

# 火山噴煙ダイナミクス： 3次元数値シミュレーションモデルの発展と展開

鈴木雄治郎\*

(2015年10月7日受付, 2016年1月15日受理)

## Dynamics of Volcanic Eruption Clouds: Recent Progress of Numerical Models

Yujiro J. SUZUKI\*

The dimensions of volcanic plumes (*i.e.*, heights and spreading area) are the key observable data to estimate the intensity of eruptions, and they are commonly used as an initial input for the calculation of tephra dispersal models. The relationship between these observed data and the eruption conditions such as mass eruption rate in the various atmospheric conditions has been investigated by analytical methods, simple numerical models, and large numerical simulations. In this paper, we have overviewed the recent progress of these numerical models. The latest three-dimensional fluid-dynamics model of eruption clouds has been tested from a viewpoint of comparison with the observed data of the Pinatubo 1991 eruption, the Shinmoe-dake 2011 eruption, and the Kelud 2014 eruption. To develop an operational model of eruption clouds, the effective values of the empirical constants used in the simple numerical models are estimated on the basis of the simulation results of the three-dimensional model. We propose the diagrams to quickly estimate the plume height when the eruption and atmospheric conditions (*e.g.*, mass eruption rate and wind velocity) are given.

**Key words:** explosive eruption, eruption cloud, pyroclastic flow, numerical simulation

### 1. はじめに

火山噴煙のダイナミクスは、Morton *et al.* (1956) の解析的な研究に始まり、1980年代の1次元モデル(例えば、Woods, 1988)によって定性的な理解がなされ、その後、数値的・理論的・実験的研究によって定量的な理解が進んだ。特に、計算機能力の大幅な向上で、数値シミュレーション結果を基にした噴煙の流動様式やその支配要因の解析が進んでいる(例えば、Suzuki and Koyaguchi, 2015; Van Eaton *et al.*, 2015)。ここで「噴煙」とは、火口からの噴出物とそれに取り込まれた大気の混合物からなる固気混相流体と定義する。火道中で破碎されたマグマの破片(火砕物)が十分に小さく気相と一緒に運動している場合は、おおよそひとつの「噴煙」として振る舞うが、大きな火砕物は気相と分離し、火砕物と気相はそれぞれ複雑な挙動を示す。火山堆積物分布からの噴煙ダイナミクスを再構築する場合や、噴煙観察から噴火条件を推定する場合に、噴煙ダイナミクスの数値シミュレーションが

今後必須なツールになると考えられる。

火山噴煙のダイナミクスは、噴出物・大気の混合とそれに伴う噴煙の非線形な密度変化によって定性的に理解される(小屋口, 2008)。爆発的火山噴火では、火砕物が火山ガスとともに火口から高速ジェット状に噴出する。一般には噴出物中の90 wt%以上が火砕物であるため、噴出物全体は火口で大気の数倍から数十倍の密度をもつ。そのため、火口から上昇する噴出物全体は、重力によって急減速することが予想される。上昇中に噴出ジェットと大気の境界で剪断を原因に渦が発生し、噴出物と周囲の大気が混合する。固体である火砕物の熱容量が大きいため、噴出物に取り込まれた大気は火砕物の熱で急激に膨張し、噴出物と大気の混合物(噴煙)の密度は低下する。このとき、十分な大気を取り込むことができないと、噴煙は大気よりも重い状態を保ち、地表を流れ下る火砕流となる。一方、噴出物が多量の大気を取り込むと、噴煙全体は大気よりも軽くなり、浮力で上昇し

\* 〒113-0032 東京都文京区弥生 1-1-1  
東京大学地震研究所  
Earthquake Research Institute, The University of Tokyo,

1-1-1 Yayoi, Bunkyo, Tokyo 113-0032, Japan.

e-mail: yujiro@eri.u-tokyo.ac.jp

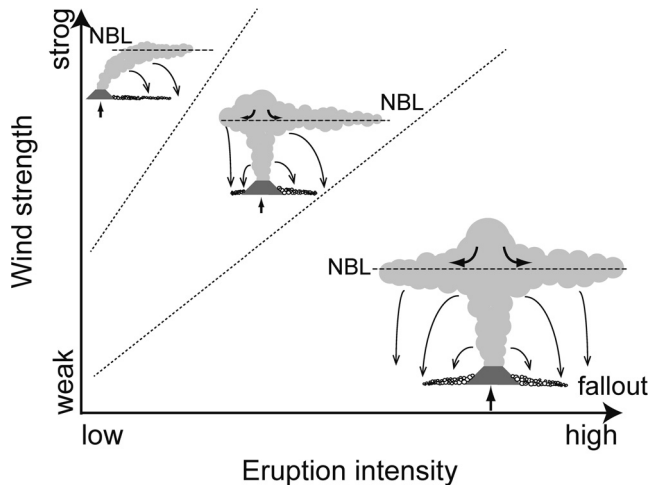


Fig. 1. Schematic illustration of flow patterns of eruption cloud and depositional patterns during explosive volcanic eruptions, as a function of eruption intensity and wind strength.

て噴煙柱を形成する。実際には、噴煙柱の部分崩壊など、上記2つの中間状態も数多く観察される。噴煙は、成層構造を持つ大気中で、大気密度と釣り合う高度（浮力中立点, Neutral Buoyancy Level: NBL）に達すると水平方向に拡大する。

Fig. 1で示すように、噴煙柱と水平に拡大する噴煙の挙動は、噴火強度（噴出率）と風の強さによって変化する（Bonadonna *et al.*, 2005; Bonadonna *et al.*, 2015; Suzuki and Koyaguchi, 2015）。噴火強度が風の影響を無視できるほど十分に強い場合、噴煙柱はほぼ鉛直に上昇し、浮力中立点で同心円状に拡大し傘型噴煙を形成する（本論文では、‘strong plume’ と呼ぶ）。傘型噴煙は、周囲流体中へ密度の異なる流体が重力を駆動力に水平に拡大する「重力流」として振る舞う（Holasek *et al.*, 1996）。一方、噴火強度に対し風の影響が強い場合、噴煙柱は風によって大きくなびき、噴煙は浮力中立点で風下側に流される。この場合噴煙は、重力流よりもむしろ風によって駆動され伸張する。これら2つの中間的状况では、浮力中立点で重力流と風の両方の影響を受け、傘型噴煙と伸張した水平拡大噴煙の両方が組み合わさった遷移的なレジームとなる。

火砕物の粒径と上述の噴煙の流れのパターンが、火砕物の輸送・堆積様式を強く支配する（Carey and Sparks, 1986）。降下火砕物として認識される堆積物の多くは、噴煙柱によって上空まで持ち上げられた後、傘型噴煙もしくは水平拡大噴煙によって運搬され、噴煙から離脱して地表へ降下する。より粗粒な火砕物は終端速度が大きく、傘型噴煙や水平拡大噴煙に達する前に噴煙柱から離

脱したり、噴煙や大気の流れにほとんど影響を受けず、「火山弾」として放物線を描いて落下する。一方、粒径が数十 $\mu\text{m}$ といった非常に細かな火砕物（火山灰）は、終端速度が小さく、傘型噴煙・水平拡大噴煙内の擾乱によってなかなか離脱することができず、長期間に亘って大気中に滞留する。風の影響が小さく傘型噴煙が発達する場合、降下火砕物はほぼ同心円状に堆積することが予想される（Fig. 1）。風の影響が強い場合には、水平拡大噴煙から風下側に火砕物が堆積する。これら2つの中間的状况では、火砕物が風上・風下側の両方に堆積するが、その分布は非対称になる。

噴火条件と大気状態が与えられた場合に（1）噴煙高度（火砕物の滞留高度）と拡大率、（2）降下火砕物の空間分布、（3）火砕流の発生条件、を得ることが火山噴煙ダイナミクスにおいて重要である。これらのうち（2）降下火砕物の空間分布は、火口から遠方で大気による拡散と風に支配されるため、移流・拡散の問題として扱うことができるが、詳しくは新堀（2016, 本特集号）に譲る。また、（3）火砕流の発生条件に関して大規模数値シミュレーション（Suzuki and Koyaguchi, 2012）を含め様々なアプローチで研究が進められているが、火口近傍の過剰圧など様々な影響を考慮する必要があり、今回は議論しない。本稿では、主に（1）噴煙高度・拡大率と火山灰滞留高度に注目した数値計算研究の現状を紹介する。

## 2. 火山噴煙モデル

火山噴煙研究は、高度な計算機がなかった1950年代に次元解析による古典的な基礎が確立され、その後の計

Table 1. Summary of the eruption column models. In “FPluMe”, the entrainment coefficients,  $k$  and  $\beta$ , are given as a function of Richardson number ( $Ri$ ).

