SURE 静岡大学学術リポジトリ
Shizuoka University REpository

断層ガウジ内の摩擦発熱・ダイラタンシー・間隙シーリングによる間隙流体圧変動を実装した1自由度バネーブロックモデル：2つの空間スケール

メタデータ	言語: ja 出版者: 静岡大学地球科学教室 公開日: 2014-07-31 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 三井, 雄太, 平原, 和朗 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.14945/00007894

静岡大学地球科学研究報告 第41号（2014年7月）7頁～13頁
Geosci. Repts. Shizuoka Univ., no. 41 (July, 2014), 7-13

断層ガウジ内の摩擦発熱・ダイラタンシー・間隙シーリングによる間隙流体圧変動を実装した1自由度バネーブロックモデル
―2つの空間スケール―

三井雄太[1]・平原和朗[2]

A spring-slider model with pore pressure change due to thermal pressurization, dilatancy, and pore sealing within fault gouge
―Two spatial scales―

Yuta MITSUI[1] and Kazuro HIRAHARA[2]

Abstract We implement three elementary processes into a spring-slider model obeying the rate- and state-dependent friction law. All the processes in this model allow to change pore fluid pressure on the frictional interface. One is thermal fluid pressurization due to frictional heating. The second is fluid depressurization by gouge dilatancy. The third is fluid pressurization owing to pore sealing driven by chemical reactions. We perform numerical experiments varying the thickness of the gouge layer (w) and the hydraulically activated layer (w_{hy}), to check the difference in slip instability. We find that stick-slip events with the thermal pressurization occur in case with sufficiently small w. In other cases, smaller w_{hy} (less permeable) leads to more stable slip, e.g., slow slip events. In addition, faster apparent loading for the block motion occurs when w is quite large and w_{hy} is small.

Keywords: spring-slider model, stick-slip, slow slip events, pore fluid pressure, thermal pressurization, dilatancy, pore sealing

はじめに

地震の断層破壊過程は非常に複雑な現象だと考えられている．一方で，成熟した断層上におけるスティックースリップを，地震の応力蓄積・解放過程（地震サイクル）の第一近似とみなすこともできる（Brace & Byerlee, 1966）．これを単純に表現する概念として，ブロックを遠方からバネで引っ張る，というモデルが知られている．このバネーブロックモデルは，本来は断層サイズと周囲の弾性定数で決まるスティッフネス係数（例えばEshelby, 1957）をバネ係数に置き換えて，弾性体力学を単純化した概念と位置づけられる．

バネーブロックモデルでは，ブロックと底面との間に働く摩擦則を仮定する必要がある．これには古典的な静摩擦－動摩擦の概念を当てはめても良いが（例えばJaeger & Cook, 1976），岩石実験（Dieterich, 1979; Ruina, 1980）に基づく速度・状態依存摩擦則を用いることで，断層の多彩なすべり様式を統一的に理解することが可能になった（例えばBoatwright & Cocco, 1996）．

近年の研究により，断層面上の温度や化学変化が岩石の摩擦を強くコントロールすることがわかってきている（例えばHirono et al, 2013）．これらは，既存の速度・状

[1]静岡大学理学研究科地球科学教室，〒422–8529 静岡市駿河区大谷836
[1]Institute of Geosciences, Shizuoka University, 836 Oya, Suruga-ku, Shizuoka, 422-8529 Japan
[2]京都大学大学院理学研究科地球物理学教室，〒606–8502 京都市左京区北白川追分町
[2]Institute of Geophysics, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwakecho, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8502 Japan
E-mail: symitsu@ipc.shizuoka.ac.jp (Y. M.)

態依存摩擦則による現象論的記述の範疇を大きく超えたものである．しかし，このような知見は，断層の力学モデルにはまだあまり取り入れられていない．それぞれの素過程のモデルが成熟していないこと，および，パラメータ数が多くなりすぎることが原因である．

速度・状態依存摩擦則とは独立に働く摩擦メカニズムのうち，比較的よく調べられているものとして，断層面上の間隙流体圧の変化がある．間隙流体圧は，全体にかかる法線応力の何割かを受け持ち，その分だけせん断に対する摩擦抵抗を減少させる．全体の摩擦抵抗を0近くまで変化させることも十分可能と考えられる．これは，標準的な速度・状態依存摩擦則よりも間隙流体圧変化のほうが，原理的に大きな摩擦変化を生じさせ得ることを意味する．Mitsui & Cocco（2010）は，Boatwright & Cocco（1996）の枠組みに，2つの物理メカニズムによる間隙流体圧変化を付け加えた．1つは，間隙流体の摩擦発熱に伴う瞬間的流体圧上昇（thermal pressurization; 以下TP），もう1つは，せん断を受ける断層ガウジ中の間隙率増大（ダイラタンシー）に伴う流体圧降下である．その結果，ガウジの厚さ w と，流体拡散の空間スケール w_{hy} の2つが，ブロックの運動を支配するパラメータとして見出された．この2つは，地下においてローカルに何桁も変わるパラメータであると考えられる（例えばSibson, 2003; Tsutsumi et al., 2004）．

