

火砕流の流動機構に関する研究(2)

高橋 保・里深 好文・金銅 将史・竹内 竜太

MECHANICS OF THE PYROCLASTIC FLOW (2)

By *Tamotsu* TAKAHASHI, *Yoshifumi* SATOFUKA,
Masafumi KONDO and *Ryuta* TAKEUCHI

Synopsis

A theory for the mechanics of the Merapi type pyroclastic flow is presented, in which the self-excited fluidization of the bed due to upward movement of the gas emitted from the pyroclastic material itself plays an essential role.

The main body of the flow comprises the base layer and the fluidized layer on it. In the base layer particles are sustained by the contact force between the particles and the energy is consumed mainly by friction, whereas in the fluidized layer particles are sustained by the up-lifting force of the upward gas flow and the large scale turbulent mixing of the mixture of particles and the gas is the main cause of consumption of energy. The solids concentration in the main body is nearly uniform and the formulae to predict the thicknesses of the base as well as the fluidized layers, velocity distributions in the base as well as the fluidized layers and the resistance to flow of the main body are obtained. The laboratory flume experiments prove the theory is valid and that theory well predicts the velocity of the real pyroclastic flow observed at Unzen and Semeru volcanos.

The solids concentration and the velocity distribution in the hot ash cloud layer which exists above the main body are also discussed.

The process of deposition downstream of the change in slope is observed and some important characteristics are made clear.

1. 緒 論

著者らは前報¹⁾において、粒子層自身の内部からのガス発生を伴う粒子流れを実験流路内で再現し、流れの構造を計測した結果を用いて、高橋²⁾の先の理論を発展させる形で火砕流の流動モデルを提案した。このモデルでは、いわゆる本体部の下部に上向きのガス流速が十分でないために粒子同士の接触圧によって粒子が支えられている層が存在するが、この部分は、本体部の上部を占めているガス発生による揚圧力によって粒子が支えられている流動層が斜面上を流れる場合には、容易に流動層と一体になって流れるので、事実上、本体部全体を一体とみなし、その流れを滑面上の乱流あるいは層流として、見かけ上の粘性係数がどのように評価されるか検討した。その結果、どちらかと言えば層流として粘性係数を評価した方がその値の実験毎のばらつきが小さいということが分かったが、得られた流速の絶対値を説明するためには、粘性係数を非常に大きく見積もらなければならなかった。しかし、どうしてそのようなものかその機構は不明であった。また、流動層の内部では明らかに乱流状態となっていると見られることから、前報の結果は理論上の矛盾を含んでいることになり、この面でも更なる検討を必要としている。

本論文では、粒子同士の接触圧が存在する「底層」の役割を見直し、前報の矛盾点を解消し、一般的に利用できる流動モデルを新たに提示する。さらに、火砕流に対する防災対策上は、火砕流の到達範囲の予測が最も重要であり、そのためには、どのような条件下で堆積が生じ、停止に至るかといった問題に関する力学的な考察が必要であるので、これに関して考察を加え、若干の実験によって検討する。

2. 実 験

火砕流の定常的な流動機構を議論するために行った実験は、前報のものと同じ流路（長さ 4 m、幅 5 cm、深さ 32 cm）で同じ手法を用いている。実験材料も同じく中央粒径が $80\mu\text{m}$ の珪砂である。行った実験ケースの条件と実験結果を前報のものを含めて Table 1 に示している。Run 5-D, Run 18-B-4, および Run 18-D-4 は供給材料と同じ珪砂を厚さ 3 cm に敷き詰めた移動床条件での実験であるが、他のケースはすべて滑面固定床の実験である。表中の記号は、 θ : 斜面勾配, n : 重炭酸ナトリウムの砂に対する重量混合比（約 300°C に熱した珪砂に重炭酸ナトリウムを混合した際に発生する水蒸気と炭酸ガスの混合気体によって、流動層が形成される）、 W_{sand} : 上流端供給砂量, C_0 : 本体部の平均粒子濃度, V : 本体部断面平均流速, H : 本体部流動深, q_s : 本体部流砂量, b : 単位時間に単位体積の固相から発生するガスの質量で定義されるガス発生率である。なお、 V および q_s の欄に括弧書きされている数値は $C_0 = 0.42$ と仮定して、流砂量, 流動深, あるいは平均流速のどれか二つの実測値の組み合わせを用いて間接的に求めたものであることを示している。また、 b と n とは理想的には一義的な関係が期待されるが、ここに示されている b の値は後述する間接的な方法で求められたものである。

堆積過程を調べるために行った実験

Table 1. Conditions in the flume experiments for the steady flow

Run No.	θ [deg]	n [kg/kg]	W_{sand} [kg]	C_0	V [cm/s]	H [cm]	q_s [cm ³ /s/cm]	b [1/s]
0-A	0.0	0.007	15	0.45	—	21.0	—	0.00132
0-B		0.017		0.45	—	19.0	—	0.00148
0-D		0.033		0.44	—	17.0	—	0.00170
0-F		0.067		0.47	—	10.5	—	0.00234
5-D	5.5	0.033	15	0.41	137.4	4.0	(225.4)	0.00389
10-D-1		0.033	5	—	(4.3)	2.8	5.1	—
10-D-2			7.5	—	(131.6)	4.2	232.1	—
10-D-3			10	—	(127.0)	3.8	202.7	—
10-D-4			15	—	(201.1)	4.5	380.2	—
10-E-1	10.0	0.050	5	—	(108.5)	3.0	136.7	—
10-E-2			10	—	(107.7)	4.5	203.5	—
10-E-3		0.040	10	—	(80.8)	6.5	220.5	—
11-B	11.5	0.017	15	0.42	159.6	4.0	(268.1)	0.00479
11-D		0.017	15	0.45	219.0	4.7	(463.1)	0.00355
14-B-1		0.015	7	—	(68.5)	2.3	66.2	—
14-B-2			8	—	(160.1)	3.3	221.9	—
14-B-3			10	—	(93.4)	3.2	125.5	—
14-B-4			12	—	(149.7)	5.5	345.8	—
14-B-5			15	—	(112.0)	6.5	305.7	—
14-B-6		0.017	15	0.47	211.0	4.2	(416.5)	0.00316
14-C-1	14.5	0.020	3	—	(15.5)	1.4	9.1	—
14-C-2			5	—	(120.3)	2.8	141.5	—
14-D		0.033	15	0.47	***	4.0	***	0.00501
14-E-1		0.040	5	—	(71.9)	2.5	75.5	—
14-E-2	7		—	(80.3)	5.5	185.4	—	
14-E-3	8		—	(123.4)	5.0	259.2	—	
14-E-4	10		—	(110.6)	6.0	278.8	—	
14-E-5	15		—	(158.7)	6.0	400.0	—	
18-B-1		0.017	5	—	(50.0)	1.2	25.2	—
18-B-2			10	—	(31.7)	1.5	20.0	—
18-B-3			15	—	(134.7)	3.2	181.0	—
18-B-4			15	0.40	230.8	5.8	(535.4)	0.00316
18-C	0.025	10	—	(142.3)	2.3	137.5	—	
18-D-1	18.5	0.033	5	—	(120.6)	2.0	101.3	—
18-D-2			10	—	(184.2)	2.4	185.7	—
18-D-3			15	—	(186.9)	4.0	314.0	—
18-D-4			15	0.42	***	4.0	***	0.00437
18-E	0.050	5	—	(91.3)	1.8	69.0	—	
18-F-1	0.067	5	—	(124.3)	1.5	78.3	—	
18-F-2		10	—	(107.6)	3.3	149.1	—	
18-F-3		15	—	(154.0)	4.2	271.7	—	
21-B-1	21.5	0.015	3	—	(0.1)	1.3	0.1	—
21-B-2			5	—	(84.9)	2.2	78.5	—
21-B-3			6	—	(168.5)	3.2	226.4	—
21-B-4			7	—	(222.3)	2.5	233.4	—
21-B-5			8	—	(115.5)	2.8	135.8	—
21-B-6			9	—	(157.5)	4.0	264.5	—
21-B-7			10	—	(109.5)	3.3	151.7	—
21-B-8			12	—	(166.4)	4.8	335.4	—
24-B-1	24.0	0.015	7	—	(88.8)	3.5	130.5	—
24-B-2			7.5	—	(101.2)	3.5	148.8	—
24-B-3			7.5	—	(89.3)	3.0	112.6	—
24-B-4			8	—	(52.0)	3.2	69.9	—
24-B-5			9	—	(95.5)	4.0	160.4	—
24-B-6			10	—	(74.3)	3.5	109.2	—
24-B-7			15	—	(109.2)	6.3	289.0	—
24-C-1		0.020	5	—	(23.7)	1.8	17.9	—
24-C-2			10	—	(117.7)	4.5	222.5	—
24-D-1		0.030	5	—	(68.2)	2.8	80.2	—
24-D-2			6	—	(98.7)	2.8	116.0	—

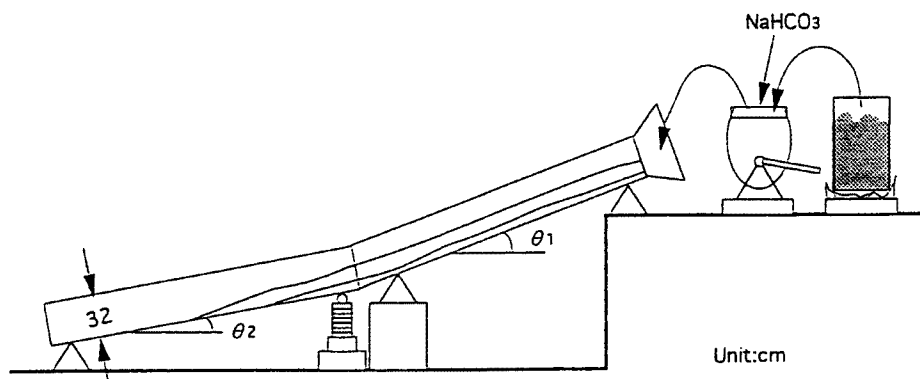


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental apparatus

は、上記の実験流路の下流端に、上流側のものと全く同じ長さ、幅、深さを持つ片面耐熱ガラス張りの流路をジョイントによって接続した装置を用いて行った。その側面から見た概観図を Fig. 1 に示す。実験条件は Table 2 に示しているが、勾配に関しては、上流側 $\theta_1 = 10^\circ$ 、下流側 $\theta_2 = 0^\circ$ （水平）の一定条件とし、上流端からの給砂量および重炭酸ナトリウムの混合比を変化させて行った。そして、流下・堆積の様子は側方からビデオカメラで撮影するとともに、全体が停止した後に、堆積物の縦断形状を測定した。

Table 2. Conditions in the flume experiments for the depositing process

Run No.	θ_1 [°]	θ_2 [°]	n [kg/kg]	W_{sand} [kg]
*A-1	10	0	0.01	5
*A-2			0.01	7.5
*A-3			0.01	10
*B-1			0.015	5
*B-2			0.015	7.5
*B-3			0.015	10
*C-1			0.02	5
*C-2			0.02	7.5
*D-2			0.03	7.5

