

雲仙岳 1991-92年噴火の火砕流のコンピューターシミュレーション

宝田晋治* 山元孝広** 中野 司*** 村田泰章*** 風早康平****
川辺禎久***** 阪口圭一***** 曾屋龍典*****

TAKARADA Shinji, YAMAMOTO Takahiro, NAKANO Tsukasa, MURATA Yasuaki, KAZAHAYA Kohei, KAWANABE Yoshihisa, SAKAGUCHI Keiichi and SOYA Tatsunori (1993) Computer simulations of pyroclastic flows of the 1991-92 eruption of Unzen Volcano. *Bull. Geol. Surv. Japan*, vol. 44 (1), p. 25-54, 10 fig., 1 tab.

Abstract: Numerical simulations of the pyroclastic flows of the 1991-92 eruption of Unzen Volcano, Kyushu, Japan were performed to evaluate runout distances, disaster areas, flow velocities and arrival times of the flow. Three gravity current models were used for the simulations: the energy line model, the energy cone model and the Bingham flow model. Using the energy cone model, runout distances and possible disaster areas were mapped as a function of various effective friction coefficients. This energy cone model was revised not to reach the shadow zone due to topographic barrier. Relationship between the volume of the pyroclastic flow and the effective friction coefficient was investigated. Average velocities of five pyroclastic flows (May 24 8:07; May 26 11:13; May 26 14:28; May 29 15:02; May 29 15:31, 1991) were measured using video images. Average velocities of these pyroclastic flows were up to 42 m/s. Flow velocities and arrival times for these pyroclastic flows were simulated using both the energy line and Bingham flow models. The flow velocity calculated by the energy line model was larger than the measured average velocity. In contrast, the flow velocity and the arrival time calculated by the Bingham flow model with the appropriate parameters (density, flow thickness, yield strength, viscosity and drag coefficient) agreed with the measured values except in steep slope region.

要 旨

雲仙岳で1991年5月24日から始まった火砕流のコンピューターシミュレーションを行なった。火砕流の到達距離・被災範囲をエネルギーコーンモデルを使ったシミュレーションで求め、流速・到達時間をエネルギーラインモデルとビンガムフローモデルを使ったシミュレーションで求めた。エネルギーコーンモデルを使ったシミュレーションでは、地形的障害物の影の部分には到達しないように改良し、摩擦係数ごとに火砕流の到達可能領域を図示した。また、H/L比と体積の相関を示した。'91年5月の5つの火砕流の流速を実測した結果、測定した各区間の平均流速は~42 m/sであった。エネルギーラ

インモデルによるシミュレーションでは、実測値に比べて流速が速くなる傾向がある。しかし、ビンガムフローモデルによるシミュレーションでは、急斜面の部分を除けば、実測値とほぼ一致するパラメータを見いだすことができた。

1. はじめに

火砕流による災害を軽減するためには、火砕流の到達距離・被災範囲・流速・到達時間を予測するシミュレーションが不可欠である。火砕流のシミュレーションは、これまで質点力学を使ったエネルギーラインモデル (Hsü, 1975; Ui *et al.*, 1986) や、エネルギーコーンモデル (Sheridan and Malin, 1983; Armienti and Pareschi, 1987) が中心であった。金子・鎌田 (1992)

Keywords: Unzen Volcano, pyroclastic flow, computer simulation, disaster area, energy cone model, flow velocity, energy line model, Bingham flow model

* 北海道支所
** 地質部
*** 地質情報センター
**** 地殻熱部
***** 環境地質部

は、エネルギーコーンモデルとエネルギーラインモデルを使ったシミュレーションで、雲仙岳1991年火砕流の崩落体積と被災範囲の関係や、火砕流の速度分布を求めている。最近では、これらのモデルの他に、より実際の火砕流に近い、流れの降伏強度や粘性を取り入れたビンガムフローモデル(McEwen and Malin, 1989)や、粒子どうしの衝突による分散圧力(Bagnold, 1954)を用いたダイラタント流体モデル(芦田・高橋, 1983; 高橋, 1986; 砂防学会, 1992)も使われるようになってきている。また、ビンガムフローモデルなどで必要な、流れの厚さ・密度・降伏強度・粘性などのパラメータを、火砕流堆積物から求める試みも行なわれている(Wilson and Head, 1980; Beget and Limke, 1989; 宝田, 1992)。

質点力学によるシミュレーションには、1) エネルギーコーンモデルでは、地形的障害物の影の部分も100%到達してしまう(金子・鎌田, 1992)、2) エネルギーラインモデルでは、火砕流の流速が、実測値に比べて速くなる傾向がある(宝田ほか, 1991)などの問題点があった。そこで、本報告では、雲仙岳1991年噴火の火砕流の到達距離・被災範囲を、地形的障害物の影の部分には到達しないように改良したエネルギーコーンモデルによるシミュレーションで求めた結果を紹介する。このモデルでは摩擦係数ごとの到達可能範囲を示し、実測された火砕流の体積と摩擦係数との相関を示す。エネルギーラインモデルによるシミュレーションでは、火砕流の流速・到達時間が実測値よりも速くなることを示す。ビンガムフローモデルによるシミュレーションでは、流速・到達時間の実測値を比較的良好に再現できる降伏強度・粘性などのパラメータを決定し、流速の変化・プラグの厚さの変化・到達時間を明らかにした。

2. 運動方程式

火砕流などの、火山砕屑物が重力によって高速で流れ下る現象(火砕物重力流)の運動方程式は、

$$\frac{dv}{dt} = g \sin \theta - \frac{\tau}{\rho D} \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる(Mellor, 1978; Voight *et al.*, 1983; McEwen and Malin, 1989)。ここで、 v は流速、 g は重力加速度、 θ は斜面の傾斜、 τ は流れに作用する各種の抵抗、 ρ は流れの密度、 D は流れの厚さである。一般に流れに作用する抵抗(τ)は、

$$\tau = a_0 + a_1 v + a_2 v^2 \dots\dots\dots (2)$$

と表される(Voight *et al.*, 1983)。ただし、 a_0 、 a_1 、 a_2 はそれぞれ、基底部の摩擦や粘着性、粘性、乱流に

よる影響を表すパラメータである。

エネルギーラインモデルは、停止点での総エネルギーが0になるような摩擦によるエネルギーロスを与えて、出発点での位置エネルギーを運動エネルギーに変換しながらすべり落ちるモデルである(第1図a)。エネルギーコーンは出発点を中心にエネルギーラインを放射方向に360度展開したものである(第1図b; Sheridan and Malin, 1983)。エネルギーラインモデルとエネルギーコーンモデルでは、流れに対する抵抗は、

$$\tau = \mu Mg \cos \theta \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここで M は質量を表し、 μ は等価摩擦係数を表す。等価摩擦係数は、剛体が斜面を滑り落ちるときに底面に作用する動摩擦の係数である。等価摩擦係数は、物体が摩擦によるエネルギーロスを受けながら、出発点の位置エネルギーを運動エネルギーに変換しながら滑り落ちたときの、比高(H)と水平流走距離(L)との比(H/L 比)に等しい(Hsü, 1975; 第1図a)。

ビンガムフローモデルでは、降伏強度を持つ粘性流体を仮定し、プラグフローとして扱う(Johnson, 1970, p. 475-572)。このモデルでは、流れに対する抵抗は、

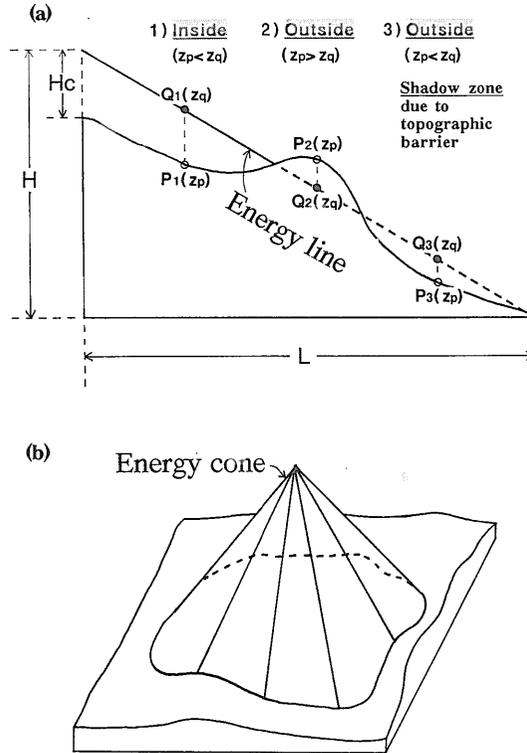
$$\tau = \kappa + \eta \frac{dv}{dy}; Ha < 1000 \dots\dots\dots (4)$$

$$\tau = \kappa + \eta \frac{dv}{dy} + \frac{1}{2} C_g \rho v^2; Ha \geq 1000 \dots (4')$$

となる(McEwen and Malin, 1989)。ここで、 κ は降伏強度、 η は粘性、 dv/dy は斜面に平行な速度成分の、斜面と垂直方向の速度勾配、 C_g は抗力係数(加藤, 1989, p. 70)、 Ha はハンプトン数(レイノルズ数とビンガム数の比 $=\rho v^2/\kappa$; Hampton, 1972)である。ビンガム物体のスラリーを使った実験から、ハンプトン数が1000を越えると、層流状態から乱流状態に移行することがわかっている(Hampton, 1972; McEwen and Malin, 1989)。(4)式の抵抗のうち、第1項と第2項はビンガム物体の降伏強度と粘性による抵抗である。(4')式の第3項は、乱流状態の流れが底面から受ける抵抗を表す(Chezy 方程式)。したがって、 Ha が1000以下の層流状態では、本来のビンガムフローモデルで用いる(4)式を使い、 Ha が1000以上の乱流状態では、乱流による効果を考慮するために(4')式を使う(McEwen and Malin, 1989)。

3. 到達距離と被災範囲のシミュレーション

エネルギーコーンモデルでは、比較的容易に、エネルギー的に火砕流が到達可能な範囲を等価摩擦係数ごとに平面的に把握できる利点がある。このシミュレーション



第 1 図 (a) エネルギーラインの概念図 H は出発点からの比高, L は水平流走距離, Hc は噴煙柱崩壊を仮定したときの崩壊の起こる高さを示す。
 (b) エネルギーコーンの概念図 エネルギーラインを出発点を中心に 360 度展開したものを、地形図上の点 P (z_p) と、その点からの垂線とエネルギーライン (コーン) とが交わった点を, Q (z_q) とする (a)。1) 点 P₁ は、点 Q₁ よりも下位にある ($z_p < z_q$) ので、火砕流到達可能範囲の内部となる。2) 点 P₂ は、点 Q₂ よりも上位にある ($z_p > z_q$) ので、火砕流到達可能範囲の外部となる。3) 点 P₃ は、点 Q₃ よりも下位にある ($z_p < z_q$) が、Q₃ とエネルギーライン (コーン) の頂点を結んだ直線上に地形的障害がある (影の領域) ので、点 P₃ は火砕流の到達可能範囲の外部とする。

Fig. 1 (a) Concept of energy line. H: relative height, L: lateral runout distance, Hc: Column collapse height. (b) Concept of energy cone. Energy cone is the three-dimensional expression of energy line. P (z_p): height of topography, Q (z_q): height of energy line/cone. P₁ is within the disaster area ($z_p < z_q$). P₂ is out of the disaster area ($z_p > z_q$). P₃ is out of the disaster area due to topographic barrier (shadow zone).

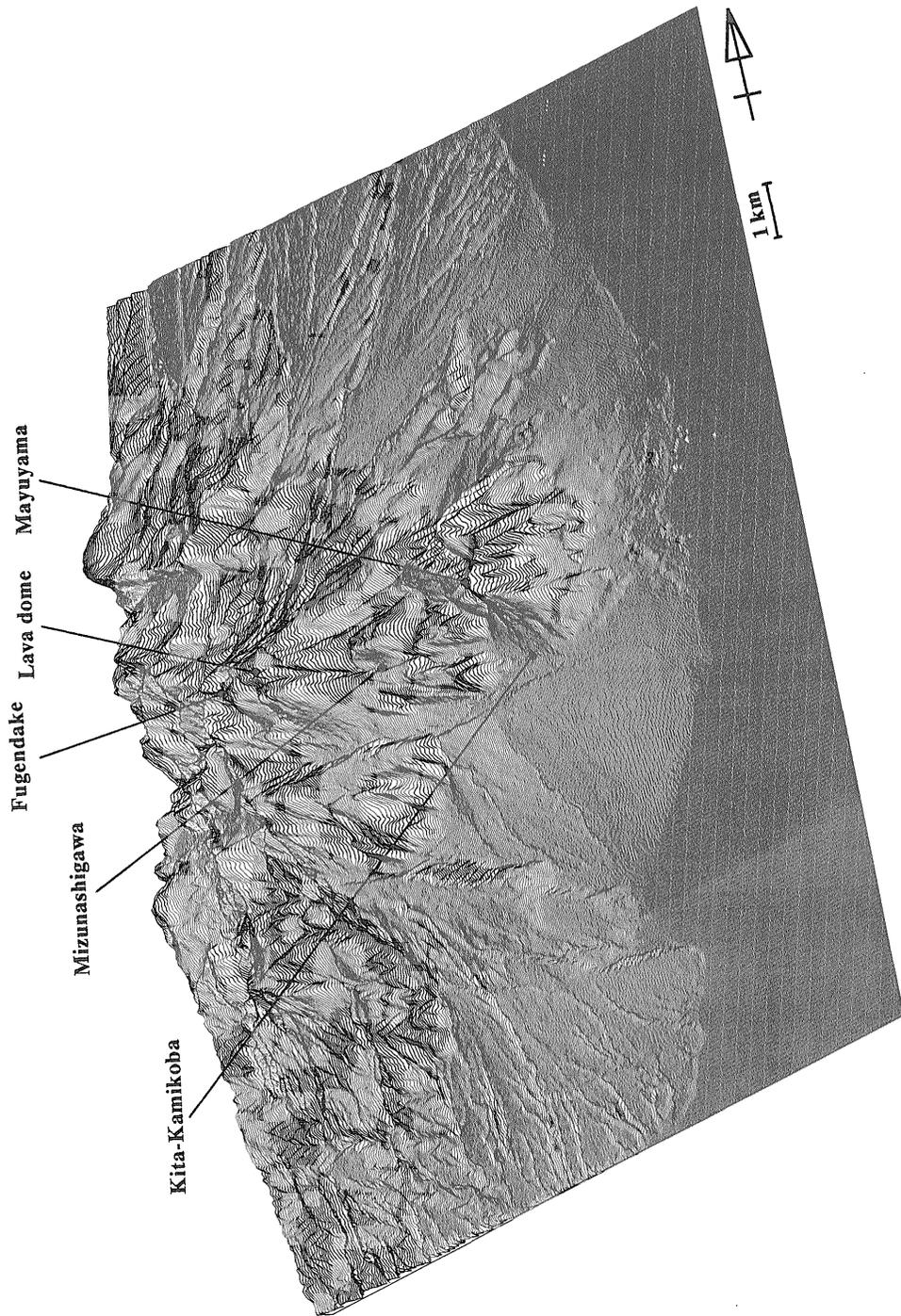
では、従来のモデルとは異なり、地形的障害物の影の部分 (第 1 図 a の shadow zone) には到達しないように改良した。