本研究ではMitsui & Cocco（2010）の続報として，上記2種類のメカニズムに加え，熱水－鉱物間の化学反応による間隙シーリングに伴う長期的流体圧上昇のメカニズムを1自由度バネ－ブロックモデルに導入する．ここに至り，地質学的観察に基づき議論されてきた地下流体と地震発生過程との繋がり（例えばSibson, 1973; 1994）について，力学モデルからの議論を行うことが可能になる．これを用いた数値実験により，ブロックのすべり様式を調べる．

手法と数値実験概要

上記のとおり，連続体中の断層モデルではなく，簡易化された1自由度バネ－ブロックモデル（Fig. 1）を採用する．前者のような連続体モデルの概要については，例えば本誌の別論文（三井，2014）を参照されたい．

バネ－ブロックモデルの運動方程式は，

$$\tau - \tau_f = \frac{kP^2}{4\pi^2}\left(\frac{d^2u}{dt^2}\right) \tag{1}$$

という形になる．τ はバネによってブロックにロードされるせん断応力を表す．τ_f はブロック・底面間に働く摩擦応力で，摩擦係数 μ と有効法線応力 $\sigma - p$ の掛け算となる．ここで σ は巨視的な法線応力，p は接触面での間隙流体圧に相当する．k はバネ係数，P はブロックの慣性（式(1)の右辺により表される）が働く時間の長さを特徴付ける時定数，u はブロックの変位量，t は時間である．このバネ－ブロックモデルでは，系の外部への弾性波エネルギー放射が仮定されないため，高速すべり後に応力が極端に低下するオーバーシュート現象が大々的に起こる．この点は，弾性波エネルギー放射を考慮した一部研究の1次元モデル（例えばSegall & Rice, 1995; Mitsui & Hirahara, 2009a）とは異なる．

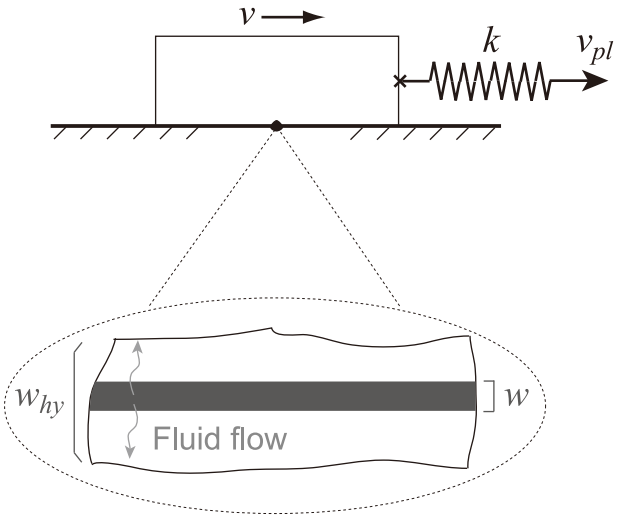

Fig. 1 本研究での1自由度バネ－ブロックモデルの概要（Mitsui & Cocco（2010）のFig. 1を改訂）．断層全体を，外部から v_{pl} の速度で引っ張られるブロックとみなす．断層のスティッフネスは仮想的なバネ係数 k で置き換える．ブロックと床の間に，幅 w のガウジが挟まっているとして，この内部で間隙流体の摩擦発熱・ダイラタンシー・化学的シーリングが起きるとする．間隙流体は，ガウジ層と外部との間で拡散により移動する．慣性項の時定数および水理拡散係数から決まる特徴的拡散距離を w_{hy} とする．

Fig. 1 A schematic of spring-slider model (modified from Fig. 1 in Mitsui & Cocco (2010)). A fault is represented by the slider, externally loaded through the spring at a velocity of v_{pl}. The fault stiffness is replaced by spring constant k. Frictional heating, pore dilatancy, and chemical sealing occur within a gouge layer of width w. Pore fluid diffuses between the gouge layer and the outside. Characteristic diffusion distance w_{hy} derives from characteristic time of the inertia term and hydraulic diffusivity.

