テフラとマグマの発泡・破碎・流動

寅 丸 敦 志*

Tephra, and Vesiculation, Fragmentation and Flow of Magmas

Atsushi TORAMARU

I. はじめに

火山国日本の表層の地質は、溶岩や火山灰といった火山噴火の堆積物によって相当な部分が占められている。特に、爆発的な噴火の際にマグマが破碎されて生成した火山灰などの火山碎屑物（テフラ）は、土地や土壌の利用を通して人間生活と密接に関係している。透水係数や流動特性など堆積層の物理的性質は、粒径分布や見かけ密度さらには粒子の形態などのテフラ粒子の物性によって支配されている。そして、このテフラ粒子の物性は、テフラの生成過程とその運搬堆積過程を通して、噴火のダイナミックスそのものと密接に関係している。さらには、堆積環境下での風化変質過程も影響を与える。本稿では、このうち、テフラの生成過程について考察する（運搬堆積過程や変質過程については、他の著者による解説を参照されたい）。テフラの生成過程に限ってみても、そこに働く多様な物理過程は、破碎されるものが液体（マグマ）であることや、マグマからの脱ガス（発泡）過程が深く関係しており、非常に複雑である。また、テフラ（層）の諸性質を理解することは、テフラの特性（サイズ分布やそれに含まれる気泡の数密度や平均サイズ、空隙率）と、マグマの物性や化学組成さらにはマグマの上昇速度といった火山噴火を特徴づける動的パラメータの関係を定量的に明らかにすることである。正當的にそれを行うためには、2相流の流体力学の支配方程式を、発泡という相転移にともなう構造変化と破碎による構造変化を考慮して解かなければならない。しかし現在では、発泡と破碎の機構そのものが定量的に十分理解されているとはいえない。以下では、テフラというものを物理的に理解するために、まずマグマの発泡過程について、次に破碎過程について議論する。最後に、テフラの諸性質の物理的意味について考察を加える。

本稿では、地下深部では液体状態だったマグマが、火山噴火に伴って破碎され、地表に堆積したものをテフラと呼ぶことにしよう。この場合、火砕流として噴出するか、降下火砕堆積物を作るかといった噴火の様式や堆積形態は問わないことにする。

II. マグマの発泡

テフラ生成機構や噴出するマグマの流体力学的振舞いを考察する際に、発泡過程についての定量的知識が必要になってくる。ここで、上昇するマグマにおける発泡過程について見ておこう。マグマの上昇に伴ってマグマ中にとけ込んでいた揮発性成分は過飽和になり気泡の核形成を起こす。核形成によって作られた気泡は、揮発性成分の拡散と減圧による膨張によって成長する。このとき問題になるのは、核形成が起こる深さ（圧力）、単位体積 당りに核形成される気泡数や気泡の成長則である。一定速度で減圧するマグマにおける発泡過程は、TORAMARU (1989a) によって数値的に調べられた。それによると、核形成は、マグマの上昇に伴ってある深さ（圧力）の限られた狭い範囲のみで起こり、その後は気泡の成長だけが起こる（図1）。このとき、核形成によって作られる気泡の数 N は、

* 金沢大学理学部地学教室 Department of Earth Sciences, Kanazawa University

図 1 一定速度上昇するマグマの発泡過程を初期飽和深度で規格化した深さの関数として表した図。(a) 核形成速度, (b) 臨界気泡径, (c) マグマ中の水の濃度。

$$N = \frac{C_0}{2} \alpha_1^{-1} \alpha_2^{-1/4} \alpha_3^{-4/3} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 α_1 , α_2 , α_3 は、発泡過程を支配している無次元数であり、 $\alpha_1 = 16\pi\gamma^3/3kTP_0^2$, $\alpha_2 = vP_0/kT$, $\alpha_3 = kTDC_0P_0^2/4pgV\gamma^2$ と書ける。ここで、 C_0 は単位体積当りの分子数で定義された揮発性成分の初期濃度、 γ はガス-シリケートメルト間の界面張力、 k は Boltzman 定数、 T は温度、 P_0 は C_0 に対応する飽和圧力、 v はシリケートメルト中の揮発性成分の 1 分子の体積、 g は重力加速度、 D はシリケートメルト中の揮発性成分の拡散係数、 V はマグマの上昇速度である。一方、気泡は、拡散の有効時間の $2/3$ 乗に比例して成長し、地表での平均気泡径 R_m は、

$$R_m \approx R_0 \alpha_2^{1/4} \alpha_3^{2/3} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $R_0 = 2\gamma/P_0$ である。

