of the fault. Assuming penny-shaped Griffith's crack model (G.C.M.), the larger shape ratio (s) of fault (ratio of length to width) is, the lower shearing stress may enlarge fault. The opening of fault, however, will be closed under the compressive stress which is obtained from the intersection of criteria G.C.M. and C.C.M. line. The C.C.M. line is the criterion for chained Griffith's cracks model. Under high compressive stress, critical shearing stress is lower in case of inclusion model (I.M.) than in case of Griffith's crack model or chained Griffith's cracks model. It is assumed that the Poisson's ratio of surrounding rock mass $\nu=0.3$, rigidity of surrounding rock mass $G = 5 \times 10^4 \text{ kg/cm}^2$, practical tensile strength of rock mass $T_m = 10^4 \text{ kg/cm}^2$, apparent bulk modulus of fault zone $K = 4 \times 10^4 \text{ kg/cm}^2$, and apparent rigidity of fault zone $G = 2.3 \times 10^8 \text{ kg/cm}^2$.

べりやすいが、高圧下ではインクルージョン・モデルの方が活動しやすくなる (第7図)。

(10)式は断層帯を見かけ上弾性的として扱っている。しかし、断層帯は破碎された岩石や粘土からなるので、断層帯は塑性的と考えた方がよく適合すると思われる (塑性インクルージョン・モデル)。降伏応力を τ'_{pl} とおけば、断層の限界条件は、

$$\tau = \tau'_{pl} + \frac{(2-\nu)\pi T_m}{4s} \sqrt{1 + \frac{a}{T_m} \sigma} \dots\dots\dots (11)$$

断層が大きいと形状係数 s はきわめて大きいので、断層の限界条件はほぼ断層帯の降伏応力 τ'_{pl} できまる。降伏応力以上では粘性の影響があるからここではきわめて長期間の場合のみを問題とし、粘性の影響は無視する。

断層帯の降伏応力がクーロン・ナビエ条件に従うとすれば、(11)式はほぼ粘着力を考慮したマサツ・モデルと同等になる。しかし、一般には破碎された弱い岩石は高圧下では圧縮応力の影響が小さい (HOSHINO et al., 1972)。いいかえると、圧縮応力が大きくなるとモールの限界曲線が水平に近くなって来る。断層帯の破碎された岩石が潤滑剤の役割をする。したがって、第7図で示されたインクルージョン・モデルよりもずっと低い剪断応

力で断層が活動する。

断層帯の破碎された岩石の降伏応力を見積ることはきわめて困難である。断層帯の破碎度は断層帯ごとに全く異なる。また、断層帯全体としての性質は、元々の岩石自体の性質より、破碎度すなわちクラックによって定まる。断層中で変形が進むと割れ目の密度が増加する (小出・星野, 1967; HOSHINO and KOIDE, 1970)。また、微小破壊に伴い体積が増加する (ダイラタンシー) ことが知られている。ダイラタンシーは割れ目の密度の増加のために孔げき率が増したことを示す。孔げき率と岩石の強度との関係は実験的にもとめられている (HOSHINO et al., 1972)。砂質岩では孔げき率を $\phi\%$ とすれば周圧 500 kg/cm^2 で $\tau_{pl} = +1800 \log\left(\frac{49}{\phi}\right)$, 1500 kg/cm^2 で $\tau_{pl} = +2200 \log\left(\frac{54}{\phi}\right)$, という関係がある (第8図)。たとえば周圧 500 kg/cm^2 では剪断強度は孔げき率 5% の岩石では約 1600 kg/cm^2 に対し孔げき率 30% の岩石では約 270 kg/cm^2 で、およそ $1/6$ の強度である。周圧 1500 kg/cm^2 では孔げき率 5% の岩石は約 2550 kg/cm^2 に対し、孔げき率 30% の岩石は約 650 kg/cm^2 で約 $1/4$ の強度である。断層帯中の破碎された岩石の割れ目の密度あるいは孔げ