バネでロードされるせん断応力 τ は，長期間平均に相当する変位量 $v_{pl}\,t$ と実際の変位量 u との差に対する弾性応答として，

$$\tau = \tau_0 + k(v_{pl}\,t - u) \tag{2}$$

のように与えられる．τ_0 は τ の初期値である．

摩擦係数 μ は，標準的な速度・状態依存摩擦則に従うとする．すなわち，μ はすべり速度 v および面の状態を表す変数 Θ に依存し，以下の構成式で表される．

$$\mu = \mu_0 + a\ln\left(\frac{v}{v_0}\right) + b\ln\Theta \tag{3}$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{v_0}{L}\exp(-\Theta) - \frac{v}{L} \tag{4}$$

μ_0 は $v = v_0$ のときの摩擦係数を表す．摩擦パラメータ a，b，L が摩擦係数の発展を支配する．例として，$b > a$ かつ L が十分小さいときにのみ，ブロックの固着－高

速すべりが繰り返すスティック－スリップ挙動となる（Ruina, 1983; Rice & Tse, 1986）．状態変数 Θ の時間発展則としては，Mitsui & Cocco（2010）とは異なり，(4)式で表されるaging law形式を仮定した．Aging law形式は，(4)右辺第一項が時間の対数に比例した摩擦回復，右辺第二項がすべり量に比例した摩擦弱化を表し，状態変数 Θ の物理的意味が明確である．このため，近年はMitsui & Cocco（2010）が仮定したslip law形式よりも頻繁に用いられる傾向にある．本研究もそれに従った．

間隙流体圧 p は，摩擦発熱に加え，断層ガウジのダイラタンシー・間隙シーリングによる間隙率変動によって変化する．同時に，断層帯外部との熱・流体のやりとり（拡散）によって緩和されると考える．このようなプロセスをすべり発展と連成させて数値的に解く際，もっとも障害となるのは，拡散方程式を安定に解くために必要な時間刻み幅の短さである．拡散方程式を偏微分方程式の形のままで解こうとすると，往々にして数値計算が実用上困難になる．この点に関してBizzarri & Cocco（2006a, 2006b）は，一定の幅 w（原典では $2w$）内で摩擦発熱・間隙率変化の双方が起こるという仮定の下で，断層中心部における間隙流体圧 p の時間変化を

$$p(t) = p_0 + \frac{A}{w}\int_0^t dt' \left[-\frac{\chi}{\varpi - \chi}\mathrm{erf}\left(\frac{w}{4\sqrt{\chi(t-t')}}\right) + \frac{\varpi}{\varpi - \chi}\mathrm{erf}\left(\frac{w}{4\sqrt{\varpi(t-t')}}\right)\right] \cdot \left[\mu(\sigma - p)v - \frac{w\dot{\phi}}{AB}\right]\Bigg|_{t'} \quad (5)$$

というような積分形で書き下した．ここで p_0 は p の初期値であり，χ は温度の拡散係数，ϖ は流体圧の拡散係数を表す．A は媒質のパラメータで，岩石の固体相の熱膨張率が流体に比べて非常に小さいという条件下において，流体の熱膨張率 α，流体・固体相の圧縮率の和 β，バルクの密度 ρ，比熱 c を用いて $A = \alpha/(\beta\rho c)$ で与えられる．単位は無次元である．B も媒質のパラメータ（storage capacity）で，$B = \beta\phi$ である．本研究では A も B も定数とする．さらに，$\dot{\phi}$ は間隙率 ϕ の時間発展，特に非弾性変形のぶんを表す．Mitsui & Hirahara（2009a）は，上記の形の間隙流体圧発展を長期間のスティック－スリップの数値計算に導入した．

最後に，$\dot{\phi}$ の具体形を考える．Mitsui & Cocco（2010）では，Sleep（1995）およびSegall & Rice（1995）の提示したガウジのダイラタンシーに伴う間隙率変化則

$$\dot{\phi} = -\varepsilon\frac{d\Theta}{dt} \quad (6)$$

を採用した．これは，状態変数 Θ の変化とガウジの間隙率の変化とが連動するとしたもので，岩石実験の結果（Marone et al., 1990）をそれなりに良く記述する．本研究ではさらに，Mitsui & Hirahara（2009b）が断層すべり計算上に導入した，熱水－鉱物間の化学反応により駆動される間隙シーリングのモデル（Gratier et al., 2003）を加える．このモデルでは，流体に満ちた断層帯内での鉱物の圧力溶解・物質拡散・析出を考えている．これらはミクロスケールで複雑な素過程を有するが，現象論としての構成則は

$$\dot{\phi} = -\frac{\phi_0}{X}\exp\left(\frac{-t}{X}\right) \quad (7)$$

の形となる．X は現象の進行速度を司る時定数である．X は，断層ガウジ内では周囲に比べて数桁小さい（Gratier et al., 2003）．そのため本研究では，間隙シーリングがガウジ内でのみ起こると仮定し，式(6)と(7)の右辺を足して $\dot{\phi}$ とする．

