ミュオグラフィーによる巨大物体の密度分布可視化およびその火山噴火における火道内気液二相流解析への応用*

Imaging Density Distribution of a Big Object by Muography and its Application to the Analysis of Gas-liquid Two-phase Flow in a Conduit during Volcanic Eruption

小園 誠 史**
KOZONO Tomofumi

田 中 宏 幸***
TANAKA Hiroyuki

小屋口 剛 博***
KOYAGUCHI Takehiro

Abstract This paper reviews the principle of cosmic-ray muon radiography (muography) and its application to the analysis of gas-liquid two-phase flow in a conduit during volcanic eruption. Muography is a useful technique for imaging internal density distribution of a big object (e.g., a volcano, a blast furnace, etc.). By measuring muon path lengths and absorption along different paths through the object, one can deduce average density along the path inside the object. According to numerical modeling of gas-liquid two-phase flow in the volcanic conduit during a dome-forming eruption, magma porosity (i.e., density) inside the conduit largely changes depending on magma flux even if the porosity at the surface is kept low. The increase in the porosity inside the conduit may induce the transition to explosive eruption. This implies that high-resolution measurement of the porosity distribution inside the conduit is essential for predicting the transition of eruption styles. Recent progress in a muon detector system enables us to perform this measurement, such as in Mt. Iwodake of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan. Spatial resolution of muography is adequate for detecting the variation of the porosity inside the conduit. Applications to industrial plant monitoring are also discussed.

Keywords: Cosmic-ray muon, Radiography, Volcanic eruption, Conduit flow, Magma porosity

1. 緒 言

人類が素粒子と深い係わり合いを持つようになったのは、今から 100 年以上も前、1895 年のレントゲンによる X 線の発見以来のことである。素粒子科学の幕開けである。その後の当該分野の発展は非常に速く、翌年の 1896 年にはベクレルによりウラン化合物から、高エネルギーの粒子が放出されていることが発見された。1930 年ごろから宇宙線の観測実験が開始され、1932 年にアンダーソンが陽電子を、1937 年に同じくアンダー

ソンが μ 粒子（ミュオン）を、1947 年にはパウエルが π 中間子（パイオン）を発見するなど、X 線の発見後 50 年の間に数々の新粒子が発見された。これらの粒子の中には驚くほど貫通力の強いものがあり、素粒子の測定実験は地下へ地下へと場所を移していった。観測深度が深くなるにつれて、宇宙線に含まれる様々な粒子が地中に吸収されるようになるため、観測される粒子の数が減る。しかし、地下 100 m になっても、ミュオンだけはあまり数が減らなかった。X 線の透過力をは

* 2010.2.1 受付

** 独立行政法人防災科学技術研究所 〒305-0006 茨城県つくば市天王台 3-1

TEL: (029)863-7521 FAX: (029)851-5658 E-mail: kozono@bosai.go.jp

*** 東京大学地震研究所

るかに超える新プローブの発見である。1950年代には地下にミュオン検出装置を置いて、その上にある岩盤の厚みを調べる実験が行われた。地下でとらえられるミュオンの数の違いにより、岩盤の厚さを推定しようというのである。このミュオン粒子の透過性を利用して、巨大物体の「レントゲン写真」(ミュオグラフィ)撮影を試みたのがアメリカの物理学者ルイ・アルバレである。1967年、アルバレのグループはエジプトのピラミッド内部にミュオン粒子検出器を設置して、斜め方向から飛来するミュオンを用いて、東西南北全ての方向についてミュオン粒子数を測定した[1]。

ミュオン粒子を捉える装置は粒子検出装置と呼ばれるもので、実験室のような環境の良いところで運転されるのが普通である。つまり火山のような厳しい環境下にはあまり向いていない。そこで注目したのが初期の高エネルギー物理学の分野で極めて重要な役割を果たした原子核写真乾板である。写真乾板にミュオンのトラックを記録することにより、オフラインではあるが電力消費を全く必要としないポータブル宇宙線ミュオンイメージング装置を実現することが可能となり、火山体内部のイメージング技術に対して、大きな前進があった。2006年には、原子核写真乾板を用いて、日本有数の活火山である浅間山内部を測定することが試みられ、火山内部を透視することに世界で始めて成功した[2]。火口底の下に発見された低密度領域を説明する物理プロセスとして火山性破碎物質の火道へのフォールバック(落ち込み)プロセスが提唱された[2, 3]。また、同様の観測を他のタイプの火山に適用可能かどうかを探る目的で、有珠山の溶岩ドームとして有名な昭和火山を対象にして、観測を行った[4]。溶岩ドームのマグマの粘性は高くかつガスが少ないために爆発的な噴火を起こさず、その場に盛り上がり形成される溶岩ドームは、火道中のマグマ上昇やその結果としての、山体周囲の地殻変動を議論するのに非常に意味のある情報をもたらす。昭和火山では浅間山の結果とは対照的に、マグマの通り道が空洞ではなく固結したマグマで満たされていることが分かった。マグマの通り道が低密度になっている浅間山の結果と対照的であるが、これはマグマの粘性の違いによるものと考えられる[4]。浅間山では60 m、昭和火山では30 mという従来の地球物理学的手法では到達できない高空

間分解能で内部をイメージングすることに成功した。その後、シンチレーション検出器を用いた測定により2009年2月2日の浅間山の小噴火前後の火口近傍の透過像を得ることに成功し、火山噴火推移の予測に対して、初めての実績を上げることに成功した[5]。また、火山噴火における、火道内の混相流モデリングの立場から重要なマグマの「空隙率」のその場観測にも成功している[6]。この問題に関しては次の第2節での混相流場解析において新しい技術となりうるミュオグラフィを概説したあと、第3節で詳説することとする。