Name	Dim.	Fallout	Wind	$k$	$\beta$	References
Woods1D	1D	No	No	0.09	–	Woods (1988)
BENT	1D	Yes	Yes	0.15	1.0	Bursik (2001)
Degruyter1D	1D	No	Yes	0.1	0.5	Degruyter and Bonadonna (2012)
Devenish1D	1D	No	Yes	0.1	0.5	Devenish (2013)
FPluMe	1D	Yes	Yes	$f(Ri)$	$g(Ri)$	Folch <i>et al.</i> (2015)
PlumeMoM	1D	Yes	Yes	0.09	0.6	de’Michieli Vitturi <i>et al.</i> (2015)
Plumeria	1D	No	Yes	0.09	0.5	Mastin (2007, 2014)
PlumeRise	1D	No	Yes	0.09	0.9	Woodhouse <i>et al.</i> (2013)
Wohletz2D	2D	No	No	–	–	Wohletz <i>et al.</i> (1984)
ATHAM	3D	Yes	Yes	–	–	Herzog and Graf (2010)
ASHEE	3D	Yes	Yes	–	–	Cerminara <i>et al.</i> (2016)
PDAC	3D	Yes	Yes	–	–	Esposti Ongaro <i>et al.</i> (2007)
SK-3D	3D	No	Yes	–	–	Suzuki and Koyaguchi (2013)

算機の発達と共に、1次元モデル、そして多次元モデルによって進められてきた。1950年代の古典的モデルや、その発展形である1980年代に確立した1次元モデルは、計算負荷が小さく、現実的な応用には多次元モデルより有利な面がある。最新の3次元シミュレーションの結果、これらの従来のモデルも一定の有効性があることが明らかになりつつある。こうしたことから、従来のモデルの基礎的な仮定や、理論的背景を理解しておくことは未だに重要である。本証では、古典的な次元解析モデル、1次元モデル、そして本稿の主題である3次元モデル、の3つについて概説する。

一般に、噴煙の計算とは、大気中の噴煙の動きを流体力学的に解くことである。噴煙の渦構造や全体の流れは時間的に変化するため、非定常状態を扱える3次元モデルが噴煙再現に有効である。しかし、噴煙柱が十分に発達し、その大局的な構造がおおよそ時間変化しないと見なされる場合、渦構造やそれに伴う噴煙・大気の混合過程を単純化した次元解析モデルや定常1次元モデルで解析することができる。

Table 1にこれまでに提案されている噴煙モデルのいくつかを示す。尚、同一の噴火条件・大気条件を与え、異なるモデルで計算した場合、それらの結果にどの程度の差が生じるかについて、2013年から国際プロジェクトIAVCEI inter-comparison Projectが行われており(Costa *et al.*, 2016)、JVGR誌の特集号(準備中)にまとめられることになっている。

## 2-1 次元解析モデル

火砕物が十分に小さく、気相との相対速度と熱非平衡が無視できるという仮定のもと、噴煙の噴煙高度  $H_T$  [m] は次元解析的に、

$$H_T = Ak^{-1/2} N^{-3/4} \dot{m}_0^{1/4} \quad (1)$$

というような噴出率  $\dot{m}_0$  [kg s<sup>-1</sup>] の1/4乗則で表せる(Morton *et al.*, 1956; Carazzo *et al.*, 2008)。ここで、 $A$ は温度・火口での気相量などマグマ物性を含む係数、 $k$ は大気を取り込み効率を表すエントレインメント係数、 $N$  [s<sup>-1</sup>]は大気成層の安定性を表すブランチ・ヴァイサラ振動数である。この式は、火口から放出される単位時間あたりの噴出物の(熱)エネルギーが、噴出物自体と混合大気を成層大気中で持ち上げることで位置エネルギーに変換される、という描像を表している。この次元解析モデルは、点源からの噴出、一様な大気成層構造(安定性  $N$ が高さによらず一定)、大気中の風速ゼロ、を仮定しているため、求まる噴煙高度  $H_T$ はおおよその見積もりに留まる。エントレインメント係数  $k$ は、「ジェットやブルームなどの噴流において、周囲流体を取り込む速度は各高さにおける特徴的速度に比例する」というエントレインメント仮説(Morton *et al.*, 1956)に基づいており、

$$U_c = kU \quad (2)$$

と定式化される。ここでは、「噴煙」と区別するため、周囲流体と同じ流体が噴出するものを「噴流」と呼ぶ。 $U_c$ は取り込み速度、 $U$ は噴流の特徴的速度(各高さにおける平均速度、もしくは噴流中心での速度)である。 $k$ の値は噴流の室内実験などに基づいた経験値が使われる。

Mastin *et al.* (2009)は、数多くの観測データを用い、噴煙高度が、

$$H_T = 2.00 \dot{V}_0^{0.241} \quad (3)$$

で近似できることを示した。ここで、 $\dot{V}_0$ は火口での体積

流量であり、噴出率に比例する量である。この関係式から、噴煙高度に対する噴出率の1/4乗則（(1)式）がおおよそ成り立っていることが分かる。ただし、(3)式は様々な大気状態を単一の経験式で表しているため誤差が大きい。

Degruyter and Bonadonna (2012) は、(1)式を拡張し、風がある場合にも適用できる「噴出率-噴煙高度」関係の近似モデルを提案した。

$$\dot{m}_0 = A^{-4} k^2 N^3 H_0^4 + B \beta^2 U_{\text{wind}} N^2 H_0^3 \quad (4)$$

ここで  $B$  は比例係数、 $U_{\text{wind}}$  は風速である。 $\beta$  は風によるエントレインメント係数で、

$$U_e = k|U - U_{\text{wind}} \cos \theta| + \beta|U_{\text{wind}} \sin \theta| \quad (5)$$

の関係式中で定義される (Hoult *et al.*, 1969; Hewett *et al.*, 1971)。ここに、 $\theta$  は噴流の中心軸と風向のなす角である。右辺第一項は噴流と周囲流体の剪断による混合、右辺第二項は噴流に直交する風速成分による混合を表している。 $\beta$  には、 $k$  と同様に室内実験などに基づいた経験値が用いられる。(4)式は、大気成層安定性  $N$  や風速  $U_{\text{wind}}$  に一定値を用いなければならないという問題が残る。また、噴出率と噴煙高度の関係が、風の影響と関係しない右辺第一項と、風の影響による右辺第二項に単純に分離できるかどうか精査する余地は残るが、計算量が小さく実用性が高いモデルである。実際の観測事例への適用は Degruyter and Bonadonna (2012) が試みている。

## 2-2 定常1次元モデル

噴煙の定常1次元モデル（例えば、Woods, 1988）は、噴煙の非線形密度変化や実際に近い大気成層、有限な火口半径を扱うことができる。このモデルでは、噴煙を高さ方向に一定の厚さで分割し、分割された各高さ区間（検査体積; control volume）について質量・運動量・エネルギーの保存則、状態方程式、エネルギー方程式を解くことで、密度・温度・半径などの物理量を高さの関数として求める。このモデルはエントレインメント仮説（式(1)）に則しているため、噴出率と噴煙高度の関係はエントレインメント係数  $k$  の経験値に依存する。また、一般によく用いられる Woods (1988) モデルは、風の影響がない場合に限られていた。

定常1次元モデルの結果から、噴煙内部の構造が定量的に議論できるようになった (Fig. 2)。温度 800°C、火口での気相量 3 wt% のマグマが中緯度大気中に大気圧とバランスした状態で噴出した場合の計算例を示す。火口で噴煙密度は大気密度に比べ 3.8 倍程度大きく、重力で急減速する。噴煙は上昇とともに大気を取り込み、急膨張して高度 2 km 付近で密度差は -0.33 まで小さくなる。

その結果、浮力を得た噴煙は、速度を増して上昇を続ける。高度 13 km を越えると噴煙は再び噴煙より重くなって減速し、高度 17 km で上昇速度はゼロとなる。

風の影響を含む定常1次元モデルは Bursik (2001) によって提案された。このモデルは、(5)式を利用して噴出物と大気の混合が仮定され、風でたなびく噴煙形状を再現した。したがって、Woods (1988) モデルでは  $k$  を与えるが、Bursik (2001) モデルでは  $k$  と  $\beta$  を与える必要がある。このモデルでは一方向の風のみが取り扱うことができたが、近年提案されているモデル (de' Michieli Vitturi *et al.*, 2015) は高さによって風向きが変わる任意の大気条件に対する定常噴煙を計算することができる。