地形データは、国土地理院が作成した 25 m メッシュの「雲仙岳数値標高データ」(1991. 5. 31) を使用した (国土地理院, 1991)。この地形データを用いて作成した雲仙火山の鳥瞰図を第 2 図に示す。

シミュレーションは、以下の方法で行なった。(1) エネルギーコーンの等価摩擦係数 ($\mu = H/L$; コーンの角度) を与える。(2) 火砕流の出発地点から、Hc だけ高い位置に、エネルギーコーンの頂点を置き、仮想的にエネルギーコーンを描く。(3) 地形図上の 1 地点 P ($x_p,$

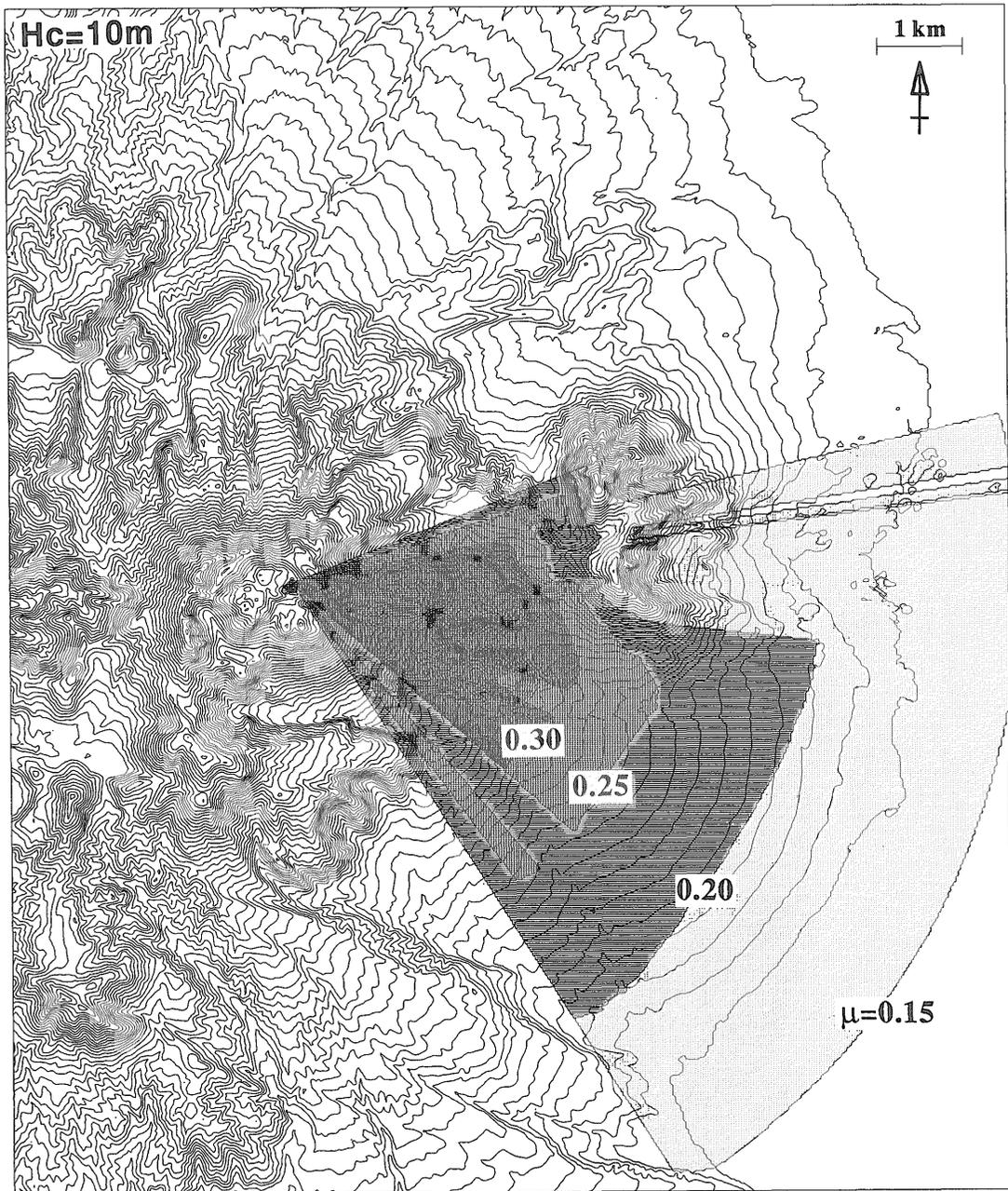
y_p, z_p) から、垂線をひき、エネルギーコーンとの交点の空間座標 Q (x_q, y_q, z_q) を求める。(4) 点 P と点 Q の z 座標を比較し、 $z_p < z_q$ のときは点 P を火砕流到達可能範囲の内部であるとし、 $z_p > z_q$ のときは火砕流到達可能範囲の外部であるとする。(5) エネルギーコーンの頂点と点 Q とを結んだ直線上に、尾根などの障害物がある場合は、点 P を火砕流の到達可能範囲の外部であるとする (第 1 図 a, b)。(6) (3)~(5) を地形図上のすべての点について行なう (付図 1; 中野・藤井, 1989)。

等価摩擦係数 (μ) が 0.30, 0.25, 0.20, 0.15 の場合の火砕流到達可能範囲を第 3 図に示す。Hc=0 m と



第2図 雲仙火山の鳥瞰図 地形データは、国七地理院の雲仙岳数値標高データ(1991. 5. 31)を使用した。
Fig. 2 Bird-looking map of Unzen Volcano. Unzen-dake digital elevation data (GSI, 1991 : 5. 31) was used to draw this map.

(A)

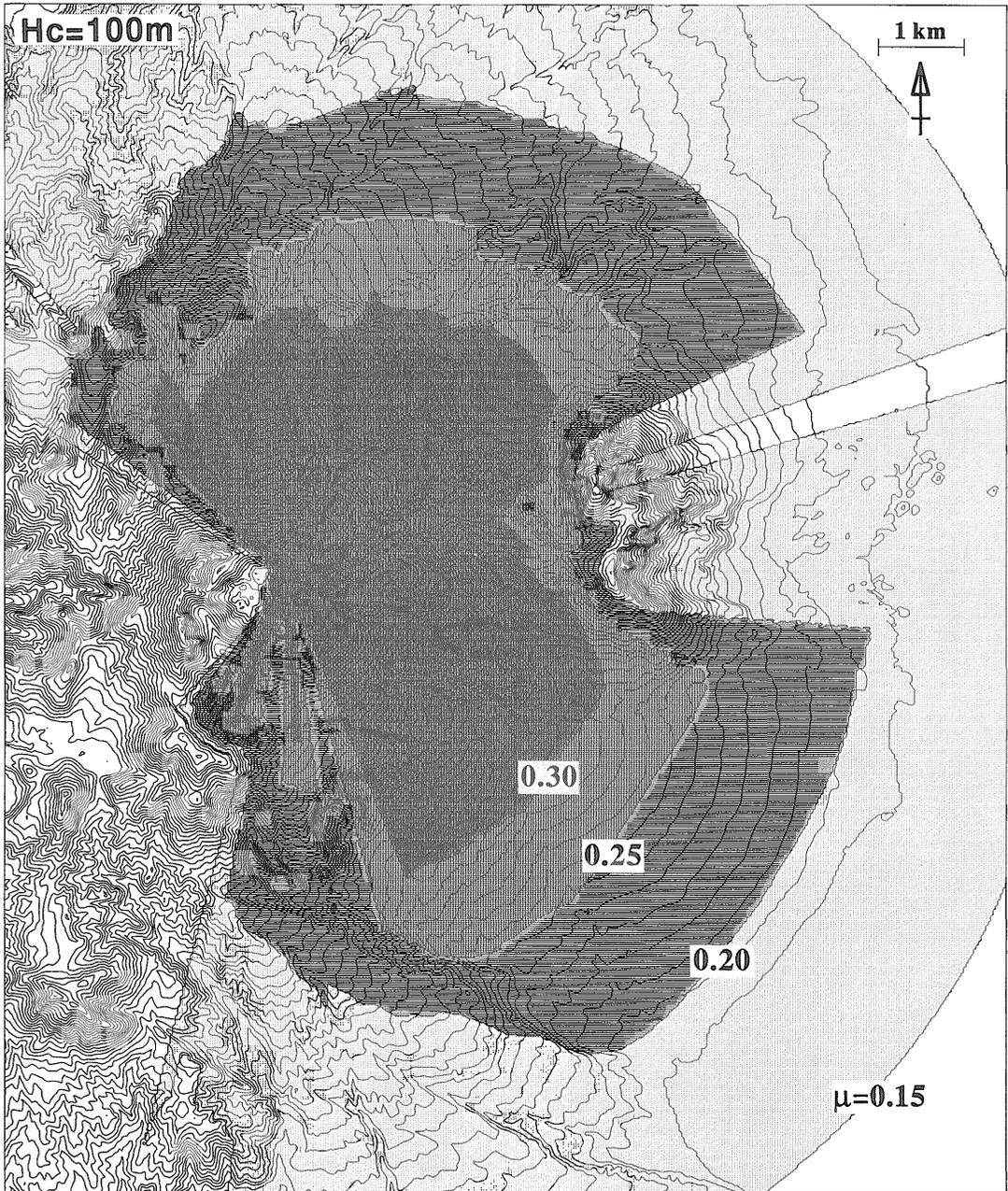


第 3 図 エネルギーコーンによるシミュレーションの結果 ($\mu=0.15, 0.20, 0.25, 0.30$ の場合の火砕流の到達可能範囲) (A) $H_c = 10$ m, (B) $H_c = 100$ m (C) $H_c = 500$ m.

Fig. 3 Results of simulation of energy cone model. Flow can spread over the shaded area.

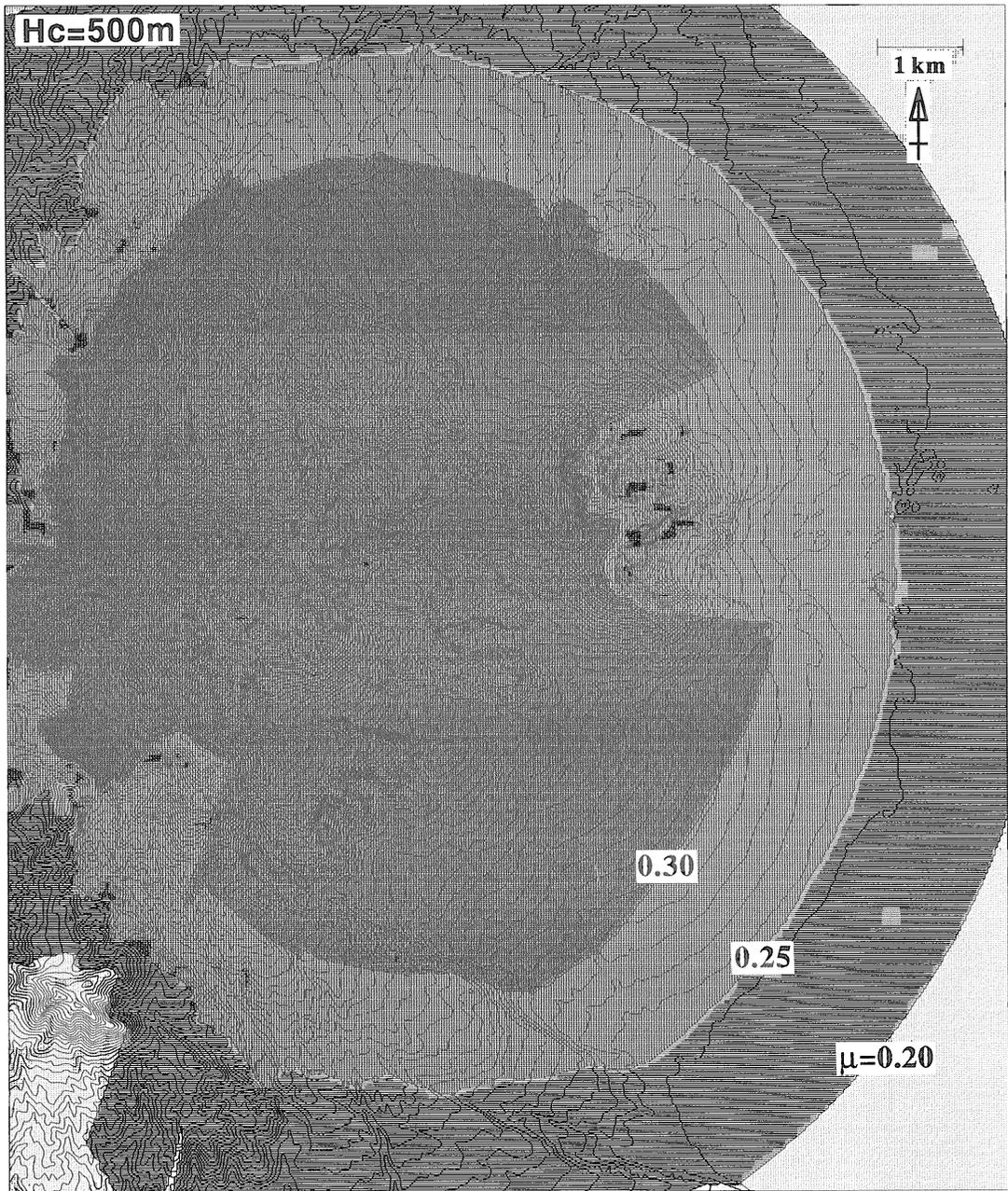
$\mu = 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$. (A) $H_c = 10$ m, (B) $H_c = 100$ m, (C) $H_c = 500$ m.

