

摩擦強度の時間的回復の物理化学

素過程と絶対速度論に基づいた定量的解釈

中 谷 正 生*

Physicochemical Interpretation of Time-dependent Healing of Frictional Strength: A Quantitative Analysis with Absolute Rate Theory

Masao NAKATANI *

Abstract

A quantitative interpretation was made on the observational parameters in an equation of time-dependent healing of frictional strength of faults. The interpretation is based on a physical model that explains the time-dependent growth curve of frictional strength as an increase of the real contact area of the fault surface due to asperity creep driven by the stress normal to the contacts. The creep is assumed to be rate-limited by some stress-assisted thermally activated process. The model thus predicts temperature and normal contact-stress dependences of the observational parameters of the time-dependent healing of frictional strength. The predictions are more or less consistent with available experimental data, which include different healing mechanisms associated with different types of elementary contact deformation mechanism, such as stress corrosion and pressure solution.

Key words : friction ,strength recovery ,healing ,deformation mechanism ,stress ,temperature
キーワード : 摩擦 , 強度回復 , ヒーリング , 絶対速度論 , 変形メカニズム , 応力 , 温度

I. はじめに

大きな地震は、既存の断層面が動的な滑りを繰り返すことで発生する。滑りが動的であり得るためには、各地震の滑りの間に断層面の剪断強度が低下しなければならない。そして、同じ断層面上で地震が繰り返すためには、地震時にいったん低下した強度が再び増加する必要がある。このふたつの性質、すなわち滑り弱体化と強度回復は、静摩擦強度が動摩擦強度より大きいことであり、様々な物質の摩擦現象においてよく知られている (Rabinowicz, 1965)。この事実は、岩石表面の直

接接触、あるいは鉱物の粉末 (模擬ガウジ) を挟んだ模擬断層の滑り実験でも確認されている (Dieterich, 1972, 1981)。摩擦強度は、滑りが停止してからの時間とともに動摩擦の強度レベルからだんだんと大きくなっていく。このような摩擦強度の時間的増加のことを本稿ではヒーリングと呼ぶことにする。ここで摩擦強度とは、物質同士の接触面 (インターフェイス) に剪断滑りを発生させるために必要な巨視的な剪断応力のことである。もちろん摩擦強度は摩擦インターフェイスへの有効垂直応力に大きく依存するが、本稿では有効垂直応力一定とし、摩擦強度係数 (μ) の時間

* 東京大学地震研究所

* Earthquake Research Institute, the University of Tokyo

的变化のみ考える（摩擦の文献でよく用いられる垂直応力が正規化した荷重剪断応力を表す μ とは異なる。Nakatani, 2001 を参照）。典型的な数値をあげておくと、動摩擦強度係数 μ_d が 0.7, 静摩擦強度係数 μ_s が 0.8 程度である（ただし μ_s は接触時間によって変化する）。その差が 0.1 であるから、地震時の応力降下を例えば 10 MPa とすれば、有効垂直応力は 100 MPa 程度となり、脆性地殻における現実的な値の範囲には入っている。

本稿のテーマである時間に依存した連続的な摩擦強度係数の回復以外にも、外部応力状態の変化、例えば、荷重剪断応力の一時的低下（Nakatani and Mochizuki, 1996; Nakatani, 1998; Karner and Marone, 1998, 2001）、垂直応力の振動（Richardson and Marone, 1999）などによる強度回復が起こり得るが、このような力学的な理由による摩擦インターフェイスの状態変化については本稿では取り上げない。一方、時間に依存した連続的な強度回復は、弾性波速度で伝播する力学的擾乱の継続時間を遙かに超える長い時間スケールにわたって進行するので、少なくとも本稿で考察する例の範囲では、律速過程は何らかの熱活性化過程であるとしか考えられない。従って、本稿で取り扱う摩擦強度のヒーリングは化学的なものである。化学的ヒーリングの具体的な素過程は種々のものがあり得るが、本稿で議論するモデルは、律速素過程が応力によって駆動される熱活性化クリープであれば適用することができる。

II. 摩擦の凝着モデル

本稿で考察する強度回復のモデルは、摩擦の凝着説（Bowden and Tabor, 1964）に基礎をおいている。摩擦インターフェイスは、凹凸があるので、実際に両側の固体物質が接触している部分の面積（実接触面積）は巨視的なインターフェイスのみかけの接触面積の一部分だけである。凝着説では、巨視的摩擦強度は、インターフェイス上の実接触面積に、実接触単位面積あたりの剪断強度（コンタクトの凝着力）を乗じたものになる。この説は、摩擦実験中に実接触面積を直接測定することにより、種々の物質で確認されている（地殻物