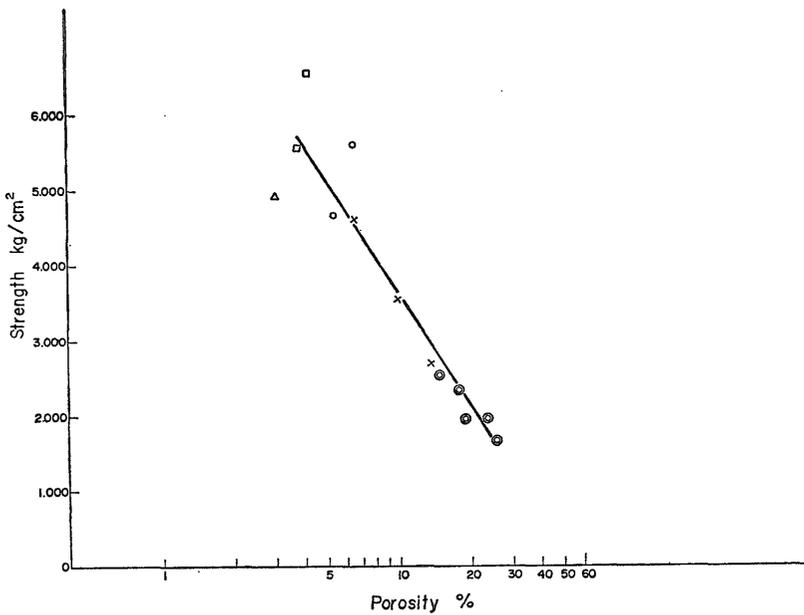
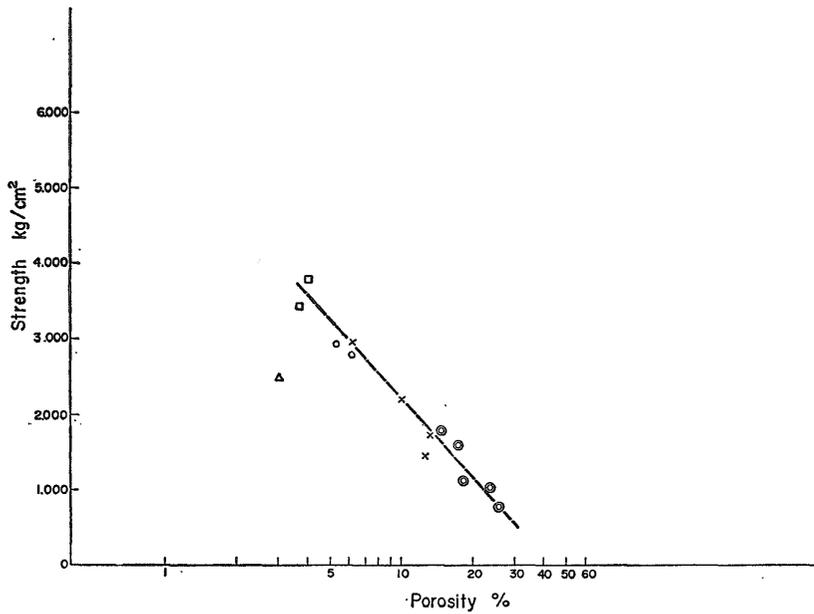


Fig. 8. Strength versus porosity of Tertiary sandstones (HOSHINO et al., 1972).
The abscissa is on a log scale. (A): Under confining pressure of 500 kg/cm². (B): 1500 kg/cm².