以上の式を連立させて，ルンゲ－クッタ法で数値的に解く．時間の刻み幅はRK45のアルゴリズム（Press, 1992）に従う可変型としたが，慣性項の影響による数値不安定が生じやすい高速すべり時には，L/v の1/100以下という非常に小さな値を直接与えるアルゴリズムにスイッチした．計算の初期条件として，状態変数 Θ とすべり速度 v に若干擾乱を与えている．

このモデルを用いて，数値実験を行う．特に注目するのは，Mitsui & Cocco（2010）と同様に，摩擦発熱や間隙率変化の起こる領域の幅 w および間隙流体の特徴的拡散距離 $w_{hy} = 2\sqrt{\varpi P}$ の2つの空間スケールである．他のパラメータは，以下に列挙する値で固定する：$k = 21.6$［MPa/m］，$P = 50$［s］，$v_{pl} = v_0 = 4.5$［cm/year］，$\tau_0 = 16.8$［MPa］，$\mu_0 = 0.56$，$a = 0.007$，$b = 0.016$，$L = 1$［cm］，$\sigma = 130$［MPa］，$p0 = 100$［MPa］，$A = 0.5$，$B = 2.5e-11$［Pa^{-1}］，$\chi = 1e-6$［m^2/s］，$\varepsilon = 1.7e-4$，$\phi_0 = 0.025$，$X = 10$［year］．

結果

計算結果の例として，w_{hy} を0.9 mに固定して w のみを変化させた場合のすべりの時間発展を，Fig. 2に示す．w の値によって，スティック－スリップ（$w = 1$ cm 時）から定常すべり（$w = 2.5$ m 時）まで，すべりの様式が変化することがわかる．$w = 5$ cm 時に見られる小さなすべりイベントは，最大すべり速度が 0.01 mm/s のオーダーであり，地震性の高速すべりというよりもスロースリップイベント（SSE）に相当する．本研究では，最大すべり速度が 0.1 mm/s を超えるものをスティック－スリップ，それ未満のものをSSEと呼ぶ．ここで 0.1 mm/s という値は，2011年東北地震の直後のプレート境界における余効すべりの速度（Mitsui & Heki, 2013）を参考としている．また，SSEと定常すべりの区別として，最大すべり速度が v_{pl} の10倍を超える場合をSSE，そうでない場合を定常すべりと呼ぶことにする．

さらに，Fig. 3に，上記の設定で $w = 1$ cm の場合および $w = 5$ cm の場合の，間隙流体圧の発展の様子を示した．スティック－スリップ（固着－高速すべり）が起こる $w = 1$ cm のときは，高速すべり時の摩擦発熱に伴う間隙圧上昇（TP）が顕著に起こっていることがわかる．一方，SSEが起こる $w = 5$ cm のときは，ダイラタンシーによる間隙圧降下が作用している．w の違いによってどちらのメカニズムが卓越するか決まり，それが摩擦の変化を通して，ブロックのすべりに重大な影響を与えることがわかる．

なお，パラメータによっては，これらとも異なった現

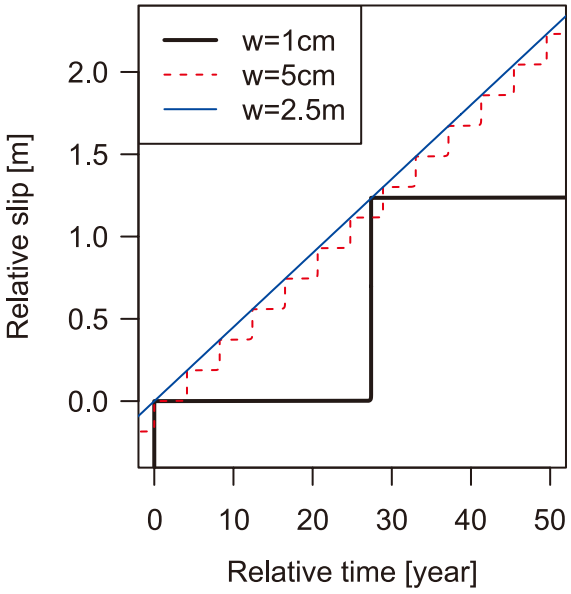

Fig. 2 計算結果の一例．w_{hy} を 0.9 m に固定して w のみを変化させた場合の，すべりの時間発展を示す．初期擾乱の効果が消えた後の，ある1回のスリップイベントからの相対的な時間を横軸，相対的なすべり量を縦軸とした．