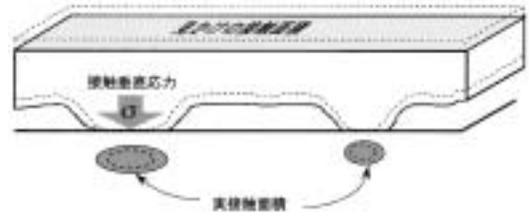


図 1 摩擦強度の時間的回復の物理モデル（概念図）。

実接触部に働く高い垂直応力によって、アスペリティーがクリープし、実接触面積が広がっていく（時間の経過とともに点線から実線へ摩擦インターフェイスの状態が変化する）。

Fig. 1 A physical model of time-dependent healing of frictional strength (schematic). Due to the high stress acting on the contacting portions of the interface, asperities deform to increase the real contact area. (The interface state changes with time from that drawn with dotted lines to that drawn with solid lines.)

質の例は、Teufel and Logan, 1978; Dieterich and Kilgore, 1994)。この考えに従えば、摩擦強度のヒーリングは時間とともに実接触面積が増すことである。Dieterich and Kilgore (1994) はその様子を時間を追って観察した。

本稿では実接触部に働く垂直応力による変形によって実接触面積が増加していくというモデル（図 1）で考えるので、接触部に働く垂直応力のレベルについてここで述べておく。Dieterich and Kilgore (1994) の実験で光学的方法で測定された実接触面積から計算すると、実接触部に働く垂直応力の値は、アクリル、石英ガラス、石英の三種の物質について、いずれもそれぞれ物質の物性値であるインデンテーション硬度（単位は応力）と大体の一致をみた。従って、石英や長石などの硬度の大きい珪酸塩においては、5-10 Gpa 程度の非常に高い応力が実接触部に働いていることになる。観察によれば、この値は見かけの接触面積で計算された垂直応力には依存しない。もっとも基本的な摩擦の性質であるアモントンの法則（摩擦強度係数は垂直応力にほぼよらない）が成り立つのは、この性質による。すなわち巨視的な摩擦強度は垂直応力に比例して増加する実接触面積で

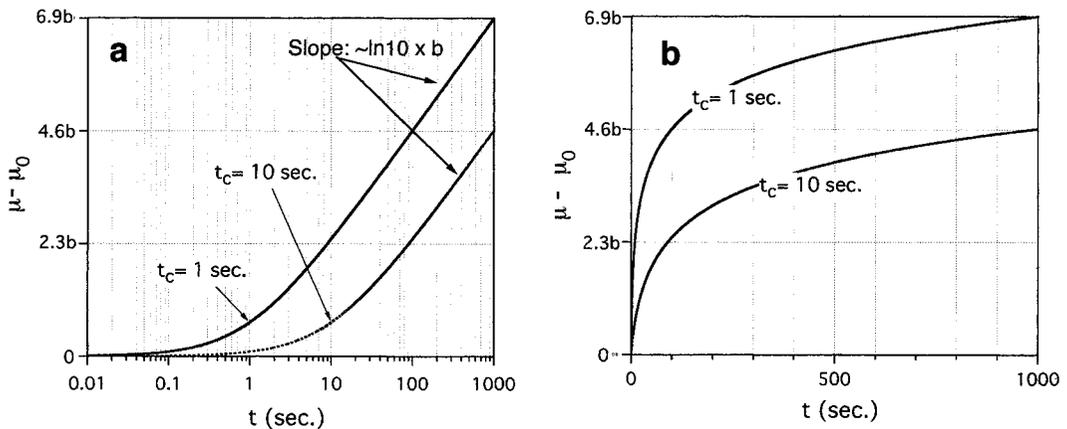


図 2 (1) 式の関数の形 . a) 時間軸を対数でプロット, b) 時間軸を線形でプロット .

Fig. 2 Shape of the function eq. (1). a) Time axis is logarithmic, b) Time axis is linear.