2. ミュオグラフィの原理

2.1 宇宙線ミュオン

一次宇宙線が大気原子核にぶつかってパイオンやケイオンなどのメソンができる。このようにメソンが作られるとき、1回の核子-核子衝突で同時に多数のメソンがつくられる(メソンの多重発生)。多重発生により生成された荷電パイオンは不安定な粒子なので、あっという間に崩壊(decay)してミュオンになる。この崩壊は次のようにして起こる。

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \quad (1)$$

ミュオンはパイオンと比較して安定ではあるが、ライフタイム(τ_0) $2.2\mu\text{s}$ 以下のようなチャンネルで崩壊する。

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (2)$$

ν は中性で、質量の極めて小さいニュートリノである。 $\bar{\nu}$ は反ニュートリノである。ライフタイムに光速 c をかけたものは崩壊長と呼ばれ、 $\beta \sim 1$ の高エネルギー粒子が崩壊するまでに進む距離に等しい。さらに、この τ_0 を用いてある決まった距離を飛ぶのに必要なエネルギーを崩壊定数(ϵ_μ) (decay constant)と呼んでいる。エネルギーが高くなればなるほど、相対論効果で時間の遅れが生じてくるので、飛べる距離も長くなる。Table 1に宇宙線に含まれる主な粒子の崩壊長と崩壊定数をまとめた。他の粒子と比べてミュオンのみが長距離飛行できることが分かる。

地球人気内に高エネルギーの宇宙線が入射した場合、ハドロンや電磁成分の多重発生の結果、空気シャワー現象が生じ、多くの二次粒子が発生する。ライフタイムの短いものはすぐに崩壊するが、Table 1に見られるような長い崩壊長を持つ

Table1 Decay constant calculated for a given length (6.4 km).

粒子	$\mu^\pm$	$\pi^\pm$	π^0	$K^\pm$	K_L
$c\tau_0$ (m)	659	7.8	2.5×10^{-8}	3.7850	15.54
ε_μ (GeV)	1.0	115	3.5×10^{10}	850	205

ミュオンは地上で観測される。そのため、一次宇宙線の大部分は陽子であるが、二次宇宙線は地上高度では大半がミュオンである。

ミュオン生成において、大気中で最も重要なチャネルとそれらの分岐比は

中性パイオン $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ ($\sim 100\%$) (3)

荷電ケイオン $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ ($\sim 63.5\%$) (4)

これらの内、ミュオンを生成するのは荷電パイオンと荷電ケイオンで共に2体崩壊である。2体崩壊では崩壊後の粒子のエネルギーは、崩壊してできる粒子が分かっている一義的に決まる。つまり、

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx AE_\mu^{-2.7} \{(\pi \rightarrow \mu) + 0.635 \times (K \rightarrow \mu)\} \quad (5)$$

である。式(5)に実験で得られている色々な量の数値を入ると、

$$AW_\mu(E_\mu + \Delta E_\mu)^{-2.7} \times \left(\frac{0.78^{1.7} 90 \text{ GeV sec } \theta}{E_\mu + \Delta E_\mu + 90 \text{ GeV sec } \theta} + 0.36 \times 0.635 \frac{0.52^{1.7} 442 \text{ GeV sec } \theta}{E_\mu + \Delta E_\mu + 442 \text{ GeV sec } \theta} \right) \quad (6)$$

が得られる。静止しているミュオンは $2.2\mu\text{s}$ で崩壊するが、光速に近い速度で運動するミュオンの時計は相対論効果で遅れる。そのため、ミュオン残存率 W_μ は以下のような形をとる：

$$W_\mu = \exp[-L/L_{\text{decay}}] \quad (7)$$

ここで、

$$L_{\text{decay}} = c\beta\gamma\tau = 3 \times 10^8 (\text{m/s}) \cdot E_\mu (\text{GeV}) / m_\mu \cdot 2.2 \times 10^{-6} (\text{s}) = 6.2 \cdot E_\mu (\text{GeV}) \text{ km} \quad (8)$$

ここで $\gamma (= E_\mu/m_\mu)$ は Lorentz 因子と呼ばれるもの

で、ここでは $\beta (= v/c)$ を 1 とした。 $c\tau (= 660 \text{ m})$ は相対論効果を見捨てたミュオンの崩壊長である。 L は斜めの経路長で実際の地球では

$$L = [(R^2 \cos^2 \theta + 2Rr + r^2)^{1/2} - R \cos \theta] / r \quad (9)$$

である。ここで、 R は地球の半径、 r は地球大気鉛直方向の厚さである。次に、大気地表での深さ X_0 は 1013 g/cm^2 であるが、ミュオンはこの厚みを通り抜ける間に人体 $\Delta E_{\text{air}} = 2.6 \text{ GeV}$ エネルギーを失う。大気中でのミュオンのエネルギー損失 ΔE_μ は以下のようにかける。

$$\Delta E_\mu = \Delta E_{\text{air}} \times L \quad (10)$$

式(6)と地上で得られた様々な天頂角方向のミュオンフラックスとの比較を Fig. 1 に示す。パイオンやケイオンの崩壊する確率はエネルギー増大と共に抑えられるので、高エネルギー中間子は崩壊する前に、大気の原子核と相互作用しやすい。したがって、結果として、生成されるミュオンの数は増えるが、平均エネルギーは落ちる。しかし、大気の密度が低いと、大気の原子核と相互作用する前に高エネルギー中間子は崩壊する。したがって、生成されるミュオンの数は減るが、その平均エネルギーは上がるのである。これが、すぐに高い大気密度を経験する鉛直方向のミュオンの平均エネルギーよりもしばらく低い密度の大気中を飛行する水平方向のミュオンの平均エネルギー

Fig. 1 Zenith angular dependence of cosmic-ray muon energy spectrum.