3. 火砕流の応力モデルと支配方程式

3.1 応力モデル

火砕流は、固体相である火砕物の粒子群と間隙ガスの混合した流れであり、固気混相流としての取り扱いが必要である。斜面流下方向に x 軸、斜面に直角上方に z 軸をとり、奥行き方向には現象は一樣であるとした二次元場での質量保存則ならびに x 方向および z 方向の運動量保存則の一般形は、それぞれ下記のように示される。

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_i r_i] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_i r_i u_i] + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_i r_i w_i] = \dot{m}_i \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_i r_i u_i] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_i r_i u_i u_i] + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_i r_i u_i w_i] = \rho_i r_i g \sin \theta - \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right)_i + \dot{m}_i u_i \quad \dots\dots (2a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_i r_i w_i] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_i r_i u_i w_i] + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_i r_i w_i w_i] = -\rho_i r_i g \cos \theta - \left(\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right)_i + \dot{m}_i w_i \quad \dots\dots (2b)$$

ここに、 ρ_i ：密度、 r_i ：体積率、 u_i, w_i ：速度の x 成分および z 成分、 $\sigma_{xx}, \sigma_{xz}, \sigma_{zx}, \sigma_{zz}$ ：応力成分、 g ：重力加速度、 θ ：斜面勾配であり、各変数の添字 i は g （気相）または p （固相）のいずれかをとる。ただし、固相は粒子内部の空隙をも含むものとする。

なお、(1)式（質量保存則）の右辺 $\dot{m}_i$ は、固相あるいは気相の単位時間・単位体積あたりの生成質量であり、火砕流では単位体積の固相から単位時間にその質量の b 倍の割合でガスが発生すると考えているので、

$$\dot{m}_g = b\rho_p r_p \dots\dots\dots (3a)$$

$$\dot{m}_p = -b\rho_p r_p \dots\dots\dots (3b)$$

と書けることになる。

さて、運動量保存式に含まれている応力をどのように考えるかが火砕流の流動機構を考える上で基本的な課題である。まず、固相間に伝達される応力の内、圧力としては、粒子同士が接触してその骨格構造を支えるために発生する圧力 p_s および粒子同士の非弾性衝突によって発生する動的な圧力 p_d が考えられる。ただし、 p_s は粒子重量が上昇ガス流によってほぼ完全に支えられている流動化状態においては消滅すると思われるので、いわゆる火砕流本体部の「底層」においてのみ存在すると考えられる。また、せん断力としては、接触状態の粒子同士がせん断される際に発生する固体摩擦応力 τ_s および粒子同士の非弾性衝突によって生じる τ_d が考えられるが、 τ_s は p_s と同様に、流動化状態では消滅するであろう。

つぎに粒子間隙を埋める気相内にも伝達される応力では、圧力として静水圧に相当する圧力 p_g が考えられ、せん断力としては、間隙ガスの分子粘性による散逸応力 τ_u および間隙ガスの乱れによる散逸応力 τ_f が考えられる。

一般に粒子濃度が極めて高濃度になれば、粒子とガスが一体となった乱れは縮退するが、いわゆる流動層では絶えず気泡を伴ってガス流が粒子層中を吹き上げる様子が観察され、粒子濃度が均一化している。火砕流においても上昇ガス流の存在によって強制的に乱れエネルギーが供給され続けるかぎり、固相・気相が一体となった大きな見かけ密度を持った混合流体としてマクロな乱れが存在し得、これによって散逸応力 τ_i が発生すると考えられる。この τ_i は、上述の τ_u や τ_f よりも十分に大きいと考えられる。このことは流動層部分においては、 x 方向に、固相と気相を区別しない、いわゆる 1 流体モデルの適用が可能であることを意味している。

ここで対象としている流動層を伴う流れにおいて最も特徴的な応力は、粒子群が上昇ガス流から受ける抗力によって発生する応力である。これを揚圧力と呼ぶ。固相と気相との相互作用力としては、その他に、浮力とその反作用があるが、今の場合、両相の密度差が極めて大きいので、これは無視できる程度である。

これらの応力成分を記述する構成式が次の問題である。まず、粒子骨格応力 p_s および τ_s については、これ自体の構成式は現在のところ不明であるため、他の応力成分に関する構成式を支配方程式に組み込んだのち、それが成立するように与えられるものとする。ただし、 p_s と τ_s との関係は、粒子の内部摩擦角を ϕ として、

$$\tau_s = p_s \tan \phi \dots\dots\dots (4)$$

のようなクーロン型の表示で与えられるものとする。

つぎに、粒子とガスが一体となった混合流体の乱流応力については以下のように考える。火砕流の見掛け密度 ρ_m は、粒子体積濃度 $C(=r_p/r_g)$ を用い、改めて、固相の密度を σ 、気相のそれを ρ と書くと

$$\rho_m = \rho(1-C) + \sigma C \approx \sigma C \dots\dots\dots (5)$$

であり、乱流応力 τ_i は、この見掛け密度 ρ_m の流体に Prandtl の混合距離理論を用いて、

$$\tau_i = \rho_m l^2 \left| \frac{du_m}{dz} \right| \left| \frac{du_m}{dz} \right| \dots\dots\dots (6)$$

とする。ただし、 l : 混合距離 ($=\kappa z$)、 κ : カルマン定数、 u_m : 混合流体の流速である。

ガス流による揚圧力 D については、粒子充填層内を吹き上げる気体の圧損失に関する研究より半理論的に得られ、化学工学・機械工学等の分野で実用に供されている次式を用いる。

$$-\frac{dD}{dz} = \frac{150\mu(w_g - w_p)}{(\phi_{sp}d)^2} \left(\frac{C}{1-C} \right)^2 + 1.75 \frac{\rho(w_g - w_p)^2}{\phi_{sp}d} \left(\frac{C}{1-C} \right) : C \geq 0.2 \quad (7a)$$

$$-\frac{dD}{dz} = \frac{18\mu(w_g - w_p)}{(\phi_{sp}d)^2} \frac{C}{(1-C)^{3.65}} : C < 0.2 \quad (7b)$$

ここに、 μ ：ガスの粘性係数、 ϕ_{sp} ：粒子の形状係数（球で最大値 1.0 をとる）である。なお、(7a)式は、静止充填層における圧損失についての Ergun の式であり、高濃度であれば流動層の状態にまで拡張適用できるとされている。また、(7b)式は他方の極限状態としての単一粒子状態での重力と抗力の釣り合い式への漸近性を考慮し、補正項によってやや濃度の高い領域（20% 程度）にまで適用可能とした Wen, Yu らの式を、レイノルズ数

$$Re_p = \frac{(w_g - w_p)d}{\nu} \quad (8)$$

が小さいとき ($Re_p < 1$)、球の抗力係数 C_D が

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (9)$$

で表されるという関係を用いて書き直した式である。ただし、 d ：粒子径、 ν ：ガスの動粘性係数 ($=\mu/\rho$) である。ここで、 Re_p が小さいときは Ergun の式の第 2 項を無視することができる。また、 ν の値としては、ここで行った実験に対して $0.27 \text{ cm}^2/\text{s}$ (200°C の H_2O と CO_2 の等モル混合物としたときの値) を用いることにする。

3.2 火砕流の支配方程式

上述の考察をふまえて、質量保存則 (1) を、(3)式ならびに x 方向の気相・固相の流速が平均的に等しい ($u_g = u_p = u_m$) として書き直すと、気相に関して、

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(1-C)] + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(1-C)u_m] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho(1-C)w_g] = b\sigma C \quad (10a)$$

また、固相に関しては、

$$\frac{\partial}{\partial t} [\sigma C] + \frac{\partial}{\partial x} [\sigma C u_m] + \frac{\partial}{\partial z} [\sigma C w_p] = -b\sigma C \quad (10b)$$

となる。次に運動量保存則 (2a)式は、 $i=m$ として、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_m u_m] + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_m u_m u_m] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho(1-C)u_m w_g + \sigma C u_m w_p] \\ & = \rho_m g \sin \theta - \frac{\partial p_m}{\partial x} - \frac{\partial \tau_m}{\partial z} \end{aligned} \quad (11a)$$

のように表される。なお、 $p_m \simeq p_s$ 、 $\tau_m \simeq \tau_s + \tau_t$ である。一方、 z 方向に関しては、気相および固相について、それぞれ (2b)式より、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho(1-C)w_g] + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(1-C)u_m w_g] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho(1-C)w_g w_g] \\ & = -\rho g \cos \theta - \frac{\partial p_g}{\partial z} + \frac{\partial D}{\partial z} + b\sigma C w_g \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\sigma C w_p] + \frac{\partial}{\partial x} [\sigma C u_m w_p] + \frac{\partial}{\partial z} [\sigma C w_p w_p] \\ & = -(\sigma - \rho) C g \cos \theta - \frac{\partial p_p}{\partial z} - \frac{\partial D}{\partial z} - b\sigma C w_p \end{aligned} \quad (11c)$$

となる。

ここで、外力である重力と応力が釣り合った定常状態を考えることにすれば、 $\partial/(\partial t) = \partial/(\partial x) = 0$ 、および $w_p = 0$ であり、さらに、 σ が ρ に比べて十分に大きく、かつ、 b が小さくて流動中の固相の質量減少が無視できるものとすれば、流れの基礎方程式として、気相の連続式、

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ \rho(1-C)w \} = b\sigma C \quad \dots\dots\dots (12)$$

x 方向の応力の釣り合い式、

$$\sigma C g \sin \theta + \frac{d\tau}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

z 方向の応力の釣り合い式、

$$\sigma C g \cos \theta + \frac{dp_s}{dz} + \frac{dD}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

が得られる。ただし、 w_p を w 、 p_p を p_s 、 τ_m を τ と書き改めている。また、(11a)式から (13)式を得る際には、オーダー比較により (11a)式の左辺第3項を微小と見なして省略している。

以下ではこれらの基礎方程式を用いて、定常等流状態の流れの内部構造の検討を行う。

4. 火砕流本体部の内部構造

4.1 粒子濃度

火砕流本体部の底面付近に存在する「底層」においては、ガス流による揚圧力が十分でないために、外力の一部が粒子骨格応力で受け持たれている。つまり、粒子は平均的に常に互いに接触して支えられながら流下方向に移動しているものと考えられる。粒状体においてこのような挙動が可能な粒子濃度の範囲は、均一な球形粒子 ($\phi_{sp} = 1.0$) の場合、およそ 0.55 ~ 0.64 とされている³⁾。ただし、球でない粒子ではこれよりも小さくなる。この濃度の上限値 0.64 は、このような濃度以上では粒子同士のかみ合わせによりせん断が不可能となるもので、土石流の研究では堆積層の濃度 C_* と表現しているものである。一方、このような濃度の下限値は、吹き上げる流体の速度を大きくしていったときに、粒子に働く重力と抗力が初めて釣り合って流動化状態となる濃度 C_{mf} に対応していると思われる。よって、底層の粒子濃度は $C_{mf} \sim C_*$ の範囲に分布し、底層の上面の流動層との境界で C_{mf} 、ガス流速が 0 となる底面では C_* 程度となっているものと思われる。従来の実験による粒径と C_{mf} との関係⁴⁾によれば、粒径 $d = 80 \mu m$ では、均一な球形砂で $C_{mf} = 0.52$ 程度、非球形砂で $C_{mf} = 0.42$ 程度になっている。