決まるので、強度の垂直応力に対する割合はほぼ一定に保たれるのだと考えられている (Bowden and Tabor, 1964; Scholz, 1990)。

III . 強度回復の物理モデル

1) 対数時間型ヒーリング

直応力下での静的接触におけるヒーリングは以下のような対数型強度増加で経験的に記述できることが多い (Dieterich, 1978)。

$$\mu(t) = \mu_0 + b \ln\left(\frac{t}{t_c} + 1\right) \quad (1)$$

ここで、 t は静的接触の開始時から経った時間の経過である。 μ_0 は静的接触の開始時 ($t = 0$) の摩擦強度係数で、動摩擦強度係数に対応する。 b の値は、室温での岩石の典型的な摩擦実験では 0.005 ~ 0.01 程度である。 b の値は横軸に t を対数で目盛ったとき (図 2a) の μ の増加を示す右上がりの直線の傾きになり、対数ヒーリングの速度と呼ばれることもあるが、後で述べるようにこの呼び方は適切でない。一方、もう一つのパラメタ t_c の方は、片対数プロットのうえで、 t が小さいときのほぼ水平な線から右上がりの直線へ遷移するあたりの時間として求められる。片対数プロットでは、 $t < t_c$ ではヒーリングがほとんど起こらないよう

に見えるのでパラメタ t_c はカットオフ時間と呼ばれている。しかし (1) 式を両線形グラフにプロットしてみれば (図 2b) 明らかなように、(1) 式で表されるヒーリングは $t = 0$ からその速度をだんだんと減らしながら進行しているのであって、 t_c 以下の時間でプロセスがカットオフされているというわけではない。 t_c は、図 2b の横軸 (時間) を伸縮するパラメタであって、プロセスは終始、 t_c に逆比例したスピードで進行する。すなわち、 $1/t_c$ はオーバーオール反応速度を代表するパラメタ、普通の反応速度論での反応速度定数に相当するようなもの、というのが妥当だろう。以下で議論する具体的なヒーリングのモデルも、そのような見方を支持する。室温での岩石の典型的な摩擦ヒーリング実験 (律速化学過程は応力腐食 (Dieterich and Conrad, 1984) 以後 Dieterich 型ヒーリングと呼ぶ) では t_c は 0.1 ~ 10 秒程度である。ただし、異なった化学過程 (溶解輸送) によるヒーリングの観察では 1 万秒を超えるような t_c が観察されている (Nakatani and Scholz, 1999)。

具体的な物理モデルを導入する前に、もう一点、(1) 式について示唆的な事実を指摘しておく。(1) 式を時間で微分しさらに (1) 式を用いて t を消去すると

$$\frac{d(\mu)}{dt} = \frac{b}{t_c} \exp\left(-\frac{\mu}{b}\right) \quad (2)$$

となる。ここで $\mu = \mu - \mu_0$ である。(2)式右辺の変数は μ だけであるので、各瞬間における強度増加速度は、増加量自身の指数関数型減衰式で表される。すなわち、ヒーリングの減速はヒーリングが進んで強度が増加してしまったためだといえることができる。以下のモデルは、(2)式をもたすメカニズムの一例ということになる。

2) Brechet and Estrin のモデル

(1)式は最近まで経験的なものにとらえられていたが、Brechet and Estrin (1994) が物理モデルを発表した。モデルは、実接触部のアスペリティーがそこにかかる垂直応力によって、垂直方向にクリープ短縮し、アスペリティー接触部が水平方向に広がって実接触面積が増加するというものである(図1)。接触部の垂直クリープ量と実接触面積の関係は、体積保存則から導かれる。実接触部にかかる垂直応力()は実接触面積に反比例するので、クリープを駆動する応力はヒーリングが進み実接触面積が広くなるにつれて低下する。クリープの応力依存性が高応力下で広くみられる指数型であると仮定し、ひずみ速度をとしてその構成則を

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{S}\right) \quad (3)$$

(ただし、 $\dot{\epsilon}_0$, S は温度と物性で決まるパラメータ、後で詳述)とすれば、実接触面積の初期値からの増加(すなわち強度の増加)があまり大きくない間(実験の時間範囲(通常1カ月以内)で強度の増加はせいぜい20%)は

$$\mu(t) \cong \mu_0 \left\{ 1 + \frac{S}{\sigma_0} \ln \left[1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}_0 t}{S} \right) \exp\left(-\frac{\sigma_0}{S}\right) \right] \right\} \quad (4)$$

が得られる。 σ_0 は $t=0$ での接触垂直応力である。これは、全く(1)式の形であり、(1)式に含まれ

るふたつの観測パラメータ b と t_c に

$$b = \mu_0 \frac{S}{\sigma_0} \quad (5)$$

$$\frac{1}{t_c} = \frac{\dot{\epsilon}_0}{S} \exp\left(-\frac{\sigma_0}{S}\right) \quad (6)$$

の物理的意味づけを与える。

IV. 対数型ヒーリングのパラメータの意味と温度依存性

ここでは、上述の Brechet and Estrin (1994) のモデルの結果に基づいて、ヒーリングの観測パラメータの物理化学的意味を読みとり、実験値との比較を試みる。