一の方が高い理由である。このような高エネルギーで貫通力のあるミュオンは火山のような巨大物体のイメージングに向いている。それでは次に、ミュオンのエネルギーが増すほど貫通力が大きくなることを示そう。

2.2 ミュオンの物質中でのエネルギー損失

ミュオンのエネルギー損失過程は2つの過程—連続的と離散的—に分けられる。前者はミュオンが物質を通る際、周りの媒質の原子を電離することによる。岩石中でのミュオンの電離損失に対する数式は $E_\mu > 10\text{GeV}$ のとき5%よりよい近似で、

$$\frac{dE_\mu}{dX} \approx 1.888 + 0.0768G \quad \text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2) \quad (11)$$

と書ける。ここで

$$G = \ln(E_\mu / m_\mu c^2) \quad (12)$$

である。

ミュオンは、制動輻射、 $e+e$ -対の直接生成、原子核との電磁相互作用によってもエネルギーを失うが、これらは高エネルギーになると目立ってくる。これらの過程によるエネルギー損失はまとめて、以下の式で表わせる。

$$dE_\mu / dX = bE_\mu \quad (13)$$

様々なエネルギーに対する b の値はTable 2に示されている。

式(6)と(11)、(13)を用いて水平近くから飛来するミュオン成分を取り出して、その透過量の「理論曲線」を岩石の厚さを関数として表現することが出来る (Fig. 2)。図の縦軸はミュオン強度と呼ばれるもので、単位面積あたり、単位時間あたり、単位見込み角あたりのミュオン数を表わす。ここでは面積として 1m^2 、時間として1日、見込み角として1ステラジアンを採用している。1ステラ

Table 2 List of energy loss parameters via stochastic processes in standard rock.

E_μ GeV	b $10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2$
10	1.91
100	3.12
1000	4.01
10000	4.40

ジアンは正三角形の内角程度で空間を見込んだときの立体的な角度である。図の横軸に注目してみるとミュオンはキロメートルにも及ぶ岩盤を通り抜けることが分かる。さらに面白いことに、岩盤の厚さをどれだけ厚くしても透過できるミュオンの数はゼロにならないということである。すなわち宇宙線のミュオンはどれだけ厚いものでも透過できるのである。ただ、岩盤の厚みが厚くなればなるほど透過できる数が極端に減ってくる。

Fig. 2からも分かるように、ミュオンは物質中の電子や核子と相互作用するので、エネルギー損失は直接、物質密度の関数となる。したがって、一旦密度長（密度×経路長） X が与えられると、式(11)と式(13)より経路に対して透過できるミュオンの最低エネルギー E_c が得られる。式(6)より N_μ は E_μ と θ であらわされるので、ある θ に対して式(6)を E_c から ∞ にわたって積分すれば、 X を透過できる宇宙線ミュオン $N_\mu(E_c, \theta)$ の強度を計算できる。逆に $N_\mu(\theta)$ を測れば密度長（密度×経路長） X がユニークに決定される。すなわち、実際に測定するのはミュオン強度のみであるが、ミュオンの強度から、積分の下限値である E_c が推定される(E_c は測定値ではない)。その E_c を用いて、式(1)から物質量を推定できる。 X を地形図から読み取れるミュオンの経路長で割れば「経路上の平均密度」が得られる。これが透過型ミュオングラフイーの原理である。

通常、検出器サイズは山体サイズと比べて非常に小さいので、点と近似することが出来る。した

Fig.2 Zenith-angular dependence of the cosmic-ray muon intensity after passing through a certain thickness (horizontal axis) of an object.

がって、対象物の透過像は水平角 (ϕ)、及び垂直角 (θ) の角度空間内で表現されることとなる。この際、対象物での位置分解能 ($\Delta X, \Delta Y$) は、検出器での角度決定精度 ($\Delta\theta, \Delta\phi$) と対象物と検出器との距離 (L) とで決まる。すなわち ($\Delta X, \Delta Y$) = $L \times (\Delta\theta, \Delta\phi)$ である。したがって、検出器位置での高い角度分解能は対象物での位置分解能を上げることに貢献する。

式(6)と(11)、(13)に検出器の面積 S として検出器での角度決定精度 ($\Delta\theta, \Delta\phi$) をインキューレートすると、ラジオグラフィーを行う対象に対して時間分解能と空間分解能の関係を得る。Fig. 3 には火山、溶鉱炉を例にとって、その様子を示している。対象物での位置分解能 ($\Delta X, \Delta Y$) は対象物と検出器との距離 (L) とで決まるが、ここでは、現実的な値として、溶鉱炉では $L = 5 \sim 10$ m 程度、火山では $L = 1 \sim 2$ km 程度を選んでいる。また、検出器面積は 1 m^2 、密度決定精度を 10% 程度以下と仮定している。

3. 火山と混相流

3.1 火道内のマグマ混相流と噴火の多様性

火山噴火現象とは、地下深部で溶融した岩石 (マグマ) が地表に噴出する現象であり、その噴火現象においてはさまざまな混相流状態が出現する[7]。一般にマグマは、地下 100 km より浅い所においてマントルが部分溶融することによって生じる。その発生場においては、液相 (メルト) が結晶粒界に僅かに存在するだけであり、それが地表において殆ど液体状態のマグマとして噴出するには、メルトが結晶粒界を浸透流として流れて集積する過程を経なければならない。この集積過程は結晶とメルトという固液 2 相の混相流問題として取り扱われる。固相から分離したマグマはその後「火道」や割れ目 (岩脈) を通って上昇するが、地表に噴出する前に地下でしばらく停留し「マグマ溜り」を形成する。マグマ溜りにおいては、冷却の効果などによってマグマ内に結晶が析出する。更に地表に近づく、マグマが減圧のため発泡し、マグマは固相・液相・気相という 3 相を含む混相流として上昇していく。混相流マグマが地表に達して噴出すると、溶岩流、溶岩ドーム、火山噴煙や火砕流などの噴火現象がもたらされる。これらの地表における流動現象も、固・液・気相からなる混相流の複雑な性質によ

Fig. 3. Time resolution versus the spatial resolution of muography for the different target sizes.