Bursik (2001) モデルの計算結果を Fig. 2 の破線で示す。10 m s<sup>-1</sup> の一様風を仮定しており、それ以外の噴出条件と大気状態は風の影響を考慮しないモデルでの計算 (Fig. 2 の実線) と同じ値を用いた。その結果、風がない場合よりも風がある場合のほうが噴煙高度は低下する (噴煙高度 12 km)。この噴煙高度の低下は、風の影響により噴煙に流入する大気が増加するため、噴煙がより多くの大気を運搬することにエネルギーを消費してしまうためと説明できる。噴煙の定常1次元モデルは、乱流混合について (2)式もしくは (5)式を用いており、エントレインメント係数  $k$ 、 $\beta$  について水や理想気体の実験から得られた経験値を使っているという問題が依然残る。

## 2-3 非定常多次元モデル

前節では時間的に変化しないと仮定した定常噴煙の解析・半解析モデルに触れたが、この節では噴煙の時間的な変化も扱う多次元モデルを解説する。噴煙の非定常現象を扱うモデルは、Wohletz *et al.* (1984) のモデルに遡る。彼らは噴煙を軸対称と仮定し、2次元モデルを開発した。その後、Valentine and Wohletz (1989) や Neri and Dobran (1994) などが火砕物の分離などを考慮した複雑な軸対称2次元モデルを提案した。これらのモデルによって、噴煙内部の構造や噴煙柱崩壊型の火砕流の発達がはじめて解析された。非定常を扱うこれらのモデルでは、実際のように噴出物と大気の混合が動的に行われるため、エントレインメント仮説など混合効率に関する仮定を用いる必要がない。

非定常3次元モデルは、地球シミュレータなどの大型計算機の発達と計算手法の進歩が後押しとなり、2000年代に入って開発された (Suzuki *et al.*, 2005; Textor *et al.*, 2005)。3次元モデルでの解析で、噴煙の3次元的揺らぎや渦構造が噴出物と大気の混合に本質的役割を果たしていること、3次元で再現された内部構造は軸対称2次元モデルで再現されたものとは大きく違うことが示された。



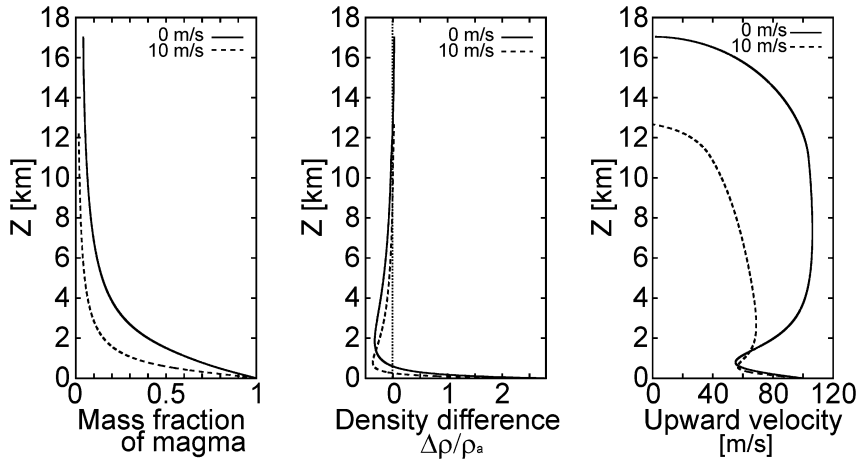


Fig. 2. Simulation results of steady one-dimensional models. The vertical profiles of (left) the mass fraction of the ejected material, (center) the density difference from the stratified atmosphere at the same vertical position, and (right) the upward velocity. Solid curves represents the results derived from the model by Woods (1988), whereas dashed curves represents the results derived from the model by Bursik (2001).

(Suzuki *et al.*, 2005). その後、現在まで約 10 年間、洗練された 3 次元モデル (例えば, Esposti Ongaro *et al.*, 2008) がいくつか提案され、噴煙ダイナミクス解析における主流となってきている。

非定常 3 次元モデルは多相系モデルと疑似ガスモデルの 2 つのグループにおおよそ分類される。多相系モデル (例えば, Esposti Ongaro *et al.*, 2008) は、固相を連続相として扱い、気相・固相それぞれの質量・運動量・エネルギー保存式を並行して解くものである。気相に加え、火砕物の粒径 2 種類を連続相とする 3 相モデル (Neri *et al.*, 2007)、複数の粒径を扱うモデル (Esposti Ongaro *et al.*, 2012) などがある。また、気相に関しても、乾燥空気と水蒸気、SO<sub>2</sub> を個別に扱い、水の相変化を考慮したもの (Herzog and Graf, 2010)、火山灰の凝集の効果を考慮したもの (Textor *et al.*, 2006; Van Eaton *et al.*, 2015) など様々な多相系モデルが提案されている。多相系モデルでは、火砕物と気相の運動量・運動エネルギー・熱エネルギーの交換は別途構成方程式が必要になり、それらの構成方程式の中には様々な仮定が用いられていることに注意が必要である。また、火砕物を連続相として扱っているため、個別の粒子輸送・堆積の様子を観察することが難しいという問題もある。

疑似ガスモデル (例えば, Suzuki *et al.*, 2005) は、多相系モデルとは異なり、気相 (火山ガス+大気) と固体である火砕物を疑似的にひとつの流体として扱う。このモデルでは、火砕物は十分に小さく、気相と瞬時に熱平衡状態に達し、相対速度もゼロと仮定される。この仮定に

よって、固体粒子を含む噴煙を単一理想気体の状態方程式で近似することができる。ただし、噴煙密度の非線形変化は、噴出物・大気の混合比に従って気体定数と比熱を変化させることで再現する。これは、すなわち、固体粒子の影響は比熱比の値として反映されることを意味する。理想気体の状態方程式を用いているため、噴煙ダイナミクスの支配方程式は理想気体のナビエ・ストークス方程式 (または、オイラー方程式) で記述でき、一般的な圧縮性流体スキームで高速計算することが可能になる。計算が簡易である一方、火砕物の噴煙からの分離に伴う質量・エネルギーの損失を再現することができない。

Suzuki and Koyaguchi (2013) の疑似ガスモデルでは、火砕物の分離による噴煙ダイナミクスへの影響を無視しているが、計算の結果得られる速度場に乗って移動する粒子 (=トレーサー粒子) の動きを計算することで、火砕物の輸送・堆積の性質を詳細に観察できる。このモデルでは、直径 1/16 mm から 16 mm までの範囲でランダムに選ばれた球形のトレーサー粒子が、火口から疑似ガスと同じ速度で噴出する。その後、粒子は重力と流れ場からの抗力を受けつつ、流れ場に対し終端速度を持った状態で移動すると仮定する。このようなトレーサー粒子を取り入れた疑似ガスモデルと、火砕物を連続相として扱う多相系モデルには一長一短あり、使い分けが必要となる。次章では、著者が開発した疑似ガスモデル+トレーサー粒子 (Suzuki and Koyaguchi, 2013) の噴煙再現性について計算結果を例に示す。

### 3. 非定常3次元モデルによる噴煙の再現

近年、様々な火山観測が高精度で行われるようになり、噴煙の数値モデル検証が可能になってきている。Fig. 1で示したように、噴煙ダイナミクスは噴火強度と風の強さの関係によってレジームが変化する。風の影響が小さい噴火事例としてフィリピン・ピナツボ1991年噴火、風の影響が大きい噴火事例として霧島山新燃岳2011年噴火、それらの中間的な噴火事例としてインドネシア・ケルト2014年噴火が挙げられる。観測データが豊富なこれらの噴火事例に関し、非定常3次元モデルによる数値シミュレーションの最新の結果を紹介する。

#### 3-1 フィリピン・ピナツボ1991年噴火

フィリピンのルソン島西岸に位置するピナツボ火山では、1991年6月15日に約9時間継続する大規模な噴火が発生し、噴煙柱形成と火砕流発生が観察された (Scott *et al.*, 1996)。噴煙柱の最高高度は40 kmにも達し、傘型噴煙は高度25 kmで拡大した (Holasek *et al.*, 1996)。傘型噴煙は、噴火開始後3時間程度まで同心円状に拡大し、その後上空の風によって南西方向に流された。陸上の詳細な地質調査に加え、海中に堆積した火砕物の調査によって火砕物の総量は $11\sim 14\times 10^{12}$  kgと見積もられた (Wiesner *et al.*, 2004)。一方で、噴煙柱形成に伴う大気振動データの解析から、噴火継続時間が約3.5~9時間と見積もられている (Tahira *et al.*, 1996)。火砕物総量を噴火継続時間で割ることで平均的な噴出率は約 $0.32\sim 1.26\times 10^9$  kg  $s^{-1}$ と見積もられる (Suzuki and Koyaguchi, 2009)。噴火後期に噴出率が低下して、火砕流が支配的になったと考えられている (Koyaguchi *et al.*, 2010)。