流動化状態では、粒子間隙を縫って上昇するガス流によって粒子群が支えられ、個々の粒子骨格応力が消滅することによって液体状の流動性を示す。したがって、流動層の濃度は C_{mf} 程度かそれ以下となっているであろう。いま仮に、斜面上にガスを発生している流動層が静かに置かれた場合を想定すれば、上昇ガス流による抗力と重力との釣り合い条件は、(14)式で $p_s = 0$ とすることにより、

$$\sigma C g \cos \theta + \frac{dD}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

である。本体部が高濃度であることを考慮して、Ergun の式(7a) の第1項のみを考え、 $w_p = 0$ とした

$$-\frac{dD}{dz} = \frac{150\mu w}{\phi_{sp}^2 d^2} \left(\frac{C}{1-C} \right)^2 \dots\dots\dots (16)$$

を (15) 式に代入して得た微分方程式を、底層と流動層の境界面 $z=h$ において $C=C_{mf}$ という境界条件のもとに積分すると、

$$z=h - \frac{\phi_{sp}^2 g d^2 \cos \theta}{150 b \nu} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{C_{mf}^2} - \frac{1}{C^2} \right) + 3 \ln \frac{C_{mf}}{C} - 2(C_{mf} - C) \right\} \dots\dots\dots (17)$$

のような濃度分布が求められる。これは b が 10^{-5} 程度と小さい場合にはほぼ一様な分布形を示すが、 b が大きくなるにつれて下に凸の放物線状の分布形で上方の濃度が小さくなることを示している。しかしながら、実験によれば、本体部はほぼ一様な濃度分布を持っている。この相違は、実際の流れ場では、ガス流による対流と斜面方向のせん断によって発生する乱れのために流動層全体が混合され、濃度が一様化していることによると考えられる。このような訳で、ガス噴出率 b が極端に大きくない限り、流動層の濃度はほぼ C_{mf} に近い代表値 C_0 の一様分布をしていると考えられ、不規則な形状をした粒子では C_* も C_{mf} よりやや大きい程度であるので、本体部全体を通じて一定の濃度 C_0 を持っていると考えてよいであろう。実験によれば、 $C_0 = 0.40 \sim 0.45$ 程度であり、実際の火砕流でも本体部の土砂濃度はおよそ 40～45% の一定値と見てよいであろう。

4.2 底層の厚さおよび粒子骨格応力の分布

気相の連続式(12)を境界条件 $z=0$ で $w=0$ を用いて積分すると、

$$\rho(1-C_0)w = b\sigma C_0 z \dots\dots\dots (18)$$

となる。これと (14) 式および (16) 式から、 w と dD/dz を消去することより、

$$\frac{dp_s}{dz} = -\sigma C_0 g \cos \theta + \frac{150 C_0}{\phi_{sp}^2 (1-C_0)^3} \frac{b\nu\sigma C_0^2}{d^2} z \dots\dots\dots (19)$$

が得られる。 $z=h$ で $dp_s/dz=0$ となっているとすれば、上式より底層の厚さが

$$h = \frac{\phi_{sp}^2 (1-C_0)^3}{150 C_0} \frac{g d^2 \cos \theta}{b\nu C_0} \dots\dots\dots (20)$$

のように求められる。流動化開始時においては、 C_{mf} と ϕ_{sp} の間に

$$\frac{C_{mf}}{(1-C_{mf})^3} \simeq 11.1 \phi_{sp}^2 \dots\dots\dots (21)$$

のような関係があることが分かっている⁴⁾ので、(20)式は

$$h = \frac{g d^2 \cos \theta}{1650 b\nu C_0} \dots\dots\dots (22)$$

と書ける。ただし、 h は本体部の総厚 H を越えることができないので、実際の底層上面位置は

$$h = \min \left\{ \frac{g d^2 \cos \theta}{1650 b\nu C_0}, H \right\} \dots\dots\dots (23)$$

で表されることになる。

(20)式を(19)式に入れて、 $z=h$ で $p_s=0$ を用いて積分すると、

$$p_s = \frac{1}{2} \sigma C_0 g \cos \theta h \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2 \dots\dots\dots (24)$$

のような p_s の分布形が得られる。

4.3 本体部の層厚の決定機構

流動層は一種の流体のごとくふるまうので、その流動厚さ H_0 は流れの抵抗則に規定され、

$$H_0 = \frac{q_s}{C_0 V} \dots\dots\dots (25)$$

という関係を満足するはずである。ここに、 q_s は本体部単位幅粒子流量、 V は本体部断面平均流速である。しかし、今想定しているような斜面直角上向きに連続的にガス流速が増大する流動層では、個々の粒子に作用する抗力が重力と釣り合ってしまうような高さ H_c が存在する。これより上方では、もはや粒子同士が拘束されることなく、自由に系外に持ち去られてしまうであろう。

粒子が球の場合、粒子1個に働く重力と抗力の釣り合い式は、

$$\frac{\pi}{6} d^3 (\sigma - \rho) g \cos \theta = \frac{\pi}{8} C_D \rho w^2 \dots\dots\dots (26)$$

であるから、(18)式を代入して解くことにより、

$$H_c = \frac{1 - C_0}{18} \frac{g d^2 \cos \theta}{b \nu C_0} \dots\dots\dots (27)$$

が得られる。したがって、本体部の実際の厚さは

$$H = \min \{H_0, H_c\} \dots\dots\dots (28)$$

で与えられることになる。そして、 $H=H_0$ のときには、粒子の系外への飛び出し面は本体部よりも上方の熱風部に存在する。

4.4 流れの底面の位置

これまでの議論は元の底面から上の全層が流動していることを前提としているが、実際には外力(重力)による駆動力が抵抗力を上回らない限り流下することはできない。重力によるせん断力と降伏応力が釣り合うとして計算される移動床底面の高さ h_0 は

$$\sigma C_0 g \sin \theta (H - z) = \tau_s \dots\dots\dots (29)$$

で与えられる。(4)式および(24)式を(29)式に代入して解けば、

$$h_0 = h \left[1 - \frac{\tan \theta}{\tan \phi} - \sqrt{\frac{\tan \theta}{\tan \phi} \left\{ \frac{\tan \theta}{\tan \phi} + 2 \left(\frac{H}{h} - 1 \right) \right\}} \right] \dots\dots\dots (30)$$

が得られる。この式は θ と H/h の組み合わせに応じて、 h_0 が正になったり負になったりすることを示している。 $h_0 > 0$ のときには底面に厚さ h_0 の堆積を生じながら流れると考えられるが、 $h_0 < 0$ の場合には、 $0 < z < h_0$ の部分が移動できるかどうかは斜面と流れの状況によると考えられる。斜面がしっかりしていて

侵食が起こりにくい場合には固定床条件となり、斜面が以前の堆積物でゆるやかに覆われているような場合には、流れの掃流力によって集合流動する可能性がある。しかし、今回行った移動床条件下の実験ではほとんど侵食が見られなかった。これは上部の流動層は乱流状態であるとはいえ、平衡条件を満足しながら流れている火砕流では、粒子骨格応力に支えられた底層が存在するので、底面侵食が起こりにくいと考えられる。このような場合、 h_0 が負と計算されても $h_0 = 0$ とみなしてよいことになる。

5. 熱風部の構造

熱風部は本体部から巻き上げられた粒子によって構成されているが、その巻き上げには、せん断による乱流混合効果と上昇ガス流の効果の二つが寄与していると考えられる。火砕流の発生初期においては、この二つの効果がともに重要な役割を演じて熱風部が形成されていくのであろうが、やがて流下に伴って平衡状態に達したときには、本体部と熱風部との境界面は安定し、 H_c 以下の高さでは、乱流混合効果よりも、むしろ粒子濃度が変化することによって各高さにおける重力と抗力が釣り合った平衡状態が達成されるものと考えられる。このような考え方による熱風部の濃度分布は、基本的には本体部流動層の濃度分布を議論したのと同様の議論によって求めることができるが、熱風部では粒子濃度が 40% から 0% まで連続的に分布することから、揚圧力の式として (7a) および (7b) の両方を用いる。ただし、Ergun の式では第 2 項を無視する。これらより、熱風部の平衡状態における濃度分布を表す微分方程式が

$$\frac{dC}{dz} = -\frac{150 b \nu}{\phi_{sp}^2 g d^2 \cos \theta} \frac{C^3}{(1-C)^2(1+2C)} ; \quad C \geq 0.2 \quad \dots\dots\dots (31a)$$

$$\frac{dC}{dz} = -\frac{18 b \nu}{\phi_{sp}^2 g d^2 \cos \theta} \frac{C}{4.65(1-C)^{3.65}} ; \quad C < 0.2 \quad \dots\dots\dots (31b)$$

のように求められる。境界条件は $z=H$ で $C=C_0$ および $C=0.2$ となる z で上下の濃度が連続となることである。

Fig. 2 は本体部と熱風部を通じて上記のような考え方で求めた濃度分布を実験値と比較したものである。熱風部上方で実験値の方がより低い位置で濃度が小さくなる傾向がでていますが、総じて実験の傾向がうまく説明できている。

なお、理論曲線の計算に必要なガス発生率 b の値は、次のようにして推定している。すなわち、(26)式は (9)式を用いて

$$\sigma C g \cos \theta = 18 \frac{\mu w}{d^2} C \quad \dots\dots\dots (32)$$

のように変形できるが、この式の左辺は (15)式より $-dD/dz$ に他ならないから、(7b)式に実験から得られた C の分布を入れることにより、同じ高さで (7b)式と (32)式が一致するように b を決めることができる。Table 1 中に示した b の値はこのようにして求めたものである。

濃度分布に関する以上の議論において重要なことは、斜面直角方向応力の内、粒子衝突によって発生する圧力 p_d などの速度勾配に依存する成分が相対的に無視できるような場においては、重力と抗力の釣り合いだけで単独に濃度分布が規定されるという近似が成り立つことである。これより、濃度場と速度場を分離した簡便な取り扱いが可能となっている。