て大きな影響を受け、特に噴煙や火砕流においては周囲の大気との混合が起こり、より複雑な混相流のダイナミックスが出現する。

本節では、前節で述べたミュオグラフィーが、これらの混相流の中でも、噴火の推移予測に直結する火道内のマグマの上昇過程における気液二相流の有力な観測手段になることを示す。安山岩質・デイサイト質・流紋岩質マグマなどの比較的 SiO_2 量が多い珪長質マグマがもたらす火山噴火においては、巨大な噴煙を形成する爆発的な噴火と、溶岩ドームを形成する非爆発的な噴火という、両極端な噴火のタイプが生じることが知られている。いずれの噴火タイプになるかを観測データに基づいて予測することは、火山学上、また防災上極めて重要な研究課題である。この噴火タイプの多様性をもたらすメカニズムは、以下に示すように火道内におけるマグマ混相流のダイナミックスと深く関連している。

マグマ溜りにおけるマグマの液相部には、 H_2O を主成分とする揮発成分が溶け込んでいる。そのマグマが火道内を上昇して減圧を受けると、溶け込んでいた揮発成分がガスとして析出することによってマグマが発泡し、気泡流として上昇していく。マグマからガスが分離されないままさらに上昇して減圧が進行すると、気相の体積分率 (つまり、マグマの空隙率) は増加してマグマは効果的に膨張していき、マグマの流動様式はガスの中に液滴や火砕物が浮遊しているような噴霧流の状態に変化する。この気泡流から噴霧流への変化においては、液体マグマが「破碎」されて火砕物になる現象が生じている。破碎後の噴霧流にお

るマグマの流動は気相の粘性が支配しており、且つマグマが急激に膨張しているため、マグマは高速で火口から地表に噴出し、これによって巨大な噴煙を形成するような爆発的噴火が生じる (Fig. 4(c))。

一方、上昇過程において何らかの形で液相マグマからガスが分離する (以下、これを「脱ガス」と呼ぶ) 場合、マグマ空隙率の増加・マグマの膨張は抑制され、その結果マグマは破碎せずに地表に達する状況が考えられる。この場合、マグマの流動は火道全体を通じて液相の粘性が支配している。マグマにおいては、この液相部の粘性が非常に高い (珪長質マグマで 10^5 Pa s 以上) という重要な性質がある。そのため、マグマは強い粘性抵抗を受けて低速で火口から流出し、これが溶岩ドームを形成するような非爆発的噴火をもたらす (Figs. 4(a), (b))。

以上のように、火道内の気液二相マグマの上昇過程における「発泡」と「脱ガス」の競合によって、火道内のマグマ空隙率は大きく変動し、その空隙率の違いを反映して噴火タイプに多様性が生じる。特に溶岩ドーム噴火においては、火道内のマグマ空隙率が複雑に変化している可能性がある。実際の溶岩ドーム噴火に対する観測事実によると、地表に流出した溶岩ドームのマグマ空隙率は非常に低くほぼ 0 にまで達している場合もある [8]。一方で、火道内部地下においては空隙率が大きく変動しており、Montserrat 島・Soufrière Hills 火山の 1997 年噴火を例にとると、圧力が 10 MPa より高い地下の領域において、0.5-0.7 という比較的高い空隙率をもつ可能性があることが岩石学的研究から指摘されている [9]。溶岩ドーム噴火から噴煙を形成する爆発的噴火に遷移する過程においては、この地下における空隙率がさらに増加して、マグマが粉々に破碎するという過程

Fig. 4 Schematic illustration of porosity distribution of magma in volcanic conduits during transition from dome-forming eruption to explosive eruption.

を経ることになる (Fig. 4)。従って、溶岩ドーム噴火における火道内マグマ空隙率の状態を直接観測することは、非爆発的 phase から突然爆発的 phase が開始するという危険度の高い噴火パターンのメカニズムを理解する上で鍵となる情報を与えるのである。

前節で述べたミューオグラフィーは、この火道内のマグマ空隙率、つまりマグマ密度を、これまでの火山観測技術では為し得なかった高分解能で推定できる非常に有用な新技術である。以下では、溶岩ドーム噴火における火道内の空隙率の高分解能な観測が、噴火推移の予測において実際にどれほど重要であるのかについて、火道内のマグマ上昇過程に関する簡単な混相流モデルを用いて示す。

3.2 混相流モデルに基づく火道内マグマ空隙率分布の解析

溶岩ドーム噴火における火道内マグマ混相流の上昇過程を、ここでは径一定の円管内の一次元定常流としてモデル化する。溶岩ドーム噴火においては、マグマ上昇中にその流動状態が一般的に以下のように遷移すると考えられる [10]。マグマが深部から上昇すると、発泡が開始され気泡流の状態になる。珪長質マグマは高粘性であるために、この気泡流において単一気泡が液相から分離することは非常に困難である。さらに上昇すると、気泡同士が連結してガスの流路が形成される。その結果、気相と液相がともに連続相となっているような流動状態になり、この流動領域では、液相によってできる浸透構造中をガスが効果的に抜けていく、つまり鉛直方向への脱ガスが生じ得る (この流動領域を以下では「浸透流領域」と呼ぶ)。実際の溶岩ドーム試料においても、気泡同士が連結した構造が観察されており、この浸透流領域が溶岩ドーム噴火における脱ガスをもたらす重要な領域であると考えられる。