ピナツボ1991年噴火を非定常3次元モデルで再現し、観測データと比較した。火口での噴出率は $1.0\times 10^9$  kg  $s^{-1}$ と仮定した。また、European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)による気象再解析データ (Costa *et al.*, 2013)を大気の初期条件とした。シミュレーションの結果、噴煙柱と傘型噴煙の形成が再現された (Fig. 3)。噴煙柱は約40 kmまで達し、高度25 km付近でほぼ同心円状に傘型噴煙が拡大した。この結果は観測データと定量的に非常に良く一致する (Suzuki and Koyaguchi, 2009)。また、Over-coolingと呼ばれる噴煙上部の低温度部 (Woods and Self, 1992)や傘型噴煙の振動現象といった観察事実が再現された。火口付近に、高濃度部からなるFountain構造が形成し (Fig. 3b)、そこから散発的に火砕流が発生した。ただし、噴火後期に観測されたような高頻度の火砕流発生は、計算結果では見られなかった。トレーサー粒子のシミュレーションによって、噴煙内外での火砕物分布を知ることができた

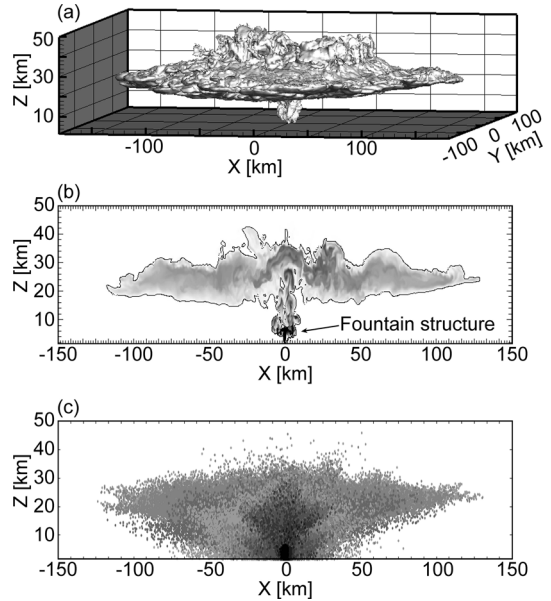


Fig. 3. Simulation results of the Pinatubo 1991 eruption. (a) Bird-eye view of the iso-surface where the mass fraction of the ejected material is equal to 0.01. (b) Cross-sectional distribution of the mass fraction of the ejected material in  $x$ - $z$  space. (c) Cross-sectional distribution of the marker particles.

(Fig. 3c)。噴煙柱から離脱し降下をはじめた粒子や、傘型噴煙まで運ばれた後に分離して大気中を降下する粒子、傘型噴煙に滞留する粒子が観察される。

Fig. 4に、大気中と地表でのトレーサー粒子の分布結果を示す。傘型噴煙の拡大に従い、大気中に滞留する火砕物はほぼ同心円状に拡大している (Fig. 4a)。詳細は省くが、これらの大気中に滞留する火砕物の多くが0 mm以下の細かな粒子で構成されている。この分布は、人工衛星から観察された噴煙領域 (Fig. 4aの実線で描かれた楕円)とおおよそ一致する。地表での堆積物分布 (Fig. 4b)も、ほぼ同心円状を示し、実際の陸地での降下火砕物の空間分布 (Fig. 4bの実線)と定性的に一致する。海底の地質調査 (Wiesner *et al.*, 2004)からは、降下火砕物の空間分布が南西方向へ伸びていることがわかるが、これは噴火後期に風によって流された火砕物堆積物と考えられる。この噴火後期の降下火砕物の空間分布を再現するためには、更に長時間のシミュレーションが必要となる。

#### 3-2 新燃岳2011年噴火

霧島山新燃岳では、2011年1月26日から27日にかけてサブプリニアン噴火が3回発生した。それぞれの噴火は数時間程度継続し、気象レーダーによって6.5~8.5 kmの噴煙が観測された (新堀・他, 2013)。合成開口レーダー

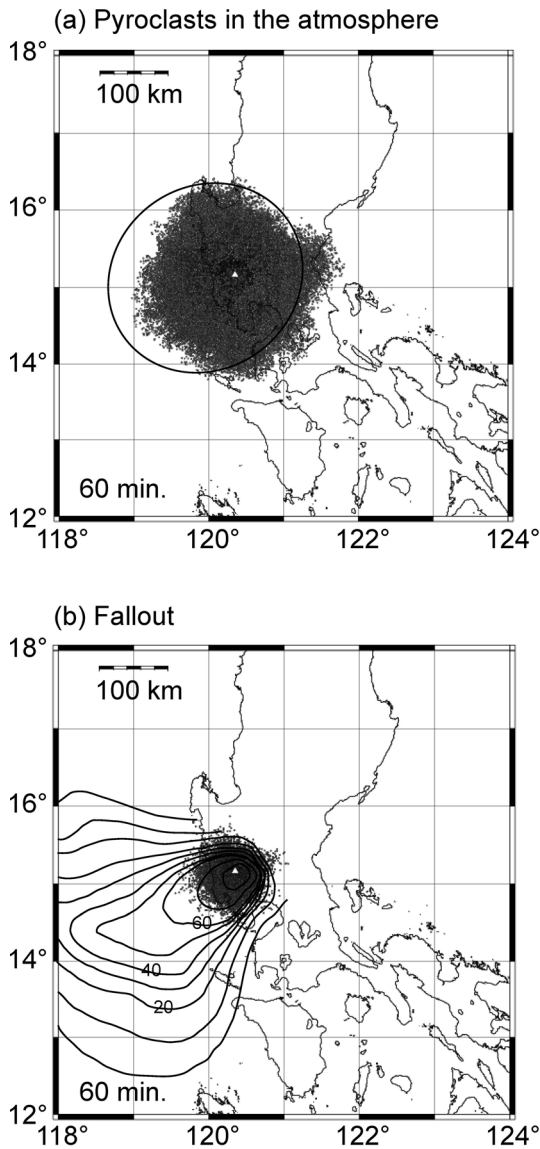


Fig. 4. Distribution of the Lagrangian marker particles for the Pinatubo 1991 eruption, with (a) top view of the particles accumulated in the atmosphere and (b) particles which deposit on the ground. In Fig. 4a, ellipse represents the edge of umbrella cloud on the basis of the satellite image. In Fig. 4b, solid curves are the thickness contours (in mm) by Wiesner *et al.* (2004).

(SAR) による溶岩噴出率データと傾斜計による地殻変動データを組み合わせた手法で、火口における噴出率が  $1.13 \sim 1.85 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$  と高精度で決定されている (Kozono *et al.*, 2013)。

新燃岳 2011 年噴火事例を非定常 3 次元モデルでシ

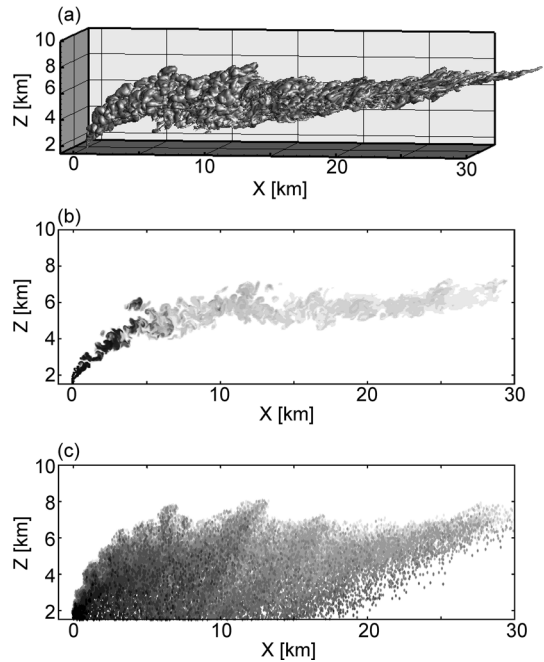


Fig. 5. Simulation results of the Shinmoe-dake 2011 eruption. (a) Bird-view of the iso-surface where the mass fraction of the ejected material is equal to 0.002. (b) Cross-sectional distribution of the mass fraction of the ejected material in  $x$ - $z$  space. (c) Cross-sectional distribution of the marker particles.