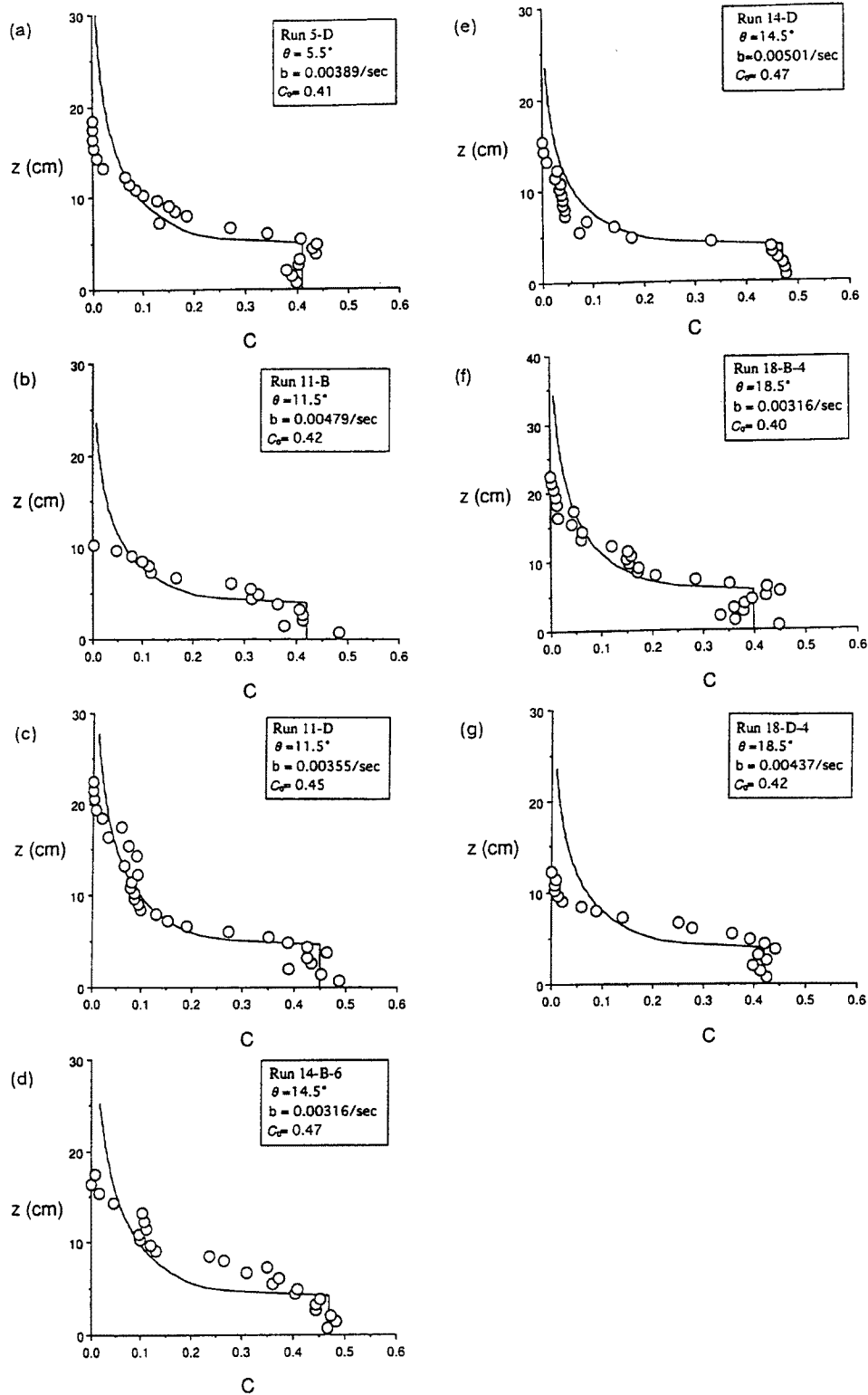


Fig. 2. Theoretical distribution of the solids concentration compared with the experimental one

6. 本体部の抵抗則

本体部の粒子濃度を $C=C_0$ （一定）とみなせば、 x 方向の釣り合い式(13) は、積分によって

$$\sigma C_0 g \sin \theta (H-z) = \tau \dots\dots\dots (33)$$

と書くことができる。ここで、右辺の τ は、底層では

$$\tau = \frac{1}{2} \sigma C_0 g \cos \theta \tan \phi h \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2 + \sigma C_0 l^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \dots\dots\dots (34a)$$

であり、流動層では

$$\tau = \sigma C_0 l^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \dots\dots\dots (34b)$$

と書けるものとする。ここに、 l ：粒子・ガスが一体となった混合流体の混合距離であり、簡単のために全層が流れるものとして、 $l = \kappa(z - h_0)$ 、 $h_0 = 0$ とする。(34)式を (33)式に入れて du/dz について解くと、底層に対して

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \sqrt{1 - \frac{1}{2} \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \frac{h}{H} \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2} \dots\dots\dots (35a)$$

流動層に対して

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \dots\dots\dots (35b)$$

を得る。ここに、 $u_* \equiv \sqrt{gH \sin \theta}$ である。ただし、(35)式を得るのには通常の乱流に対する対数則を導く際と同様に z が H に比べて十分に小さいとしている。

さて、先の考察から、 $h_0 = 0$ とすると、(30)式より $(\tan \phi / \tan \theta)(h/H) = 2$ となるので、(35a)式は

$$\frac{du}{dz} = \sqrt{1 - \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2} \frac{u_*}{\kappa z} \dots\dots\dots (36)$$

となる。これを境界条件 $z=0$ で $u=0$ のもとに解くと

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \cos^{-1} \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \sqrt{1 - \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

が得られる。さらに、底層の断面平均流速は

$$V_1 = \frac{1}{h} \int_0^h u dz = \frac{u_*}{\kappa} \left(1 + \frac{\pi^2}{8}\right) \dots\dots\dots (38)$$

で表される。また、底層と流動層との境界面における流速 u_h は、(37)式で $z=h$ とすることにより

$$u_h = \frac{u_*}{\kappa} \left(1 + \frac{\pi}{2}\right) \dots\dots\dots (39)$$

となる。

次に (35b)式を境界条件 $z=h$ で $u=u_h$ を用いて積分すれば、流動層の流速分布が

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{h} + 1 + \frac{\pi}{2} \right) \dots\dots\dots (40)$$

のように求められる。そして、流動層の断面平均流速 V_2 は

$$V_2 = \frac{1}{H-h} \int_h^H u dz = \frac{u_*}{\kappa} \left(\frac{1}{1-h/H} \ln \frac{H}{h} + \frac{\pi}{2} \right) \dots\dots\dots (41)$$

となる。また、本体部表面流速 u_H は (40) 式で $z=H$ とすることにより

$$u_H = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{H}{h} + 1 + \frac{\pi}{2} \right) \dots\dots\dots (42)$$

と求められる。

これらの結果を用いれば、底層および流動層を含む本体部全体の断面平均流速 V として

$$V = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \left(1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h}{H} - \ln \frac{h}{H} + \frac{\pi}{2} \right\} \dots\dots\dots (43)$$

が求められる。すなわち、本体部の流れの抵抗は、本体の全層厚に対する底層の厚さの比 h/H および乱れのスケールを表現する定数 κ の2つの無次元数に支配されることが分かる。層厚比 h/H および κ による流速係数 V/u_* の変化を Fig. 3 に示す。なお、底層厚 h には (23) 式でも明らかなように、粒径 d 、ガスの動粘性係数 ν およびガスの噴出率 b などの諸パラメータが含まれており、一方、 H には供給の規模が反映される。このように (43) 式は、従来の対数則等の当てはめでは表現しきれなかった火砕流の流動特性を、ガス噴出モデルに基づいてよく表現できている。

Fig. 4 は理論式 (37) および (40) による流速分布と実験結果を比較したものである。分布形状のみならず流速の絶対値も比較的良好に説明できていることが分かる。ただし、流速の絶対値を合わせるためには、カルマン定数としては 0.7 ~ 1.0 程度と通常の気流や清水乱流の場合よりも大きくとらねばならない。これは上昇ガス流による乱れの促進効果が、粒子混入による乱れの抑制分を上回って寄与しているためである。

