

# ブルカノ式噴火のシミュレーション

湯川諭\*、伊藤伸泰

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻

第10回交通流のシミュレーションシンポジウム、平成16年12月10日～11日

## 1 初めに

日本は有数の火山国であるため、火山噴火のダイナミクスを理解することは、学術的に価値があるだけでなく、防災上も非常に重要である。しかし、そのダイナミクスの物理的側面の理解は十分になされているとはいえない。それは、そもそもの火山噴火を詳細に観測することや実験を行うことが非常に難しいためである。本講演ではブルカノ式噴火に焦点を当てシミュレーションを行った結果を発表する。

ブルカノ式噴火とは、日本では桜島の噴火に見られるような火山爆発であり、比較的高粘性のマグマが関与する。一般に、火山噴火に対してマグマだけではなくマグマ内部に溶けている揮発性のガスが重要な役割を担う。[2] ブルカノ式噴火の単純化したイメージは、ちょうどよく振った炭酸飲料のふたをはずしたときの内部の飲料の噴出と重ねることができる。つまり、炭酸ガスの溶け込んだ飲料が蓋をはずしたときの急減圧で発泡し、それと同時に飲料が噴き出すというものである。火山では、飲料はマグマ、炭酸ガスはマグマに溶け込んでいる水などのガスである。

このような噴火のイメージを物理的側面から研究したいのであるが、実際の火山爆発の解析は、火山固有の特徴や、同じ火山でも噴火のイベントごとに違うなどの個別性から、直接物理系として理論モデルを構築し、取り扱うのは難しい。このような状況をふまえ、火山学の方で衝撃波管の実験というブルカノ式噴火のアナログ実験が数多く行われるようになってきた。[5, 3, 4] そこでは、マグマに見立てたアナログ物質を高温高圧でチューブに閉じこめ、ふたをはずしたあとの振る舞いを観測するということが行われている。これらの状況に対応するような火山噴火の連続体記述の理論モデルもいくつか提唱され、解析もなされているが、マグマ-ガス二成分系の状態方程式を不明瞭な仮定で決めるなど理論の正当性などはまだまだ明らかでない。[6, 7, 8]

このような問題点を考えるため、ミクロな観点からのモデル化を行いシミュレーションを行った。そこでは、マクロな仮定をいっさい排除するので連続体モデルの妥当性を議論できる。また、衝撃波管の実験と同じような状況をシミュレートすることにより、非常に理想的でコントロールされた衝撃波管の実験と見なすこともできる。そのため、このようなシミュレーションを大規模に行うことはブルカノ式噴火の理解につながると考えることができる。

---

\*yukawa@ap.t.u-tokyo.ac.jp

## 2 モデルとシミュレーション

ここでは、ミクロな観点からモデル化を行う。ミクロなモデルとは言ってもいろいろな立場があり得るが、ここでは分子動力学法を使うことにする。つまり、マグマ-ガスの二成分系を離散的な粒子をつかってモデル化し、粒子間の相互作用を決め、あとはニュートンの運動方程式に従って運動するという単純なモデルを採用する。このようなニュートン方程式に従って運動する粒子系は、さまざまな流体の振る舞いが再現されることが知られているので、連続体の記述の検証に用いることができる。[9]

具体的な構成粒子間の相互作用として、ここでは Lennard-Jones 型のポテンシャルを採用する。Lennard-Jones 型のポテンシャルを用いることにより、気相、液相、固相、またそれらの共存など、マグマダイナミクスに必要な相は全て再現することができる。また、平衡系の性質がよく知られているので、パラメーターを選ぶときに無駄なシミュレーションを省くことができる。マグマとガスの物性の違いは、Lennard-Jones 粒子のパラメーターを変更することで表現する。これらを含め、系のダイナミクスを支配する 3 次元  $N$  粒子系のハミルトニアンとして次のような物を使用する。

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2} \sum_{i,j(i \neq j)}^N \alpha_i \alpha_j \phi(|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|) , \quad (1)$$

$\phi(r)$  は Lennard-Jones 12-6 ポテンシャルであり、

$$\phi(r) = 4\epsilon \left\{ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right\} , \quad (2)$$