ミュレーションした。火口での噴出率は、観測値の平均値  $1.5 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$  を一定値として仮定した。また、気象モデル JMANHM に基づいて計算された噴火時の霧島火山周辺の気象場 (Hashimoto *et al.*, 2012) を大気の初期条件とした。シミュレーションの結果、風によって大きく湾曲した噴煙が再現された (Fig. 5)。強い風によって火口直上から噴煙柱は湾曲し、その後 6~8 km の高度で水平方向に拡大した。この噴煙高度は気象レーダー観測結果と整合的である。トレーサー粒子の計算の結果、湾曲噴煙と水平拡大噴煙から連続的に離脱・降下する火砕物の様子が再現された (Fig. 5c)。

Fig. 6 に、大気中と地表でのトレーサー粒子の分布結果を示す。大気中の粒子は上空の風に流されて東~東南東へ分布が広がったが (Fig. 6a)、地表の堆積物分布の軸は東南東~南東方向へ伸びた (Fig. 6b)。数値シミュレーション結果を解析したところ、この水平拡大噴煙と降下火砕物の空間分布の方角の違いは、上空と地表近くの風向の違いによるものであると判明した (Suzuki and Koyaguchi, 2013)。大気中のトレーサー粒子の分布方向は、噴火時に撮影された人工衛星画像とよく一致した。

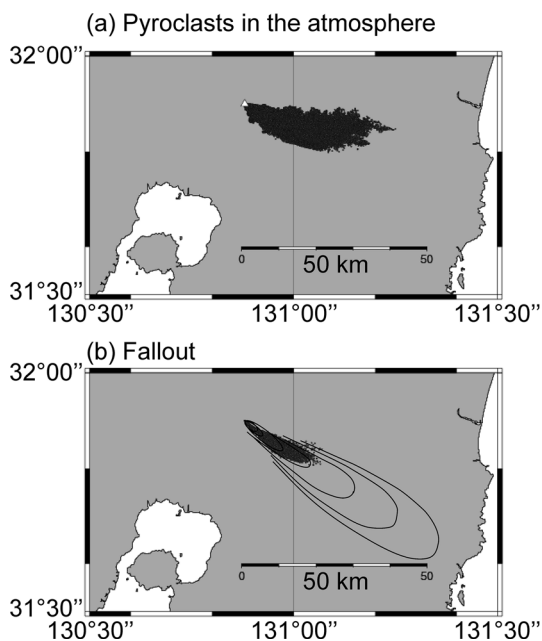


Fig. 6. Distribution of the Lagrangian marker particles at 12 min from the eruption initiation, with (a) top view of the particles accumulated in the atmosphere and (b) particles which deposit on the ground. Solid curves in Fig. 6b represent the isomass contours based on the field observations (Maeno *et al.*, 2014a).

また、シミュレーションの結果得られた降下堆積物の分布軸は地質調査結果 (Miyabuchi *et al.*, 2013; Maeno *et al.*, 2014a) と整合的であった。計算結果の更なる検証には、Miyabuchi *et al.* (2013) で報告されている詳細な分布と定量的に比較する必要がある。

### 3-3 インドネシア・ケルート 2014 年噴火

インドネシアのジャワ島東部に位置するケルート火山では、2014 年 2 月 13 日に 2~3 時間継続するプリニー式噴火が発生した。噴煙柱の最高高度は 25~30 km に達し、高度 17~18 km で傘型噴煙が拡大した (Kristiansen *et al.*, 2015)。傘型噴煙は上空の強い東風に影響を受け、西側に延びた。地質調査から得られた降下火砕物の総量を継続時間で割ることで、平均的な噴出率は  $3.6\sim 7.0 \times 10^7 \text{ kg s}^{-1}$  と見積もられた (Maeno *et al.*, 2014b)。

ケルート 2014 年噴火事例を非定常 3 次元モデルでシミュレーションした。噴出率を  $3.6 \times 10^7 \text{ kg s}^{-1}$  とし、気象場は気象庁の Global Spectral Model に基づいた再解析データ<sup>1</sup>を用いた。シミュレーションの結果、ほぼ垂直に上昇する噴煙柱と、風下側に伸張した傘型噴煙を再現

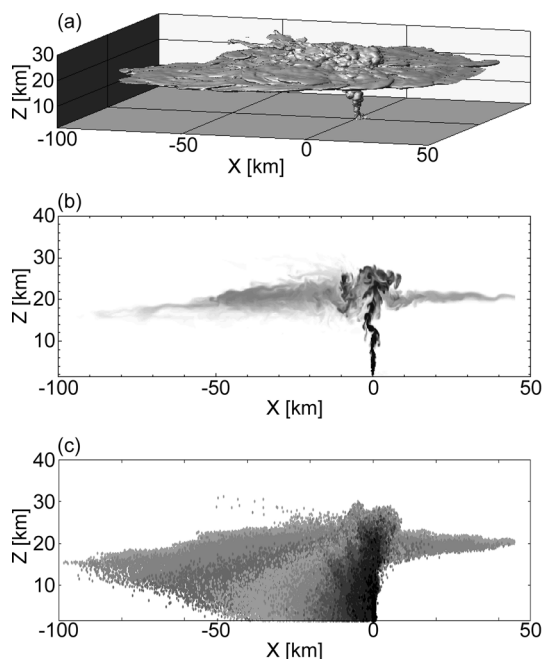


Fig. 7. Simulation results of the Kelud 2014 eruption. (a) Bird-view of the iso-surface where the mass fraction of the ejected material is equal to 0.002. (b) Cross-sectional distribution of the mass fraction of the ejected material in  $x$ - $z$  space. (c) Cross-sectional distribution of the marker particles.

した (Fig. 7)。噴火 1 時間後に、傘型噴煙の風上側は水平距離約 50 km に達しているが、風下側は約 90 km まで流されている。更なる解析は必要だが、これらの様子は人工衛星画像とほぼ一致した。噴煙柱や傘型噴煙から離脱したトレーサー粒子は、落下中に風下側に流されている様子が確認できた (Fig. 7c)。

大気中と地表でのトレーサー粒子の分布結果 (Fig. 8) は、風の影響が小さい場合 (Fig. 4) と大きい場合 (Fig. 6) とは異なった。大気中の火砕物分布は同心円に近い形をしているが、堆積物分布は風下側に伸張している。大気中に滞留する火砕物の分布は、人工衛星画像 (Kristiansen *et al.*, 2015 に詳しい) とおおよそ一致し、西側に伸びた降下火山灰の分布は地質調査データ (Maeno *et al.*, 2014b) と定性的に一致している。今後、更に詳細な比較・検証が課題である。

## 4. 実用的噴煙モデルの構築に向けて

前節で示したように、3 次元モデルは実際の噴煙の観

<sup>1</sup> ワイオミング大学; <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>



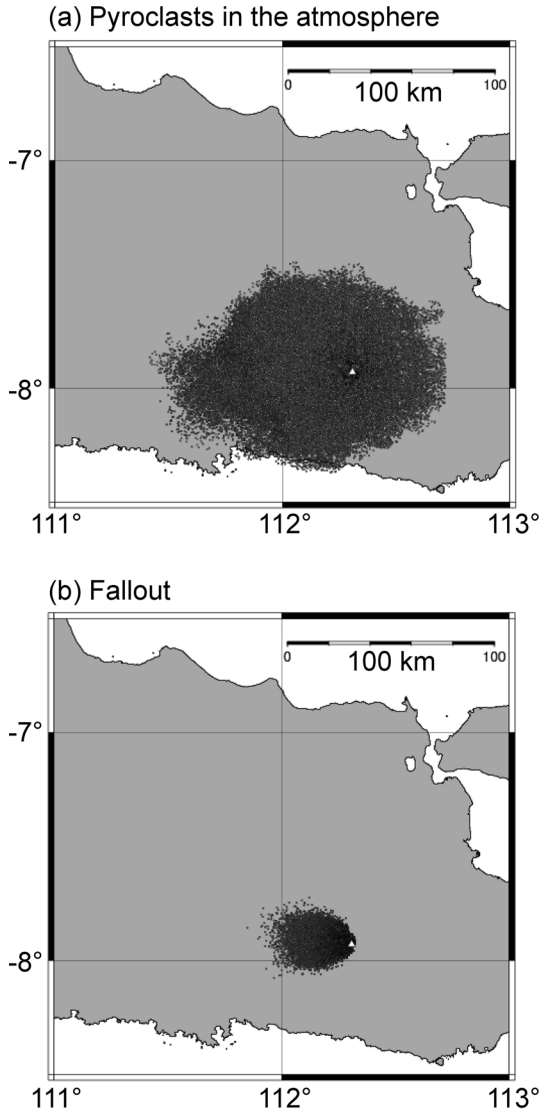


Fig. 8. Distribution of the Lagrangian marker particles at 12 min. from the eruption initiation, with (a) top view of the particles accumulated in the atmosphere and (b) particles which deposit on the ground.

