

加速するマグマは硬くなるか軟らかくなるか

東京大学 地震研究所 市原 美恵¹

1 はじめに

マグマの流動から破壊への遷移は、火山活動の重要な分岐点のひとつである。観察事実として、マグマの粘性が高くなるにつれ、或いは、変形速度が大きくなるに連れ、破壊しやすくなる傾向にある [1] (図 1)。この遷移を引き起こす素因は、マグマの非ニュートン性であるとして、次の 2通りの説明がなされている [1,2]。

1. 周期変形試験では、マグマは、マクスウェル型の粘弾性を示す。変動の周期を短くすると、温度を下げることに相似な変化を示し、内部構造の緩和時間を境にガラス状態へと遷移する。従って、緩和時間よりも短い時間スケールで大きな変形が加えられる、即ち、大きな歪み速度が加えられると、マグマは固体として破壊する。
2. 定常クリープ試験では、粘性が歪み速度とともに低下する非ニュートン性が見られる。粘性の低下は、緩和時間の逆数よりも 2-3 桁小さい歪み速度で始まる。粘性の低下により、歪み速度は加速的に増加し、やがて、内部緩和が追いつかなくなって破壊に至る。

上の 2つの説明は、しばしば、組み合わせて用いられるが、両者の間には本質的に相反する要素が含まれている。1は、破壊に向けてマグマが硬く（固体的に）なることを示唆しているのに対し、2では、マグマが軟らかく（低粘性に）なることが破壊の引き金であるとされている。実際には、顕著な流動変形 (necking) を伴わない破壊 [3] も、伴う破壊 [2] も報告されており、それぞれに対して前者と後者が、定性的に正しい説明であるように感じられる。本論文では、ガラス遷移も粘性低下も共に、マグマの内部構造の変化によって起こる [1,2] という考えに着目し、両者を矛盾無く説明出来る数学モデルを提案する。

粘性率が歪み速度とともに変化する性質は、シェアーシニングと呼ばれ、高温岩石の定常クリープ試験では一般的に見られる性質である。岩石以外にも、そのような性質を示す物質は多岐に渡り、それを利用した工業製品も多い。流動によって粘性率の変化する内部過程は様々であるが、その変化には、通常、有限の時間を要する。従って、ある歪み速度に対応した粘性率になるまでに、時間遅れが生じる。そのような性質はチクソトロピーと呼ばれ、よく知られた非線形レオロジー特性の 1つである [4]。マグマについても、中に含まれた気泡の変形によってシェアーシニングが

¹E-mail: ichiahra@eri.u-tokyo.ac.jp

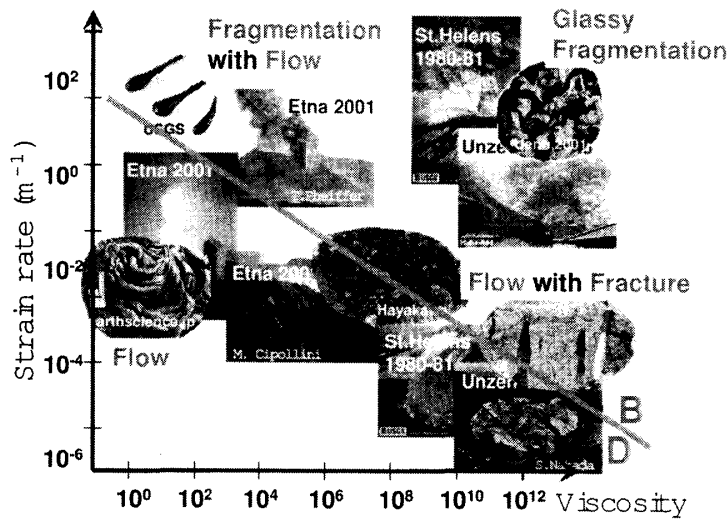


図 1: マグマの流動 (Dctile) と破壊 (Brittle) の遷移 [1]

生じる場合に、気泡の変形の遅れによるチクソトロピー性が生じるとして、マグマの流動と破壊への重要性が指摘されている [5]。しかし、マグマの液体部分であるシリケートメルト自体については、シェアーシニング性はよく知られていても、チクソトロピー性はあまり考えられていない。しかし、シェアーシニングが内部構造の変化によって起こるならば、それには有限の時間を要するはずで、マグマ破碎のような急激な現象では、何らかの影響があると考えられる。本論文では、チクソトロピーを含む粘弾性を、最も簡単な形でモデル化し、その影響について調べる。