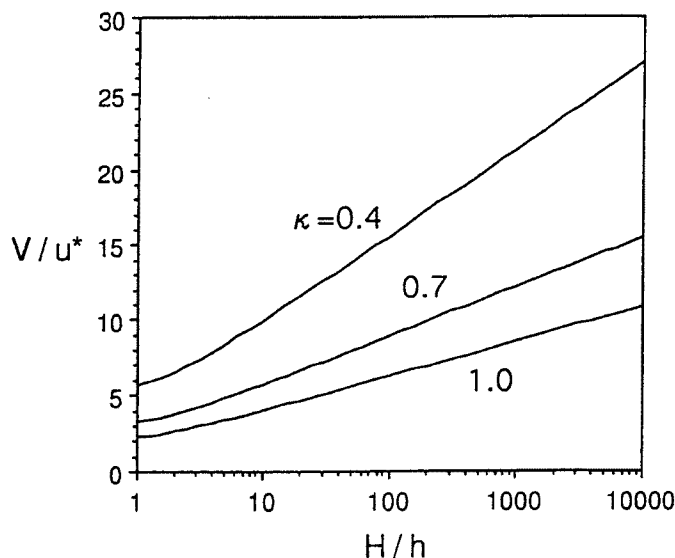


Fig. 3. The dimensionless velocity versus the ratio of the thicknesses of layers

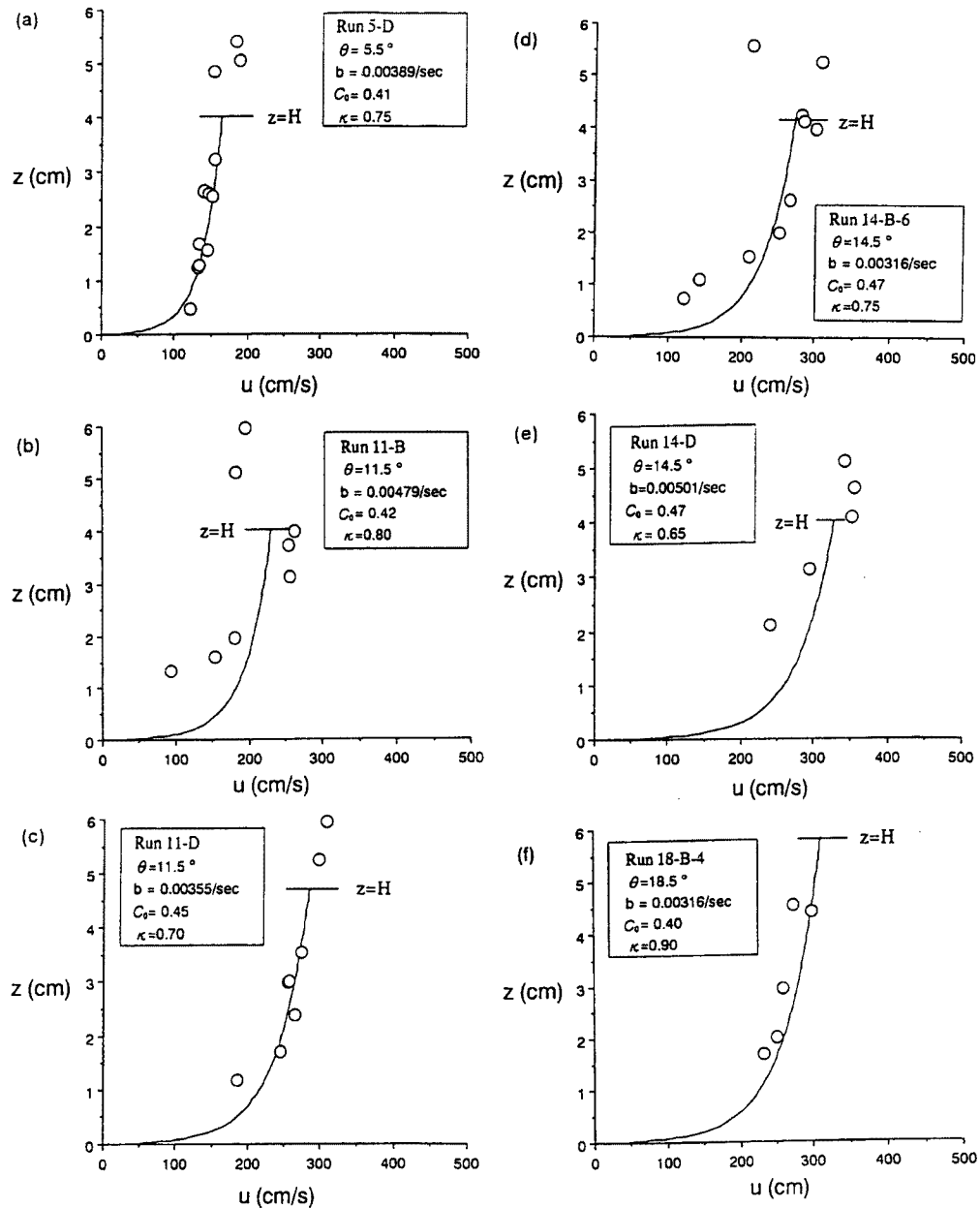


Fig. 4. Theoretical velocity distribution in the main body compared with the experimental one

ると理解される。

(25)式によって H が決まっているものとして、(43)式を用いて、本体部単位幅流砂量 q_s と H の関係を書くと

$$q_s = C_0 H \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \left(1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h}{H} - \ln \frac{h}{H} + \frac{\pi}{2} \right\} \dots\dots\dots (44)$$

である。この式と実験結果との比較を Fig. 5 に示す。ここで、流砂量 q_s と流動深 H のみを測定した実験では、粒子濃度 C_0 に関するデータがなく、したがって b および h の値も不明であるが、 C_0 はどのケース

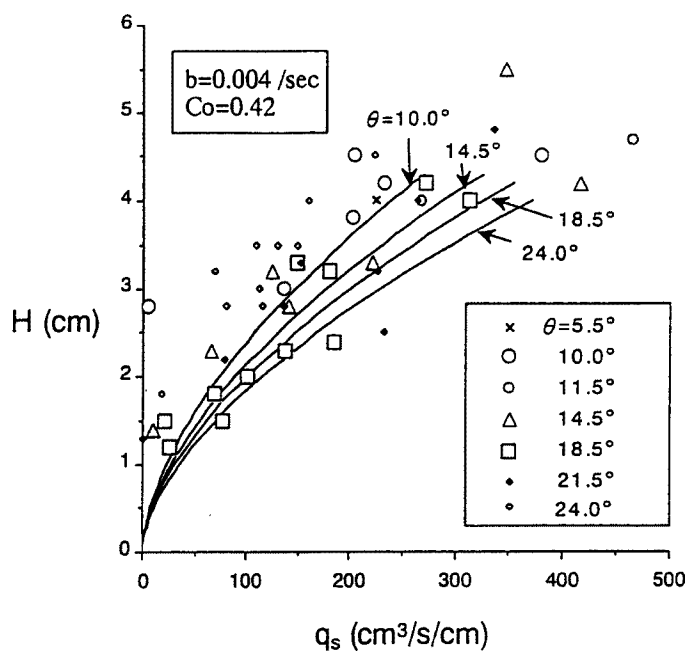


Fig. 5. The thickness of the main body versus sediment discharge

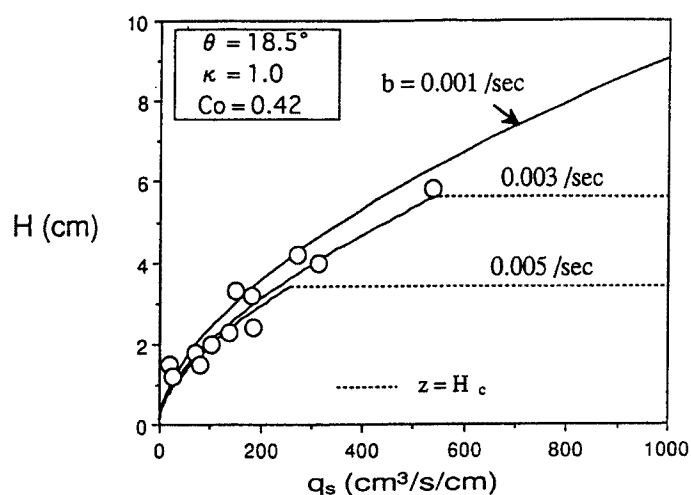


Fig. 6. The effect of b to the thickness of the main body

でもほぼ一定であると考えられるので、 $C_0 = 0.42$ として計算している。また、 b の値は、Fig. 6に q_s と H の関係に対する b の変化の影響を調べた結果を示したように、 H_c には大きく影響するが、 q_s と H の関係には顕著な影響を及ぼさない。したがって、実験での b が分かっているケースでの平均的な値として、 $b = 0.004/s$ を与えた。Fig. 5を見ると、勾配の大きい 21° および 24° のケースでは下流端で採取した流砂量 q_s が小さく求まっている。一般にある勾配以上になると流速が減少するという事は考えにくいので、この理由として4mの実験流路内で流れが定常状態に達していなかった可能性が考えられる。以上の点を除けば、Fig. 5の他のケースで実験結果と理論はよい対応をしている。

ここで導いた火砕流本体部の流速分布形の特徴を見るために、ニュートン流体の放物線分布、滑面乱流の対数則、石礫型土石流に適用されるダイラント流体の流速分布⁵⁾とを無次元流速分布の形で Fig. 7 に示している。これより、ここで示したモデルの特徴として、１）乱れによる運動量輸送が存在するために、

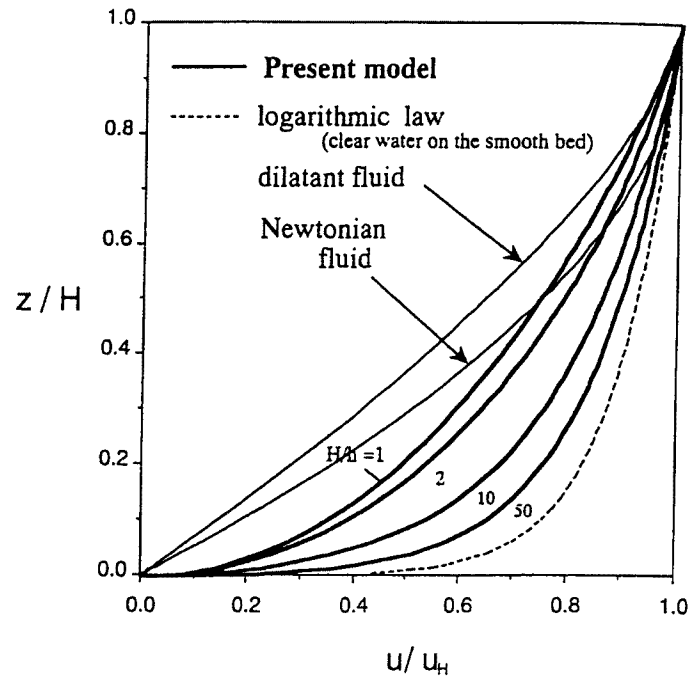


Fig. 7. Various patterns of velocity distribution

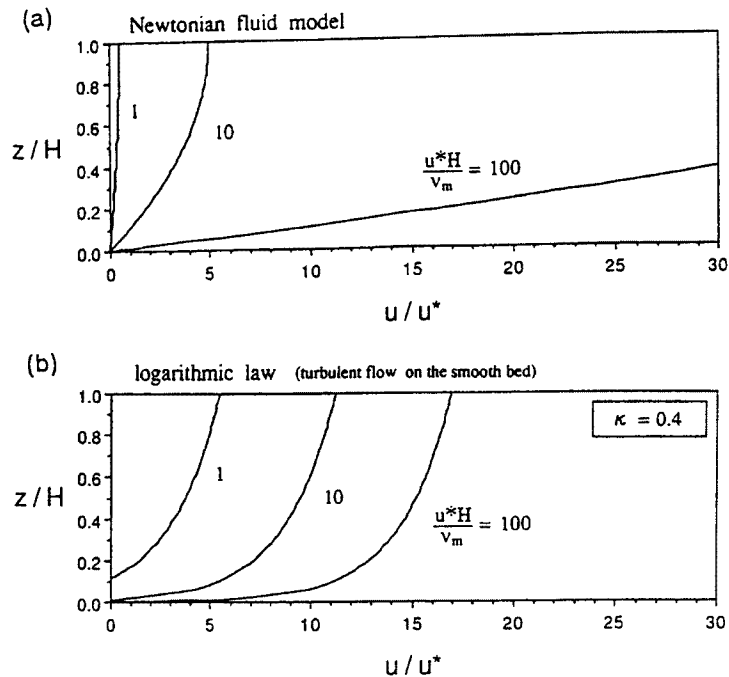


Fig. 8. Velocity distributions by various fluid models

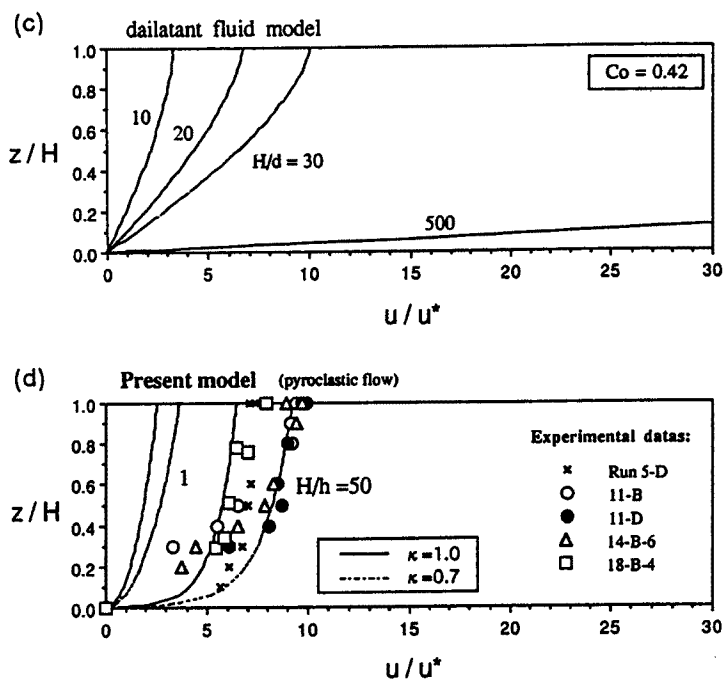


Fig. 8. Continue

層流のニュートン流体やダイラタント流体よりも一様な分布形となっている、2) 粒子間摩擦による散逸がある底層が存在するため、通常対数則よりも流速分布形が緩やかになっていることが挙げられる。