上述した火道内マグマ上昇過程は、気相・液相間の相対運動が考慮された以下のような方程式系でモデル化される [11]：

$$\rho_l u_l (1 - \alpha) = (1 - n) q \quad (14)$$

$$\rho_g u_g \alpha = n q \quad (15)$$

$$(1 - \alpha) \frac{dP}{dz} = -\rho_l (1 - \alpha) g + F_{lg} - F_{lw} \quad (16)$$

$$\alpha \frac{dP}{dz} = \rho_g \alpha g + F_{lg} \quad (17)$$

$$P - \rho_g RT \quad (18)$$

$$n = \frac{n_0 - sP^{1/2}}{1 - sP^{1/2}} \quad (n \geq 0) \quad (19)$$

ここで u_l と u_g は液相と気相の速度、 ρ_l ($\sim 2500 \text{ kg m}^{-3}$) と ρ_g は液相と気相の密度、 α は気相の体積分率 (マグマ空隙)、 n は気相の質量分率、 q は単位面積・単位時間あたりのマグマ流量 ($\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$)、 z は鉛直方向の座標軸、 P は圧力、 g は重力加速度、 F_{lg} は気液間に働く相互作用力、 F_{lw} は火道壁からの摩擦抵抗力、 R はガス定数 (H_2O ガスの場合 $462 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)、 T はマグマの温度、 n_0 は初期 H_2O 量、 s は H_2O のマグマへの溶解度に関する定数 ($\sim 4.11 \times 10^{-6} \text{ Pa}^{-1/2}$) である。

式(14)、(15)はそれぞれ液相・気相の質量保存式、式(16)、(17)は液相・気相の運動量保存式、式(18)は気相の状態方程式、そして式(19)は H_2O ガスの析出について化学平衡が成り立つとした場合の気相の質量分率と圧力の関係を表しており、 $sP^{1/2}$ の部分はマグマ中における H_2O の溶解度である。溶岩ドーム噴火においては、慣性項の効果が非常に小さいことから、式(16)、(17)ではその項を省略している。また、液相マグマの熱容量は非常に大きいために、膨張に伴う温度変化は無視できると仮定し、エネルギー保存式は扱わない。

火道壁からの摩擦抵抗力は、円管内 Poiseuille 流における粘性抵抗より

$$F_{lw} = \frac{8\eta}{r_c^2} u_l \quad (20)$$

と表され、 η は液相マグマの粘性、 r_c は火道半径である。ここで η は、マグマ上昇中に液相中の H_2O 量の減少と結晶化の効果によって増加していく性質がある。特に溶岩ドーム噴火においては結晶化が効果的に起こるため、この粘性増加がより顕著になる。また浸透流領域における気液間の相互作用力は、鉛直方向の脱ガスが Darcy 則に従うとして

$$F_{lw} = \frac{\eta_g}{k} \alpha^2 (u_g - u_l) \quad (21)$$

と表すことができ、 η_g は気相の粘性 ($\sim 10^{-5} \text{ Pa s}$)、 k はマグマ中のガス浸透率である。

火道流の定常解は、ある火道の長さを与えたときの 2 点境界値問題として式(14)-(21)を解くことによって求められる。満たされるべき境界条件は、火道の入口でマグマ溜りの圧力と一致し、出口 (火口) で大気圧と一致するというものである。このようにして得られる火道流の典型的な計算結果を Fig. 5 に示す。マグマ上昇中の減圧に伴い、地下では発泡が促進されてマグマ空隙率が増加する一方で、地表近くでは脱ガスの促進、つまり相対速度の増加によって空隙率が急減するという特徴があることがわかる。

Fig. 5 に示された複雑なマグマ空隙率変化を支配するメカニズムを系統的に調べるために、我々は以下のような解析を行った。火道流においては気相の荷重が液相のそれに比べて無視できるほど小さい ($\rho_g \ll \rho_l$) ことを考慮すると、式(16)、(17)より

Fig. 5 Representative results of variations of porosity (a, d), velocities of the liquid and the gas (b, e), and A and B (c, f) as a function of pressure during magma ascent from the magma chamber to the vent. The parameters used for the calculation are $r_c = 10 \text{ m}$, $T = 1123 \text{ K}$, $n_0 = 0.04$, $L = 4000 \text{ m}$ and $P_0 = 100 \text{ MPa}$ where L is conduit length and P_0 is pressure at the magma chamber (a, b, c). Results for $q = 13.35 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; (d, e, f) results for $q = 0.11 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

$$-F_{lg} + \alpha F_{lw} + \alpha(1-\alpha)\rho_l g = 0 \quad (22)$$

が導かれる。この式の左辺第1、2、3項はそれぞれ気液間の相互作用力、火道壁からの摩擦抵抗力、マグマの荷重の効果をそれぞれ表している。これら3つの効果間の相対的な重要性を評価するために、式(14)、(15)、(18)、(20)、(21)を用いることで式(22)を以下のように書き換える：

$$1 - \frac{n\rho_l RT(1-\alpha)}{(1-n)P\alpha} + A + \frac{1-\alpha}{1-n}B = 0 \quad (23)$$