測データを再現することができるが、大型計算機を用いてもひとつの計算に数週間から数ヶ月かかるため実用に向かない。一方、定常1次元モデルは、エントレインメント係数 $k$ 、 $\beta$ を仮定しなければならないという問題があるが、計算が容易なため実用性が高い。そこで、3次元モデルを用いて噴煙における実効的な $k$ 、 $\beta$ の値を決めることができれば、その値を用いた定常1次元モデルは信頼性の高い実用的噴煙モデル（現業モデル）となる。

エントレインメント係数 $k$ は、噴流のダイナミクスを

決定する最も重要なパラメータであり（Morton *et al.*, 1956）、非常に多くの室内実験からそれらの値は運動量で駆動するジェットで $\sim 0.07$ 、浮力で駆動するプルームで $0.10\sim 0.15$ であると見積もられてきた（Papanicolaou and List, 1988; Wang and Law, 2002）。噴煙密度の非線形変化が混合効率を変える可能性があるため、Kaminski *et al.* (2005) はメタエチレングリコールと水を用いた室内実験を行い、 $k$ の値は火口付近で $0.07$ よりも小さい値を取り得ることを示した。Dellino *et al.* (2014) は、火山灰と高圧ガスを用いた野外での噴火実験を行い、高速ジェットの形状から $k$ の値が $0.11$ であることを示した。これらは火口付近の実効的な $k$ の値であり、「噴出条件-噴煙高度」関係に対する実効的な $k$ の値は噴煙の3次元シミュレーションを用いて求めなければならない。

3次元モデルを用いた $k$ の見積もりは、主に疑似ガスモデルと定常1次元モデルで得られた噴煙高度を比較することによって、実効的な値が求められた（Suzuki *et al.*, 2005; Suzuki and Koyaguchi, 2009; Suzuki and Koyaguchi, 2015）。それらのシミュレーション結果によると、新燃岳2011年噴火で見られたような weak plume では、 $k$ は $0.06$ 程度であり（Suzuki and Koyaguchi, 2015）、ピナツボ1991年噴火のような strong plume では $0.1$ 程度であることが示された（Suzuki and Koyaguchi, 2009）。

風によるエントレインメント係数 $\beta$ は、煙突の煙の野外観察（Briggs, 1969）や室内実験（Hewett *et al.*, 1971; Hoult *et al.*, 1969）によって $0.6\sim 1.0$ と見積もられてきた。これらの実験も、大気成層や非線形密度変化の影響が考慮されていないため、噴煙の直接シミュレーションを用いて実効的な値を求めなければならない。Suzuki and Koyaguchi (2015) は、様々な風のプロファイルと風速を初期条件に与えた非定常3次元シミュレーションを行い、 $\beta$ の値が $0.2\sim 0.3$ であることを示した。

3次元シミュレーションに基づいた $k$ 、 $\beta$ を使った定常1次元モデルで、噴出率と平均風速を与えた場合の噴煙最高高度と浮力中立点が予測できる（Fig. 9）。マグマ温度 $800^\circ\text{C}$ 、火口での気相量 $3\text{ wt}\%$ で、中緯度大気を仮定している。規模の小さい噴煙には、 $k=0.06$ 、 $\beta=0.2$ を仮定し（Figs. 9a and 9c）、規模の大きい噴煙には $k=0.1$ 、 $\beta=0.2$ を仮定した（Figs. 9b and 9d）。

風速がゼロの場合、噴出率 $10^5\text{ kg s}^{-1}$ の噴煙最高高度は $6\text{ km}$ 程度で、噴出率の増加とともにその高度も増加する（Fig. 9a）。噴出率が $10^{9.8}\text{ kg s}^{-1}$ までなると噴煙最高高度は $46\sim 48\text{ km}$ まで達するが、それよりも噴出率が高くなると噴煙柱は崩壊して火砕流が発生する（Fig. 9b）。噴出率を固定した場合、風速が上がるほど噴煙高度は低下する。また、噴出率が高いほど、風の影響は小さくなる。

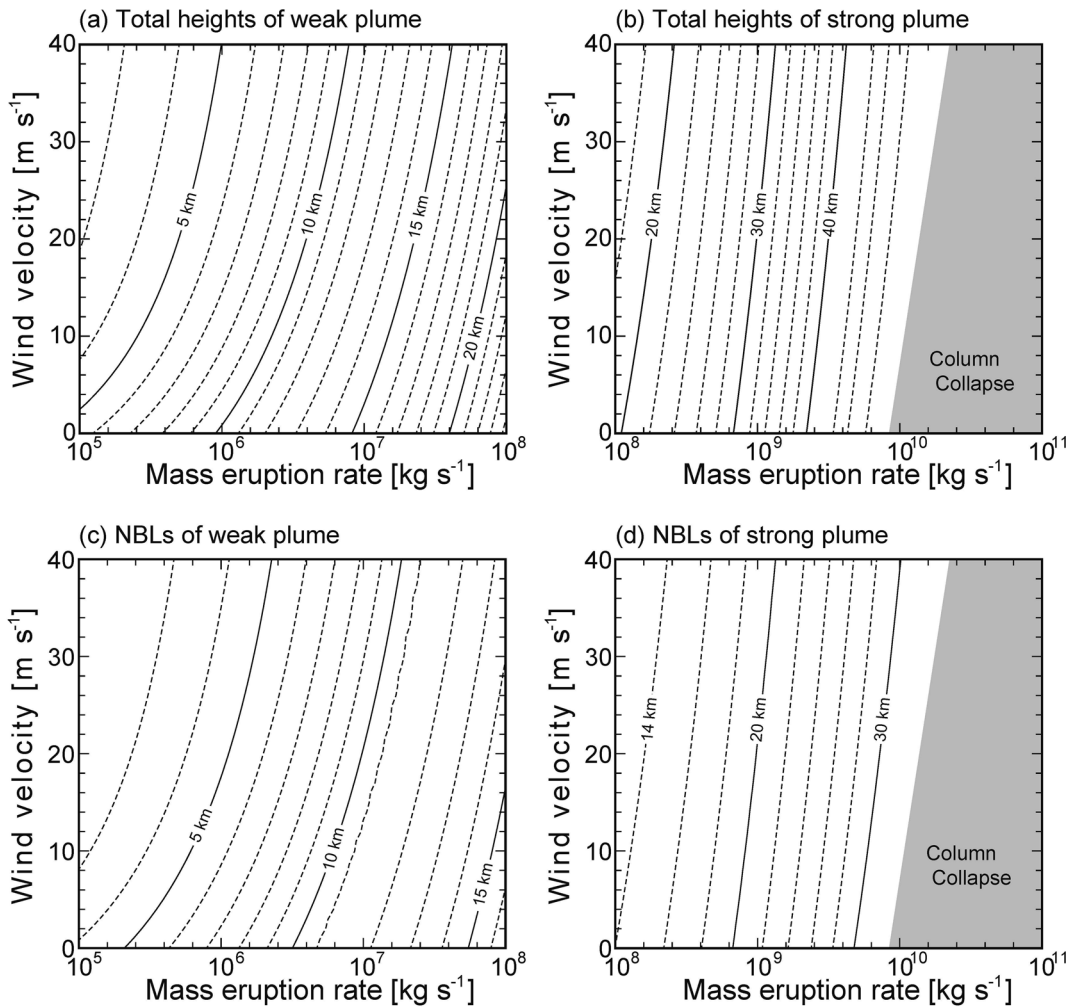


Fig. 9. Simulation results of steady one-dimensional models using (a, c)  $k=0.06$  and  $\beta=0.2$ , and (b, d)  $k=0.10$  and  $\beta=0.2$ . Figures 9a and 9b illustrate the total heights of weak and strong plumes, respectively, whereas Figs. 9c and 9d illustrate the neutral buoyancy levels of weak and strong plumes, respectively. The gray zones in Figs. 9b and 9d represent the conditions of column collapse.