(B)

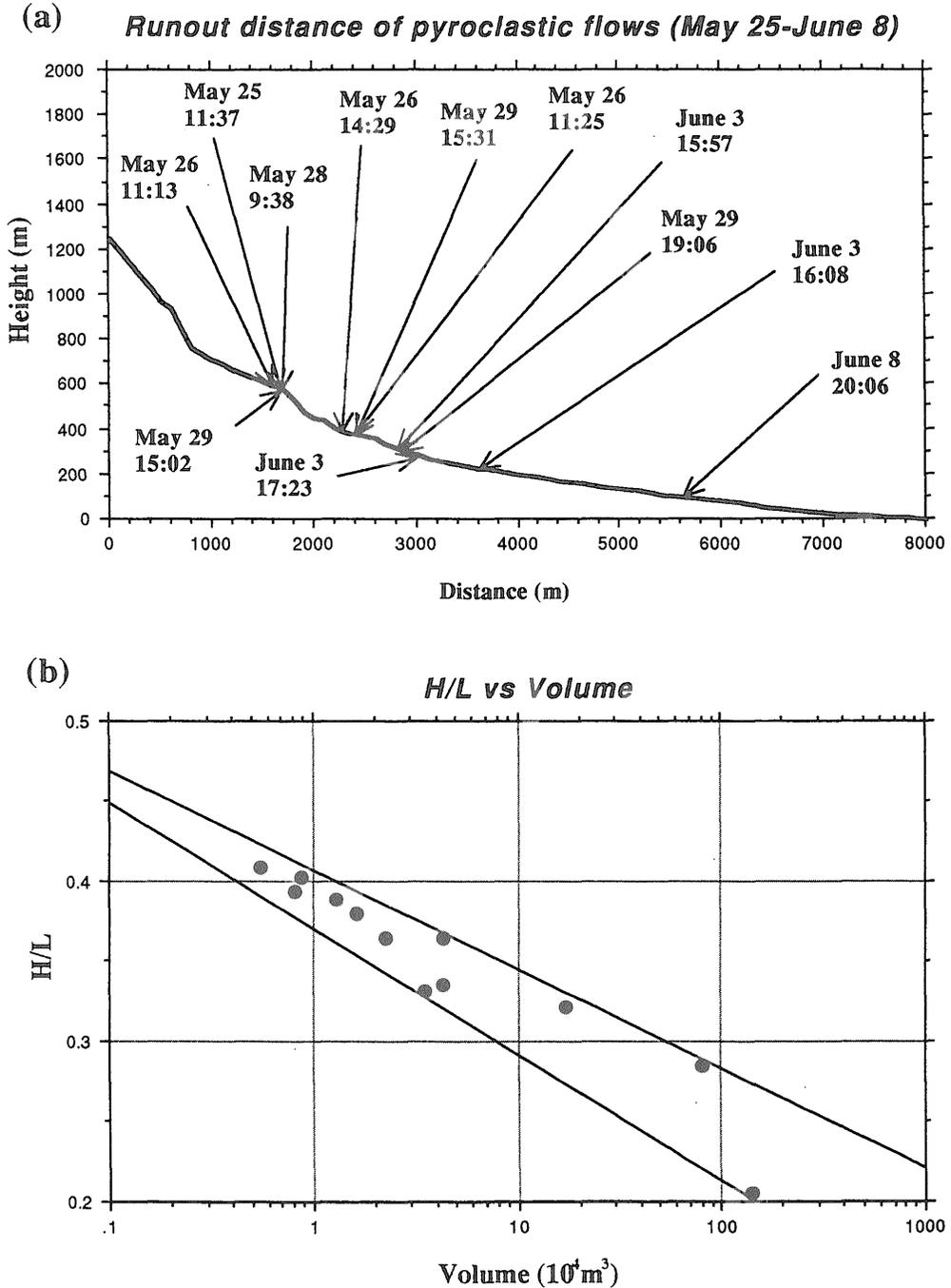


第3図 つづき
Fig. 3 Continued

(C)



第3図 つづき
Fig. 3 Continued



第4図 (a) '91年5/25~6/8の火砕流の流走距離 (b) 個々の火砕流の体積とH/L比(μ)の相関図
 Fig. 4 (a) Runout distances of pyroclastic flows between May 25 and June 8, 1991
 (b) Relationship between the volume of each pyroclastic flow and H/L ratio (eg. effective friction coefficient μ).

すると到達可能領域が非常に狭くなってしまいうため、計算の都合上、現在雲仙岳で発生しているドームからの崩落によって発生する火砕流は、 $H_c=10\text{ m}$ とした (第3図 A). フィリピンのピナツポ火山で 1991 年 6 月に発生したような、噴煙柱崩壊型の火砕流 (Sparks *et al.*, 1978) を想定した場合の火砕流の到達可能範囲も調べた。噴煙柱崩壊の起こる高さ (H_c) が 100 m の場合 (第3図 B) と、 500 m の場合 (第3図 C) を示す。 $H_c=10\text{ m}$ の場合は、到達可能範囲が水無川を中心とした扇型に広がり、 $\mu=0.17$ なら火砕流が海岸まで到達する。 $H_c=100\text{ m}$ の場合は、到達可能範囲が南北にも広がり、 $\mu=0.19$ なら海岸に達する。 $H_c=500\text{ m}$ の場合は、島原半島全域がほぼ到達可能範囲に入り、 $\mu=0.24$ なら海岸に達する。

溶岩ドームからの崩落によって発生する火砕流の場合は、到達可能範囲が水無川を中心とした扇型に広がっている (第3図 A)。この扇型は、地形的障害物の影の部分には、火砕流が到達しないように改良したために得られた結果である。'92 年 12 月までに発生した数千回の火砕流の到達範囲がこの領域に限定されている。したがって、この改良モデルは火山防災に対して有効であるといえる。噴煙柱崩壊型の火砕流の場合は、出発点の位置エネルギーが大きくなるために、到達可能範囲がさらに広がっている (第3図 B, C)。ただし、到達可能範囲の評価については、エネルギーコーンによるシミュレーションでは出発点から放射方向に流路をとっているために、実際に火砕流の流路が蛇行している場合 ('91 年 9 月 15 日の火砕流など) は、到達距離を過大評価したり、障壁を回り込むことも起こりうることに注意する必要がある。

火砕流の体積と H/L 比 (μ) との相関を明らかにすれば、溶岩ドームからの崩壊体積を見積ることによって、火砕流の流走距離を予測することができる (宝田ほか, 1993)。'91 年 5/25~6/8 の火砕流について、流走距離 (L) と比高 (H) を調べ (第4図 a)、個々の火砕流の体積と H/L 比との相関を調べた (第4図 b)。個々の火砕流の体積は、火砕流に伴う振動波形の微動エネルギーを利用して求めた (宝田ほか, 1993)。火砕流の体積が大きいほど、 H/L 比が小さくなる傾向がある (Scheidegger, 1973; Hsü, 1975) ことがわかる。このことは、火砕流の体積が大きいほど、発生時の減圧による爆発 (佐藤, 1992) や流走時の碎屑物どうしの摩擦によって、粗粒な碎屑粒子を支えるのに必要な細粒物がより多量に生産されるため、見かけの内部摩擦係数が小さくなり、より遠くまで火砕流が流れると考えらるとうま

く説明できる。

4. 流速と到達時間のシミュレーション

4.1 火砕流の流速の実測値

火砕流のビデオ映像を使って、各区間ごとの平均流速を測定した (第1表)。'91 年 5/24 8:07, 5/26 11:13, 5/26 14:28, 5/29 15:02, 5/29 15:31 の 5 つの火砕流の流速を測定した。報道や現地で撮影した 8 ミリビデオの映像を使い、流路沿いの地形から、火砕流の先端の位置が確実に特定できる地点を選び出し、各地点間の距離を求める。火砕流の先端が各区間を通過する時間を計測して、平均流速を求めた (第1表)。

5/24 8:07 の火砕流 (到達距離 1000 m) の各区間の平均流速は、21, 18 m/s であった。5/26 11:13 の火砕流 (1575 m) の場合は、27, 16, 16, 8, 2 m/s であった。5/26 14:28 の火砕流 (2250 m) の場合は、33 m/s であった。5/29 15:02 の火砕流 (1650 m) の場合は、35, 24, 3 m/s であった。5/29 15:31 の火砕流 (2400 m) の場合は、42, 30, 14, 4 m/s であった。これらの結果から、1) 到達距離の長い (体積の大きい) 火砕流ほど流速が速くなる傾向がある、2) 第1の滝 (第6図 a, 水平距離 800 m 付近) までの急斜面では、流速が速くなっている (5/26 11:13 の火砕流 = 27 m/s , 5/29 15:02 = 35 m/s , 5/29 15:31 = 42 m/s) が、第1の滝と第2の滝の間の緩斜面 (第6図 a, $800\sim 1800\text{ m}$) では、流速がやや遅くなっている (5/26 11:13 = 16 m/s , 5/29 15:02 = 24 m/s , 5/29 15:31 = 30 m/s)、3) 停止位置の数 100 m 手前から、流速が次第に遅くなって停止する (5/26 11:13 = $8\text{ m/s} \cdot 2\text{ m/s}$, 5/29 15:02 = 3 m/s , 5/29 15:31 = $14\text{ m/s} \cdot 4\text{ m/s}$) ことがわかる。

これらのデータのうち、5/29 15:31 の火砕流は最終的な水平到達距離は 2400 m であったが、8 ミリビデオの映像によれば、 1900 m 付近で 1 度完全に停止している (第1表, 5/29 15:31 の火砕流は $1825\sim 1900\text{ m}$ の区間に 22 秒かかっている)。その後 1 分程度たってから第2波が来て、さらに 500 m 流れたように見える。このように、数波の火砕流が連続して発生した場合は、1 波目の火砕流による堆積物が高温で緩詰めの状態であるために、2 波目の火砕流がその不安定な堆積物を容易に取り込むことが予想される。このとき、後続の火砕流ほどとり込みによって流走中に体積が増加していく。そして、火砕物どうしの磨耗によってより大量の細粒物が生産され、流動性が増すために、出発地点では同じ体積でも後続の火砕流ほど遠方まで到達できると考えられる。

第1表 '91年 5/24 8:07, 5/26 11:13, 5/26 14:28, 5/29 15:02, 5/29 15:31 の火砕流の各区間の平均流速の実測値 火砕流の水平流走距離, 測定区間の水平距離, 測定区間の実走距離, 所要時間, 平均流速は各区間の実走距離を所要時間で割って求めた. データは, (a) テレビ長崎, (b) TBS, (c) (d) フジ TV, (e) 地調 8 ミリビデオ映像を使用.

Table 1 Measured average velocities of a pyroclastic flow, total lateral runout distance, measured intervals and arrival times. Data were obtained from (a) TV Nagasaki, (b) TBS, (c) (d) Fuji TV and (e) 8 mm video image (GSJ).

Pyroclastic flow (Date Time)	Lateral runout distance (m)	Measured lateral distance (m)	Measured length (m)	Measured time (s)	Measured average velocity (m/s)
5/24 8:07	1000	0 ~ 600	682	33	21
		600 ~ 1000	472	27	18
5/26 11:13	1575	500 ~ 800	374	14	27
		800 ~ 1150	361	23	16
		1150 ~ 1350	203	13	16
		1350 ~ 1550	203	25	8
		1550 ~ 1575	26	11	2
5/26 14:28	2250	800 ~ 1800	1034	31	33
5/29 15:02	1650	650 ~ 800	208	6	35
		800 ~ 1600	818	34	24
		1600 ~ 1650	50	18	3
5/29 15:31	2400	500 ~ 800	374	9	42
		800 ~ 1750	970	32	30
		1750 ~ 1825	81	6	14
		1825 ~ 1900	90	22	4

雲仙岳測候所の振動波形によれば, 6/3 16:08 の火砕流も3波に分かれて流下し, 結果的に 3600 m まで到達した. この火砕流もより後続の火砕流が直前の堆積物を取り込んで体積が増し, より大量の細粒物の生産によって, 結果的に流動性が高くなった (H/L 比が小さくなった) というモデルでうまく説明できる.