き率が、断層の活動度の指標になると思われる。

塑性インクルージョン・モデルでは水は断層帯の岩石の降伏応力を低下させるためと、破碎された岩石中に入りこんで体積を増加させるために、断層を活動しやすくする。ダイラタンシーによる間げき流体圧の低下による硬化は、塑性インクルージョン・モデルでもおこる。しかし、塑性インクルージョン・モデルでは間げき流体圧は主原因ではなく、必ずしも周囲の岩石中よりずっと間げき流体圧が高い異常間げき流体圧を考えなくてもよい。ダイラタンシー硬化がおきて、一時的に断層の活動が停止しても、流体が周囲から流入すれば、また間げき流体圧が上昇して、断層が活動しうる状態になる。

断層の活動は、断層破碎帯内部で再破壊する場合と、断層帯が拡大する場合とが考えられる。大地震が同じ場所にくりかえしておこり、大きな地震の震源が、互いに重ならず、しかも全体として線状にならんでいるといわれている。大規模な断層破碎帯中に動きやすい部分と比較的動きにくいロックされた部分とが生じ、ロックされた部分が再破壊する過程で大きな地震がおこると考えられる。

断層帯モデルによれば、既存の断層帯以外でもせい弱なあるいはとくに延性的な岩層があると断層帯と同様な役割ををすると思われる。

断層のずれによって解放されるエネルギーを塑性インクルージョン・モデルによって見積ってみる。断層帯の内部が降伏応力 τ_{pl} (kg/cm^2) に達した時に断層帯内部に破壊がおこり、 $\Delta\tau$ (kg/cm^2) だけ応力が低下したとする。この時、周辺の岩石から断層帯内部に向かってなされる仕事 W (エルグ) は、断層の長さを L (cm) とし、回転だ円体型の塑性インクルージョンモデルによれば、

$$W = \frac{2}{3} \frac{(1-\nu)}{(2-\nu)} \frac{\Delta\tau}{G} \left(\tau_{pl} - \frac{\Delta\tau}{2} \right) L^3 \times 10^6 \dots\dots\dots (12)$$

外側からなされた仕事は、熱あるいは地震波として解放される。 τ_{pl} を数 $100 \text{ kg}/\text{cm}^2$ とし、 $\Delta\tau$ をその10%~数10%とする (SCHOLZ et al., 1972)。剛性率 G は $10^5 \text{ kg}/\text{cm}^2$ のオーダーであるから、 $W = 10^4 \times L^3$ エルグ程度になる。解放されたエネルギーのうちどの程度が地震波として放出されるかわからない。実際は数%からたかだか数10%程度が地震波として放出されるにすぎないとすれば、長さ L cm の断層から1回に放出される地震エネルギーは $10^{2-3} \times L^3$ エルグ程度であり、観測データによる見積りと比較的良好 (大塚, 1965)。

インクルージョン・モデルでは、断層破碎帯の力学特性によって断層の性質がきまる。断層帯の破碎程度が進むと断層はすべりやすくなる。しかし、破碎が進むと応

力降下は小さくなる (BYERLEE and BRACE, 1969, et al., 1972) ので、地震波として1回に放出されるエネルギーはむしろ小さくなる。

この原稿をほぼ書き終った時に、SCHOLZ, SYKES, AGGARWAL による地震予知に関する論文 (1973) を見ることができた。地震予知に用いることができる前兆現象には短期の現象と長期の現象がある。短期の前兆現象は地震の数時間からせいぜい数日前に起こる。