Fig. 2 An example of the calculation results: Temporal slip evolution varying w with $w_{hy} = 0.9$ m. The horizontal axis represents the relative time from one slip event after disappearing of the initial value effects. The vertical axis represents the relative slip amount.

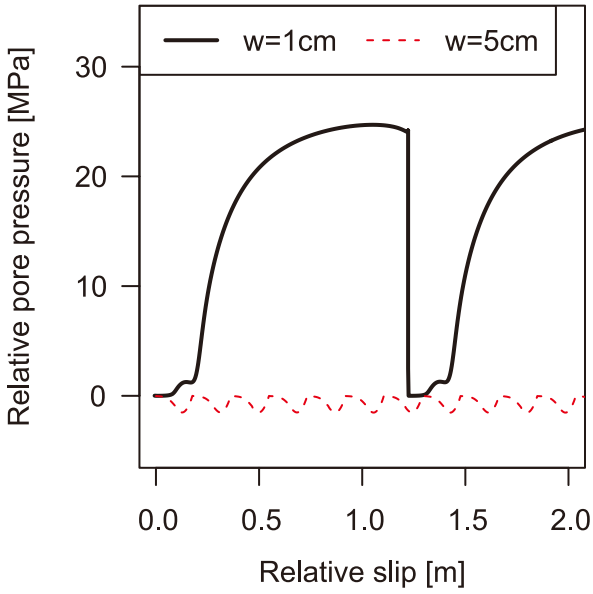

Fig. 3 計算結果の一例．w_{hy} を 0.9 m に固定して w のみを変化させた場合の，すべりに伴う間隙流体圧の発展を示す．初期擾乱の効果が消えた後，ある1回のスリップイベント後にすべり速度が v_{pl} を超えてからの相対的なすべり量を横軸，間隙流体圧の変化量（p_0 との差）を縦軸とした．

Fig. 3 An example of the calculation results: Pore pressure evolution varying w with $w_{hy} = 0.9$ m. The horizontal axis represents the relative slip amount from the time when the slip velocity exceeds v_{pl} after disappearing of the initial value effects. The vertical axis represents the amount of the pore pressure change.