4.2 エネルギーラインモデル

エネルギーラインモデルは, 比高 (H) と流走距離 (L) が分かれば等価摩擦係数 ($\mu = H/L$) が決まるので, 容易にシミュレーションができる利点がある.

エネルギーラインモデルによる流速計算の原理を第5図に示す. 斜面方向の力のつり合いから, (1) 式に (3) 式を代入して,

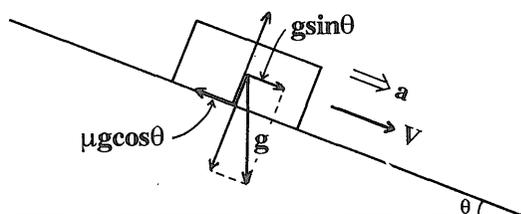
$$a = g \sin \theta - \mu g \cos \theta \quad \dots \dots \dots (5)$$

が得られる. ただし, a は加速度を表す.

また, 質点系の力学では, V を流速, V_0 を初速度, S を流走距離とすると,

$$V = \sqrt{V_0^2 + 2aS} \quad \dots \dots \dots (6)$$

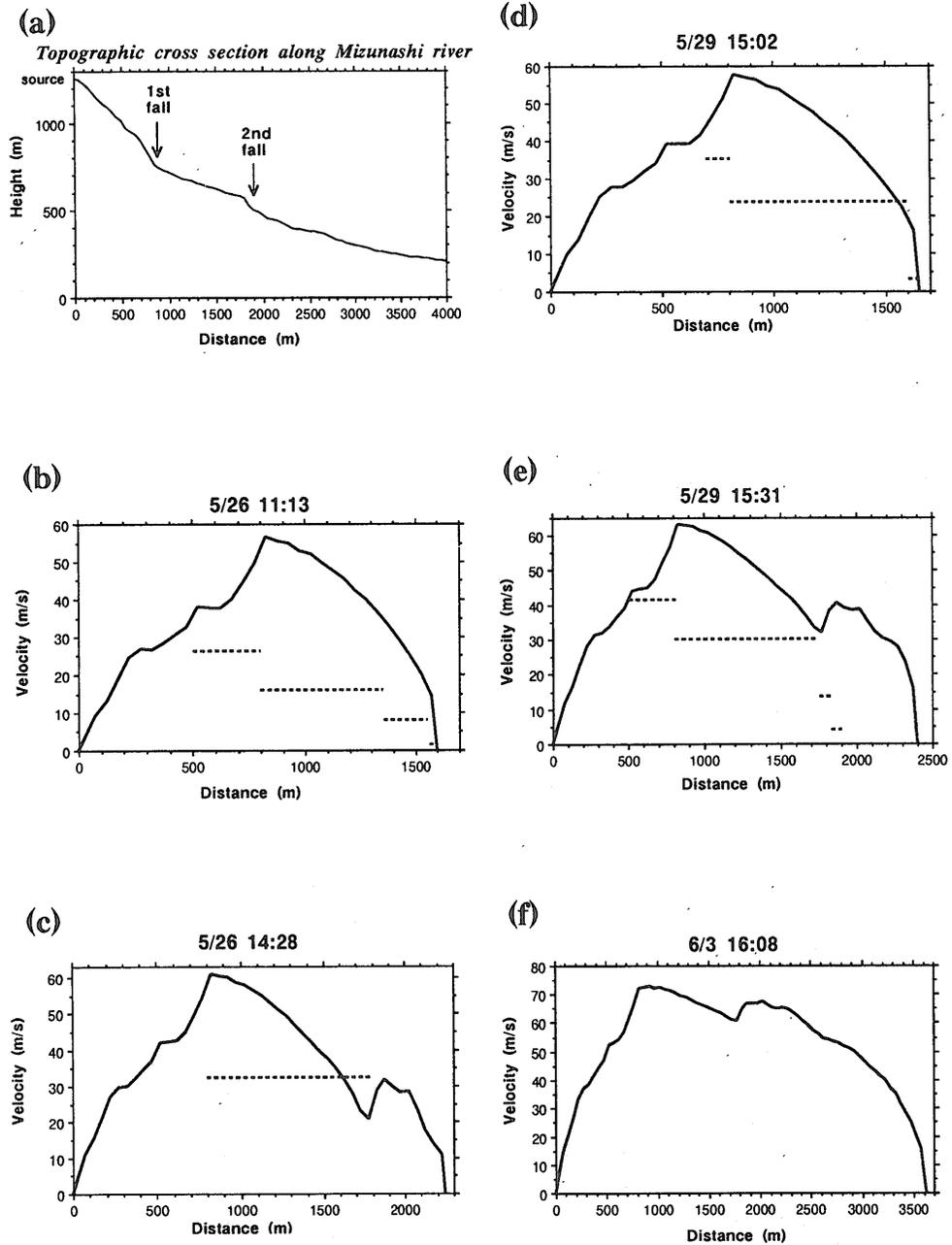
である.



第5図 エネルギーラインモデルによる流速計算の原理 V は流速, a は加速度, g は重力加速度, θ は斜面の傾斜, μ は等価摩擦係数を表す.

Fig. 5 Calculation method of flow velocity of pyroclastic flow by energy line model. V = velocity, a = acceleration, g = gravitational acceleration, θ = slope angle, μ = effective friction coefficient.

シミュレーションは, 以下の方法で行なった. (1) 水無川の流路に沿って給源から海岸まで 50 m ごとに地形図から標高を測定して, 地形データを入力する. (2) 区間ごとに, 区間の長さ (S) を求める. (3) 火砕流の等価摩擦係数 (μ) をきめて, (5)式から各区間ごとの加



第 6 図 火砕流の流路に沿った地形断面図 (a). エネルギーラインモデルによるシミュレーションの結果と平均流速の実測値との比較 (b~f). (a) 800m 付近に第 1 の滝, 1800m 付近に第 2 の滝がある, その間に緩傾斜の台地がある. (b) 5/26 11:13 の火砕流, 等価摩擦係数 $\mu=0.41$, (c) 5/26 14:28 の火砕流, $\mu=0.38$, (d) 5/29 15:02 の火砕流, $\mu=0.40$, (e) 5/29 15:31 の火砕流, $\mu=0.36$, (f) 6/3 16:08 の火砕流, $\mu=0.28$.

Fig. 6 Sectional topography along Mizunashi river (a). Results of velocity simulation by energy line model compared with measured average velocities (b~f). (b) pyroclastic flow at 11:13 on May 26 ($\mu=0.41$), (c) pyroclastic flow at 14:28 on May 26 ($\mu=0.38$), (d) pyroclastic flow at 15:02 on May 29 ($\mu=0.40$), (e) pyroclastic flow at 15:31 on May 29 ($\mu=0.36$), (f) pyroclastic flow at 16:08 on June 8 ($\mu=0.28$).

速度 (a) を求める。(4) 区間ごとに、(6)式を使って区間の始点の初速度 (V₀) から区間の終点の流速 (V) を得る。(5) この終点での V を次の区間の V₀ として再び (6)式に代入する。(6) (4) と (5) を繰り返して、流速の変化を求める。以上の計算はパーソナルコンピュータで行なった(付図2)。

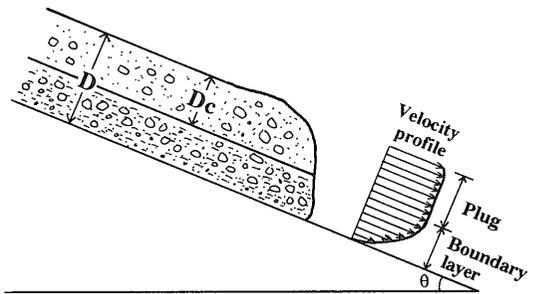
5/26 11:13, 5/26 14:28, 5/29 15:02, 5/29 15:31, 6/3 16:08 の火砕流のシミュレーションの結果を第6図に示す。第6図 a は、シミュレーションを行なった水無川沿いの地形断面である。給源から水平距離 800 m 付近に第1の滝があり、1900 m 付近に第2の滝がある。その間に比較的緩傾斜の台地がある。

5/26 11:13 の火砕流は、比高 (H=655 m) と水平到達距離 (L=1600 m) から、等価摩擦係数は H/L (=μ)=0.41 となり、最大流速 (V_m) は 55 m/s, 到達時間 (T) は 57 s となった(第6図 b)。5/26 14:28 の火砕流は、H=840 m, L=2250 m から、H/L (=μ)=0.37 となり、V_m=61 m/s, T=83 s となった(第6図 c)。5/29 15:02 の火砕流は、H=658 m, L=1650 m から、H/L (=μ)=0.40 となり、V_m=58 m/s, T=63 s となった(第6図 d)。5/29 15:31 の火砕流は、H=863 m, L=2400 m から、H/L (=μ)=0.36 となり、V_m=63 m/s, T=76 s となった(第6図 e)。6/3 16:08 の火砕流は、H=1022 m, L=3600 m から、H/L (=μ)=0.28 となり、V_m=73 m/s, T=90 s となった(第6図 f)。5/26 11:13 の火砕流の場合、ビデオ映像による各区間の所要時間はそれぞれ 14, 23, 13, 25, 11 s である(第1表)が、シミュレーションでは、9, 7, 5, 8, 1 s であり、実測値よりも短時間で各区間を通過している。したがって、流速も実測値よりも速くなっている(第6図 b)。この傾向は、他の火砕流についても同様である(第6図 c, d, e)。エネルギーラインモデルによるシミュレーションでは、第1の滝付近で最高速度に達したあとも、すぐに減速せずに徐々に流速がさがっている(第6図)。このため、実際の火砕流では台地の部分では流速が遅くなっているにもかかわらず、シミュレーションでは高速のまま通過する。

以上のようにエネルギーラインモデルによるシミュレーションでは、実測値に比べて流速が速くなり、到達時間も短くなる傾向があることがわかる。したがって、エネルギーラインモデルを使って、火砕流の流動機構を議論する場合や火山防災に応用する場合は、このような特性に注意して用いる必要がある。

4.3 ビンガムフローモデル

ビンガムフローは、降伏強度以上の剪断応力によって



第7図 ビンガムフローモデルによる流速計算の原理
Fig. 7 Calculation method of flow velocity of pyroclastic flow by Bingham flow model.

変形が起こっている下部の境界層 (boundary layer) と、降伏強度以下の力しか加わっていないために変形が起こらない上部のプラグ部分でできている(第7図)。ビンガムフローの流れに対する抵抗は(4)式で表される。また、境界層の速度分布は、

$$v(y) = \frac{1}{y} \left\{ \frac{\rho g \sin \theta (D^2 - y^2)}{2} - \kappa (D - y) \right\};$$

$$y \geq D_c \dots \dots \dots (7)$$

で与えられる (Johnson, 1970), ただし, D_c はプラグ部分の厚さを示し, y は流れの表面から斜面と垂直方向に測った距離を表す(第6図)。プラグ部分の速度 (v_p) は、

$$\frac{dv_p}{dt} = g \sin \theta - \frac{2\kappa}{\rho (D + D_c)} - \frac{2\eta v_p}{\rho (D^2 - D_c^2)};$$

$$Ha < 1000 \dots \dots \dots (8)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = g \sin \theta - \frac{2\kappa}{\rho (D + D_c)} - \frac{2\eta v_p}{\rho (D^2 - D_c^2)}$$

$$- \frac{C_g v_p^2}{2D}; Ha \geq 1000 \dots \dots \dots (8')$$

で与えられる (McEwen and Malin, 1989)。 (8)式は層流の場合、(8')式は乱流の場合を表す。(7)式と(8)式・(8')式から全体の流速、

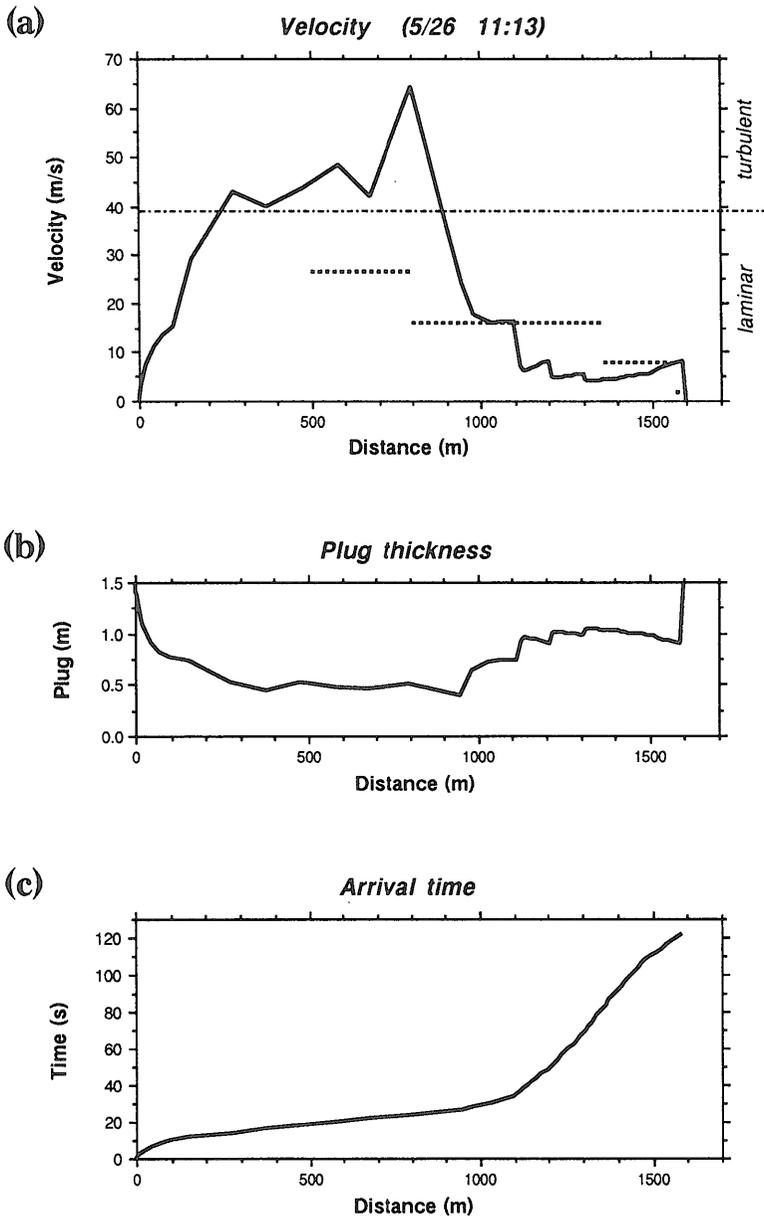
$$v = \frac{1}{D} \int_{D_c}^D v(y) dy + v_p \frac{D_c}{D} \dots \dots \dots (9)$$