と一般的に書かれる。また、各粒子の質量  $m_i$  としてマグマは 1、ガスは 0.1 を取ることにする。エネルギーの次元  $\epsilon$ 、長さの次元  $\sigma$  はともに 1 に取ることにする。相互作用の前の係数  $\alpha_i$  は、マグマとガスに対して相互作用を変えるためであり、マグマに対しては 1 を、ガスに対しては 0.1 を取ることにする。これでマグマ間の相互作用はガス間の相互作用に対して 100 倍強く働くことになる。もちろん  $\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i$  は、粒子の運動量、座標を表す。

シミュレーションに際しては、衝撃波管の実験を念頭におこなう。直方体の箱を準備し、 $z$  軸正の方向に爆発することにする。 $x, y$  方向は周期的境界条件を課し、 $z$  軸方向の境界条件として、弾性反射壁をおいておく。初期状態として、系を「マグマ溜まり」部分と、「火道」部分の二つに弾性壁で分けマグマ溜まり部分に、マグマ粒子とガス粒子、火道部分にガス粒子を入れておく。それぞれで、能勢-Hoover 熱浴を使って等温状態を準備する。[10, 11, 12] 十分に緩和したあと、マグマ溜まりと火道を仕切っている弾性壁を取り除く。これ以降は熱浴は取り除き、系の時間発展はニュートン方程式に従って時間発展する。

初期にマグマ溜まりの温度を比較的高温に保ち、密度も高密度で準備し、火道内のガスの温度、密度を適当に小さく設定しておけば、マグマ溜まりと火道の隔壁を取り除くと、自発的に爆発が発生するので、これを利用し余分なエネルギー注入などは行わないことにする。

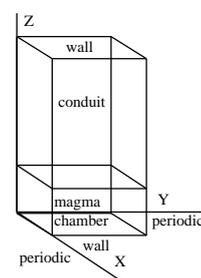


図 1: 系の形

### 3 結果

シミュレーションの典型的な結果を示す。全ての物理量がマイクロな量で定義されるので、密度場や圧力場、温度場など連続体との検証に必要な物は全て計算することができる。図には密度場と  $xy$  平面内の圧力場を示しておいた。(パラメータは図のキャプション参照。) 密度場において、 $z$  座標が正の向きに進行している衝撃波が二つ見られる。初めの速度の速い物は、ガスの音速を超えておりこれは噴火によるガスとガスとの衝撃波である。このような衝撃波は実際の火山噴火の際にも観測されている。また、それより遅れてもうひとつ高密度領域と低密度領域を分ける衝撃波が伝播しているのが観測される。この衝撃波は、マグマとガスとの衝撃波である。さらに、爆発後、時刻 120 当たりから、 $z$  軸負の方向に向かって衝撃波が走っているのが見られる。これは、 $z$  軸の上の境界条件である弾性壁からの反射波なので、これ以降の計算は上部の境界の影響が出ている。また、時刻 40 ぐらいから、密度場のマグマ-ガス衝撃波面より後方で内部構造が成長して行くのが観測される。これは詳細なスナップショットの解析から、マグマ内部のガスが発泡しながら爆発していく様子であることがわかり、火山学で言われている発泡しながら爆発するという状況が再現できている。さらに、密度場ではわからないが、圧力場のプロファイルにおいて、爆発直後から  $z$  軸負の向きに、別の衝撃波が伝わっている様子が見られる。これは、減圧が伝わっている波であり、希釈波であると見なすことができる。

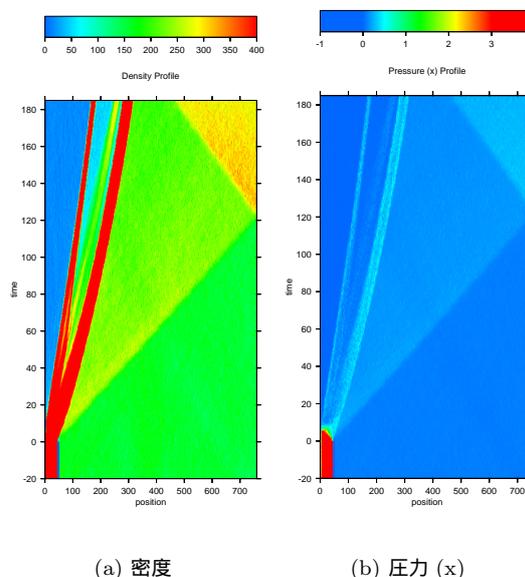


図 2: 局所的な物理量のプロファイル。系の大きさは  $40 \times 40 \times 752$  粒子数は、マグマ 57600 粒子、ガス 118400 粒子。横軸は  $z$  軸方向の座標。縦軸は時刻である。時刻 0 で爆発しその後の時間発展が示されている。また、初期のマグマ溜まりの大きさは  $40 \times 40 \times 40$  である。