SCHOLZ らによれば、地震より数カ月から数年先立って現われる長期の前兆現象の多くはダイラタンシーに関係している。ダイラタンシーは微小割れ目が岩石中に多数発生するために起こる。インクルージョン・モデルを適用すると、変形の集中する断層帯内部と応力の集中する断層先端部に微小割れ目が集中して発生すると考えられる。実験によっても、微小割れ目は帯状のゾーンに集中し、微小割れ目の集中したゾーンに大きい割れ目が形成されることが確かめられる (小出・星野, 1967; KOIDE, H., 1971)。したがって、ダイラタンシー現象は断層破碎帯に集中して起こる。微小割れ目が (すなわち微小地震が) 広い範囲に一樣に低い密度で起こる場合は大きい破壊 (大きな地震) が起こる可能性は少ない。帯状のゾーンに微小割れ目が集中して起こる場合には、大きな地震が発生する危険が大きい。地震の前兆現象としては、微小割れ目の発生の時間的分布よりむしろ空間的分布が重要である。微小割れ目の発生がごくせまいゾーンの中で起こるとすれば、微小割れ目の発生を遠くから検出することは困難である。微小割れ目の発生によって起こる地震はごく小規模であるので、震源のごく近くでなければ検出できない。微小割れ目が発生するゾーンはせまいので、ダイラタンシーによっておこる地かく変動の影響はごくかぎられた範囲でしか起こらないだろう。間げき圧が割れ目の発生のために低下しても、間げき流体は速やかに流入するので、間げき圧の低下はごく小さいと思われる。したがって、大きな地震を起こす可能性のある断層を予測し、その断層のごく近くないし延長上で、微小地震の発生・地かく変動・間げき水圧・岩盤応力・水質・電気抵抗・磁気等の変化を測定して、断層の動きや微小割れ目の増加を監視する必要がある。断層破碎帯を多く通過する経路上と、その経路に近くて断層破碎帯を通過しない経路上とで弾性波速度の変化を測定し、微小割れ目発生の影響と他の影響とを区別できるようにする必要がある。

5. 結 論

断層のモデルについては、HUBBERT and RUBENY (1959)

のすでに古典的となった研究をはじめ多数の論文がある。しかし、断層の性質についてはまだわからないことが多い。この論文では、拡張したグリフィス理論による断層モデルを従来のマサツ・モデルと比較した。

従来、断層のモデルとしてはマサツ・モデルが古くから用いられている。しかし、異常間げき流体圧を考えないと、地下深部での断層の活動を説明できない点に難点がある。

グリフィス・クラック・モデルは、地下深部では大きな扁平な円状空げきが存在しにくいので、大きな断層には適用しにくい。地下深部での割れ目の圧着を考えると修正グリフィス・クラック・モデルになるが、このモデルはグリフィス・クラック・モデルとマサツ・モデルを単に継ぎ合わせたものである。割れ目が圧着しても接触面で完全に圧着しないで、多数の空げきが残っているとすれば、連鎖グリフィス・クラック・モデルとなる。連鎖グリフィス・クラック・モデルの限界条件はマサツ・モデルと同等である。実験によれば、有効圧が同じであれば強度だけでなく、破壊様式も同じである。グリフィス・クラックの成長への間げき流体圧の効果が破壊様式を決定している。グリフィス・クラックによる断層モデルは地下浅所のぜい性的な断層の挙動をよく説明できるが、地下深部での断層の挙動を説明することはやはり困難である。

断層が平均ではなく、ある幅をもった破碎帯になっている場合には、インクルージョン・モデルを用いる必要がある。インクルージョン・モデルはグリフィス・クラックのかわりにペニー型のインクルージョンによる応力集中から割れ目が生じるものとしたもので、グリフィス理論の拡張といえる。破碎帯の岩石が実際に塑性的であると考えると塑性インクルージョン・モデルになる。断層破碎帯全体としての見かけの降伏応力は破碎帯の割れ目密度と関係がある。インクルージョン・モデルは地下深部での断層の活動を説明できる。

ぜい弱なあるいは特に延性的な岩層は断層帯と同様な効果をもつと考えられる。

グリフィス・クラック・モデル、連鎖グリフィス・クラック・モデル、インクルージョン・モデル、塑性インクルージョン・モデルは破壊についてのグリフィス理論の拡張である。断層の大きさや形状の他に断層帯の変形・破壊特性・特に割れ目の入り方が断層の挙動すなわち動きやすさを決定する。断層帯の、いかえれば破碎された岩石の、変質・破壊特性を研究することが、断層の性質や地震の起こる可能性を知る手がかりになると思われる。しかし、断層のまわりの応力場や変位場、あるいは