しかし、より重要なのは流速の絶対値であるので、上述の各種流動モデルに含まれる無次元パラメータ ($u_* H/\nu_m$, H/d および H/h) を変化させて、比較した結果を Fig. 8 に示す。実験条件に相当する $H/d = 500$ とした場合、ダイラタント流体モデルは全く実験値を説明しないことは明らかであり、また、ニュートン流体や通常対数則では、実験値を説明するためには、 $u_* H/\nu_m = 10 \sim 20$ 程度となる必要がある。実験条件に即して、 $\theta = 15^\circ$, $H = 4$ cm, $\rho_m \approx C_0 \sigma = 1.11$ g/cm³ とすると、これは粘性係数 μ_m を 600 ~ 1400 cps 程度に見積もっていることとなり、見かけ上 μ_m を過大に与えなければならないことが分かる。このような粘性係数が実際に過大であることは、実験材料を流動化させたものをかき混ぜたときにほとんど抵抗がないことから実証できる。また、雲仙普賢岳の火砕流シミュレーションに用いられた粒子流モデル⁶⁾では、今回の実験で得られたような流速分布形を説明できない上に、見かけの粒子間摩擦係数を小さくする物理的な考え方が曖昧で適用性には大いに疑問があると言わざるを得ない。

7. 熱風部に関する検討

前報¹⁾においては、実験結果からせん断力の高さ方向の分布が Fig. 9 (a) のようであると推測されることから、せん断力の極大値の高さ $z = H_1$ までを本体部とみなし、高さ H から H_1 までの層ではその層厚のスケールでの激しい混合があり、それより上の層とは機構が異なっているとして、流速分布形を導いた。しかし、今回追加した実験では、 $z = H_1$ の位置に必ずしも流速分布の変曲

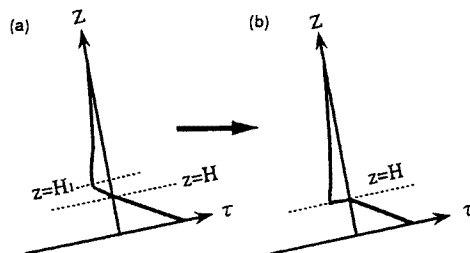


Fig. 9. Conceptual diagram of the distribution of shearing stress

点が認められないことと、可視的な本体部の表面 $z=H$ が粒子濃度の減少し始める高さに一致することから、簡単に、このような中間層は薄いものとして省略し、Fig. 9 (b) のようなせん断力の分布に近似して考えることにする。このとき、熱風部のせん断力は

$$\tau = \int_z^{H_\infty} \rho_m g \sin \theta dz \approx \rho g \sin \theta \int_z^{H_\infty} C dz \quad \dots\dots\dots (45)$$

と書けるであろう。ただし、 H_∞ は粒子が存在する限界の高さで、平衡状態では H_c に対応しているものと考えられる。

熱風部は明らかに乱流状態にあるので、ここでも

$$\tau = \rho_m l_u^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (46)$$

とする。ここに、 l_u は熱風部における混合距離である。

したがって、定常状態での熱風部の流速分布は

$$\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{g \sin \theta}}{l_u} \sqrt{\int_z^{H_\infty} C dz} \quad \dots\dots\dots (47)$$

で与えられる。しかし、実際には l_u の大きさや分布が不明であるので、ここでは、濃度分布と流速分布の両方の実験値が得られている 7 ケースについて、 l_u の分布を (47) 式から逆算してみた結果を Fig. 10 に示す。ただし、縦軸は本体表面からの高さ ($z-H$) である。この図によれば、Run 11-D, 14-D, 18-D-4 のように、中間層に相当する部分が認められるケースでは、界面付近で l_u が大きく計算されているが、総じて l_u は高さ方向に一様な分布になっていることが分かる。上方に至っても混合距離が顕著に小さくならないのは、濃度分布と上昇ガス流の影響によると考えられる。

上記のような情報から、ここでは各実験ケースのおよその l_u を読みとり、これを定数として (47) 式に用

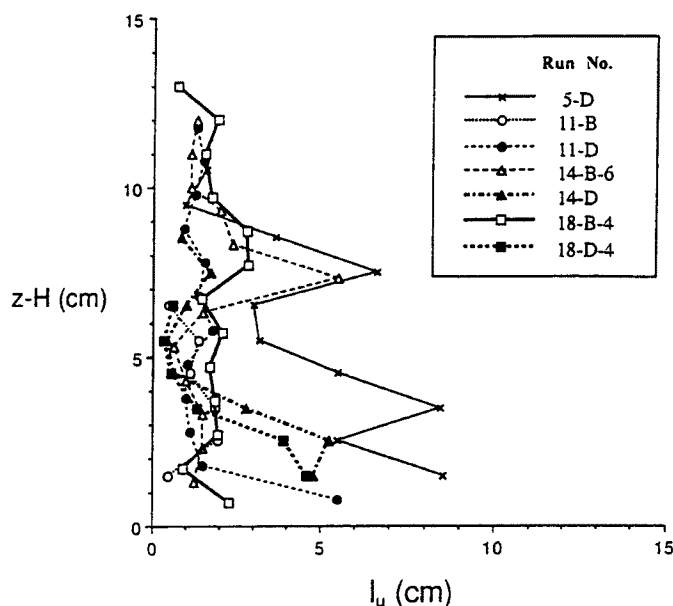


Fig. 10. Distribution of the mixing length in the hot ash cloud layer

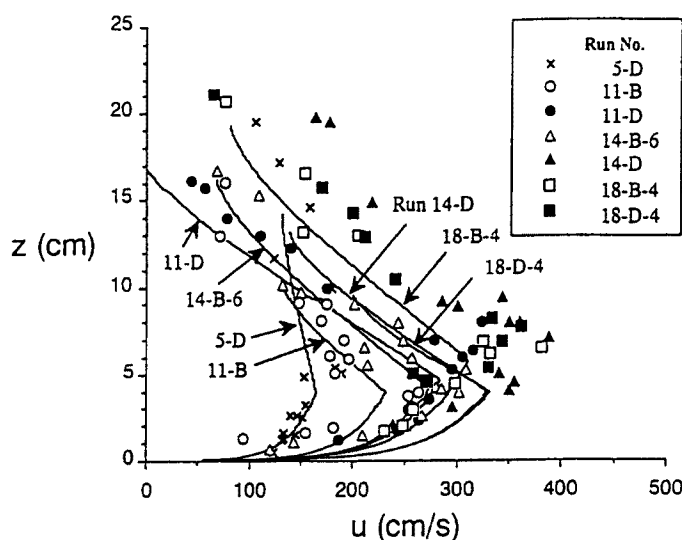


Fig. 11. Velocity distribution in the hot ash cloud layer

いて熱風部の流速分布を求めた結果を実験データと合わせて Fig. 11 に示す。なお、濃度分布は理論式(31b) で与え、 H_∞ は実験値で $C < 0.01$ となる高さとした。また、流速の境界条件は、本体部の流速分布式で計算される流速と $z=H$ においてその値 u_H が連続となるように与えている。これら l_u , H_∞ , u_H の各値はまとめて Table 3 に示されている。熱風部の流速分布が第1近似的にはこのようなモデルで表現できることが分かる。

Table 3. Some characteristic quantities in the hot ash cloud layers

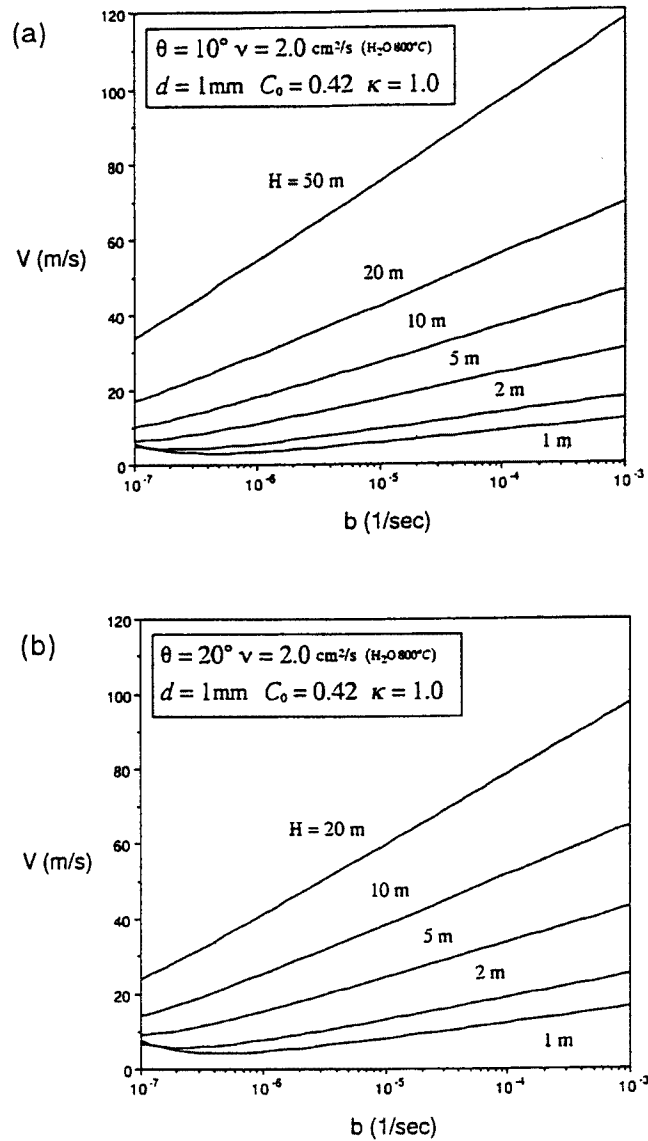
Run No.	H [cm]	u_H [cm/s]	l_u [cm]	H_∞ [cm]
5-D	4.0	165	5.0	14.3
11-B	4.0	232	1.2	10.3
11-D	4.7	284	1.2	18.2
14-B-6	4.2	274	1.7	16.4
14-D	4.0	328	1.2	13.3
18-B-4	5.8	310	2.0	19.4
18-D-4	4.0	331	1.0	9.7