表 1 に、いくつかの噴火過程を仮定した場合の発泡過程の例を示す。ここで注目すべきことは、拡散係数 D (α_3 にのみ含まれている) の N と R_m に対する依存性である。拡散係数は、マグマ中の SiO_2 や H_2O 濃度と温度によって 4~5 桁の範囲で変化することが知られている (SHAW 1974)。例えば、流紋岩質マグマ (表 1 の case 1) と玄武岩質マグマ (case 2) を比べてみると、拡散係数の違いだけで単位体積当りの気泡数は 4 桁流紋岩質の方が大きくなる。又、平均気泡径は、2 桁玄武岩質マグマの方が大きくなる。このことは、実際の軽石についての観測結果とほぼ一致する (TORAMARU 1989b)。無次元パラメータ α_1 , α_2 , α_3 にかかる指数は、核形成と成長過程を反映したものであり、軽石の中の気泡のサイズ分布や空隙率の物理的意味を考えるとときに重要になってくる (4 章参照)。また、上記の指数の値から、気泡の全表面積が噴火によらない一定の値になることが予測されるが、実際の観測からは、むしろ空隙率が噴火によらないように見える (TORAMARU 1989b)。これは、上記の指数の値を求めたときに用いた気泡の成長過程のモデルが不十分であったのかも知れないし、何か他の理由かも知れない。ここでは、上記の指数の値はまだ確定的なものでないことを注意するにとどめる。

III. マグマの破碎

マグマの破碎のモデルは、テフラのサイズ分布を定量的に予測するものでなければならないが、そのようなモデルはまだない。一方、観測においても、テフラ生成時の初期サイズ分布を地質調査から推定する

表1 数値実験で求められた発泡過程の例

用いられた物理パラメータは, $T=1000$ ($^{\circ}\text{C}$), $k=1.38 \times 10^{-23}$ (J/K), $v=3 \times 10^{-29}$ (m^3), $p=2500$ (kg/m^3), $g=10$ (m/s^2) and $V=1$ (m/s) である。

(a) 入力データ

Case No	α_1	α_2	α_3	γ (J/m^2)	P_0 (Pa)	D (m^2/s)
Case 1	1015	0.17	7.26×10^6	0.22	10^8	10^{-13}
Case 2	1015	0.17	7.26×10^9	0.22	10^8	10^{-10}
Case 3	1.015	0.17	7.26×10^8	0.022	10^8	10^{-13}

(b) 入力データに対して求められた発泡過程を特徴づけるパラメータ P_n : 核形成圧力, ΔZ_n (Δt_n): 核形成間隔, $J_{\max}$: 最大核形成速度, N : 気泡数密度, R_m : 地表での平均気泡径。

Case No	P_n (Pa)	ΔZ_n (m)	Δt_n (s)	$J_{\max}$ (number $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$)	N (number m^{-3})	R_m (m)
Case 1	0.234×10^8	20.7	20.7	5.28×10^{13}	1.09×10^{15}	1.06×10^{-4}
Case 2	0.616×10^8	2.06	2.06	5.28×10^{10}	1.09×10^{11}	0.0106
Case 3	0.952×10^8	4.45	4.45	5.28×10^{14}	2.35×10^{15}	2.28×10^{-4}

ことにはかなりの困難を伴う (鈴木ほか 1973)。ここでは、まずはじめに、マグマの発泡による破碎について考察する。次に、粘性流体としてのマグマが分裂していく機構を二つの視点から見る。一つは、火道を上昇し噴出するマグマを一つの流体と見なし、その乱流を一つの破碎過程と考える。二番目は、乱流で生産された液滴 (塊) がガスと力学的に相互作用してさらに小さい液滴を作る過程を考える。二つの視点は、その着目するスケールと、噴出するマグマを一つの流体と見なすかお互いに相互作用する二つの流体と見なすかという二つの点で異なっている。