### 4 まとめ

ブルカノ式噴火のマイクロな観点からのモデルを構成し、シミュレーションを行った。この結果、ガス間、ガスとマグマ間の衝撃波の存在や、減圧が伝わる波である希釈波などの衝撃波が観測された。これらは、火山学の方でも存在が認められており、マグマ-ガス二成分系の相の状態を知る上での指標となるので重要である。また、定性的にはあるが、噴火直後からガスが核形成を経て、発泡し複雑な内部構造を生成していることが確認された。これらは、気泡を伴うマグマ流からマグマの液滴を含んだガス流への転移の際に重要になる発泡の浸透につながる非常に重要な現象である。

現在、シミュレーションで得られた結果と、連続体モデル、衝撃波管の実験結果などとの比較を

行おうとしているところであり、まだ定量的には調べてはいない。しかし定性的に良い一致を見せているところから定量的にもこのマイクロなモデルは良いモデルであろうと思われる。今後、マグマ流からガス流への完全な転移をしらべマグマの破碎の様子を定量的に調べるためには、もう少し計算規模を大きくする必要がある。これは、現在のシミュレーションで系の断面の  $1/4$  の大きさの液滴が見えていることから、横方向の断面積を数倍大きくすれば見えてくるはずの現象であり、計算機中での火山噴火の完全な再現は、もう手の届くところにある。

## 参考文献

- [1] 特定領域研究「火山爆発のダイナミクス」研究集会、「2004年、火山爆発夏の学校」テキスト。
- [2] 鍵山恒臣編、東京大学地震研究所編集、地球科学の新展開3「マグマダイナミクスと火山噴火」朝倉書房、2003年。
- [3] M. Ichihara, D. Rittel, and B. Sturtevant: “Fragmentation of a porous viscoelastic material: Implications to magma fragmentation”, *J. Geophys. Res.* **107(B10)**, 2229, doi:10.1029/2001JB000591, (2002).
- [4] O. Spieler, D.B. Dingwell, and M. Alidibirov: “Magma fragmentation speed: an experimental determination”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.* **129**, 109-123, (2004).
- [5] B. Cagnoli, A. Barmin, O. Melnik, R.S.J. Sparks: “Depressurization of fine powders in a shock tube and dynamics of fragmented magma in volcanic conduits”, *Earth Planet. Sci. Lett.* **204**, 101-113, (2002).
- [6] A.W. Woods: “A model of vulcanian explosions”, *Nucl. Eng. Design*, **155**, 345-357, (1995).
- [7] O. Melnik: “Dynamics of two-phase conduit flow of high-viscosity gas-saturated magma: large variations of sustained explosive eruption intensity”, *Bull. Volcanol.* **62**, 153-170, (2000).
- [8] O. Melnik and R.S.J. Sparks: “Nonlinear dynamics of lava dome extrusion”, *Nature* **402**, 37-41, (1999).
- [9] T. Ishiwata, T. Murakami, S. Yukawa, and N. Ito: “Particle Dynamics Simulations of the Navier-Stokes Flow with Hard Disks”, *Int. J. Mod. Phys. C* (2004) 印刷中。
- [10] S. Nosé: “A molecular-dynamics method for simulations in the canonical ensemble”, *Mol. Phys.* **52**, 255, (1984).
- [11] S. Nosé: “A unified formulation of the constant temperature molecular-dynamics methods”, *J. Chem. Phys.* **81**, 511, (1984).
- [12] W.G. Hoover: “Canonical dynamics: Equilibrium phase-space distributions”, *Phys. Rev.* **A31**, 1695, (1985).