8. 現実の火砕流への適用性

(43)式で計算される本体部の断面平均流速 V とガス発生率 b の関係を層厚 H をパラメータとして、Fig. 12 に示す。なお、層厚 h は (22)式によって求めたが、式中の d については従来の資料を参考として 1 mm とした。また、ガスの動粘性係数 ν の値としては、火山ガスの主成分である水蒸気の 800°C の値 2.0 cm^2/s を用いている。 b が大きくなれば流動性が増して流速が大きくなることが分かる。

また、流速係数によって比較すれば、(43)式で $\kappa = 1.0$ として、 $H/h = 1 \sim 100$ に対して、 $V/u_* = 2.2 \sim 6.2$ となる。雲仙での観測によれば、 $V/u_* = 3 \sim 7$ 程度であり、勾配が大きいほど V/u_* は大きいとされている。これが仮に等流状態の値であると仮定して逆に (43)式から H/h を求めると、流下にともなって $H/h = 200 \sim 3$ のように変化していることになる。

従来の堆積層の厚さから推定して、メラピ型火砕流の H はオーダ的には $10^0 \sim 10^1$ m 程度と推測され、これに関する詳細な情報が得られれば、逆に b の値をある程度推定することも可能になる。例えば、石川ら⁷⁾は、インドネシアのスメル火山で観測された火砕流の等流状態と思われる区間での流速と勾配の関係が経験的に、 $V[\text{m/s}] = 100 \tan^{1.5} \theta$ で与えられるとしているが、これに $\theta = 20^\circ$ を代入すると、 $V = 22$ m/s となり、 H としてこの場合の堆積深 4 m をとれば、Fig. 12 (b) によって $b = 1 \times 10^{-5}/\text{s}$ 程度と見積もることができる。同様に、雲仙岳で経験式 $V[\text{m/s}] = 70 \tan^{1.8} \theta$ で、 $\theta = 20^\circ$ とすれば、 $V = 11.4$ m/s となり、

Fig. 12. Mean velocity of the main body versus b

$H = 4 \text{ m}$ とすれば、同図を参照して $b = 5 \times 10^{-7}/\text{s}$ を得る。

9. 停止・堆積過程に関する考察

9.1 堆積機構

流動の底面高さ h_0 を (30) 式で与えた。この h_0 が正となる場合には底面から堆積が起こることになる。この条件は

$$\frac{\tan \theta}{\tan \phi} < \frac{1}{2} \frac{h}{H} \dots\dots\dots (48)$$

である。上式は h を (22)式で与えれば、

$$\frac{\tan \theta}{\tan \phi} < \frac{gd^2 \cos \theta}{3300 b \nu C_0 H} \quad \dots\dots\dots (49)$$

と書き直せる。ただし、底層の厚さ h は H を越えることはできないから、(48)式から

$$\frac{\tan \theta}{\tan \phi} < \frac{1}{2} \quad \dots\dots\dots (50)$$

となっている必要がある。また、 H は H_c よりも大きくなれないことから、 H_c を (27)式で与えれば、

$$\frac{gd^2 \cos \theta}{18 b \nu C_0 H} \frac{1-C_0}{C_0} > 1 \quad \dots\dots\dots (51)$$

が成立しているものと考えられる。

以上より、実際には (49)式、(50)式、(51)式が成立する範囲で堆積が生じることになる。この条件の成立範囲を、今回の実験および実際の火砕流において推定される条件下で、本体厚さ H をパラメータとして表したのが Fig. 13 である。一例として、 $H = 1 \text{ cm}$ および $H = 1 \text{ m}$ に対して堆積を生じる領域にハッチを施しているが、 b が大きいほど緩勾配斜面まで堆積しないことが分かる。

また、流下に伴って b や勾配が減少して堆積が始まった後の堆積物の厚さの変化は、(30)式を H/h について解くことによって求められる。これによれば最も流れ難い条件である $H/h = 1$ の場合でも、 $\tan \phi = 0.8$ のとき、 $\theta > 21.8^\circ$ 以上の急勾配斜面では、ガス噴出が継続している限り、堆積が生じないことが分かる。一方、 $\theta = 0^\circ$ のときは $h_0 = h$ であり、流動化していない底層においてはその全体が堆積することになる。

以上の議論を実際の火砕流に適用すれば以下のことが言えるであろう。1) b がある程度小さくならない限り、流動層部分はわずかな勾配があれば流動可能である。2) 勾配が緩くなり、また、 b が小さくなると、底層部分の厚みが増し、やがて底部に堆積を生じながら流れ、堆積物の総量が供給火砕物量に等しくなったところで全体が停止するものと考えられる。よって、供給火砕物量（あるいは溶岩ドームの崩落量で代表される発生規模）が到達距離に大きく影響する。

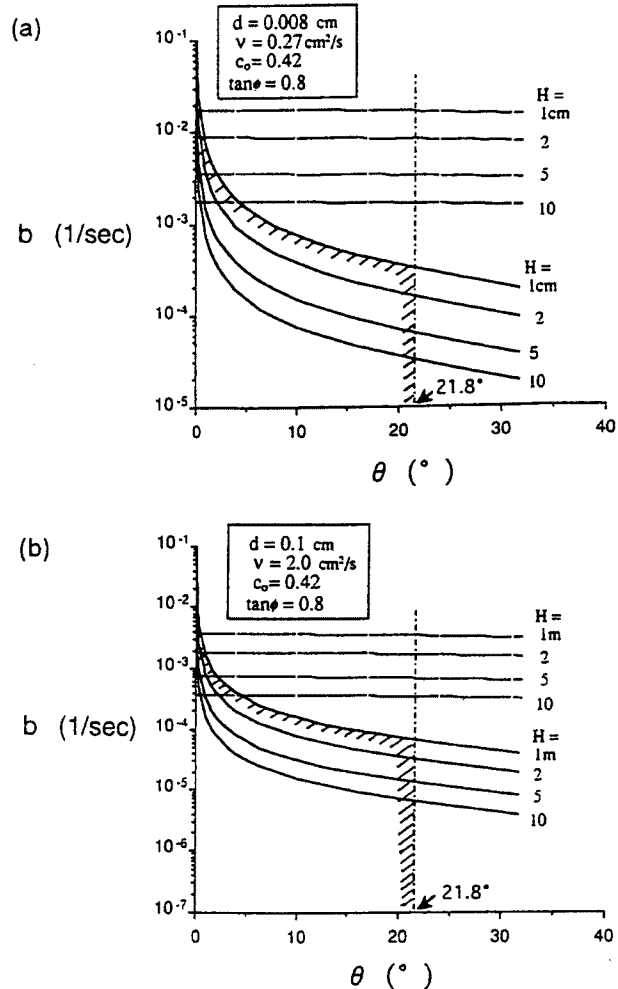


Fig. 13. Criteria for deposition

9.2 実験的検討

Fig. 14 は一定の供給土砂量の下での、重炭酸ナトリウムの混合比 n （したがってガス発生率 b ）の違いによる堆積物の縦断形状の違いを示している。 n が大きいほど下流側流路（勾配 0° ）での到達距離が長く、上流側流路内の堆積厚さが小さくなっている。この傾向は b が大きいほど流動性が高くなるという先の考察を肯定しているが、同じ n の下では供給土砂量が多いほど到達距離が長くなるであろうという予想は、実験では検証できなかった。これは実験での土砂の供給方法に問題があったものと推定される。すなわち、実験では全供給量を増やすと供給時間が増加し、その間に b が減少したことが考えられる。しかし、実際の火砕流では溶岩の崩落量が多いほど流送距離が長くなることが分かっており⁷⁾、急激な b の減少は起こらないものと考えられる。

つぎに、Fig. 15 は下流側流路側方に設置したビデオカメラによって撮影された画像から読みとった火砕流の流速の変化の様子である。横軸は下流側流路上流端からの距離であり、図中の太い実線が先端部の速度変化を示している。なお、Run *B-2 に関しては、熱風部がやや本体に先行して流下する様子が見られたので、これを細い実線で示している。また、多くのケースでは、まず本体先端部が停止し、その上に後続流が何度か段波状に押し寄せて乗り上げながら全体が停止するといった現象が見られたため、後続の段波のうち明瞭に読みとれるものだけを選んで図中に破線で示した。その際、第2波を2nd、第3波を3rdのように示している。そして、図中の V_0 は上流側流路におけるフロントの流下速度である。この図から、先端部は次第にゆっくりと減速して停止に至るのではなく、急速に減速してほとんど停止しかけてまたすぐ加速してほぼ元の速度を回復し、しばらくしてまた、急減速、急加速するという過程を繰り返してやがて全体が一気に停止することが分かる。急減速の後の急加速は後続の段波の到達と符合している。このような現象は雲仙での観測でも認められている⁷⁾。