が得られる。このときのプラグの厚さ (D_c) は、

$$D_c = \frac{(\kappa D + \eta v) - \sqrt{(\kappa D + \eta v)^2 - \kappa^2 D^2}}{\kappa}$$

$$\dots \dots \dots (10)$$

(A)



第8図 ビンガムフローモデルによるシミュレーションの結果 (a) 流速の変化と平均流速の実測値 (波線), 層流と乱流の境界流速 (一点波線), (b) プラグの厚さの変化, (c) 到達時間. (A) 5/26 11:13 の火砕流 ($\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=1.5 \text{ m}$, $\kappa=2000 \text{ Pa}$, $\eta=50 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$). (B) 5/29 15:31 の火砕流 ($\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=1.7 \text{ m}$, $\kappa=850 \text{ Pa}$, $\eta=70 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$). (C) 6/3 16:08 の火砕流 ($\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=2.5 \text{ m}$, $\kappa=850 \text{ Pa}$, $\eta=90 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$).

(B)

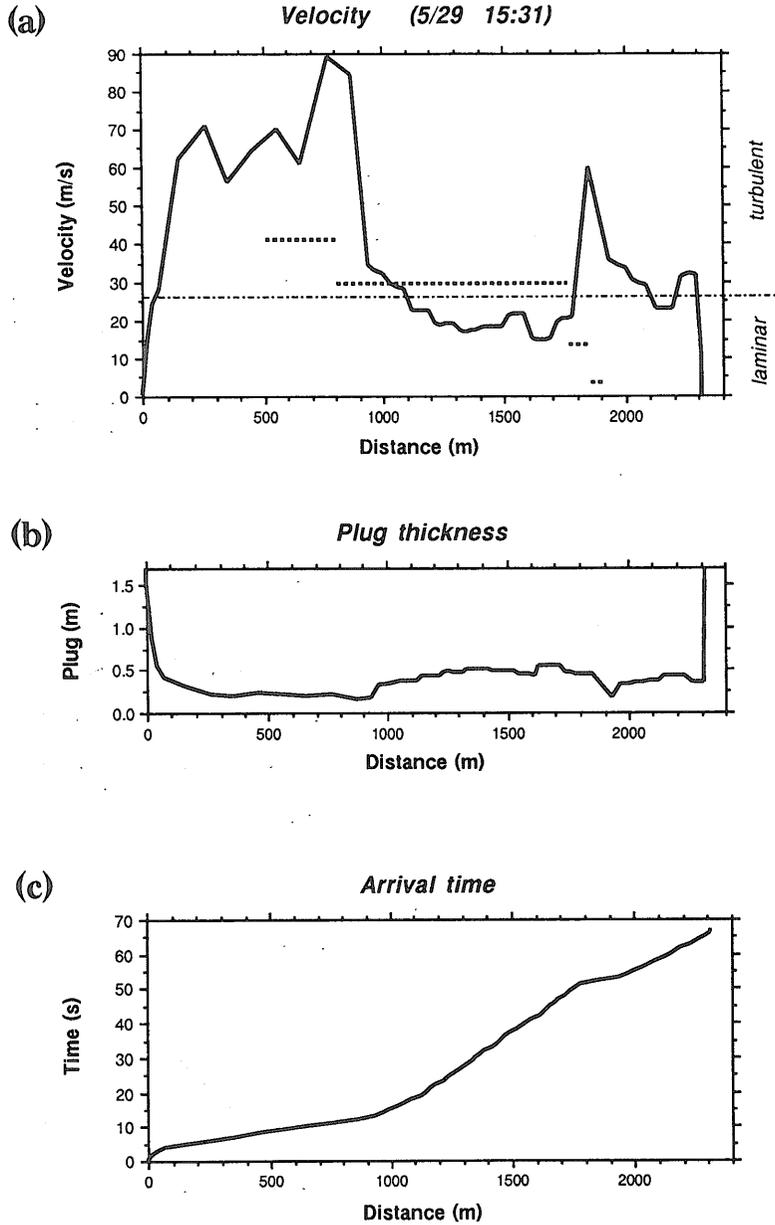
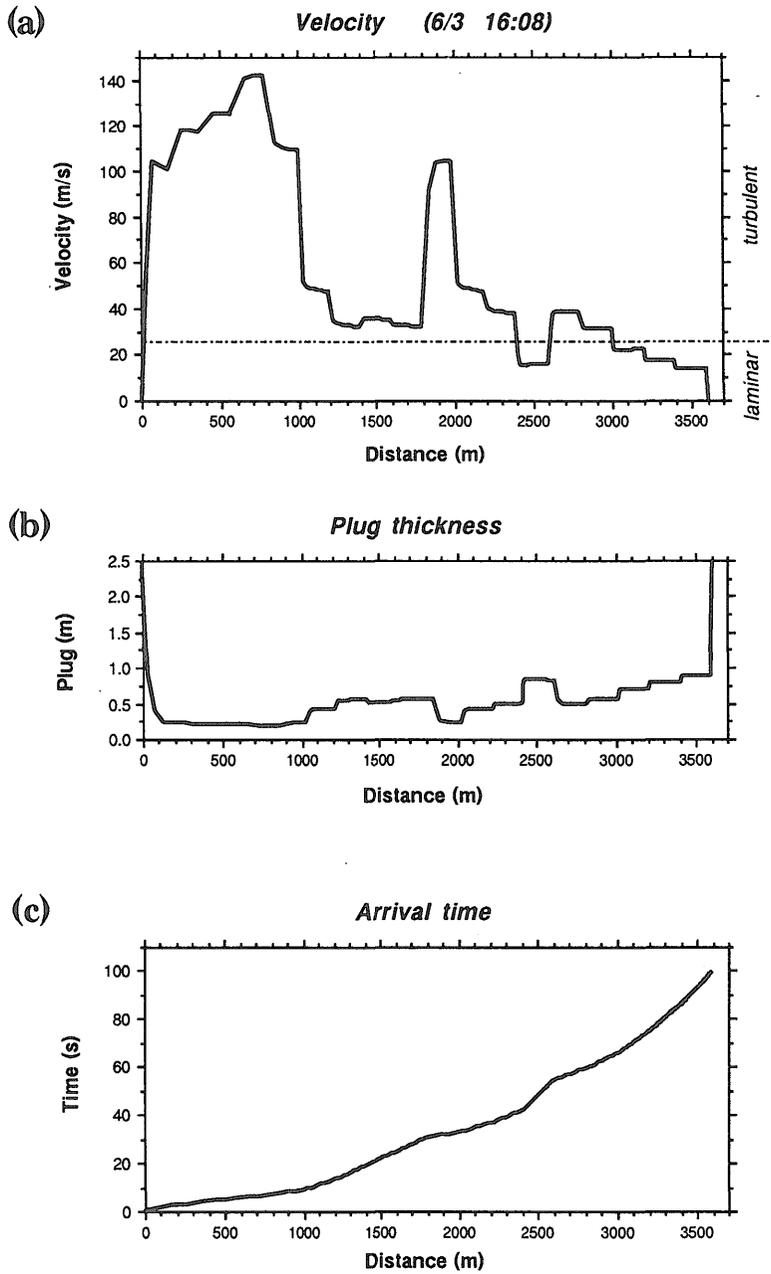


Fig. 8 Results of velocity simulation of Bingham flow model. (a) flow velocity, measured average velocity, critical velocity between laminar and turbulent flows, (b) plug thickness, (c) arrival time. (A) pyroclastic flow at 11:13 on May 26. Used parameters were $\rho = 1300 \text{ kg/m}^3$, $D = 1.5 \text{ m}$, $\kappa = 2000 \text{ Pa}$, $\eta = 50 \text{ Pas}$ and $C_g = 0.01$. (B) pyroclastic flow at 15:31 on May 29. Used parameters were $\rho = 1300 \text{ kg/m}^3$, $D = 1.7 \text{ m}$, $\kappa = 850 \text{ Pa}$, $\eta = 70 \text{ Pas}$ and $C_g = 0.01$. (C) pyroclastic flow at 16:08 on June 3. Used parameters were $\rho = 1300 \text{ kg/m}^3$, $D = 2.5 \text{ m}$, $\kappa = 850 \text{ Pa}$, $\eta = 90 \text{ Pas}$ and $C_g = 0.01$.

(C)



第8図 つづき
Fig. 8 Continued

で与えられる (McEwen and Malin, 1989).

シミュレーションは、以下の方法で行なった。(1) 流れの密度 (ρ), 流れの厚さ (D), 降伏強度 (κ), 粘性 (η), 抗力係数 (C_g) の5つのパラメータを与える。(2) (10)式からプラグの厚さ (D_0) を求める。(3) この D_0 の値を使って、(9)式から流速 (v) を算出する。(4) 次のステップでは、この v を (10)式に代入して、 D_0 を求める。(5) この計算を繰り返す。計算の時間ステップは1~2秒とした。地形データは水無川の流路沿いに100m間隔で標高を求めて入力した。以上の計算を行なうプログラムリストを付図3に示す。

5/26 11:13, 5/29 15:31, 6/3 16:08 の火砕流のシミュレーションの結果を第8図に示す。5/26 11:13 の火砕流は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=1.5 \text{ m}$, $\kappa=2000 \text{ Pa}$, $\eta=50 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$ としたとき、最大流速 (V_m) 64 m/s, 到達時間 (T) 124 s となった (第8図 A)。5/29 15:31 の火砕流は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=1.7 \text{ m}$, $\kappa=850 \text{ Pa}$, $\eta=70 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$ としたとき、 $V_m=89 \text{ m/s}$, $T=68 \text{ s}$ となった (第8図 B)。5/29 15:31 の火砕流は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $D=2.5 \text{ m}$, $\kappa=850 \text{ Pa}$, $\eta=90 \text{ Pas}$, $C_g=0.01$ としたとき、 $V_m=142 \text{ m/s}$, $T=100 \text{ s}$ となった (第8図 C)。ピンガムフローモデルでは、第1の滝までの急傾斜や第2の滝の急傾斜の部分で流速が急激に増加し、台地の上や第2の滝の下の緩傾斜の部分になると、流速が急激に減少する傾向がある。このモデルでは、台地の部分の低速の領域では比較的良好に実測値と一致している (第8図 A, B)。5/26 11:13 の火砕流は、800~1350 m の区間を46 s で流走している (第1表)。シミュレーションでは、この区間を54 s で流走する (エネルギーラインの場合は12 s)。5/29 15:31 の火砕流は、800~1750 m の区間を32 s で流走している (第1表)。シミュレーションでは、この区間を37 s で流走する (エネルギーラインの場合は、20 s)。

しかし、500~800 m の区間の急傾斜の流速は、実測値に比べて約2倍になっている (第8図)。この急傾斜部での流速の不一致は、今回のピンガムフローモデルによるシミュレーションでは、流れの厚さ (D) を一定にしていることが原因の1つであると考えられる。すなわち、実際の流れでは、急斜面から緩斜面への傾斜変換点ではハイドロリックジャンプ (Munson *et al.*, 1990, p. 688-694) が起こって、流れの厚さが厚くなり、急激に流速が減少する。シミュレーションでは流れの厚さ (D) を一定と仮定しているために、急斜面での D を実際よりも厚く見積もり過ぎている可能性が高い。この場合、急斜面で D が大きいと、(8)式や (8')式より火砕流の

加速度が大きくなることわかる。このため実測値よりも流速が速くなると考えられる。また、緩傾斜の部分やカーブの部分では、減速によって運動量が減少するため、火砕流中の火砕物が多量に堆積する (この部分から、熱膨張によってプルームが上がる例) 5/29 15:31 の火砕流など)。このため、流れの厚さが次第に薄くなる。これに伴って流速も減少する (第1表)。しかし、今回のモデルでは、 D が一定であるため傾斜が特に緩くなった地点で急激に流速が減少して停止している (第8図)。さらに、流走中の火砕物どうしの磨耗による細粒物の生産や、急斜面の部分での効果的な火砕物の破砕などによって、降伏強度 (κ) や粘性 (η) などのパラメータも次第に変化していくと考えられる。こうした流走中のパラメータの変化は今後の課題である。