ここで無次元数：

$$A = \frac{8\eta k}{\eta_g r_c^2 \alpha}, \quad B = \frac{k\rho_l^2 g(1-\alpha)}{\eta_g q \alpha} \quad (24)$$

は気液間の相互作用力に対する摩擦抵抗力の効果の比、相互作用力に対するマグマの荷重の効果の比をそれぞれ表す。式(23)を用いることによって、ある圧力 P におけるマグマ空隙率 α を、マグマ粘性 η やガス浸透率 k 、火道半径 r_c 、マグマ流量 q などの関数として計算することができ、その結果は式(14)-(21)から得られる数値計算結果を非常によく再現していることがわかる (Fig. 5)。

式(23)によると、 A あるいは B が増加するほどマグマ空隙率の値が減少するという特徴がある。この傾向は以下のように説明することができる。 A が増加すると、火道壁からの摩擦抵抗力の効果が増加し、その結果液相の上昇が抑えられ、一方で気相は効率よく上昇する。また B が増加すると、気液間の相互作用力の効果が減少し、それによって気相が液相から効率的に離れていく。これら2つの効果が脱ガスを促進させ、結果的に空隙率の減少をもたらすことになる。

Fig. 5によると、マグマが火口に達する直前の地表付近において、 A の値が急増していることがわかる。これは、液相中の H_2O 量の減少と結晶化の促進によってマグマ粘性 η が急増する効果によってもたらされたものである (式(23)参照)。また、この A の増加の効果によって脱ガスが促進され、結果として地表付近におけるマグマ空隙率が急減するというメカニズムが生じている。このことから、地表付近におけるマグマ粘性の増加が、溶岩ドームの低い空隙率をもたらす重要な要因になっていると考えられる。この地表付近における空隙率は、マグマ流量には依存せずに低いまま

である (Fig. 5(a)と Fig. 5(d)を比較)。

一方、火道内部地下の圧力が10 MPa程度 (深さ数百 m程度)の領域では、 B の値に依存してマグマ空隙率が変化しており、 B が小さいほど脱ガスが抑制され、空隙率が高くなる効果がある (Figs. 5(a), (c)と Figs. 5(d), (f)を比較)。この B の変動は、主にマグマ流量 q の変化によってもたらされる (式(23)参照)。このことから、マグマ流量の増加が、Soufrière Hills 火山で推定されたような火道内部地下における高空隙率 (0.5-0.7) をもたらす重要な要因になっていると考えられる。

以上のように、火道流モデルの簡単な解析から、粘性増加の効果によって地表付近のマグマが低い空隙率をもつ場合でも、火道内部深さ数百 m程度の領域では、マグマ流量の変化の効果によって空隙率が大きく変動することがわかった。噴火推移をより精密に予測するには、地表付近だけでなく、この地下数百 mに至る火道内マグマ空隙率の変動を高精度で観測することが重要となる。それでは、ミュウオグラフィーによってその火道内部地下におけるマグマ空隙率の観測がどの程度可能になったのか、最近の研究例を次節で紹介する。

3.3 薩摩硫黄島硫黄岳における解析例

九州南部・南西諸島の活火山である薩摩硫黄島・硫黄岳では、少なくとも30年間、現在まで断続的に火口からの活発な火山ガスの放出が続いている。2008年、この硫黄岳においては、火道中でのマグマ空隙率分布を可視化する目的で、火山体内部密度のミュウオグラフィー観測が行われた。使用された検出器テレスコープは Fig. 6に示されているようなビクセル構造をもったセグメント検出器2台により構成されている。ここでは幅8 cm長さ100 cmのシンチレータ12枚でセグメント検出器プレーンをつくり、それらを

Fig. 6 Portable assembly type cosmic-ray muon telescope system. The detector matrix counts 12 x 12 square pixels of 8 cm.

x 方向および y 方向に配列して、合計 48 枚のシンチレータから成るセグメント検出器テレスコープを作った。完成した検出器の検出面積は約 1 m^2 である。

検出器は山頂からおよそ 1.2 km 西にはなれた観測点に設置された (Fig. 7)。観測点についてはあらかじめ硫黄岳の幾何学的形状を考慮したモンテカルロシミュレーションを行い、地形による影響ができるだけ少ないところを選択した。更に、見たい部分、すなわち火口底の下に相当する領域におけるミュオン透過経路が出来るだけ短くなるように選んだ。ミュオン透過経路が短くなることは、ミュオンの透過イベント数が増えて統計的に有利になるだけではなく、見たい部分に対する周囲の厚さの比が大きくなり、結果として S/N 比が向上する。地球の裏側で生成された大気ニュートリノ起因の地下から飛来するミュオン強度は空から飛来するミュオンに比べて無視できるほどの量である。したがって、ミュオンの飛跡から、山体方向から飛来するミュオンと谷側から飛来するミュオンは容易に区別できる。その結果、高密度（低空隙率）の火口直下の火道内部深さ 130-280 m の領域に、極めて低密度の領域があることが観測された [6] (Fig. 8)。この低密度領域は、空隙率に換算すると 0.5 以上の高空隙率領域に相当する。

硫黄岳においては、火山ガスの放出は活発に生じている一方で、マグマそのものの火口からの流出は観測されていない。この観測事実を説明するために、揮発成分を含むマグマがマグマ溜りから上昇して発泡して軽くなり、地表付近に達したところで脱ガスして火山ガスのみを火口に放出し、残った重いマグマが地下に下降していくという、「火道内マグマ対流モデル」が提唱されている [12]。

硫黄岳地下のマグマ溜りにあるマグマは溶岩ドームを形成するような珪長質のものではあるものの、そのマグマは流出していないため、火口からマグマが流出する溶岩ドーム噴火を想定している 3.2 節での火道流の解析を用いて詳細な議論をすることはできない。しかしながら、Fig. 5 で示されたような、地表付近で低空隙率（高密度）、火道内部地下で高空隙率（低密度）になるという溶岩ドーム噴火における空隙率分布が、硫黄岳での密度分布の観測結果と類似していることは興

Fig. 7 Map of Satsuma-Iwojima volcano showing the location of the cosmic-ray muon detector (Mu).