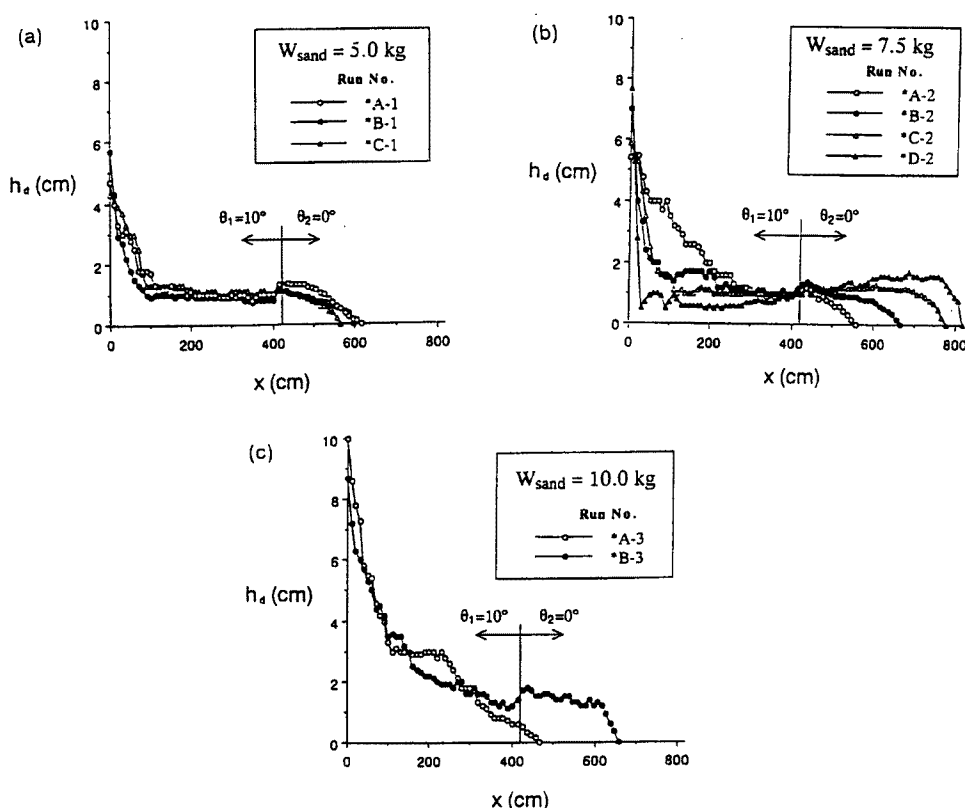


Fig. 14. Longitudinal profile of the deposition

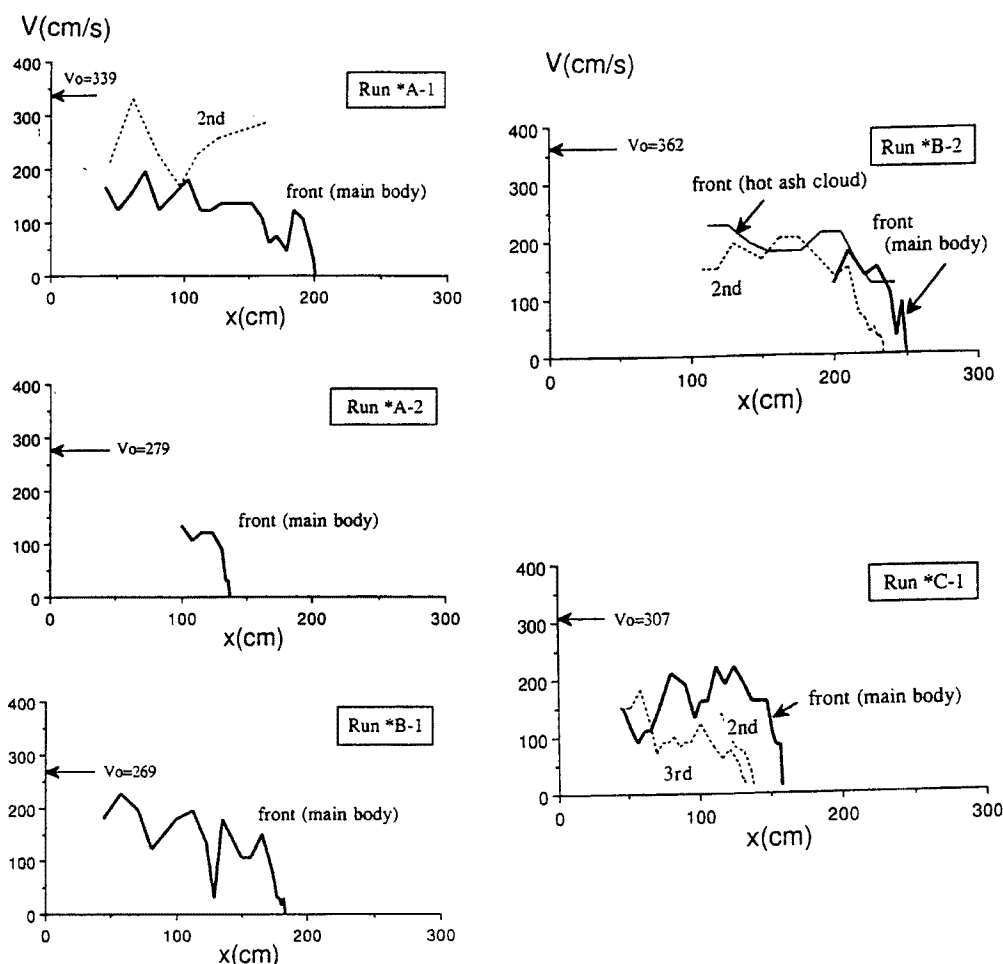


Fig. 15. Change in the velocity in the deposition process

このような段波の形成機構については以下のように考えれば理解できるであろう。すなわち、勾配の減少、ガス発生率の低下、あるいは扇状地へ出て横断方向の拘束がなくなるなどの要因によって、流れの条件が Fig. 13 に示した堆積発生領域に入ると、底面にある厚さの堆積層を生じながら流下を続けることになる。簡単のために水平勾配で考えれば、この層の厚さは底層の厚さに一致する。このとき上部の流動層は流れの抵抗が小さいので、まもなく減速・停止する底層の上部を乗り越えて前方に押し出される。次に、そのようにして前方へ押し出された流動層部分も、間もなくその底部の底層厚に相当する部分が、ある遅れ時間の後に堆積し、残った流動層の上部はさらに薄い流れとなって前方へ押し出されて先端部を形成する。そして、先端部の厚さが底層の厚さに等しくなれば、それは急激に減速して停止する。このような過程は勾配が急変する部分から飛び出した先端を含むある長さの部分で生じ、その後続部は勾配急変部付近にできた堆積物上を新たな先端を形成しながら流下する。そしてこの後続流れが第2波となって前と同様に堆積しながら進む。このような過程が繰り返すのである。

実験においても、本体先端部が停止した後も熱風部が慣性のためなおも流下を続け、まもなく上方へ拡散によって先端は停止するという、実際の火砕流での観測と同様の現象を観察することができた。勾配急変部へ流出した火砕流先端部の形状変化の様子を Fig. 16 に示す。また、熱風部フロント外縁の流速分布の流下方向の変化を Fig. 17 に示す。定常状態と思われる上流側斜面上では本体に引きずられるように上

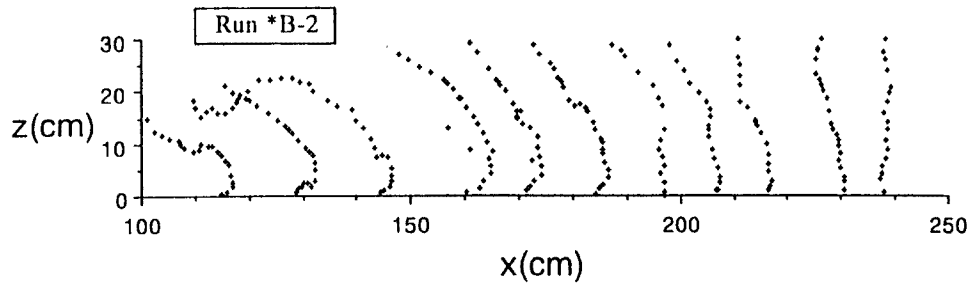


Fig. 16. Variation of the front pattern during the process of deposition

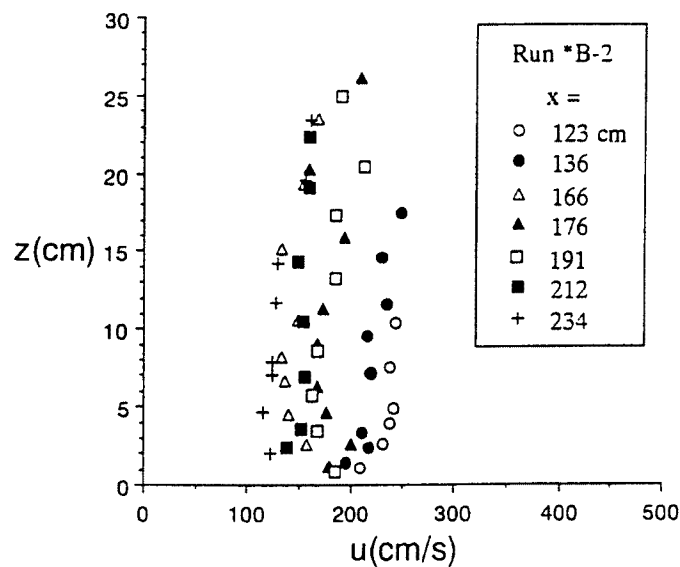


Fig. 17. Variation of the velocity distribution in the front part of the hot ash cloud layer

方に向かって遅くなるような流速分布を示していた熱風部が、ごく薄い本体部が減速・停止した後も慣性でなおも流下を続けるために、そのフロントの流速分布は下に凸となる。やがて上方への拡散によって流下方向の運動量が奪われて全体が減速し、平坦な流速分布となって流下が止まる様子が分かる。

10. 結 論

本論文では、以前と同様に、火砕流の高い流動性が火砕物質からのガス噴出噴出による粒子の浮遊効果によってもたらされるとの考えのもとに、従来無視してきた底層の役割に注目したより厳密な議論を展開して、その流動則を検討し、さらに堆積過程の実験的な検討も行った。得られた成果と今後に残された問題点を整理して結論とする。

1. 火砕流の流動を支配する応力の卓越成分として、流れの底面付近（底層）において生じる粒子骨格応力、高濃度の粒子群が間隙ガスと一体となって生じるマクロな乱流応力、および上昇ガス流によって粒子に作用する揚圧力を考えた応力モデルを提案した。

2. 上記の応力モデルを定常等流状態に適用し、流れの内部構造を明らかにするとともに、底層および流動層における流速分布式、ならびに本体部の抵抗則を導いた。その結果、本体部の流動性は本体に占める底層の厚さの割合によって表現できることが分かった。

3. ガス発生モデルに基づく新たな抵抗則を用いれば、ニュートン流体や乱流の対数則といった従来の抵抗則を当てはめようとすれば、火砕流の見かけ粘性を過大に与えなければならないと言う矛盾が解消される。これは、従来底層を無視していたために、その部分でのエネルギー散逸を本体部全体にしわ寄せしていたことを修正したことによる。ただし、実験結果との対応からは、カルマン定数が 0.7 ~ 1.0 程度のようなになる。このような大きな値となるのは、上昇ガス流による乱れの増大効果と考えられるが、さらに詳しい検討が必要である。

4. 熱風部に関しては、平衡状態において、ほぼ重力とガス流による抗力が均衡するものとして導かれる濃度分布式によって実験結果がよく説明されることが分かった。しかし、抵抗則に関しては、混合距離の考え方等まだ検討課題が残されている。

5. 火砕流の堆積は、土砂流同様に重力によるせん断応力が減少して降伏応力に等しくなった場合に生じるが、その降伏応力が上昇ガス流による揚圧力のために著しく小さくなっていることから堆積が進行しにくく、非常に緩い勾配でも流下できることが分かった。しかし、堆積過程に関する定量的な扱いについては今後の課題として残されている。

最後に、本研究には文部省科学研究費一般研究 B (課題番号 06452414, 研究代表者: 高橋 保) の援助を受けたことを記し、感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 高橋 保・里深好文・金銅将史・竹内竜太: 火砕流の流動機構に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 37 号 B-2, 1994, pp. 389-404.
- 2) 高橋 保: 火砕流の発生と流動の機構, 京都大学防災研究所年報, 第 28 号 B-2, 1985, pp. 283-296.
- 3) 超微粒子ハンドブック: フジ・テクノシステム, pp. 31-34.
- 4) 白井 隆: 流動層, 科学技術社, 1973, pp. 1-236.
- 5) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 20 号 B-2, 1977, pp. 405-435.
- 6) 宮本邦明・鈴木 宏・山下伸太郎: 火砕流の流動モデルと流下・堆積範囲の予測に関する研究, 水工学論文集, 第 36 巻, 1992, pp. 211-216.
- 7) 石川芳治・山田 孝・矢島重美: 雲仙岳で発生した火砕流の本体部と熱風部の運動特性, 雲仙火山砂防研究報告, 第 1 号, 砂防学会雲仙火山砂防特別委員会, 1994, pp. 24-30.