Fig. 9は、ある特定の噴出条件と大気成層構造の場合の例であり、マグマ温度や火口での気相量、大気温度勾配が変わると噴煙高度も変わることには注意しなければならない。また、小規模噴煙と大規模噴煙で異なる $k$ の値を用いているため、Fig. 9aと9b、Fig. 9cと9dで、噴煙高度を示すコンターは必然的に不連続になってしまう。噴出率を変えた3次元シミュレーションを行い、 $k$ の値を系統的に明らかにすることで、現業に適した十分精度の高い実用的噴煙モデルを構築していくことが今後の課題である。

## 5. まとめ

本稿では、火山噴煙ダイナミクスの数値シミュレーション研究について最新の動向を記述した。大規模噴火（ピナツポ1991年噴火）から中規模噴火（ケルト2014年噴火）、小規模噴火（新燃岳2011年噴火）まで、実際の観測データと数値計算結果が比較可能な段階に達していることを示した。降下火砕物や大気中に滞留する火砕物の空間分布を定量的に検証することが、噴煙モデル研究の次の課題となる。この更なる検証のためには、人工衛星データなどの観測研究者や地質調査を行う研究者と、シミュレーション研究者が共同で研究を進めることが有効であると考えられる。

3次元シミュレーションに基づいてエントレインメント係数 $k$ 、 $\beta$ を決定し、それらを用いた定常1次元モデルが実用的噴煙モデルとして有用であることも示した。現時点では、小規模噴火と大規模噴火に対する $k$ の値が見積もられていて、中規模噴火で不連続性が認められている。また、 $\beta$ の値は小規模噴火のみで見積もられている。あらゆる噴火に適用可能な実用的噴煙モデルを提案するには、様々な噴火条件と大気条件の広いパラメータスタディを行い、 $k$ と $\beta$ の実効的な値、もしくは関数型を探る必要がある。

防災利用としてリアルタイムで噴火推移を高精度で予測するには、数値モデルの高度化に加え、観測精度の向上も必須となる。2015年から運用を開始している気象衛星「ひまわり8号」は空間・時間分解能の向上と観測バンド数の増加によってこれまでより高精度画像が取得でき、噴煙ダイナミクスの議論・理解に大いに役立つと考えられる。また、気象レーダーを用いた噴煙内部の観測技術も進んでおり(Maki *et al.*, 2012)、噴火推移を正確に捉えることができるようになりつつある。

本稿では触れなかったが、火砕流発生条件の決定も噴煙ダイナミクスにおいて重要な問題のひとつである。「噴火条件-噴煙高度」関係では、噴煙全体の混合効率が影響するが、火砕流発生条件は火口付近の混合効率が支配されると考えられる。火口付近の実効的な混合効率 $k$ は、非常に小さい値をとることが解析的(Kaminski *et al.*, 2005)、実験的(Carazzo *et al.*, 2008)、そして数值的(Suzuki and Koyaguchi, 2012)に示されている。また、火口で高圧噴出する場合に混合効率が低下することが実験的に示されている(Solovitz *et al.*, 2011; Saffaraval *et al.*, 2012)。しかし、これらの $k$ の値は限られたパラメータ空間でしか見積もられていない。また、風が火砕流発生条件に与える影響、すなわち火口付近の $\beta$ の値は、まだ見積もられておらず、3次元モデルによる噴煙の直接シミュレーションが役立つと期待される。

## 謝 辞

本稿で用いた数値計算の一部は、九州大学情報基盤研究開発センターの研究用計算機システムと海洋研究開発機構の地球シミュレータ、東京大学地震研究所EIC計算機システムを利用した。本稿の内容は、小屋口剛博氏、Antonio Costa氏との共同研究やディスカッションに基づいています。また、編集委員の小園誠史博士、査読者の寅丸敦志博士、および匿名査読者から数多くの建設的なご指摘をいただき改善することができた。記してお礼申し上げます。

## 引用文献

- Bonadonna, C., Phillips, J.C. and Houghton, B.F. (2005) Modeling tephra sedimentation from a Ruapehu weak plume eruption. *J. Geophys. Res.*, **110**, B08209.
- Bonadonna, C., Pistolesi, M., Cioni, R., Degruyter, W., Elissondo, M. and Baumann V. (2015) Dynamics of wind-affected volcanic plumes: The example of the 2011 Cordón Caulle eruption, Chile. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **120**, doi: 10.1002/2014JB011478.
- Briggs, G.A. (1969) **Plume rise**. U.S. Atomic energy commission, Div. of Technical Information, Nuclear Safety Information Center, Oak Ridge National Lab., 80 p.
- Bursik, M. (2001) Effect of wind on the rise height of volcanic plumes. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3621-3624.
- Carazzo, G., Kaminski, E. and Tait, S. (2008) On the rise of turbulent plumes: Quantitative effects of variable entrainment for submarine hydrothermal vents, terrestrial and extra terrestrial explosive volcanism. *J. Geophys. Res.*, **113**, B09201.
- Carey, S. and Sparks, R.S.J. (1986) Quantitative models of the fallout and dispersal of tephra from volcanic eruption columns. *Bull. Volcanol.*, **48**, 109-125.
- Cerminara, M., Esposti Ongaro, T. and Berselli, L.C. (2016) ASHEE-1.0: a compressible, equilibrium-Eulerian model for volcanic ash plumes. *Geosci. Model Dev.*, **9**, 697-730.
- Costa, A., Folch, A. and Macedonio, G. (2013) Density-driven transport in the umbrella region of volcanic clouds: Implications for tephra dispersion models. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 4823-4827, doi: 10.1002/grl.50942.
- Costa, A. *et al.* (2016) Results of the eruption column model inter-comparison exercise. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, doi: 10.1016/j.jvolgeores.2016.01.017.
- Degruyter, W. and Bonadonna, C. (2012) Improving on mass flow rate estimates of volcanic eruptions. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L16308.
- Dellino, P. *et al.* (2014) Volcanic jets, plumes, and collapsing fountains: evidence from large-scale experiments, with particular emphasis on the entrainment rate. *Bull. Volcanol.*, **76**, 834.
- de' Michieli Vitturi, M., Neri, A. and Barsotti, S. (2015) PLUME-MoM 1.0: A new integral model of volcanic plumes based on the method of moments. *Geosci. Model Dev.*, **8**, 2447-2463, doi: 10.5194/gmd-8-2447-2015.
- Devenish, B.J., Rooney, G.G., Webster, H.N. and Thomson, D.J. (2010) The entrainment rate for buoyant plumes in a crossflow. *Boundary-Layer Meteorol.*, **134**, 411-439.
- Esposti Ongaro, T., Cavazzoni, C., Erbacci, G., Neri, A. and Salvetti, M.V. (2007) A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions. *Parallel Computing*, **33**, 541-560.
- Esposti Ongaro, T., Clarke, A.B., Voight, B., Neri, A. and Widijayanti, C. (2012) Multiphase flow dynamics of pyroclastic density currents during the May 18, 1980 lateral blast of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res.*, **117**, B06208.
- Esposti Ongaro, T., Neri, A., Menconi, G., de' Michieli Vitturi, M., Marianelli, P., Cavazzoni, C., Erbacci, G. and Baxter, P.