は破碎された岩石の変形・破壊特性に関して、今後さらにくわしい研究をする必要がある。

参考文献

- BYERLEE, J. D. (1967): Frictional Characteristics of Granite under High Confining Pressure. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 72, p. 3639-3648.
- and BRACE, W. F. (1969): High-Pressure Mechanical Instability in Rocks. *Science*, vol. 164, p. 713-715.
- CARLISLE, D. (1964): Sliding Friction and Overthrust Faulting. *Jour. Geol.*, vol. 72, p. 271-292.
- DONATH, F. A., FAILL, R. T. and TOBIN, D. G. (1971): Deformational Mode Fields in Experimentally Deformed Rocks. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, vol. 82, p. 1441-1462.
- HOSHINO, K. and KOIDE, H. (1970): Process of Deformation of the Sedimentary Rocks. *Proc. 2nd Cong. Inter. Soc. Rock Mech.*, 2-13.
- , ———, INAMI, K., IWAMURA, S. and MITSUI, S. (1972): *Mechanical Properties of Japanese Tertiary Sedimentary Rocks under High Confining Pressures*. Rept. Geol. Surv. Japan, no. 244, 200 p.
- Hsü, J. K. (1969): Role of Cohesive Strength in the Mechanics of Overthrust Faulting and Landsliding. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, vol. 80; p. 955-960.
- HUBBERT, M. K. and RUBEY, W. W. (1959): Role of Fluid Pressure in Mechanics of Overthrust Faulting: Part I. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, vol. 70, p. 115-166.
- IWASAKI, T. (1970): *Frictional Properties between Fine Grained Limestone, Dolomite and Sandstone along Precut Surfaces*. Master Thesis Texas A & M University.
- KASAHARA, K. (1958): Physical Conditions of Earthquake Faults as Deduced from Geodetic Data. *Bull., Earthq. Res. Inst.*, vol. 36, p. 455-464.
- 小出 仁 (1970): 介在物からの割れ目の発生条件 I, やわらかい介在物および空げきの場合. *材料科学*, vol. 7, p. 252-263.

- KOIDE, H. (1971): Fractures Aligned *en échelon* and Fracture Patterns. *Soc. Mining Geol. Japan*, Spec. Issue 3, (*Proc. IMA-IGOD Meetings '70, IAGOD*) vol., p. 107-114.
- (1972): Fracture Initiation in Brittle Polycrystalline Material such as Rocks. *Mechanical Behavior of Materials (Proc. 1971 Inter. Conf. Mech. Beh. Mater.)*, vol. 4, p. 455-463.
- 小出 仁・星野一男 (1967) : 三軸変形下の岩石中の微小割れ目の発達について (序報). *地震* II, vol. 20, p. 85-97.
- MARUYAMA, T. (1969): Stress Fields in the Neighborhood of a Crack. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, vol. 47, p. 1-29.
- MCCCLINTOK, F. A. and WALSH, J. B. (1962): Friction on Griffith Crack under Pressure. *Fourth U. S. Nat. Cong. of Appl. Mech.*, *Proc.*, p. 1015-1021.
- MCKINSTRY, H. E. (1953): Shears of the Second Order. *Amer. Jour. Sci.*, vol. 251, p. 401-414.
- 大塚道男 (1965) : 地震のマグニチュードと地表にあらわれる断層について. *地震* II, vol. 18, p. 1-8.
- ROBERTS, J. L. (1972): The Mechanics of Overthrust Faulting: A Critical Review. *Proc. 24th I.G.C.*, Sec. 3, p. 593-598.
- SCHOLZ, C. H., MOLNAR, P. and JOHNSON, T. (1972): Detailed Studies of Frictional Sliding of Granite and Implications for the Earthquake Mechanism. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 77, p. 6392-6406.
- , SYKES, L. R. and AGGARWAL, Y. P. (1973): Development of Rock Dilatancy and Subsequent Diffusion of Water into Newly Opened Cracks Explain a Large Class of Phenomena Precursory to Earthquakes. *in press*.
- 曾田範宗 (1971) : 摩擦の話. 岩波新書.
- STEKETEE, J. A. (1958): On Volterra's Dislocations in a Semi-Infinite Elastic Medium. *Can. Jour. Phys.*, vol. 36, p. 192-205.