1) パラメータ b

しばしばヒーリング速度と呼ばれることもある b であるが、(5)式をみると、これは素過程のクリープの応力感性を表すパラメータであることがわかる。(3)式の S は応力の単位を持ち、この値が小さいほどクリープ速度は応力に敏感に依存する。 b が小さいのは反応速度が小さいのではなく、少しヒーリングが進んだだけで強度増加が強く抑制される、すなわち減衰しやすいプロセスであると理解される。(2)式の指数関数の中身をみればこの点は容易にみてとれよう。さらに(4)式を絶対速度論で標準的な(アイリング式)温度を入れた形で書き直すと、

$$\dot{\epsilon} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \exp\left(-\frac{\sigma}{S}\right) \quad (7)$$

となる。 Q は活性化エネルギー、 V^* は活性化体積である。後者は、多くの変形メカニズムでは格子体積とファクターで一致する程度の量である。 A は変形メカニズムと物質の組み合わせに固有な歪み速度の次元を持つパラメータで、温度、駆動応力によらない。本稿で接触部の垂直クリープのメカニズムの実例として取り上げる応力腐食と圧力溶解は、摩擦インターフェイスの接触部のような高

い応力下ではともに (7) 式に従う (Scholz, 1972; Rutter, 1976)。

(6) 式と (7) 式を比べれば

$$S = \frac{RT}{b}, \quad (8)$$

であるから,

$$\frac{b}{\mu_0} = \frac{RT}{\sigma_0}, \quad (9)$$

となって, b は絶対温度に比例することが予想される。この点を直接確かめた例はないが, Nakatani (2001) は, 滑り速度および状態依存摩擦則 (Dieterich, 1979; Ruina, 1983) の滑り速度直接依存パラメタ a が広い温度範囲 (300–1073 K) にわたって絶対温度に比例することを見出し, かつ, 同じ実験条件下で定常摩擦の速度依存性パラメタ a の絶対値は各温度で a の 20% 以下となり, a, b はほぼ同じ程度の大きさであったことが確かめられているので, b も大まかには絶対温度に正比例する考えられる。Nakatani (2001) の実験で支配的なヒーリングは Dieterich 型であった。

(5) 式でもう一つ注目すべき点は, b が σ_0 に反比例していることである。つまり, ヒーリングを起こすプロセスが, 高い接触応力下で進んでいる場合ほど b が小さくなることを, このモデルは予測する。 b は, 接触応力を S だけ減少させ強度の増加速度を $1/e$ 倍に減少させるのに必要な摩擦強度係数の増加量である。 S は (8) 式で与えられる一定の値 (として典型的な珪酸塩の格子体積をとれば, 室温で 150 MPa 程度) で, 接触垂直応力レベル σ_0 によらない。接触垂直応力を一定値 S だけ減少させるのに必要な摩擦強度係数の増加量は, σ_0 に反比例して小さくなる (摩擦強度係数が μ 増加したときの, 接触垂直応力減少量は $(\mu / \mu_0) \sigma_0$) であることが幾何学的考察から簡単にわかる。) ため, b は σ_0 に反比例するのである。

実際, 石英粉末での溶解輸送 (圧力溶解である

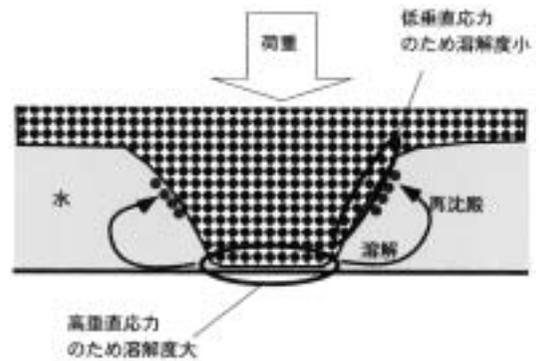


図 3 圧力溶解によるアスペリティーのクリープ (概念図)。

アスペリティー先端の実接触部では垂直応力が高いため, 固体表面が溶出し, 垂直方向に短縮する。ここから取り除かれた物質は水中を移動して, 固体表面のうち垂直応力の低い部分 (= 実接触部以外) に再沈殿する。結果として, アスペリティーは接触面に垂直な方向に短縮, 横方向に成長するというクリープ変形を起こす。この変形メカニズムは, 溶解度の局所的な差を利用して起こるため, 全体としては平衡濃度にある水溶液中でも進行する。

Fig. 3 Asperity creep due to pressure solution (schematic).