(a) SPARKS のモデル

前章で見たように、マグマの上昇噴出にともなう圧力の降下は、マグマ中にとけ込んでいた揮発性成分の脱ガスを起こす。従来、このマグマの発泡過程の結果として、マグマの破碎が起こると考えられてきた (e. g., SPARKS 1978)。SPARKS (1978) は、マグマの破碎の定性的モデルを提出した。彼のモデルは簡単に次のようにまとめることができる。核形成した気泡は、マグマの上昇に伴って成長していく。成長が進んで気泡間の距離が小さくなってくると、気泡が成長する際の、まわりの液体 (シリケートメルト) の粘性抵抗が極端に大きくなっていく。マグマの発泡と上昇が進んで気泡が密集したマグマが火道の上部にやってくると、マグマの外側の大気またはガスの圧力と、マグマ中の気泡内のガスの圧力との差が粘性抵抗の分だけ (本当は、これに表面張力の分が加わるが、実際には粘性抵抗に比べて無視できる) 増大していく。結局のところ、圧力差がシリケートメルトの膜の強度を超えたところで、気泡内のガスは、その膜を破って低圧側に飛び出す。この気泡壁の破裂が、圧力勾配の大きなところで集中的に起こってマグマが破碎される。この SPARKS のモデルは、まだ定性的な空想の域を出ていない。将来的には、衝撃波の発生の問題とからめて、テフラのサイズ分布を予測するような数値実験や室内実験を行う必要があるだろう。

(b) 乱流の効果

火道上部や大気中に噴出した瞬間のマグマは、非常によく発達した乱流状態が実現されている。かなりの体積比の気泡を持ったマグマが、乱流状態におかれると、液体部分は局所的に激しい速度場の変化を受けて引き延ばされて、分裂して行くと考えられる。この場合、乱流の渦の一つ一つが分裂片に対応している。特に、火口から大気中に噴出したジェットに発達する乱流は、Entrainment と呼ばれる大気の乱流混

合をともしない、気泡を含んだマグマの破碎を効果的に行う。さらにこの Entrainment は、降下堆積物を作るか火砕流になるかという噴煙柱の挙動を支配している重要な過程でもある (SPARKS and WILSON 1976, WOHLITZ *et al.* 1984)。

最近の流体力学の分野の乱流の研究によると、様々な条件下での乱流が、その条件によらず共通の特徴をもつということがわかってきた (例えば巽 1986)。その一つは、エネルギーカスケードと呼ばれる過程で、系の外的スケール l の大きさを持つ運動 (渦) は、それより小さいスケールの運動 (渦) に分裂して、最後には、あるスケール d (Kolmogorov 長さと呼ばれる) の運動でその運動エネルギーを熱として散逸する。噴火の場合、 l は火道 (口) の直径、 d は乱流によって破碎されてきたテフラの最小サイズに対応すると考えられる。 d は、それ以下では流れが層流と見なせるようなスケールで、次元解析から、系全体の流れを特徴づける Reynolds 数 Re を用いて、

$$d \approx \frac{l}{Re^{3/4}} \quad (3)$$

と書ける (LANDAU and LIFSHITZ 1963)。ここで Re は巨視的な量のみによって次の式から決定される。

$$Re = \frac{Ul}{\nu_e} \quad (4)$$

U は、マグマの噴出速度、 ν_e はマグマ+ガスの動粘性率である。ちなみに、火口サイズ l を 10m、 U を 100m/s、 ν_e を $1 \text{ m}^2/\text{s}$ とすると、 Re は 10^3 、 d は $10^{-5/4} \text{ m}$ となる。この乱流破碎によって作られる最小のテフラサイズは、よくわかっていない二つの量 l と ν_e に大きく依存するが、粘性率の著しく小さい高温の玄武岩質マグマを除けば、せいぜい 10cm のオーダーであろう。このことは、乱流破碎によってミクロンサイズのテフラを作ることが非常に難しいことを意味している。逆に、10 ミクロンサイズの気泡が単位体積当たり 10^{15} 個程度作られる珪長質マグマでは、気泡壁の破裂によって 10cm のサイズのテフラを作るのは非常に難しいから、このサイズのテフラは乱流破碎によって作られたと考える方がもっともらしい。このことはまた、テフラのサイズによってその生成機構が異なっていることがありうることを意味している。また、粘性率の著しく小さいマグマ (例えば、ハワイの玄武岩) では、 $\nu_e \approx 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ とすると、 $d \approx 1 \text{ mm}$ となる。粘性率の小さいマグマでは、乱流破碎が有効であろう。