2 数学的モデル

定常流におけるマグマのシェアーシニング性について、Bottinga[2] は、応力変化に伴う弾性変形のする仕事はマグマの配置エントロピーを変化させることが原因であるとして、次の式を提案した。

$$\eta_s = \eta_0 \exp(-b\sigma^2) \quad (1)$$

ここで、 η_s は一定歪み速度における粘性率、 η_0 は、歪み速度ゼロの極限における粘性率、 σ は応力、 b は物性定数である。

また、応力の変化に対して、マグマの配置エントロピーが応答するためには有限の時間 τ_s を要するはずであるという考えから、過渡的な粘性率 η を次の式で表現する [4]。

$$\dot{\eta} = -(\eta - \eta_s)/\tau_s \quad (2)$$

ただし、上付の $\dot{\cdot}$ は、時間微分を表す。

式 (2) で表される粘性要素 η と、弾性要素 G_∞ を持つ、マクスウェル粘弾性体の応力と歪み速度 $\dot{\epsilon}$ の関係は、

$$\dot{\sigma} + G_\infty \sigma / \eta = G_\infty \dot{\epsilon} \quad (3)$$

以下のスケーリングを用いて、式 (1)-(3) を無次元化する。無次元変数は * をつけて表す。

$$\left. \begin{aligned} \sigma^* &= \sigma/G_\infty, & \eta^* &= \eta/\eta_0, & t^* &= t/(\eta_0/G_\infty), \\ \alpha &= \tau_s G_\infty/\eta_0, & \beta &= bG_\infty^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

時間スケールは、マクスウェル粘弾性の緩和時間である η_0/G_∞ でスケーリングした。無次元化式をまとめると、

$$\dot{\eta}^* = -(1/\alpha)[\eta^* - \exp(-\beta\sigma^{*2})] \quad (5)$$

$$\dot{\sigma}^* = -\sigma^*/\eta^* + \dot{\epsilon}^* \quad (6)$$

ここでは、歪み速度制御の実験を想定し、 $\dot{\epsilon}^*$ を時間 δ かけて増加させ、その後一定値 F に固定する (図 2a)。その入力に対する σ^* と η^* の変化を計算する。系のパラメータは、 α 、 β 、 δ 、 F の 4 つで、それぞれ、粘性率の応答時間、粘性率の応力敏感性、入力の時間スケールと大きさを表す。パラメータの基準値、及び、変域を決めるため、Webb and Dingwell [3] による安山岩質マグマ (産地: クレーターレイク) の計測値を参考にする。754°C での値は、 $G_\infty = 25 \text{ GPa}$ 、 $\eta_0 = 10^{12} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ で、対応するマクスウェル緩和時間は 40 秒である。また、Bottinga [2] により、安山岩質マグマに対して、 $b = 3.69 \times 10^{-18} \text{ Pa}^{-2}$ という値が示されている。従って、 $\beta = 2300$ である。構造緩和の時間スケール (α) については、計測データのないため、これをパラメータとして計算を行う。

3 結果とまとめ

まず、モデルの力学的性質を図 2 に示す。粘性率一定の粘性流体と粘弾性流体 (2b)、時間遅れ無しのシェアーシニング粘性流体と、それに弾性要素を加えたもの (2c)、そして、シェアーシニング粘弾性流体について、時間遅れの無いものとあるもの (2d) の応答を比較している。弾性要素が加わると、バネの伸びが、変形初期の歪み速度を担っているため、応力の増加に時間遅れが生じる (2b)。この時間遅れは、マクスウェル緩和時間に相当する。時間遅れのないシェアーシニングを追加すると、実質的に粘性率の小さい流体として振る舞い、弾性要素の効果は図 2b と定性的に同じである (2c)。時間遅れを考慮すると、粘性が下がりきる前に、応力に極大値の生じることが分かる (2d)。