Because the real contacts at the tips of asperities are subject to high normal stress, the solid material is dissolved into water, resulting in a shortening of the asperities in the direction normal to contact. Thus removed material precipitates on the parts of the solid surface that are subject to lower normal stress, which are outside the real contacts. As a whole, creep deformation of the asperity occurs; it shortens in the direction normal to contact and fattens laterally. This deformation mechanism, which utilizes local differences in solubility, proceeds even at the equilibrium concentration, where net dissolution cannot occur.

可能性が高い, 図 3) 型ヒーリングの場合, 硬度の大きい珪酸塩での Dieterich 型ヒーリングと同程度の $b = 0.01 - 0.014$ が報告されている (Nakatani and Scholz, 2003)。一方, 接触垂直応力レベルが $1/10$ (~ 1 GPa) 程度の硬度の低い物質, 例えば岩塩粉末, での圧力溶解型ヒーリングでは $b \sim 0.1$ と非常に大きな値が報告されている (Bos and Spiers, 2000, 2002)。実験温度は前者が 373–473 K, 後者が 300 K であるのでこの差は温

度によるものではない。これらの例、および Dieterich 型ヒーリングでの b の値は、 $\dot{\gamma}_0$ として格子体積をとったときの (9) 式から計算される値に 2 倍以内で一致する。

2) パラメタ t_c

(7) 式より

$$\dot{\gamma}_0 = \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (10)$$

であるから、Brechet and Estrin (1994) も指摘したように、(6) 式から $1/t_c$ はアレニウス型の温度依存性を示すことが期待される。実際、Nakatani and Scholz (2003) の石英粉末での溶解輸送型ヒーリングでは、373, 423, 473 K の範囲で t_c が 48000 秒, 9000 秒, 1200 秒と変化しており、活性化エネルギー 50 kJ/mol を示している。(6) 式は $1/t_c$ が $\dot{\gamma}_0/S$ に比例 (従って b に反比例) するべきことも予想しているが、これは絶対温度に正比例した程度の変化であり、今あげた例ではごく小さな効果しか及ぼさない。Dieterich 型ヒーリングについては、温度を変えて t_c をもつめた例はない。

ただし、実験や地震で観測される強度の時間増加曲線から求まる t_c については Nakatani (2001) が指摘したように、Brechet and Estrin のモデルで考慮されていない別のファクター (静的滑りに入る前の滑り速度) に支配されていることがあり得るので注意が必要である。実際、Marone (1998) の実験結果では、Nakatani (2001) が指摘した効果と定量的に合致するものが現れている。この効果を扱うのは本稿の目的ではないので詳しく論じないが、Brechet and Estrin モデルと矛盾するものではなく、その初期条件 (静的接触開始時の実接触面積、よって接触垂直応力) が静的接触に入る直前の滑り速度によって微妙に変わる (Dieterich, 1979; Dieterich and Kilgore, 1994) ことを考慮して、 $\dot{\gamma}_0$ 章で述べた範囲の Brechet and Estrin モデルから導くことのできるものである。

さらに (6) 式には $\exp(-Q/RT)$ の項があるが、

これは、

$$\frac{1}{t_c} = \dot{\gamma}_0 \cdot \frac{1}{S} \quad (t=0) \quad (11)$$

の形に書き直して見直した方がわかりやすい。すなわち、 $\dot{\gamma}_0/S$ のファクターをのぞけば、 $1/t_c$ はヒーリングの開始時の接触部垂直方向クリープの速度 $\dot{\gamma}(t=0)$ で決まるのである。そうすると、(6) 式の $\exp(-Q/RT)$ の項は、ヒーリング開始時点でのヒーリング速度に対する、その時点での接触応力の影響を表していることが簡単に理解される。岩石のような硬い物質では $\dot{\gamma}_0$ は S に比べて非常に大きいので、 $\dot{\gamma}_0/S$ の割合にしてわずかな違いでも、 t_c をオーダーで変えてしまうことができる。

なお、本稿では話の順番上 (7) 式や (8) 式を用いて (6) 式を書き直すという形で (11) 式を出してきたが、実は (11) 式は、(7) 式のような素過程クリープの構成則の熱活性的性質とは関係なく、 $\dot{\gamma}_0$ 章で解説した Brechet and Estrin のモデルの持つ一般的な性質の一つである。