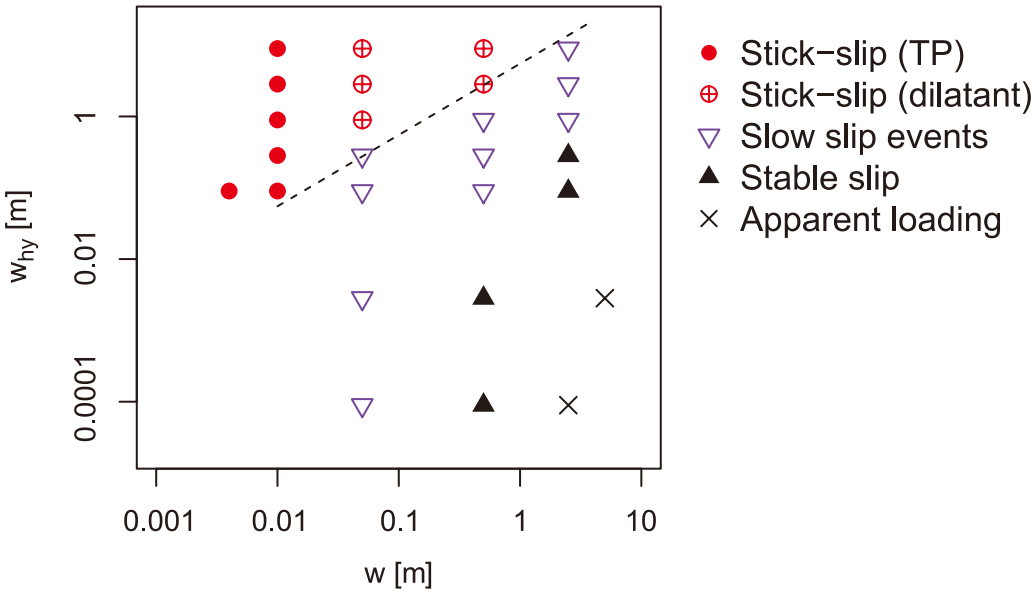

Fig. 4 w_{hy} と w をそれぞれ変化させた場合の，すべり様式の変化．赤い丸はスティックースリップで，高速すべり時に間隙圧が上昇している場合（TP）と降下している場合（dilatant）をマーカーの形で区別した．紫色の下三角形はSSE，黒色の上三角形は定常すべり，クロスマークはapparent loadingを表す．点線はスティックースリップとSSEとの境界を示す．$w_{hy} = 5.5\ w$ の式で与えられている．

Fig. 4 Changes of slip characteristics with various w_{hy} and w. The red circles represent the stick-slip event, but the shape of the marker in case of “TP” (pore pressure increases) is different from that in case of “dilatant” (pore pressure decreases). The purple down-pointing triangles represent the SSE, the black up-pointing triangles represent the steady slip, and the cross marks represent the apparent loading. The dotted line ($w_{hy} = 5.5\ w$) shows the boundary between the stick-slip event and the SSE.

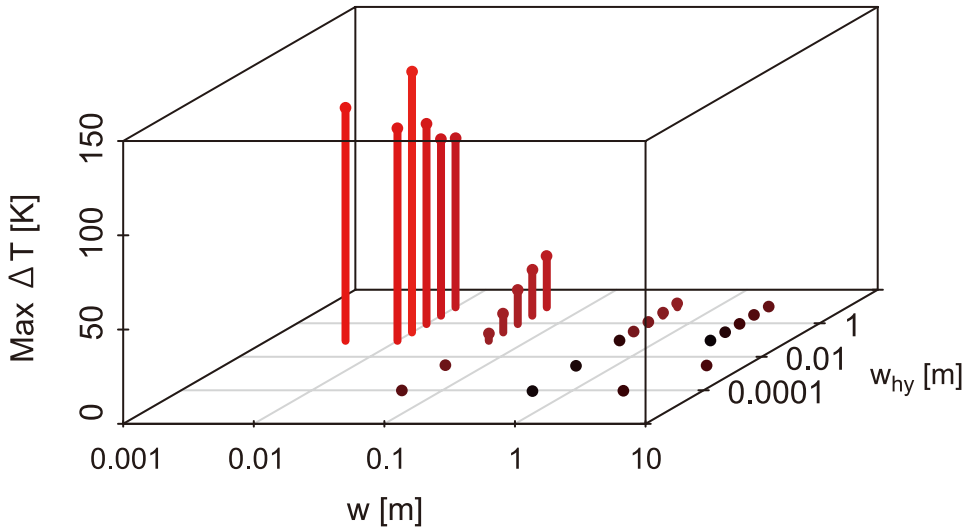

Fig. 5　Fig. 4と同様に w_{hy} と w を変化させた場合の，すべりに伴う最大温度上昇量（Max ΔT）.
Fig. 5　Maximal temperature increase (Max ΔT) with various w_{hy} and w.

象が見られる．まず，ブロックの運動がスティック－スリップであっても，TPでなくダイラタンシーによる間隙圧降下が卓越する場合がある．また，Mitsui & Hirahara（2009b）で報告されたような，v_{pl} を上回る速度の定常すべり（apparent loading）が生じ，やがて計算がストップするという現象も見られた．これは，間隙シーリングによる流体圧上昇が有効に作用することで徐々に τ_f が下がり，式(1)の関係から τ も追随して減少し，さらに式(2)を介して u が増大していくために見られる現象である．

議論

パラメータの影響を調べるため，w_{hy} と w を何桁も変えて数値実験を行い，すべり様式の変化を調べた．Fig. 4にその結果を示す．w_{hy} と w に依存して，すべり様式がスティック－スリップ・SSE・定常すべり，そしてapparent loadingと多彩に変化することがわかる．この変化は，（いくつかのメカニズムを介した）間隙流体圧の時間変化が引き起こしている．