図 3 では、粘性変化の特性時間が、マクスウェル緩和時間よりも短い場合 (3a: $\alpha = 0.1$)、同等の場合 (3b: $\alpha = 1$)、長い場合 (3c: $\alpha = 10$) について、歪み速度の加速時間を変えて応力の変化を比較している。計算結果より、マクスウェル緩和時間 (1)、粘性変化の時間 (α)、歪み速度加速の時間 (δ) の大小関係によって、応力の掛かり方が大きく異なることが分かる。特に、 $\alpha > 1$ 、且つ、 $\delta < \alpha$ の場合に大きな応力が発生する。

以上の結果より、マグマのシェアーシニング性と、流動から破壊への遷移をモデル化する上で、チクソトロピー性の有無とその本質を明らかにすることが重要だという結論を得た。今回示した結果は、歪み速度制御の計算で、平衡粘性率 (η_s) が、式 (1) のように応力の関数で与えられていることに影響されている。これが歪み速度の関数で与えられると、結果が大きく変わる。従っ

て、マグマの流動と破壊を記述するための構成方程式では、マグマのシェアーシニングの応答時間だけでなく、その内部メカニズムを正確に表現する必要がある。そのために必要な実験データは、まだほとんどなく、今後の研究が望まれる。

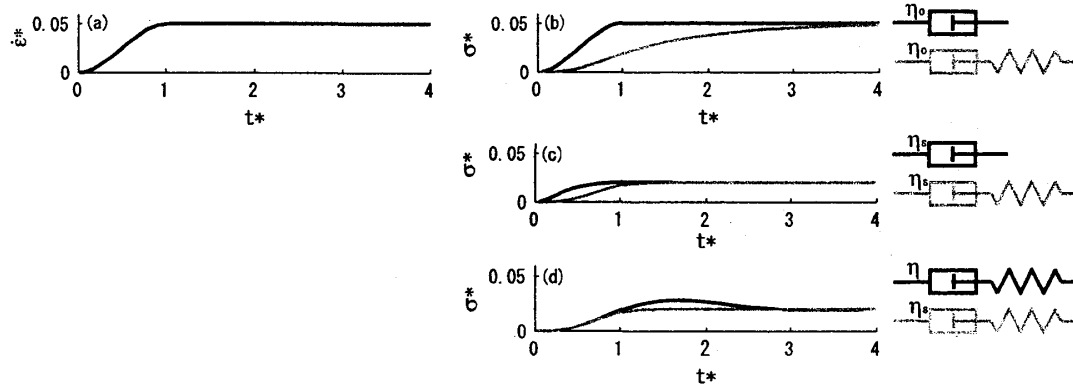


図 2: 与えられた歪み速度 (a) に対して、粘 (弾) 性物質に発生する応力の変化。

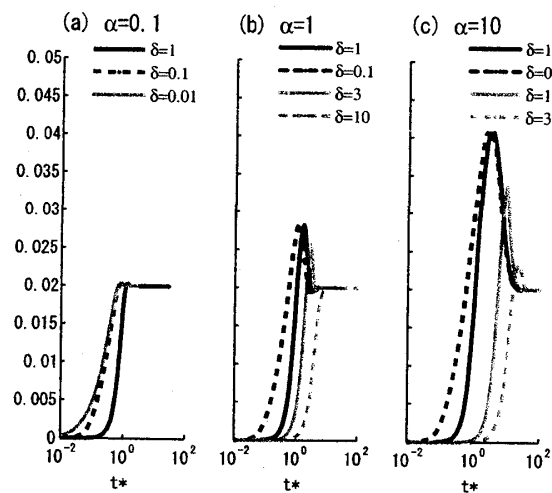


図 3: シェアーシニング応答時間 (α) と、歪み加速時間 (δ) の大小関係による、最大応力の変化。

参考文献

- 1) D. B. Dingwell and S. L. Webb, Phys. Chem. Miner. **16** (1989), 508.
- 2) Y. Bottinga, J. Geophys. Res. **99** (1994), 9415.
- 3) S. L. Webb and D. B. Dingwell, J. Geophys. Res. **95** (1990), 15695.
- 4) H. A. Barnes, J. Non-Newtonian Fluid Mech. **70** (1997), 1.
- 5) N. Bagdassarov and H. Pinkerton, J. Volcanol. Geotherm. Res. **132** (2004), 115.