V. 議 論

1) Brechet and Estrin のモデルの適用可能範囲

IV 章では、実接触部の変形が応力腐食によるものと圧力溶解によるものと、ふたつのヒーリングメカニズムの例だけを取り上げた。Brechet and Estrin のモデルは Dieterich 型のヒーリング (素過程は応力腐食) を説明するために作られたが、モデルや式そのものには具体的な変形メカニズムは特定されていない。それが実接触部の応力で駆動されるものであれば何であっててもかまわない。本稿で取り上げた例では強度回復が時間の対数型で、その原因となる変形メカニズムが応力に対し指数型の依存を持つものであった。一方、Brechet and Estrin も指摘しているように、 $\dot{\gamma}_0$ 型の応力依存性を持つ変形メカニズムならば時間依存性が $t^{1/m}$ になるだけでモデルの本質は変わらない。ただし、(1) 式の形が変わるため、 $\dot{\gamma}_0$ 章で行った観測パラメタの解釈は大幅な変更を余儀な

くされる。

さらに、Brechet and Estrin のモデルでは、接触部成長速度が応力に依存することが基本的な前提であったが、Brechet and Estrin のモデルの前段階ともいえる 章-1) 節の議論の段階では、接触部の成長によって何らかの理由でその成長速度が減少すれば同様のモデルが成り立つ。例えば、溶解輸送の一種として、表面張力の溶解度への影響のために間隙スペースの曲率の小さいところで固体が溶け、曲率の大きい部分で沈殿するというメカニズムがある(例えば、Smith and Evans, 1984)。このメカニズムは鉱物粒子中にある傷(マイクロクラック)が消えていき、流体包有物を持った球状のポアが残るという現象(クラックヒーリングと呼ばれる、ここでの“ヒーリング”という言葉は傷が消えるという意味で、本稿の低下した摩擦強度が回復するという意味でのヒーリングとは別の術語である)の素過程として知られているが、Hickman and Evans (1992) が岩塩レンズの接触実験で示したように、このメカニズムで接触部の成長を引き起こすこともできる。摩擦インターフェイスでこの現象が起これば摩擦強度の回復を起こすであろう。Fredrich and Evnas (1992) が 600 の熱水中で石英粉末に起こした摩擦強度の回復は、このメカニズムによると解釈されている。Hickman and Evans (1992) は接触の時間成長曲線を、沈殿による接触外周部の曲率変化からモデリングしている。これは、章-1) 節で述べた「強度回復が進んだから、そのスピードが落ちる」というモデルであり、これも、Brechet and Estrin のモデルを一般化したものとみなしてよいだろう。

化学的ヒーリングでも Brechet and Estrin のモデルの仲間に入らないメカニズムもある。例えば Olsen *et al.* (1998) が見出した、長石が熱水中でスメクタイト鉱物に変化することによる摩擦強度の上昇はそのような例である。この実験では、ヒーリングが減速するのは、間隙水中の Si 濃度が上がるにつれて、長石が溶解できなくなり、スメクタイトの原料である Al を間隙水中に供給できなくなったことが原因とされている (Tenthorey

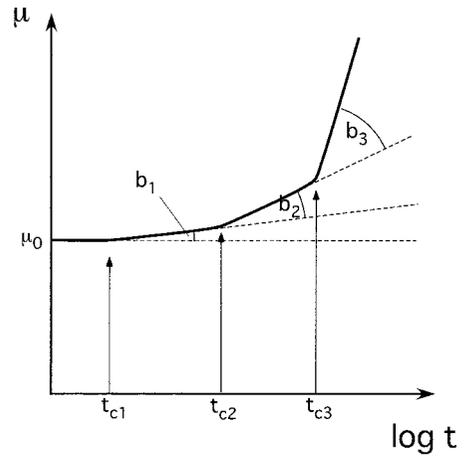


図 4 時間の経過につれて、異なったメカニズムによるヒーリングが現れる様子の予想(概念図)。

初期には、 t_c の小さい高応力型のメカニズムが卓越し、後期には b が大きい低応力型のもの卓越する。

Fig. 4 Transition of dominant healing mechanisms.

A high-stress type mechanism, which would have small t_c dominates in the earlier stage, but a low stress-type healing mechanism would dominate in the later stage because of a larger b .

et al., 1998; Aharonov *et al.*, 1998)。すなわちヒーリングの減速は摩擦インターフェイスが高強度の状態に変化したからではなく、環境が変わったからである。例えば高強度になった状態から、間隙水を入れ替えれば、プロセスは再びアクティブになるはずである (Tenthorey *et al.*, 1998)。

2) 時間の経過によるヒーリングメカニズムの移り変わり

ここでは、章での考察をもとにして、異なる素過程(接触部変形のメカニズム)を持つ様々なヒーリングメカニズムがどのように立ち現れるかについて、一つの予想を提示する(図4)。基本的に、高応力下で進行するプロセスは、最初は高速度で進行する(t_c が小さい)が、少し強度が増えると簡単に減速する(b が小さい)。逆に比較的応力下で起こる強度回復プロセスは、最初は高応力のものに比べて遅い(t_c が大きい)が強度が増していても減速が少なく(b が大きい)、時間の