Fig. 8 The average density distribution projected on the cross sectional plane that is parallel to the detector plane and that includes the crater floor of Mt. Iwodake. In order to incorporate the errors in density determination into the image, the density anomalies only below 95% of the average density are mapped.

味深い。ここでは、火道内マグマ対流のマグマ上昇流部分に、3.2 節の火道流の解析を適用することによって、硫黄岳における密度分布について議論を進める。

3.2 節の解析結果に基づくと、ミュオングラフイーによって観測された火道内部の低密度領域は、マグマが高流量で上昇する効果によって生じた可能性が考えられる。実際、観測されている火山ガスの放出量をもたらすためには、約 $10 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

の割合で揮発成分を含むマグマが地下から断続的に供給される必要があり、その供給は火道内の活発なマグマ対流に駆動されている可能性がある[12]。推定された流量は一般的な溶岩ドーム噴火におけるマグマ流量と同程度であり、空隙率が0.5以上に達するような火道内部における高空隙率領域をもたす要因として、マグマの高流量の効果が十分に考えられる。

以上のように、ミュオグラフィーによって、噴火推移の予測に十分に貢献し得る火道内部のマグマ空隙率の高精度観測が実現している。今後、硫黄岳のような火道内マグマ対流が起こっていると考えられるタイプの火山だけでなく、一般的な溶岩ドーム噴火やその他の多様な噴火タイプが生じている火山においても、ミュオグラフィーによる観測が行われることが期待されている。次節では、その火山観測におけるミュオグラフィーの有用性を、Fig. 3で示された空間・時間分解能の観点から整理する。

3.4 火山観測におけるミュオグラフィーの有用性

Fig. 5が示すように、溶岩ドーム噴火における火道内のマグマ空隙率は、圧力が約10 MPaの地下から大気圧の地表に達するまでの間に大きく変動している。これは、深さ方向に 10^2 mのオーダーの領域内で空隙率の変動が生じていることに相当する。このような空間スケールでの空隙率の変動は、Fig. 3で示されているようにミュオグラフィーの空間分解能によって十分に検知可能である。

時間分解能に関しては、溶岩ドーム噴火におけるマグマの上昇速度は最大でも 10^2 m s^{-1} 程度であり (Fig. 5(b))、長さ数kmの火道を上昇する時間スケールは 10^5 s以上になることから、定常的な溶岩ドーム噴火に対してはミュオグラフィーの時間分解能によって観測が十分に可能である (Fig. 3)。しかし、突発的に起こり得る噴火タイプの推移現象を観測するには、 10^5 s以下の、より高精度な時間分解能が必要であり、検出器面積の拡大などによるミュオグラフィー観測のさらなる高度化が期待される。

ミュオグラフィーによって得られる有用な観測データを用いて火山噴火のメカニズムをより詳細・定量的に議論するには、3.3節のような一次元定常流の解析だけでは不十分である。今後、

多次元性・非定常性を考慮した溶岩ドーム噴火中の火道流や火道内マグマ対流のモデリングとその解析を進めていく必要がある。

4. 将来展望

同様の手法は溶鉱炉、化学プラントなど巨大産業プラントの構造解析にも応用が可能である。これまでに、宇宙から飛来するミュオンを用いて、溶鉱炉のイメージングも試みた。高炉とは、巨大な徳利型の高圧炉で、鉄鉱石に含まれる酸素を高温で除去して鉄を取り出す装置である。一基当たり1日に自動車1万台分に相当する約1万トンの銑鉄がつくり出される。高炉はその性質上、一度操業を開始すると24時間連続で超高温での操業が行われる。超高温環境下で高炉の炉壁・炉底は徐々に損耗するため、その耐久性は15~20年以上を目標としている。しかしレンガは操業中に均一に減るわけではなく、局所的に損耗していく。この炉底側壁部分の一番薄い箇所が約50 cmになると危険だと判断され、その前に高炉改修を行う計画が立てられている。そのため、レンガの外側から熱電対で温度計測を行い、現場のベテラン作業者とエンジニアが、レンガの厚みを推定している。しかし、高炉改修時に高炉内部を検証すると、壁厚に余裕が残っている場合も少なくない。耐火レンガの交換には数百億円かかり、適切な時期まで交換を延期できれば多額の削減効果が見込める。

新日本製鐵株式会社との共同実験では、特に透過性が良く実験条件設定が比較的容易な水平方向から飛来するミュオンを利用した。シンチレーション検出器を高炉の炉底部脇に並べて設置して、高炉を透過するミュオンの数を検出した。その測定結果は、実際に炉底マンテル内に残った銑鉄とレンガの密度とほぼ一致し、また銑鉄とレンガの位置についても両者の密度差から明確に判別できることが分かった。続いて、改修を終えて稼働再開から間もない新日本製鐵・大分製鉄所の第2高炉において、炉内の物質密度と炉底レンガ損耗量の計測を実施した。第2高炉は稼働直後でレンガの損耗度合いはまだ小さいと考えられた。もし損耗していれば密度の小さいレンガ部が密度の大きい溶銑に置き換わっていることを利用して、レンガの損耗量を算出できる。この測定により、測定時点でのレンガの損耗レベルは約15