層流状態から乱流状態への移行が起こる流速は、 $Ha = \rho v^2 / \kappa = 1000$ より、

$$v = \sqrt{\frac{1000\kappa}{\rho}}$$

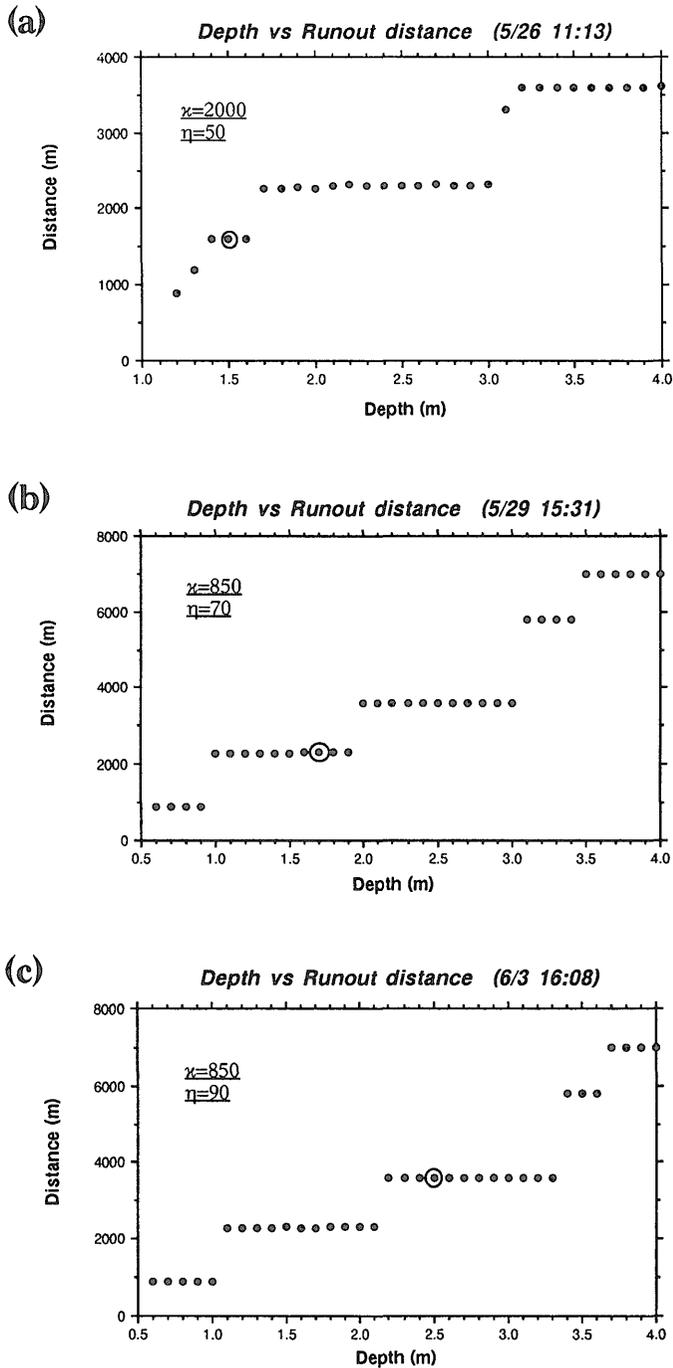
で求められる (Hampton, 1972; McEwen and Malin, 1989)。5/24 11:13 の火砕流の場合は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $\kappa=2000 \text{ Pa}$ より、 $v=39 \text{ m/s}$ で層流状態から乱流状態へ移行する (第8図 A)。5/29 15:31 と6/3 16:08 の火砕流の場合は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$, $\kappa=850 \text{ Pa}$ より、 $v=26 \text{ m/s}$ で層流状態から乱流状態へ移行する (第8図 B, C)。

プラグの厚さの変化は、急斜面などの流速が速くなる部分で、境界層が厚くなり、その分プラグが薄くなっている (第8図 b)。このことは、高速のため基盤との速度差が大きくなることによって、降伏強度以上の剪断変形が起こっている領域 (境界層) が厚くなることで説明できる。5/26 11:13 の火砕流の場合、急斜面では2/3が境界層になり、緩斜面では1/2~1/3が境界層になっている。5/29 15:31 や6/3 16:08 の火砕流の場合は、 κ が小さいために2/3~9/10が境界層になっている。

4.4 パラメータの決定方法

ピンガムフローモデルによるシミュレーションでは5つのパラメータを使用した。これらのパラメータをどのようにして決めたのかを示す。

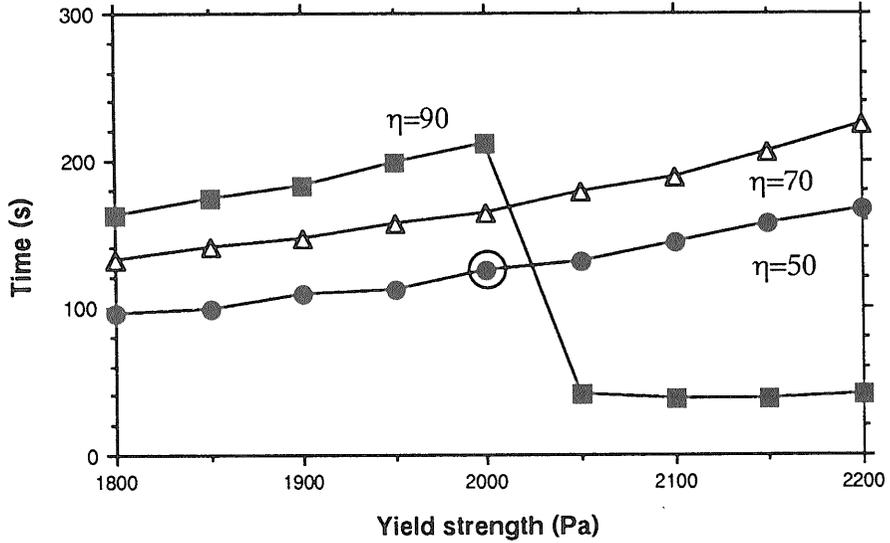
流れの密度は、火砕流でこれまでに実測されている値を使用した。北米セントヘレンズ火山の1980年7/22と8/7の火砕流の密度は、堆積直後の堆積物の傾斜と厚さから、 $\rho=1450 \text{ kg/m}^3$ と求められている (Wilson and Head, 1981)。アラスカのオーガスティン火山の1986年3/27~4/28の火砕流の密度は、表面に浮いていたア



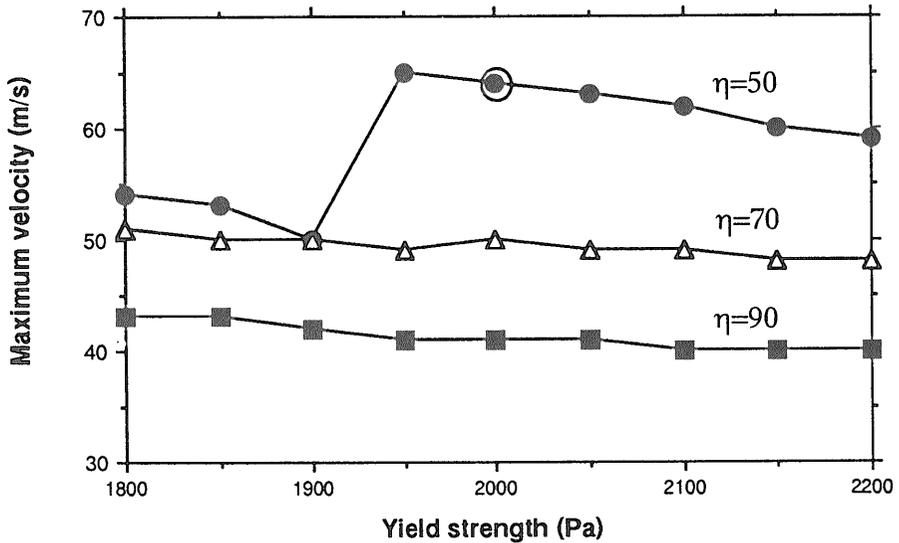
第9図 流れの厚さ (D) と水平流走距離の関係 (a) 5/26 11:13 の火砕流 ($\kappa=2000$ Pa, $\eta=50$ Pas の場合). (b) 5/29 15:31 の火砕流 ($\kappa=850$ Pa, $\eta=70$ Pas の場合). (c) 6/3 16:08 の火砕流 ($\kappa=850$ Pa, $\eta=90$ Pas の場合).

Fig. 9 Relation between flow depth (D) and lateral runout distances. (a) pyroclastic flow at 11:13 on May 26 ($\kappa=2000$ Pa, $\eta=50$ Pas). (b) pyroclastic flow at 15:31 on May 29 ($\kappa=850$ Pa, $\eta=70$ Pas). (c) pyroclastic flow at 16:08 on June 3 ($\kappa=850$ Pa, $\eta=90$ Pas).

(a) *Arrival time vs yield strength and viscosity (5/26 11:13)*



(b) *Maximum Velocity vs yield strength and viscosity*



第10図 降伏強度 (κ) と粘性 (μ) の変化に対する, (a)到達時間の变化, (b)最大流速の变化
5/26 11:13 の火砕流のパラメータ ($\kappa=2000$ Pa, $\eta=50$ Pas) の決定に使用. $\kappa=1800\sim 2200$ Pa, $\eta=50$,
70, 90 Pas の場合について示す.

Fig. 10 (a) Relation among yield strength (κ), viscosity (η) and arrival time. (b) Relation among κ , η and maximum velocity. The range was $\kappa=1800\sim 2200$ Pas, $\eta=50, 70, 90$ Pas. These figures were used for evaluating the parameter ($\kappa=2000$ Pa, $\eta=50$ Pas) of pyroclastic flow at 11:13 on May 26.

ルミニウム製の浮きの沈み量から、 $\rho=1360 \text{ kg/m}^3$ と求められている (Beget and Limke, 1989). 北海道駒ヶ岳の火砕流堆積物の密度は、北西麓の上流部では 1300 kg/m^3 、北麓の下流部では 1100 kg/m^3 であった (宝田, 1992). これらの実測値にもとづいて、雲仙岳の火砕流の流走中の密度は、 $\rho=1300 \text{ kg/m}^3$ とした.

抗力係数 (C_g) は、流れている斜面の粗さ (基盤の特徴的な粒子の直径) を k_s とすると、 $C_g=0.04/\ln(D/k_s)$ で求められる (McEwen and Malin, 1989). ここで、 k_s を平均値をとって約 0.1 m とすると、 $D=1\sim 3 \text{ m}$ のとき、 $C_g=0.017\sim 0.012$ となる. 今回のシミュレーションでは、 $C_g=0.01$ とした.

流れの厚さ (D) は、セントヘレンズ 1980 年 7/22 と 8/7 の火砕流堆積物では、 $0.5\sim 1.5 \text{ m}$ であった (Wilson and Head, 1981). オーガスティン火山の 1986 年 3/27~4/28 の火砕流堆積物では、 $1\sim 2 \text{ m}$ であった (Beget and Limke, 1989). 北海道駒ヶ岳 1929 年火砕流堆積物の厚さは $1\sim 3 \text{ m}$ であった (宝田, 1992). したがって、ここでは、 $D=0.5\sim 4 \text{ m}$ の範囲で値を変化させた (第 9 図). D が大きくなると、火砕流の水平到達距離は不連続に変化する. 例えば、5/29 15:31 の火砕流の場合、 $\kappa=850 \text{ Pa}$ 、 $\eta=70 \text{ Pas}$ としたとき、流走距離が、約 900 m 、 2300 m 、 3600 m 、 5800 m 、 7000 m の地点では停止するが、その他の地点では停止しない (第 9 図 b). このことは、このシミュレーションでは、火砕流は比較的緩傾斜の部分で停止しやすいことを示していると考えられる.

各火砕流の流れの厚さ (D) と降伏強度 (κ)、粘性 (η) の組み合わせは、以下のようにして決定した. まず、シミュレーションを繰り返し、各々の火砕流の流走距離 (5/26 11:13 では $L=1575 \text{ m}$ 、5/29 15:31 では $L=2400 \text{ m}$ 、6/3 16:08 では $L=3600 \text{ m}$) を再現する D の範囲を、 κ と η を変化させながら調べる (第 9 図). このとき、 κ の値が大きいほど、流走距離 (L) が短くなり、より小さな緩傾斜の部分でも停止しやすくなる ($\kappa=850$ では、 1200 m や 1600 m の地点には停止しない; 第 9 図). 次に、流走距離を満たす D の値に対して、 κ と η の値を変化させて、到達時間や、最大流速を調べる (第 10 図). こうして、実測値に近い D 、 κ 、 η の組み合わせを求めた.

5/26 11:13 の場合を例にとって、 D 、 κ 、 η をどのようにして決定したのかを示す. この火砕流の場合は、 $L=1575 \text{ m}$ であることから、まず、この距離で停止する κ の値を調べた. 始めは $\kappa=850 \text{ Pa}$ とし、 D の変化に対する L の変化を調べたが、 $L=1600 \text{ m}$ 付近で

は停止しなかった. このため、次第に κ を大きくして L の変化を調べたところ、 $\kappa=2000 \text{ Pa}$ では、 $D=1.4\sim 1.6 \text{ m}$ のとき停止することがわかった. ここでは、 $D=1.5 \text{ m}$ とした. 次に、 κ と η を、 $\kappa=1800\sim 2200 \text{ Pa}$ 、 $\eta=50, 70, 90 \text{ Pas}$ の範囲で変化させて、流走距離 (L)、到達時間 (第 10 図 a)、最大流速 (第 10 図 b) との関係を調べた. このとき、 $\kappa=2050\sim 2200 \text{ Pa}$ 、 $\eta=90 \text{ Pas}$ の場合は、 $L=900 \text{ m}$ となった (このため、この範囲では到達時間が短くなっている; 第 10 図 a). これらの κ と η の組み合わせの中で、実測値 (第 1 表) に比較的近い結果が得られる、 $\kappa=2000 \text{ Pa}$ 、 $\eta=50 \text{ Pas}$ を採用した.