カスケード過程による乱流の渦のサイズ分布は、対数正規分布に従う (例えば、FURUKAWA 1985)。乱流破碎によるテフラの生成モデルでは、乱流の一つの渦が、一つのテフラに対応しているから、乱流破碎によって生じるテフラのサイズ分布 $f(\delta)$ は、

$$f(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{\{\log(\delta/\delta_0)\}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (5)$$

となる。 $f(\delta)d(\log\delta)$ は、径が δ から $\delta+d(\log\delta)$ の間にはいる個数密度を与える。

(c) 液滴とガスの相互作用

前説で見たマグマの乱流破碎はジェットとして振舞うマグマ全体の Reynolds 数によって支配されている。一方、そうやって破碎されたマグマの液滴 (気泡を含んでいて良い) は、大気の流れ混合やマグマからの脱ガスによって誘発されたガスの流れと相互作用するようになる。この相互作用は、粘性率の小さいマグマで有効である。そこでは、ガスの慣性力と液滴の表面張力が重要になってくる。液滴が周囲のガスの流れの影響で破碎される過程は、次の式で定義される Weber 数という無次元数で良く整理される (PILCH and ERDMAN 1987)。

$$We = \frac{\Delta V^2 \rho_g \delta}{\gamma} \quad (6)$$

ここで、 ΔV は液滴とガスの相対速度、 ρ_g はガスの密度、 δ は液滴径である。Weber 数は、ガスの慣性力に起因した液滴を変形させようとする力 $\rho_g \Delta V^2 / \delta$ と液滴の形状を保とうとする表面張力の力 γ / δ^2 の比

図 2 ガス流による液滴の破碎過程 (Pilch and Erdman (1987) による)。

であり、どちらが優勢であるかの目安を与える。図 2 は Weber 数と液滴の破碎過程の関係を示したものである。Weber 数の重要性は、液滴の破碎に対する臨界条件を与えることである。臨界値を超える条件のときにはその液滴は破碎されて臨界値以下の Weber 数を持った細かい液滴が多数生産される。上式からわかるように液滴径の減少と共に液滴の安定性は増してくる。すなわち、液滴の破碎によってより細かい液滴がカスケード的に作られて行くが、その過程は臨界値以下の Weber 数を持つ液滴群が生産された地点で終わる。破碎されずに残る最大の液滴サイズ δm は、臨界 Weber 数 We_c を用いて、 $\delta m \approx We_c \gamma / \Delta V^2 \rho_g$ と見積ることができる。例えば、 $We_c \approx 10$, $\gamma \approx 0.1 (N/m)$, $\Delta V \approx 100 (m/s)$, $\rho_g \approx 1 (Kg/m^3)$ とすると、 $\delta m \approx 10^{-4} (m)$ となる。また、実際に、ガスと液滴の相互作用が働いた典型的な例として、ハワイなどの低粘性の玄武岩マグマの溶岩噴泉の噴火で作られるペレーの毛やペレーの涙などが考えられる。

液体の噴霧によって作られる微細液滴は、ここで説明した破碎機構によって作られると考えられる。このときの液滴のサイズ分布は、実験的にいくつか決められている(森島 1969)。抜山と棚沢(1939)は、空気による液滴の微細化の実験から、液滴のサイズ分布関数(数密度)が次の式に合うことを示した。

$$f(\delta) = A\delta^a \exp(-B\delta^b) \quad (7)$$

ここで、 A, B, a, b は、実験的に決められる定数である。この分布は、 $a=b-4$ のとき、後述する Rosin-Rammler の分布に等しくなる。

IV. テフラの特性と噴火過程

テフラ層を特徴づける量に空隙率や透水係数、破碎度やサイズ分布などがある。これらは、テフラの生成機構と密接に関係している。ここでは、このような物理的、地質的、あるいは形態学的な特性と噴火の物理過程との関係を考察しよう。

(a) テフラの粒径分布

地質学的調査で決められるテフラの粒径分布は、プリニー式かハワイ式かと言ったような噴火のモードによって大きく左右されるだけでなく、運搬堆積過程の結果として給源からの距離や方位さらには堆積層内部での高さにも依存する。テフラの生成機構と直接関係するのは、テフラ堆積物全体を代表するような粒径分布であろう(鈴木ほか 1973, WALKER 1981)。テフラ全体を代表するような粒径分布を地質学的に決めることは簡単ではないが、鈴木ほか(1973)は、樽前火山の降下軽石が、Rosin-Rammler の分布に良く合うことを示した。Rosin-Rammler 分布は、粒径が、 δ より大きい粒子の割合を全体に対する質量比として表したもので、