～20 cm と推定された。今後は実用化に向けて、損耗状態をより高い精度で知る工夫をしていく必要がある。高炉内部の状況がより詳しく把握できるようになれば、操業の安定化にも寄与する可能性を持っており、大きな期待が寄せられている。

化学プラントでもミュオグラフィーを応用することでプラント内部の物質分布のイメージングに成果を挙げつつある。多くの事業所では低炭素化へ向けた取り組みとして、化石燃料比率の少ない夜間電力の利用を進め、発電による CO₂ 排出の低減に寄与している。しかし、昼夜での負荷変動が大きくなると、操業成績が悪化する。その理由として、負荷変動による生産物質のプールサイズの変動や生産物質の抽出時におけるタイミング管理の困難さが挙げられる。宇宙から飛来するミュオンは人体に無害なことからも明かなように、照射強度が非常に低いため、数時間の時間分解能で透過像の動画撮影を行う事は困難である。しかし昼夜間による炉内部の変化は周期的な現象であり、昼の低負荷時、夜の高負荷時のデータを独立に収集して、それぞれを重ね合わせることで撮影できる。また、1 日 24 時間の中での撮像時刻を連続的に並べる変えることで連続画像を得ることもできる。ミュオグラフィーでプールサイズの時間変化をイメージングすることにより、次世代型プラントデザインへつなげることも可能である。

1 点からのミュオグラフィーでは対象を通過するミュオン経路に沿った積分密度が得られるに過ぎない。そのため、一方向からのミュオグラフィーでは対象内部の密度異常領域の位置、広がり、密度を決定することが困難である。複数点からのミュオグラフィーでは 3 次元密度構造を決定することが出来るようになる。現在、浅間山火山を対象にして東側及び北側の 2 点からのミュオトモグラフィーを試みている。モデル依存性が強いものの、これまでの解析で、低密度領域の密度及びその広がりを求めることに成功しており、モデル依存性を弱めるためには今後より多くの点からの測定結果を加えていく必要がある。ミュオトモグラフィーの開発の対象は火山のみにとどまらず、産業用プラント、機械構造物など従来の可視化技術では内部イメージングが困難であった巨大物体の内部構造の 3 次元解析にも応用が可能である。

5. 結論

ミュオグラフィーによって、これまで困難であった巨大な物体の密度構造の可視化が可能となった。火山においては火道流モデルの簡単な解析から示唆される、地下数百 m に至るまでの火道内マグマ空隙率の変動を高精度で観測することに成功し、噴火推移のより精密な予測が可能となるはじめての実績を上げた。また、ミュオグラフィーは溶鉱炉や化学プラントの可視化にも応用され、物質の違いから来る密度構造の観測に成功している。これらの成果は今後、3 次元トモグラフィーによって更なる発展を遂げていくと期待される。

謝 辞

本論文中の研究の遂行にあたり、東京大学地震研究所の久保修平前所長・武尾実火山噴火予知研究センター長、高エネルギー加速器研究機構の田中真伸氏・内田智久氏、産業技術総合研究所の篠原宏志氏の諸先生方には多大なるご協力を頂いた。以上の方々に感謝の意を表する。研究の一部は、科研費基盤 (B) (18340130, 21340123)、若手研究 (B) (21730322)、東京大学地震研究所共同研究プログラムの援助を受けた。

参考文献

- [1] Alvarez L.W., Search for Hidden Chambers in the Pyramids, *Science*, 167, 832–839 (1970).
- [2] Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H. and Niwa K., High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, Vol. 263, 104–113 (2007).
- [3] Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H., Ohshima, H., Maekawa, T., Watanabe, H. and Niwa K., Radiographic imaging below a volcanic crater floor with cosmic-ray muons. *American Journal of Science*, Vol. 308, 843–850 (2008).
- [4] Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Ohshima, H., Maekawa, T., Watanabe, H. and Niwa K., Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath Showa-Shinzan Lava Dome, Japan, *Geophysical Research Letters*, Vol. 34, L22311 (2007).
- [5] Tanaka, H.K.M., Uchida, T., Tanaka, M., Takeo,

- M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E. and Tsuji, H., Detecting a mass change inside a volcano by cosmic-ray muon radiography (muography): First results from measurement at Asama volcano, Japan *Geophysical Research Letters*, Vol. 36, L17302 (2009).
- [6] Tanaka, H.K.M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. and Taira, H., Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 36, L01304 (2009).
- [7] 小屋口剛博, 火山現象のモデリング, 東京大学出版会, (2008).
- [8] Kueppers, U., Scheu, B., Spieler, O. and Dingwell, D., Field-based density measurements as tool to identify preeruption dome structure: Set-up and first results from Unzen volcano, Japan, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, Vol. 141, 65–75 (2005).
- [9] Clarke, A., Stephens, S., Teasdale, R., Sparks, R. and Diller, K., Petrologic constraints on the decompression history of magma prior to Vulcanian explosions at the Soufrière Hills Volcano, Montserrat, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, Vol. 161, 261–274 (2007).
- [10] Kozono, T. and Koyaguchi, T., Effects of relative motion between gas and liquid on 1-dimensional steady flow in silicic volcanic conduits: 1. an analytical method, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, Vol. 180, 21–36 (2009).
- [11] Kozono, T. and Koyaguchi, T., A simple formula for calculating porosity of magma in volcanic conduits during dome-forming eruptions, *Earth Planets Space*, in press.
- [12] Kazahaya, K., Shinohara, H. and Saito, G., Degassing process of Satsuma-Iwojima volcano, Japan: Supply of volatile components from a deep magma chamber, *Earth Planets Space*, Vol. 54, 327–336 (2002).
-