4.5 セントヘレンズ・北海道駒ヶ岳の火砕流のパラメータ

ビンガムフローモデルでは、現在のところ、急斜面では流速が速くなり過ぎる傾向はあるが、エネルギーラインモデルに比べ、実際の火砕流の流速に近いシミュレーションが可能である. しかし、入力すべきパラメータが 5 つあり、どのようなパラメータを与えればよいか問題となる. そこで、過去に発生した火砕流の堆積物の調査から、小規模・中規模・大規模火砕流 (荒牧, 1957) について、さまざまな事例の、密度・厚さ・降伏強度・粘性などのパラメータを求めておけば、これから発生する火砕流についても、適切なパラメータを使って火砕流の流走距離・流速・到達時間などが予測できると考えられる. ここでは、セントヘレンズで 1980 年 7/22 と 8/7 に発生した小規模火砕流 (Wilson and Head, 1981) と、北海道駒ヶ岳で 1929 年 6/17 に噴煙柱崩壊によって発生した中規模火砕流のパラメータを求めた例を示す (宝田, 1992).

Wilson and Head (1981) は、北米セントヘレンズ火山で発生した火砕流の降伏強度と粘性の実測値を求めている. 彼らは、数週間後のこれらの火砕流堆積物が、片足の状態で大人の体重を支えられる (10000 Pa) ことと、ガスの多い部分でも $1000\sim 2000 \text{ Pa}$ の圧力に耐えられることを用いて、この圧力 (P) と堆積物の降伏強度 (κ) とのつり合いから、 $P=(2+\pi)\kappa$ の関係式 (Johnson, 1970, 479 p) より、 $\kappa=300\sim 2000 \text{ Pa}$ であるとした. また、彼らは粘度計を用いた実験で、回転を始めたときの剪断力から、 $\kappa=400\sim 18000 \text{ Pa}$ と求めた. さらに、火砕流堆積物の自然堤防の厚さ (T) と傾斜 (δ) から、 $\kappa=T\rho g \sin\delta$ の式 (Johnson, 1970, 503 p) を用いて、 $\kappa=400\sim 1100 \text{ Pa}$ とした. また、表面に浮いている粗粒岩片の密度 (ρ_b) と直径 (d)、沈み込みの割合 (q)、周囲の火砕流堆積物の密度 (ρ) か

ら、 $\kappa = dg(\rho_b - q\rho)/8$ の式 (Johnson, 1970, 487 p) を用いて、降伏強度の最小値を、 $\kappa = 200$ Pa とした。

粘性 (η) の値は、ペネトロメータの半径 (r) と加えた力 (F)、沈み込み速度 (u) から、 $\eta = F/(6\pi ru)$ の式を使って、 $\eta = 30 \sim 13000$ Pas と求めている。

宝田 (1992) は、北海道駒ヶ岳の1929年火砕流堆積物 (勝井ほか, 1986) について、微地形の残っている北西麓の堆積物 (守屋, 1983) の表面地形の計測を行ない、降伏強度を求めた。ロープの幅を w 、ロープの先端部の高さを h 、自然堤防の幅を w_b 、自然堤防の高さを h_s としたとき、降伏強度は、 $\kappa_1 = \rho gh^2/w$ 、 $\kappa_2 = \rho g \sin\theta \cdot hs$ 、 $\kappa_3 = \rho g \sin^2\theta \cdot 2wb$ の3通りの方法で求められる (Wadge and Lopes, 1991)。これらの式から、 $\kappa = 200 \sim 16000$ Pa となった (宝田ほか, 1992)。

これらの Wilson and Head (1981) や宝田 (1992) による火砕流の降伏強度と粘性の実測値は、今回の雲仙岳の5/26 11:31 と 5/29 15:31, 6/3 16:08 の火砕流のシミュレーションで得られた $\kappa = 850 \sim 2000$ Pa, $\eta = 50 \sim 90$ Pas の値が妥当であることを示している。

4.6 今後の課題

今回のシミュレーションでは、 ρ , D , κ , η のパラメータが流走中に常に一定であると仮定しているため、急斜面の部分では実測値よりも流速が速くなっている。今後はこうしたパラメータの流走中の変化についても考慮していく必要がある。

雲仙では発生以来1年半以上たった現在でも、火砕流は頻繁に発生し続けている。しかし、発生から停止まで火砕流の流速変化が確実に測定できる映像は、報道映像やヘリからの映像が多量に得られていた、ごく初期のものしか存在しないように思われる。今後、火砕流の流動機構を考察する上で、火砕流の細かな流速変化は重要な基礎データとなる。したがって、ヘリや地上からのビデオ映像の撮影や、ドップラーレーダーなどを使った火砕流の流速測定が必要である。

5. まとめ

(1) 雲仙岳1991年噴火で発生した火砕流の到達距離と被災範囲のシミュレーションを、エネルギーコーンモデルを使って行なった。エネルギーコーンモデルのシミュレーションは、地形的障害の影の部分には到達しないように改良した。溶岩ドームからの崩壊の場合 ($H_c = 10$ m) と、噴煙柱崩壊の場合 ($H_c = 100$ m, $H_c = 500$ m) について、それぞれ等価摩擦係数ごと ($\mu = 0.30, 0.25, 0.20, 0.15$) に、火砕流の到達可能範囲を地図上に示した。火砕流の H/L 比と体積との相関について調べ、体

積が大きいほど H/L 比が小さくなる傾向があることを示した。

(2) 雲仙岳で発生している火砕流の流速を実測した結果、測定した各区間の平均流速を第1表のように求めることができた (~ 42 m/s)。

(3) エネルギーラインモデルで、5/26 11:13, 5/26 14:28, 5/29 15:02, 5/29 15:31, 6/3 16:08 の火砕流のシミュレーションを行なった。このモデルでは実測値に比べて流速が速くなり、到達時間が短くなる傾向があることを示した。

(4) ビンガムフローモデルでは、5/26 11:13 と 5/29 15:31, 6/3 16:08 の火砕流の流速と到達時間のシミュレーションを行なった。5/26 11:13 の火砕流は、 $\rho = 1300$ kg/m³, $D = 1.5$ m, $\kappa = 2000$ Pa, $\eta = 50$ Pas, $C_g = 0.01$ のとき、最大流速 (V_m) は 64 m/s, 到達時間 (T) は 124 s となった。5/31 15:31 の火砕流は、 $\rho = 1300$ kg/m³, $D = 1.7$ m, $\kappa = 850$ Pa, $\eta = 70$ Pas, $C_g = 0.01$ のとき、 $V_m = 89$ m/s, $T = 68$ s となった。6/3 16:08 の火砕流は、 $\rho = 1300$ kg/m³, $D = 2.5$ m, $\kappa = 850$ Pa, $\eta = 90$ Pas, $C_g = 0.01$ のとき、 $V_m = 142$ m/s, $T = 100$ s となった。これらの結果は台地の低速領域では、実測値と比較的よく一致している。しかし、急斜面では、実測値よりも流速が速くなった。このことは、 D を一定としていることに原因がある可能性がある。また、どのようにして5つのパラメータを決定したのかを示した。これらのパラメータが、セントヘレンズの1980年火砕流堆積物や、北海道駒ヶ岳1929年火砕流堆積物で求められた実測値と比較して、妥当な値であることを示した。

文 献

- 荒牧重雄(1957) Pyroclastic flow の分類. 火山, vol. 1, p. 47-57.
- Armienti, P. and Pareschi, M.T. (1987) Automatic reconstruction of surge deposit thickness. applications to Italian Volcanoes. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 31, p. 313-320.
- 芦田和男・高橋 保(1983) 土石流の実態とそのメカニズム. 土木学会誌, vol. 6, p. 2-17.
- Bagnold, R.A. (1954) Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Royal Soc. London Proc.*, ser. A, vol. 225, p. 49-63.

- Beget, J.E. and Limke, A.J. (1989) Density and void ratio on emplacement of a small pyroclastic flow, Mount St. Augustine, Alaska. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 39, p. 349-353.
- Fisher, R.V. and Heiken, G. (1982) Mt. Pelée, Martinique: May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 13, p. 339-371.
- Hampton, M.A. (1972) The role of subaqueous debris flow in generating turbidity currents. *Jour. Sediment. Petrol.*, vol. 42, p. 775-793.
- Hsü, K.J. (1975) Catastrophic debris streams (Sturzstroms) generated by rockfalls. *Geol. Soc. America Bull.*, vol. 86, p. 129-140.
- Johnson, A.M. (1970) Physical processes in geology. Freeman, Cooper and Co., San Francisco, 576 p.
- 勝井義雄・篠沢達也・知本康男・山田祐丈(1986) 北海道駒ヶ岳の歴史時代の火砕流. 文部省科学研究費 自然災害特別研究, 計画研究「火山噴火に伴う乾燥粉体流(火砕流等)の特質と災害」p. 91-113.
- 加藤 宏編(1989) ポイントを学ぶ流れの力学. 丸善. 108 p.
- 国土地理院 (1991) 雲仙岳数値標高データ (1991. 5. 31).
- Mellor, M. (1978) Dynamics of snow avalanche. In Voight, B. ed., *Rockslide and Avalanche*, 1, Elsevier, p. 753-792.
- McEwen, A.S. and Malin, M.C. (1989) Dynamics of Mount St. Helens' 1980 pyroclastic flows, rockslide-avalanche, lahars, and blast. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 37, p. 205-231.
- 守屋以智雄(1983) 日本の火山地形. 東大出版. 135 p.
- Munson, B.R., Young, D.F. and Okiishi, T.H. (1990) Fundamentals of fluid mechanics. John Wiley and Sons. 843 p.
- 中野 司・藤井直之(1989) 二次元分布データの処理システム: (3) 等高線図と鳥瞰図. 情報地質, vol. 14 B, p. 133-150.
- 佐藤博明(1992) 火砕流の発生機構. 科学, vol. 62, p. 562-565.
- 砂防学会(1992) 総合的災害予測手法に関する研究. 平成3年度 科学技術庁振興調整費「火山体水収支に関する研究および総合的災害評価手法に関する研究」調査成果報告書, p. 143-191.
- Scheidegger, A.E. (1973) On the prediction of the reach and velocity of catastrophic landslides. *Rockmechanics*. vol. 5, p. 231-236.
- Sheridan, M.F. and Malin, M.C. (1983) Application of computer-assisted mapping to volcanic hazard evaluation of surge eruptions: Vulcano, Lipari, and Vesuvius. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 17, p. 187-202.
- Sparks, R.S.J., Wilson, L. and Hulme, G. (1978) Theoretical modeling of the generation, movement, and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 83, p. 1727-1739.
- 高橋 保(1986) 火砕流・土石なだれの流動メカニズム. 文部省科学研究費 自然災害特別研究. 計画研究「火山噴火に伴う乾燥粉体流(火砕流等)の特質と災害」, p. 25-41.
- 宝田晋治(1992) 火砕流の流動・堆積機構—北海道駒ヶ岳 1929 年火砕流堆積物の研究—. 日本火山学会講演予稿集 1992 年秋季大会 P 40, p. 169.
- ・風早康平・川辺禎久・阪口圭一・須藤茂・山元孝広・首屋龍典・気象庁雲仙岳測候所(1993) 雲仙岳 1991-92 年噴火の噴出物量と 6/3・6/8 の火砕流の発生機構. 地質調査所月報, vol. 44, p. 11-24.
- Ui, T., Yamamoto, H. and Suzuki-Kamata, K. (1986) Characterization of debris avalanche deposits in Japan. *Jour. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol. 29,

- p. 231-243.
- Voight, B., Janda, R.J., Glicken, H. and Douglass, D.M. (1983) Nature and mechanics of the Mount St. Helens rockslide-avalanche of 18 May 1980. *Geotechnique*, vol. 33, p. 243-273.
- Wadge, G. and Lopes, R.M.C. (1991) The lobes of lava flows on earth and Olympus Mons, Mars. *Bull. Volcanol.*, vol. 54, p. 10-24.
- Wilson, L. and Head, J.W. (1981) Morphology and rheology of pyroclastic flows and their deposits, and guidelines for future observations. In Lipman, P.W. and Mullineaux, D.R. eds., *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, no. 1250, p. 513-524.