$$W(\delta) = \exp(-B\delta^b) \quad (8)$$

と書かれる。樽前火山の降下軽石の場合、粒径 δ を mm の単位で取ると、 $B=0.4^{1/2}$, $b=1/2$ となる。

粉碎度(堆積物の厚さが最大厚さの1/10であるような地点での1mm以下の粒子の重量%)について一言付け加えておこう。Sparks のモデルに従うと、気泡間隔が粉碎度を定めることになる。気泡間隔は、気泡数密度 N の $-1/3$ に比例するから、第一次近似的には、拡散係数によって大きく左右される。そうすると、噴火による粉碎度の違いはマグマの拡散係数の違いを反映していることになる。一方流体破碎モデルに基づくと、細かいテフラを作る割合は、 We 数で決まるから、粉碎度の違いは、表面張力がマグマによって大きく違わないとするなら、ガスと液滴の相対速度の違いを表わしていることになる。

現在では、観測にしる、モデルにしる、実験にしる、数学的な表式は近似にすぎない。テフラのサイズ分布からそこに働いた破碎機構を明らかにするには、観測からかなりの信頼性を持って初期サイズ分布を決めなければならないだろう。さらに、そこから噴火過程に直結した物理的に意味のある量を取り出し、噴火過程を定量的に推定するには、モデルと実験において、いろいろな破碎過程から出てくるサイズ分布関数の中の定数(A, B, a, b)が破碎機構を特徴づけるパラメータにどのように依存するかを明らかにしなければならない。近い将来このような研究が必要になってくるだろう。

(b) 気泡のサイズ分布(空隙率、表面積、平均気泡サイズ、気泡数密度)

テフラ層の性質は、テフラの粒径分布や圧密のされ方だけでなく、テフラそのものに含まれている気泡の大きさや形態によっても大きく左右される。気泡の形を球と仮定すると、気泡数密度 N , 平均気泡径 R_m , 表面積 S , 空隙率 ϕ は、気泡のサイズ分布関数 $F(R)$ の言葉で統一的に表される。サイズ分布関数のモーメント M_i を次式で定義する。

$$M_i = \int R^i F(R) dR \quad (9)$$

ここで、 i は整数。このモーメントを用いると、 N, R_m, S と ϕ は、それぞれ、 $M_0, M_1/M_0, 4\pi M_2$ 及び $4\pi M_3/(4\pi M_3+3)$ で与えられる。マグマが一定速度で上昇し、気泡同士が相互作用しない簡単な場合では、これらのモーメントのうち二つだけが独立であり、(1)及び(2)式で与えられる N と R_m を用

表2 気泡サイズ分布関数のモーメントの測定例。

Sample	M_0 (m^{-3})	M_1 (m^{-2})	M_2 (m^{-1})	M_3 (none)
Towada-A	5.34×10^{14}	2.18×10^9	1.37×10^4	0.143
Towada-B	2.44×10^{14}	1.01×10^9	8.55×10^3	0.151
Towada-C	4.70×10^{14}	1.89×10^9	1.22×10^4	0.133
Towada-D	2.97×10^{14}	1.31×10^9	1.04×10^4	0.146
Towada-E	3.40×10^{14}	1.41×10^9	1.08×10^4	0.151
Towada-F	4.88×10^{14}	1.76×10^9	1.02×10^4	0.109
Towada-G	1.20×10^{13}	1.63×10^8	3.60×10^3	0.146
Izu-Oshima-Y1	2.19×10^{11}	8.70×10^6	6.55×10^2	0.149
Izu-Oshima-Y2	8.16×10^{10}	4.67×10^6	6.40×10^2	0.154
Izu-Oshima-Y5	1.71×10^{11}	6.60×10^6	5.53×10^2	0.155
Izu-Oshima-Y6	2.32×10^{11}	1.01×10^7	7.38×10^2	0.131