Fig. 4の点線は，スティック－スリップとSSEの境界を暫定的に示している．この境界は $w_{hy} \propto w^1$ の関係に従っている．これは，Mitsui & Cocco（2010）がすべり安定性を司る無次元パラメータとして w/w_{hy} を見出したことと，調和的な結果である．ただし，Fig. 4で空白になっている左下部分（w も w_{hy} も小さい場合）では，現状の数値計算アルゴリズムの問題から，計算が途中でエラーになってしまう．エラーで終わる計算の途中経過を参照すると，この領域ではおそらく，TPが有効に働くスティック－スリップとなる．仮にそうであるならば，点線の延長部はどこかで $w_{hy} \propto w^1$ の関係から外れ，縦軸と平行線のようになると考えられる．Fig. 4および上記のことをまとめると，w が一定以上小さければTPが有効に働くスティック－スリップが起こり，w がそれより大きければ，w_{hy} が小さい（流体が拡散しにくい）ほど定常すべりに近づいていくことになる．また，Mitsui & Hirahara（2009b）で問題として浮かび上がったapparent loadingについては，w が非常に大きくかつ w_{hy} は小さい，という極端な状況でのみ発現するということがわかった．Apparent loadingについては，せん断応力の時間発展を v_{pl} という速度境界条件で与えていることに本質的な原因がある．本研究の結果（極端な状況でのみapparent loadingが生じる）は，この問題の影響が限定的であり，ひとまず棚上げしても良いことを示唆している．

間隙流体圧の時間変動は，摩擦発熱に伴う断層での温度上昇にも大きな影響を与える．温度上昇の熱源は，断層運動に伴うせん断ひずみエネルギーの解放である．瞬間的な温度上昇に対しては外部への熱拡散が追いつかないため，せん断ひずみエネルギーの解放速度が大きい場合に，大きな温度上昇が起こる．具体例として，断層のすべり速度が大きいほど，温度上昇は大きくなりやすい．また，ひずみエネルギーの解放速度はせん断応力の絶対値にも依存する．TPが有効に働く場合，断層のすべり速度は大きくなるが，一方でせん断応力は動的に低下する．両者は，ひずみエネルギーの解放速度に対して相反する効果を及ぼす．このような場合，定性的な議論は困難である．Fialko（2004）およびBizzarri & Cocco（2006a）は，一定の幅 w（原典では $2w$）内での断層中心部における温度上昇量 ΔT を

$$\Delta T(t) = \frac{1}{\rho c w}\int_0^t dt' \left[\mathrm{erf}\left(\frac{w}{4\sqrt{\chi(t-t')}}\right)\right][\mu(\sigma - p)v]|_{t'} \quad (8)$$

という積分形で与えた．本研究では，バルクの単位体積あたりの熱容量 ρc を $3e+6$ [J K^{-1} m^{-3}] として，ブロックのすべりに伴う温度上昇量を計算した．Fig. 5に，Fig. 4と同じ数値実験での最大温度上昇量を示した．結果として，TPが有効に働く場合に温度上昇量がもっとも大きく（約90－140度上昇），ダイラタンシーが有効な場合は最大で約30度，SSEの場合は最大で約10度しか温度上昇が起こらなかった．

本研究では，w の違いは間隙流体圧変動にしか影響し

ないとした．しかし実際には，w によって速度・状態依存摩擦則のパラメータも変化することが示唆されている（Marone & Kilgore, 1993）．このように，本研究で考慮していないが全体に影響を与え得る要素は，他にも複数存在する．一つ一つ地道に考察していくことが重要と考えられる．また，本研究の数値実験は，w_{hy} および w という2つの空間スケールに焦点を絞って行われた．このような実験は，パラメータの影響の一面を理解するには良いが，システムの挙動全体を包括的に理解するには不足である．今後は，従来のものとは質的に異なる多次元のパラメータスイープ実験を試みていく必要があるだろう．

まとめ

本研究では，間隙流体の摩擦発熱に伴う瞬間的流体圧上昇（TP），せん断を受ける断層ガウジのダイラタンシーに伴う流体圧降下，化学反応による間隙シーリングに伴う長期的流体圧上昇，の3つのメカニズムを1自由度バネ－ブロックモデルに導入した．流体拡散の空間スケール w_{hy} およびガウジの厚さ w を何桁も変えて数値実験を行い，すべり様式の変化を調べた．w が一定以上小さければ原則としてTPが卓越するスティック－スリップが起こり，w がそれより大きいときは，w_{hy} が小さい（流体が拡散しにくい）ほど大きなすべりイベントは起きなくなる．さらに，w が非常に大きくかつ w_{hy} は小さい，という特殊な状況でのみ，数値計算上のapparent loadingが生じることがわかった．

謝辞

イタリア国立地球物理学火山学研究所のMassimo Cocco主任研究員には，研究の方向性についてご指導いただきました．静岡大学理学研究科地球科学専攻の生田領野講師と防災総合センターの藤井直之客員教授には，原稿を改善するために有益なコメントをいただきました．感謝いたします．

引用文献

Bizzarri A. & Cocco M. (2006a), A thermal pressurization model for the spontaneous dynamic rupture propagation on a three-dimensional fault: 1. Methodological approach. *Journal of Geophysical Research*, **111**, B05303.