(受付: 1992年6月23日; 受理: 1992年12月21日)

ecflag.c : Mon Jun 3 11:40:08 JST 1991

```

1:
2: #include <stdio.h>
3: #include <math.h>
4:
5: typedef struct {
6:     int    nx,ny;
7:     double dx,dy,xb,yb,**z;
8:     char   **f;
9: } Grid;
10:
11: #define NX    (grid->nx)
12: #define NY    (grid->ny)
13: #define DX    (grid->dx)
14: #define DY    (grid->dy)
15: #define XB    (grid->xb)
16: #define YB    (grid->yb)
17: #define Z     (grid->z)
18: #define F     (grid->f)
19:
20: static int    Round(d)
21: double       d;
22: {
23:     return((d>=0.0)?(int)(d+0.5):(int)(d-0.5));
24: }
25:
26: static int    Visible(grid,xS,yS,zS,xP,yP,zP)
27: Grid         *grid;
28: int          xS,yS,xP,yP;
29: double       zS,zP;
30: {
31:     int    x0,y0,x1,y1,dx,dy,x,y;
32:     double z0,z1,dz,delta;
33:
34:     if (xS<xP) {
35:         x0=xS; y0=yS; z0=zS; x1=xP; y1=yP; z1=zP;
36:     }
37:     else {
38:         x0=xP; y0=yP; z0=zP; x1=xS; y1=yS; z1=zS;
39:     }
40:     dx=x1-x0; dy=y1-y0; dz=z1-z0;
41:     for (x=x0+1; x<x1; x++) {
42:         delta=(double)(x-x0)/(double)dx;
43:         if (z0+dz*delta<Z[x][y0+Round((double)dy*delta)]) return(0);
44:     }
45:
46:     if (yS<yP) {
47:         x0=xS; y0=yS; z0=zS; x1=xP; y1=yP; z1=zP;
48:     }
49:     else {
50:         x0=xP; y0=yP; z0=zP; x1=xS; y1=yS; z1=zS;

```

付図 1 エネルギーコーンモデルによるシミュレーションのプログラムリスト

Appendix 1 Source list of the program to simulate the pyroclastic flow, using energy cone model.

```

51:     }
52:     dx=x1-x0; dy=y1-y0; dz=z1-z0;
53:     for (y=y0+1; y<y1; y++) {
54:         delta=(double)(y-y0)/(double)dy;
55:         if (z0+dz*delta<Z[x0+Round((double)dx*delta)][y]) return(0);
56:     }
57:
58:     return(1);
59: }
60:
61: static void    Scan(grid,xS,yS,zS,mu)
62: Grid          *grid;
63: int           xS,yS;
64: double        zS,mu;
65: {
66:     int        x,y;
67:     double     dz,delta;
68:
69:     for (x=0; x<NX; x++)
70:     for (y=0; y<NY; y++)
71:         if (xS==x && yS==y)
72:             F[x][y]=1;
73:         else
74:             if ((dz=zS-Z[x][y])<0.0)
75:                 F[x][y]=0;
76:             else
77:                 if ((delta=mu*sqrt(DX*DX*(double)(xS-x)*(double)(xS-x)+
78:                                     DY*DY*(double)(yS-y)*(double)(yS-y)))>dz)
79:                     F[x][y]=0;
80:                 else
81:                     F[x][y]=(char)Visible(grid,xS,yS,zS,x,y,zS-delta);
82: }
83:
84: #define STRLEN 256
85:
86: void    main()
87: {
88:     char    name[STRLEN];
89:     FILE    *file;
90:     Grid    gRID,*grid=(&gRID);
91:     double  zMin,zMax,xS,yS,dz,mu;
92:     int     x,y;

```

付図1 つづき

Appendix 1 Continued

```

93:
94:     fputs("grid file name = ",stderr); scanf("%s",name);
95:     if ((file=fopen(name,"r"))==NULL) exit(1);
96:
97:     fscanf(file,"%lf %lf",&XB,&YB);
98:     fscanf(file,"%lf %lf",&DX,&DY);
99:     fscanf(file,"%d %d",&NX,&NY);
100:
101:     if ((Z=(double **)calloc(NX,sizeof(*Z)))==NULL ||
102:         (F=(char **)calloc(NX,sizeof(*F)))==NULL) exit(1);
103:
104:     for (x=0; x<NX; x++) {
105:         if ((Z[x]=(double *)calloc(NY,sizeof(**Z)))==NULL ||
106:             (F[x]=(char *)calloc(NY,sizeof(**F)))==NULL) exit(1);
107:         for (y=0; y<NY; y++) {
108:             fscanf(file,"%lf",&(Z[x][y]));
109:             if (x==0 && y==0)
110:                 zMin=zMax=Z[x][y];
111:             else
112:                 if (zMin>Z[x][y]) zMin=Z[x][y]; else
113:                 if (zMax<Z[x][y]) zMax=Z[x][y];
114:         }
115:     }
116:     fclose(file);
117:
118:     printf("%lg\t%lg\t%d\n",XB,DX,NX);
119:     printf("%lg\t%lg\t%d\n",YB,DY,NY);
120:     printf("%lg\t%lg\n",zMin,zMax);
121:
122:     fputs("source location = ",stderr); scanf("%lf %lf %lf",&xS,&yS,&dz);
123:     fputs("friction coefficient = ",stderr); scanf("%lf",&mu);
124:
125:     x=Round((xS-XB)/DX); y=Round((yS-YB)/DY);
126:     printf("%lg\t%lg\n",Z[x][y],Z[x][y]+dz);
127:
128:     Scan(grid,x,y,Z[x][y]+dz,mu);
129:
130:     fputs("flag file name = ",stderr); scanf("%s",name);
131:     if ((file=fopen(name,"w"))==NULL) exit(1);
132:
133:     fprintf(file,"%lf\t%lf\n",XB,YB);
134:     fprintf(file,"%lf\t%lf\n",DX,DY);
135:     fprintf(file,"%d\t%d\n",NX,NY);
136:     for (x=0; x<NX; x++)
137:         for (y=0; y<NY; y++) fprintf(file,"%d\n",(int)F[x][y]);
138:     fclose(file);
139: }

```

付図 1 つづき

Appendix 1 Continued

```

' Velocity Simulation of Pyroclastic Flow (Energy line model)
LM=2400
DIM LL(200), HH(200), L(200), H(200), S(200), A(200), V(200), T(200)
N=161
  FOR I=1 TO N
    READ LL(I)
  NEXT I
  FOR I=1 TO N
    READ HH(I)
  NEXT I
  FOR I=1 TO N-1
    L(I)=LL(I+1)-LL(I)
    H(I)=HH(I)-HH(I+1)
    SS=L(I)^2+H(I)^2
    S(I)=SQR(SS)
  NEXT I

OPEN "CLIP:" FOR OUTPUT AS #1
LA=0: HA=0
  FOR I=1 TO N-1
    LA=LA+L(I): HA=HA+H(I)
    IF LM<L(I) THEN GOTO 100
    IF LA>LM THEN GOTO 200
  NEXT I
100 LX=L(1)
    HM=H(1)*LM/L(1): FR=HM/LM :GOTO 300
200 LX=L(I): HX=H(I) : NN=I-1
    LY=LM-(LA-LX)
    HM=HY+(HA-HX)
    FR=HM/LM
300 V(0)=0: VV=0: TT=0: CLS
PRINT " N", "Distance (m)", " a (m/s2)", " V(m/s)", " Time (s)"
FOR J=1 TO NN
  A(J)=9.8*(H(J)-FR*L(J))/S(J)
  VV=2*A(J)*S(J)+V(J-1)^2
  IF VV<0 THEN GOTO 400
  V(J)=SQR(VV)
  T(J)=(V(J)-V(J-1))/A(J)
  TT=TT+T(J)
  PRINT USING " #####"; J, TT, LL(J), LL(J+1) ;
  PRINT USING " ###.### "; A(J), V(J)
  WRITE #1, J, TT, LL(J)+25, A(J), V(J)
NEXT J
400 PRINT FR

CLOSE :END

DATA 50,100,150,200,250,300,350,400,450,500
DATA 550.600.650.700.750.800.850.900.950.1000

```

付図2 エネルギーラインモデルによるシミュレーションのプログラムリスト
 Appendix 2 Source list of the program to simulate the pyroclastic flow, using energy line model.

DATA 1050,1100,1150,1200,1250,1300,1350,1400,1450,1500
DATA 1550,1600,1650,1700,1750,1800,1850,1900,1950,2000
DATA 2050,2100,2150,2200,2250,2300,2350,2400,2450,2500
DATA 2550,2600,2650,2700,2750,2800,2850,2900,2950,3000
DATA 3050,3100,3150,3200,3250,3300,3350,3400,3450,3500
DATA 3550,3600,3650,3700,3750,3800,3850,3900,3950,4000
DATA 4050,4100,4150,4200,4250,4300,4350,4400,4450,4500
DATA 4550,4600,4650,4700,4750,4800,4850,4900,4950,5000
DATA 5050,5100,5150,5200,5250,5300,5350,5400,5450,5500
DATA 5550,5600,5650,5700,5750,5800,5850,5900,5950,6000
DATA 6050,6100,6150,6200,6250,6300,6350,6400,6450,6500
DATA 6550,6600,6650,6700,6750,6800,6850,6900,6950,7000
DATA 7050,7100,7150,7200,7250,7300,7350,7400,7450,7500
DATA 7550,7600,7650,7700,7750,7800,7850,7900,7950,8000
DATA 8050
DATA 1250,1225,1200,1170,1137,1110,1090,1065,1037,1010
DATA 970,950,930,900,858,815,757,742,725,715
DATA 700,690,680,670,663,653,645,637,628,620
DATA 610,600,592,585,578,565,525,497,485,470
DATA 450,445,438,425,410,397,390,387,382,377
DATA 373,367,361,349,338,327,318,308,299,293
DATA 288,282,275,268,260,257,251,248,244,239
DATA 235,230,228,225,223,220,217,212,208,205
DATA 202,198,195,192,188,184,180,178,175,171
DATA 168,166,163,160,157,153,148,145,139,137
DATA 133,130,128,125,123,120,117,114,110,108
DATA 105,102,99,97,93,89,87,85,82,79
DATA 77,74,71,68,65,62,60,58,56,53
DATA 50,48,45,42,40,38,36,34,32,30
DATA 29,27,26,24,22,21,20,18,16,15
DATA 14,12,11,9,8,7,5,4,3,1,0

付図 2 つづき
Appendix 2 Continued

'Velocity Simulation of Pyroclastic Flow (Bingham Model)

DE=1300 : D=1.7: K=850 : E=70 : CG=.01

DIM LL(200),HH(200),L(200),H(200),SS(200),TT(200),DC(200)

GOSUB topography

OPEN "CLIP:" FOR OUTPUT AS #1

TT(0)=0: L0=0 : H0=0 : V0=.1 : VS=.1 : V=.1 : ST=1:CLS

GOSUB parameter

FOR I=1 TO N-1

FOR T=0 TO 100 STEP ST

GOSUB calc

IF S>=SS(I) THEN GOTO 100

IF V<.2 THEN GOTO 200

PRINT USING " ####";I,TT(I),L;

PRINT USING " ###.#### ";DC,AC,V

WRITE #1, I, TT(I), L, DC, AC, V

NEXT T

100 V0=VP : L0=L(I)+L0: H0=H(I)+H0 : S0=0

NEXT I

200 CLOSE #1 : END

topography:

N=81

FOR I=1 TO N

READ LL(I)

NEXT I

FOR I=1 TO N

READ HH(I)

NEXT I

FOR I=1 TO N-1

L(I)=LL(I+1)-LL(I)

H(I)=HH(I)-HH(I+1)

SS(I)=SQRT(L(I)^2+H(I)^2)

NEXT I

RETURN

parameter:

付図3 ビンガムフローモデルによるシミュレーションのプログラムリスト

Appendix 3 Source list of the program to simulate the pyroclastic flow, using Bingham flow model.

```
PRINT "DENSITY" DE "kg/m3"
PRINT "FLOW DEPTH" D "m"
PRINT "YIELD STRENGTH" K "Pa"
PRINT "VISCOSITY" E "Pas"
PRINT "DRAG COEFFICIENT" CG
PRINT "      N"," Time(s)"," Distance (m)"," Plug (m) "," a(m/s2)"," V(m/s)"
```

RETURN

calc:

```
DC=((K*D+E*V)-((K*D+E*V)^2-(K*D)^2)^.5)/K
A=9.8*H(I)/SS(I)-2*K/(DE*(D+DC))
B=-2*E/(DE*(D^2-DC^2))
C=-.5*CG/D
```

IF DE*V^2/K >= 1000 THEN GOTO 300

' LAMINAR

```
DQ=ABS(A+B*V0)
Q=EXP(B*T+LOG(DQ))
VP=(Q-A)/B
GOTO 400
```

'TURBULENCE

300 IF (B^2-4*A*C) < 0 THEN GOTO 200

```
AA=(-B-(B^2-4*A*C)^.5)/(2*C)
BB=(-B+(B^2-4*A*C)^.5)/(2*C)
DX=ABS((V0-AA)/(V0-BB))
IF DX=0 THEN GOTO 200
CC=LOG(DX)/(C*(AA-BB))
XX=EXP(C*(AA-BB)*(T+CC))
VP=(AA-BB*XX)/(1-XX)
```

400 M=-4.9*DE*H(I)/SS(I)

```
N=-M*D^2-K*D
VB=((M*(D^3-DC^3)/3)+(K*(D^2-DC^2)/2)+(N*(D-DC)))/(D*E)
V=VB+VP*DC/D
AC=(V-VS)/ST : VS=V
S=V*ST+S0 : S0=S
TT(I)=TT(I-1)+T
L=L0+S*L(I)/SS(I)
H=H0+S*H(I)/SS(I)
```

RETURN

```
DATA 0,100,200,300,400,500
DATA 600,700,800,900,1000
DATA 1100,1200,1300,1400,1500
DATA 1600,1700,1800,1900,2000
```

付図 3 つづき
Appendix 3 Continued

DATA 2100,2200,2300,2400,2500
DATA 2600,2700,2800,2900,3000
DATA 3100,3200,3300,3400,3500
DATA 3600,3700,3800,3900,4000
DATA 4100,4200,4300,4400,4500
DATA 4600,4700,4800,4900,5000
DATA 5100,5200,5300,5400,5500
DATA 5600,5700,5800,5900,6000
DATA 6100,6200,6300,6400,6500
DATA 6600,6700,6800,6900,7000
DATA 7100,7200,7300,7400,7500
DATA 7600,7700,7800,7900,8000

DATA 1255,1225,1170,1110,1065,1010
DATA 950,900,815,742,715
DATA 690,670,653,637,620
DATA 600,585,565,497,470
DATA 445,425,397,387,377
DATA 367,349,327,308,293
DATA 282,268,257,248,239
DATA 230,225,220,212,205
DATA 198,192,184,178,171
DATA 166,160,153,145,137
DATA 130,125,120,114,108
DATA 102,97,89,85,79
DATA 74,68,62,58,53
DATA 48,42,38,34,30
DATA 27,24,21,18,15
DATA 12,9,7,4,1

付図3 つづき

Appendix 3 Continued