いて i 次のモーメントを書くと、 $M_i = R_m^i N$ となる。このことから、それぞれのモーメントは、無次元数の組 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ が与えられれば決まり、逆にモーメントあるいは N, R_m, S, ϕ のうち二つを観測から決めれば、そのテフラを作った噴火の無次元数の組が求まることになる。十和田と伊豆大島の軽石について著者が最近行なったモーメントの測定結果を表2に示す。気泡の数 N や大きさ R_m に最も大きく影響を与えるのは、拡散係数であり、観測結果は、第一次近似的にはほぼその効果だけで説明がつく。上昇速度や初期飽和圧力などの噴火間での相対的な違いは、拡散係数の効果を差し引くことによっておおそ見当がつく。しかし、これらの絶対値を気泡のサイズ分布の観測から見積るためには、観測方法の充実やモデルに気泡同士の相互作用を組み込まなければならない。観測量とパラメータの間の定量的な関係性を直接的に決める実験的研究が待たれるところである。

(c) 気泡形態

気泡の形態は、多様である（例えば、HEIKEN and WOHLTZ 1985）が、いくつかの形態に分類することができる。(1) 孤立したほぼ球形の気泡。(2) 一定の方向に揃って引き延ばされているチューブ状のもの。(3) お互いにつながりあったアメーバー状のもの。これら気泡の形態は、マグマの発泡過程と流動過程の違いを反映していると考えられるが、それを取り扱った研究はまだない。

V. まとめ

本稿では、テフラ生成過程を、マグマの発泡、破碎及びその流体としての運動という観点から考察した。マグマの発泡過程は、気泡のサイズ分布を用いると理解しやすい。気泡数密度や平均気泡径は、噴火過程を特徴づける三つの無次元数によって決ってくるが、実際の軽石においては、マグマの中の水の拡散係数の影響が最も顕著に見られる。マグマの破碎過程については、発泡過程とマグマの乱流運動が重要な役割をしていると考えられるが、ほとんど何も解っていないといってよく、今後の研究が待たれる。本稿では、テフラのサイズ分布や軽石中の気泡のサイズ分布や気泡の形態は、噴火過程を定量化するための指標となり得ることを強調した。過去に起こった膨大な数の噴火をテフラを用いて定量化することができれば、個々の噴火について噴火機構が詳しく調べられるだけでなく、地球規模での噴火の普遍性についても理解が深まるだろう。

参考文献

- FURUKAWA, H. (1985): Fluctuations in Processes of Phase-Separations and Intermittent Droplet Growth, *Prog. Theor. Phys.*, **73**, 586-597.

- HEIKEN, G. and WOHLLETZ, K. (1985): Volcanic Ash, University of California Press. pp. 245.
- LANDAU, L. D. and LIFSHITZ, E. M. (1963): Fluid Mechanics, Pergamon. 竹田均訳, 東京図書, pp. 596.
- 森島直正 (1969): 集塵操作における液滴と気泡, 化学工学の進歩, 3, 気泡液滴工学, 133-159, 化学工学協会編.
- 披山四朗・棚沢 泰 (1939): 機会学会論文集, 5, 18, 131-163.
- PILCH, M. and ERDMAN, C. A. (1987): Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop, *Int. J. Multiphase Flow*, 13, 741-757.
- SHAW, H. R. (1974): Diffusion of H_2O in granitic liquids: Part 1, Experimental data; Part 2, Mass transfer in magma chambers, in *Geochemical Transport and Kinetics*, ed. A. W. HOFFMANN, B. J. GILETTI, H. S. YODER, Jr. and R. A. YUND, *Carnegie Inst. Washington Publ.*, 634: 139-170.
- SPARKS, R. S. J. (1978): The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 3, 1-37.
- SPARKS, R. S. J. and WILSON, L. (1976): A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse. *J. Geol. Soc. London.*, 132, 441-451.
- 鈴木健夫・勝井義雄・中村忠寿 (1973): 樽前降下軽石堆積物 Ta-b 層の粒度組成, 火山第2集, 18, 47-63.
- 巽 友正編 (1986): 乱流現象の科学, 東大出版会.
- TORAMARU, A. (1989a): Vesiculation process and bubble size distributions in ascending magmas with constant velocities., *J. Geophys. Res.*, in press.
- TORAMARU, A. (1989b): Measurement of bubble size distributions in vesiculated rocks with the implication of quantitative estimation of eruption parameters (in preparation).
- WALKER, G. P. L. (1981): Generation and dispersal of fine ash and dust by volcanic eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 11, 81-92.
- WOHLLETZ, K. H., McGETCHIN, T. R., and SANDFORD, M. T. II, JONES, E. M. (1984): Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions: numerical models. *J. Geophys. Res.* 89, 8269-8285.

(1989年10月19日受付, 10月28日受理)