Bizzarri A. & Cocco M. (2006b), A thermal pressurization model for the spontaneous dynamic rupture propagation on a three-dimensional fault: 2. Traction evolution and dynamic parameters. *Journal of Geophysical Research*, **111**, B05304.

Boatwright J. & Cocco M. (1996), Frictional constraints on crustal faulting. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 13895–13909.

Dieterich J. H. (1979), Modeling of rock friction 1. Experimental results and constitutive equations. *Journal of Geophysical Research*, **84**, 2161–2168.

Eshelby J. (1957), The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proceedings of the Royal Society of London A.*, **242**, 376–396.

Fialko Y. (2004), Temperature fields generated by the elastodynamic propagation of shear cracks in the Earth. *Journal of Geophysical Research*, **109**, B01303.

Gratier J. P., Favreau P., & Renard F. (2003), Modeling fluid transfer along California faults when integrating pressure solution crack sealing and compaction processes. *Journal of Geophysical Research*, **108**, B2, 2104.

Hirono T. H., Tanikawa W., Honda G., Kameda J., Fukuda J. & Ishikawa T. (2013), Importance of mechanochemical effects on fault slip behavior during earthquakes. *Geophysical Research Letters*, **40**, 2988–2992.

Jaeger J. & Cook N. G. (1976), *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall, London, 585 pp.

Marone C. & Kilgore B. (1993), Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones. *Nature*, **362**, 618–621.

Marone C., Raleigh C. B., & Scholz C. H. (1990), Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 7007–7025.

三井雄太（2014），速度・状態依存摩擦則を用いた地震サイクル計算におけるdip angleおよび動的応力伝播の効果．静岡大学地球科学研究報告，no. 41，1–6．

Mitsui Y. & Cocco M. (2010), The Role of porosity evolution and fluid flow in frictional instabilities: A parametric study using a spring – slider dynamic system. *Geophysical Research Letters*, **37**, L23305.

Mitsui Y. & Hirahara K. (2009a), Coseismic thermal pressurization can notably prolong earthquake recurrence intervals on weak rate and state friction faults: Numerical experiments using different constitutive equations. *Journal of Geophysical Research*, **114**, B09304.

Mitsui Y. & Hirahara K. (2009b), Interseismic pore compaction suppresses earthquake occurrence and causes faster apparent fault loading. *Geophysical Research Letters*, **36**, L20305.

Mitsui Y. & Heki K. (2013), Scaling of early afterslip velocity and possible detection of tsunami-induced subsidence by GPS measurements immediately after the 2011 Tohoku-Oki earthquake. *Geophysical Journal International*, **195**, 238–248.

Press, W. H., Teukolsky, B. P., & Vetterling W. T. (1992), Numerical recipes, 2nd ed., Cambridge University Press, New York.

Rice J. R. & Tse S. T. (1986), Dynamic motion of a single degree of freedom system following a rate and state dependent friction law. *Journal of Geophysical Research*, **91**, 521–530.

Ruina A. (1980), Friction laws and instabilities: A quasistatic analysis of some dry frictional behavior. *Ph.D. thesis*, Cornell University.

Ruina A. (1983), Slip instability and state variable friction laws. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 10359–10370.

Segall P. & Rice J. R. (1995), Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 22155–22171.

Sibson R. H. (1973), Interactions between temperature and fluid pressure during earthquake faulting and a mechanism for partial or total stress relief. *Nature*, **243**, 66–68.

Sibson R. H. (1994), Crustal stress, faulting and fluid flow. *Geological Society of London, Special Publications*, **78**, 69–84.

Sibson R. H. (2003), Thickness of the seismic slip zone. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **93**, 1169–1178.

Sleep N. H. (1995), Ductile creep, compaction, and rate and state dependent friction within major fault zones. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 13065–13080.

Tsutsumi A., Nishino S., Mizoguchi T., Hirose T., Uehara S., Sato K., Tanikawa W. & Shimamoto T. (2004), Principal fault zone width and permeability of the active Neodani fault, Nobi fault system, Southwest Japan. *Tectonophysics*, **379**, 93–108.