経過とともに後者が目立つようになる。章で取り上げた例では、Dieterich 型が前者、溶解輸送型が後者になる。

もっと時間をのばして実験すれば、さらに t_c が大きく b が大きいものも見つかるだろう。あるいは、より高温で実験すれば、低応力型のものでも t_c が小さくなって、実験時間内に観察可能となるかもしれない。

逆に、Dieterich 型よりもさらに t_c や b の小さいヒーリングメカニズムで、見逃されているものがあるかもしれない。章で述べた、垂直応力の載荷直後に実接触面積がアジャストして、接触垂直応力がインデンテーション硬度程度になるというメカニズムは、その高い応力レベルから考えて弾性変形だけとは考えられない (Dieterich and Kilgore, 1994)。過去には、硬度の大きい珪酸塩のような物質では常温で塑性変形は難しいと考えられていたこともあって、弾性変形で一定の接触応力へのアジャストを達成するよう(こうしないとアモントン則が説明できない)、摩擦インターフェイスの表面凹凸をフラクタル則に基づいて仮定するなどの工夫がなされたこともあった (Greenwood and Williamson, 1966)。しかし、最近では、非常な高応力の下では、石英のようなものでも室温で結晶塑性変形が生じることが見出された (Masuda *et al.*, 2000)。さて、垂直応力をかけた直後の接触部の変形も塑性変形を含んでいるのなら、それには熱活性化過程で規定される有限の時間がかかるはずである。しかしあまりに高応力下のことなので b が非常に小さく、我々が気づかないだけなのかもしれない。

一つ注意しておきたいのは、 b や t_c の値は、接触部クリープの化学的メカニズムが同じでも、章で論じたように現象の起こっている部分の接触応力 () によって非常に大きな影響を受けるといことである。摩擦強度の測定はしていないが、Dewers and Hajash (1995) は石英砂の長期 (~ 1 年) 圧密試験を 200 の熱水で行い、圧力溶解による対数時間型の圧密を見出した。彼らの結果は先に取り上げた、似たような条件でのヒーリング試験 (Nakatani and Scholz, 1999, 2003)

の結果に比べて非常に大きな b と t_c の値を示し、接触部応力が、たかだか 500 MPa 程度でしかなかったと考えられる (彼らも Brechet and Estrin, 1994 と等価なモデルを用いて解析している)。接触応力が低かったのは Nakatani and Scholz が使ったような角張った石英粒ではなく、角のないものを用いたからかもしれない。しかし、そのような解釈をすると、摩擦でもっとも基本的なアモントン則を説明するための基本的な描像である、接触部応力が材料のインデンテーション硬度程度になるように実接触面積がアジャストされる (Bowden and Tabor, 1964) という考えから逸脱する。試料 (石英砂のパック) 全体の収縮を担った砂粒同士のコンタクトと、摩擦滑り時に剪断強度を規定する真実接触部とは別のものなのだろうか? Dewers and Hajash (1995) の実験で摩擦強度を測定していたらどのような結果になったのだろう。非常に興味深い。

VI. おわりに

本稿では、接触垂直応力で上げられる摩擦インターフェイスの実接触部の成長というモデルで、摩擦ヒーリングの成長曲線パラメタの定量的解釈を試みた。取り上げた例では、パラメタの値は異なった種類の化学的過程に起因する摩擦ヒーリングを説明するようであり、このようなアプローチは、これまで経験的であった摩擦強度の時間変化を見通しよく理解するのに有用と思われる。

文 献

- Aharonov, E., Tenthorey, E.A. and Scholz, C.H. (1998) Precipitation sealing in diagenesis, 2: Theory and modeling. *J. Geophys. Res.*, **103**, 23969-23981.
- Bowden, F.P. and Tabor, D. (1964) *The Friction and Lubrication of Solids Part 2*. Oxford University Press.
- Bos, B. and Spiers, C.J. (2000) Effect of phyllosilicates on fluid-assisted healing of gouge-bearing faults. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **184**, 199-210.
- Bos, B. and Spiers, C.J. (2002) Fluid-assisted healing processes in gouge-bearing faults: Insights from experiments on a rock analogue system. *Pure Appl. Geophys.*, **159**, 2537-2566.
- Brechet, Y. and Estrin, Y. (1994) The effect of