- J. (2008) Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **178**, 378–396.
- Folch, A., Costa, A. and Macedonio, G. (2016) FPluMe-1.0: An integral volcanic plume accounting for ash aggregation. *Geosci. Model Dev.*, **9**, 431–450.
- Hashimoto, A., Shimbori, T. and Fukui, K. (2012) Tephra fall simulation for the eruptions at Mt. Shinmoe-dake during 26–27 January 2011 with JMANHM. *SOLA*, **8**, 37–40.
- Herzog, M. and Graf, H. -F. (2010) Applying the three-dimensional model ATHAM to volcanic plumes: Dynamics of large co-ignimbrite eruptions and associated injection heights for volcanic gases. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L19807.
- Hewett, T. A., Fay, J. A. and Hault, D. P. (1971) Laboratory experiments of smokestack plumes in a stable atmosphere. *Atmos. Environ.*, **5**, 767–789, doi: 10.1016/0004-6981(71)90028-X.
- Holasek, R. E., Self, S. and Woods, A. W. (1996) Satellite observations and interpretation of the 1991 Mount Pinatubo eruption plumes. *J. Geophys. Res.*, **101**, 27635–27655.
- Hault, D. P., Fay, J. A. and Forney, L. J. (1969) A theory of plume rise compared with field observations. *J. Air Pollution Control Association*, **19**, 585–590, doi: 10.1080/00022470.1969.10466526.
- Kaminski, E., Tait, S. and Carazzo, G. (2005) Turbulent entrainment in jets with arbitrary buoyancy. *J. Fluid Mech.*, **526**, 361–376.
- 小屋口剛博 (2008) 火山現象のモデリング. 東大出版会, 637 p.
- Koyaguchi, T., Suzuki, Y. J. and Kozono, T. (2010) Effects of the crater on eruption column dynamics. *J. Geophys. Res.*, **115**, B07205.
- Koyaguchi, T. and Ohno, M. (2001) Reconstruction of eruption column dynamics on the basis of grain size of tephra fall deposits 1. Methods. *J. Geophys. Res.*, **106**, 6499–6512.
- Kozono, T., Ueda, H. Ozawa, T., Koyaguchi, T., Fujita, E., Tomiya, A. and Suzuki, Y. J. (2013) Magma discharge variations during the 2011 eruptions of Shinmoe-dake volcano, Japan, revealed by geodetic and satellite observations. *Bull. Volcanol.*, **75**, 695.
- Kristiansen, N. I., Prata, A. J., Stohl, A. and Carn, S. A. (2015) Stratospheric volcanic ash emissions from the 13 February 2014 Kelut eruption. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 588–596, doi: 10.1002/2014GL062307.
- Maeno, F., Nagai, M., Nakada, S., Burden, R. E., Engwell, S., Suzuki, Y. and Kaneko, T. (2014a) Constraining tephra dispersion and deposition from three subplinian explosions in 2011 at Shinmoe-dake volcano, Kyushu, Japan. *Bull. Volcanol.*, **76**, 823.
- Maeno, F., Nakada, S., Yoshimoto, M., Hokanishi, N., Zaennudin, A. and Iguchi, M. (2014b) Tephra dispersal process of plinian eruption in 2014 at Kelud volcano, Indonesia. *Cities on Volcanoes 8*, I.II.D.1–182, Indonesia.
- Maki, M., Maesaka, T., Kozono, T., Nagai, M., Furukawa, R., Nakada, S., Koshida, T. and Takenaka, H. (2012) Quantitative volcanic ash estimation by operational polarimetric weather radar, *In Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Trosheric Profiling*, L'Aquila, Italy.
- Mastin, L. G. (2007) A user-friendly one-dimensional model for wet volcanic plumes. *Geochem. Geophys. Geosys.*, **8**, Q03014, doi: 10.1029/2006GC001455.
- Mastin, L. G. (2014) Testing the accuracy of a 1-D volcanic plume model in estimating mass eruption rate. *J. Geophys. Res.*, **119**, 2474–2495.
- Mastin, L. G. *et al.* (2009) A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **186**, 10–21.
- Miyabuchi, Y., Hanada, D., Niimi, H. and Kobayashi, T. (2013) Stratigraphy, grain-size and component characteristics of the 2011 Shinmoe-dake eruption deposits, Kirishima Volcano, Japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **258**, 31–46.
- Morton, B. R., Taylor G. and Turner, J. S. (1956) Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **234**, 1–23.
- Neri, A. and Dobran, F. (1994) Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns. *J. Geophys. Res.*, **99**, 11833–11857.
- Neri, A., Esposti Ongaro, T., Menconi, G., de' Michieli Vitturi, M., Cavazzoni, C., Erbacci, G. and Baxter, P. J. (2007) 4D simulation of explosive eruption dynamics at Vesuvius. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L04309, doi: 10.1029/2006GL028597.
- Papanicolaou, P. N. and List, E. J. (1988) Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *J. Fluid Mech.*, **195**, 341–391.
- Saffaraval, F., Solovitz, S. A., Ogden, D. E. and Mastin, L. G. (2012) Impact of reduced near-field entrainment of over-pressured volcanic jets on plume development. *J. Geophys. Res.*, **117**, B05209.
- Scott, W. E., Hoblitt, R. P., Torres, R. C., Self, S., Martinez, M. L. and Nillos T. Jr. (1996) Pyroclastic flows of the June 15, 1991, climactic eruption of Mount Pinatubo. *In Fire and Mud: Eruptions and Lahars of Mount Pinatubo, Philippines* (Newall, C. G. and Punongbayan, R. S. eds), 545–570, Philippine Inst. of Volcanol. and Seismol., Quezon City.
- Solovitz, S. A., Mastin, L. G. and Saffaraval, F. (2011) Experimental study of near-field entrainment of moderately overpressured jets. *J. Fluids Eng.*, **133**, 051304.
- 新堀敏基 (2016) 火山灰輸送: モデルと予測. *火山*, **61**, 399–427.
- 新堀敏基・桜井利幸・田原基行・福井敬一 (2013) 気象レーダー・衛星による火山噴煙観測—2011年霧島山(新燃岳)噴火の事例—. *験震時報*, **77**, 139–214.
- Suzuki, Y. J. and Koyaguchi, T. (2009) A three-dimensional numerical simulation of spreading umbrella clouds. *J. Geophys. Res.*, **114**, B03209.
- Suzuki, Y. J. and Koyaguchi, T. (2012) 3-D numerical simulations of eruption column collapse: Effects of vent size on pressure-balanced jet/plumes. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **221–222**, 1–13.
- Suzuki, Y. J. and Koyaguchi, T. (2013) 3D numerical simu-



- lation of volcanic eruption clouds during the 2011 Shinmoedake eruptions. *Earth Planets Space*, **65**, 581–589.
- Suzuki, Y.J. and Koyaguchi, T. (2015) Effects of wind on entrainment efficiency in volcanic plumes. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **120**, doi: 10.1002/2015JB012208.
- Suzuki, Y.J., Koyaguchi, T., Ogawa, M. and Hachisu, I. (2005) A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model. *J. Geophys. Res.*, **110**, B08201.
- Tahira, M., Nomura, M., Sawada, Y. and Kamo, K. (1996) Infrasonic and acoustic-gravity waves generated by the Mount Pinatubo eruption of June 15, 1991. In *Fire and Mud: Eruptions and Lahars of Mount Pinatubo, Philippines* (Newhall, C.G. and Punongbayan, R.S. eds), 601–614, Philippine Inst. of Volcanol. and Seismol., Quezon City.
- Textor, C., Graf, H.-F., Longo, A., Neri, A., Esposti Ongaro, T., Papale, P., Timmreck, C. and Ernst, G.G.J. (2005) Numerical simulation of explosive volcanic eruptions from the conduit flow to global atmospheric scales. *Ann. Geophys.*, **48**, 817–842.
- Textor, C., Graf, H.F., Herzog, M., Oberhuber, J.M., Rose, W.I. and Ernst, G.G.J. (2006) Volcanic particle aggregation in explosive eruption columns. Part II: Numerical experiments. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **150**, 378–394.
- Valentine, G. A. and Wohletz, K. H. (1989) Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows. *J. Geophys. Res.*, **94**, 1867–1887.
- Van Eaton, A.R., Mastin, L. G., Herzog, M., Schwaiger, H. F., Schneider, D. J., Wallace, K. L. and Clarke, A. R. (2015) Hail formation triggers rapid ash aggregation in volcanic plumes. *Nat. Commun.*, **6**: 7860, doi: 10.1038/ncomms8860.
- Wang, H. and Law, A. W. -K. (2002) Second-order integral model for a round turbulent buoyant jet. *J. Fluid Mech.*, **459**, 397–428, doi: 10.1017/S0022112002008157.
- Wiesner, M. G., Wetzel, A., Catane, S. G., Listanco, E. L. and Mirabueno, H. T. (2004) Grain size, areal thickness distribution and controls on sedimentation of the 1991 Mount Pinatubo tephra layer in the South China Sea. *Bull. Volcanol.*, **66**, 226–242.
- Wohletz, K. H., McGetchin, T. R., Sandford II, M. T. and Jones, E. M. (1984) Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions: numerical models. *J. Geophys. Res.*, **89**, 8269–8285.
- Woodhouse, M. J., Hogg, A. J., Phillips, J. C. and Sparks, R. S. J. (2013) Interaction between volcanic plumes and wind during the 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland. *J. Geophys. Res.*, **118**, 92–109, doi: 10.1029/2012JB009592.
- Woods, A. W. (1988) The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns. *Bull. Volcanol.*, **50**, 169–193.
- Woods, A. W. and Self, S. (1992) Thermal disequilibrium at the top of volcanic clouds and its effect on estimates of the column height. *Nature*, **355**, 628–630.

(編集担当 小園誠史)