- strain rate sensitivity on dynamic friction of metals. *Scripta Metallurgica et Materialia*, **30**, 1449 1454.
- Dewers, T. and Hajash, A. (1995) Rate laws for water-assisted compaction and stress-induced water-rock interaction in sandstones. *J. Geophys. Res.*, **100**, 13093 13112.
- 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 the 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 Carter, N.L., Friedman, M., Logan, J.M. and Sterns, D.W. eds.: *Mechanical Behavior of Crustal Rocks*. AGU, 103 120.
- Dieterich, J.H. and Conrad, G. (1984) Effect of humidity on time- and velocity-dependent friction in rocks. *J. Geophys. Res.*, **89**, 4196 4202.
- Dieterich, J.H. and Kilgore, B.D. (1994) Direct observation of frictional contacts: New insights for state-dependent properties. *Pure Appl. Geophys.*, **143**, 283 302.
- Fredrich, J.T. and Evans, B. (1992) Strength recovery along simulated faults by solution transfer. *Proc. U.S. Rock Mechanics Symp.*, **33**, 121 130.
- Greenwood, J.A. and Williamson, J.B.P. (1966) Contact of nominally flat surfaces. *Proc. Roy. Soc. Lond. A.*, **295**, 300 319.
- Hickman, S.H. and Evans, B. (1992) Growth of grain contacts in halite by solution-transfer: Implications for diagenesis, lithification, and strength recovery. In Evans, B. and Wong, T.-f. eds.: *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*. Academic Press, 253 280.
- Karner, S.L. and Marone, C. (1998) Frictional restrengthening in simulated fault gouge: Effect of shear load perturbations. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4561 4564.
- Karner, S.L. and Marone, C. (2001) The effect of shear load on frictional healing in simulated fault gouge. *J. Geophys. Res.*, **106**, 19319 19337.
- Marone, C. (1998) The effect of loading rate on static friction and the rate of fault healing during the earthquake cycle. *Nature*, **391**, 69 72.
- Masuda, T., Hiraga, T., Ikei, H., Kanda, H., Kugimiya, Y. and Akizuki, M. (2000) Plastic deformation of quartz at room temperature: A Vickers nano-indentation test. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2773 2776.
- Nakatani, M. (1998) A new mechanism of slip-weakening and strength recovery of friction associated with the mechanical consolidation of gouge. *J. Geophys. Res.*, **103**, 27239 27256.
- Nakatani, M. (2001) Conceptual and physical clarification of rate- and state-dependent friction law: Frictional sliding as thermally activated rheology. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13347 13380.
- Nakatani, M. and Mochizuki, H. (1996) Effects of shear stress applied to surfaces in stationary contact on rock friction. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 869 872.
- Nakatani, M. and Scholz, C.H. (1999) Hydrothermal healing of quartz gouge ca. 200C (due to pressure solution?) *AGU, Fall Meeting Abstracts*, F1014.
- Nakatani, M. and Scholz, C.H. (2003) Frictional healing of quartz gouge @ 200C due to solution transfer through liquid-phase water. *IUGG 2003 XXIII Meeting Abstracts*, SS02/03P/A03 007.
- Olsen, M.P., Scholz, C.H. and Leger, A. (1998) Healing and sealing of a simulated fault gouge under hydrothermal conditions: Implications for faulting. *J. Geophys. Res.*, **103**, 7421 7430.
- Rabinowicz, E. (1965) *Friction and Wear of Materials*. John Wiley.
- Richardson, E. and Marone, C. (1999) Effects of normal stress vibrations on frictional sliding. *J. Geophys. Res.*, **104**, 28859 28878.
- Ruina, A. (1983) Slip instability and state variable friction laws. *J. Geophys. Res.*, **88**, 10359 10370.
- Rutter, E.H. (1976) The kinetics of rock deformation by pressure solution. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, **283**, 203 219.
- Scholz, C.H. (1972) Static fatigue of quartz. *J. Geophys. Res.*, **77**, 2104 2114.
- Scholz, C.H. (1990) *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. Cambridge University Press.
- Smith, D.L. and Evans, B. (1984) Diffusional crack healing of quartz. *J. Geophys. Res.*, **89**, 4125 4135.
- Tenthorey, E., Scholz, C.H., Aharonov, E. and Leger, A. (1998) Precipitation sealing and diagenesis 1, Experimental results. *J. Geophys. Res.*, **103**, 23951 23967.
- Teufel, L.W. and Logan, J.M. (1978) Effect of displacement rate on the real area of contact and temperatures generated during frictional sliding. *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 840 865.

(2003年8月18日受付, 2003年12月3日受理)