

火砕流の流動機構に関する研究

高橋 保・里深 好文・金銅 将史・竹内 竜太

MECHANICS OF THE PYROCLASTIC FLOW

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

Synopsis

A Merapi type pyroclastic flow is modeled in a laboratory flume in which the degassing takes place from the pyroclastic material itself. Fluidization of the bed due to the upward movement of the gas is the main cause of generation of the flow and the multi-layered structure of the flow; i.e., from the bottom to the upward direction the non-fluidized part, the fluidized laminar flow part, the turbulent strongly mixing part and the turbulent dispersion part, is observed in the experiments. The theory for the prediction of the thickness, velocity and the particle concentration of each layer is presented. The degassing rate from the pyroclastic material and the viscosity of the fluidized bed are the most important parameters to be determined by the further works which control the occurrence, flowage and deposition of the pyroclastic flow.

1. 緒 論

1991年以来活発な活動を続けている雲仙普賢岳で生じている現象に、特筆すべきものとして火砕流の頻発がある。歴史的には、わが国においてもいくつかの火砕流災害が知られており、専門家の間では火山災害の中で最も恐ろしいものとして注目されてきたが、リアルな被災の状況や、その発生から流動、停止に至るまでがテレビ画面として茶の間に映し出され、火砕流と言う学術用語が実感をもって一般にも知れ渡る事になったのは、世界的にみても普賢岳の事例が最初であろう。普賢岳から火砕流が頻発するに及んで、地元市町村では、警戒区域を設定して、その内部の居住はもちろん、立ち入りも禁止する措置を講じたが、的確な危険地域の予測が出来ない中で、その線引きは住民の生活と直結しているが故に苦渋にみちた選択であり、現在においても、応急措置工事上の必要性との兼ね合いもあって、警戒区域の微妙な変化が繰り返されている。

このような雲仙岳での火砕流災害やそれに付随して発生している土石流災害の状況や、1986年の伊豆大島噴火に伴う溶岩流による災害、1985年コロンビアのネバド・デル・ルイス火山噴火に伴う泥流災害など、火山災害に対する対応の重要性がクローズアップされる中で、国の方針として火山砂防が取りあげられ、火砕流に対しても、その大規模なものを直接制御することは困難としても、いわゆる熱風部の扞止や小規模のものの制御を目的とする構造物の設置も図られることになった。

上記のような、警戒・避難対応や構造的な対策を講じていく際には、当然対象とする火砕流の到達範囲、火砕流として流動する物質の総量およびその堆積分布、流動時の厚さ、流速、濃度分布等がまず予測されなければならず、流動機構が明確になっていることが前提となる。しかしながら、火砕流現象が身近なものとして認識されてこなかったこともあって、従来の研究がすぐに実際に役立ち得るまでには熟していない

のが現状であり、基礎研究の進展が急務となっている。例えば、普賢岳の火砕流を対象として、安息角以上の急勾配に傾けた樋の内部で発生する粒子群の流れを想定した理論を適用して、到達範囲を求めるシミュレーションが試みられているが、実際の到達範囲を説明しようとする、本来粒子の性質に応じた物性値であるべき粒子間の動摩擦係数をケースに応じて変えなければならない、しかも通常考えられるものよりも相当小さい値をとらなければならないことになる¹⁾。さらに、この理論では流れの中の粒子の濃度が流路の勾配と動摩擦係数の関数となっており、実際の到達範囲を説明するように動摩擦係数を小さくすれば、粒子濃度が過大になってしまうと言う困難もある。

一方、高橋²⁾は先に、粒子（火砕物）自身から噴出するガスによって粒子層内に上向きのガス流が生じ、これによって形成される流動層がほとんどせん断に対する抵抗力を持っていないために、斜面上では高速の流れに転化するとの考えに基づいて、流動の発生条件と、流動全体が乱流となつた流動則に関する理論を展開し、流路の底面から上向きの空気流を送った条件下での粒子流の実験を行い、理論の妥当性を検証した。この理論は、普賢岳で火砕流の流動状況が比較的詳細に観察された結果^{3), 4)}を参照することによって、実際の火砕流の本質をついているものと評価できると思うが、流れが停止する機構の考察までが十分に言及されていなかったため、実際への応用が試みられなかったのかも知れない。

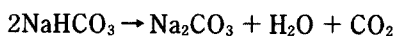
本論文は、粒子層内部でのガス発生を伴う粒子流れを実験流路内で再現し、流れの構造を計測して、高橋の理論のさらなる発展を図るものである。

2. 実験

火砕流の流動機構に関する流路実験はこれまでも著者らのものを含めていくつかの例があるが、今回の実験では次のような新たな試みを行っている。

- (a) 粒子層全体からガスを発生させることにより、流動化状態（化学工学における術語で、下方から吹き上げる流体中に粒子が浮遊懸濁した状態を言う）を形成した。
- (b) 上のようにして流動層を形成する結果、底面から空気を送ることによって流動層を形成する従来の実験では不可能であった移動床流路での実験が行える。
- (c) 流路内に継続的に流れを形成して、定常状態に近い場合の、流れ内部の濃度分布及び流速分布を測定した。

この内、(a)は重炭酸ナトリウムを約 300°C に加熱した場合に、下記の化学反応によって水蒸気と炭酸ガスを発生する現象を利用するものである。



実際には、生成物の炭酸ナトリウムが吸湿性を持つため、原料の重炭酸ナトリウムだけを加熱すると温度の低い表面付近から固まってしまう、流動化状態は得られない。これを解決するため、あらかじめ砂粒子（粒子密度 2.65g/cm³、中央粒径 80μm）のみを容器内で加熱した後、重炭酸ナトリウムを混合・攪拌する方法をとった。これにより、混合物は激しく反応して見かけの体積が急激に増加し、表面から猛烈に粒子を巻き上げる現象が見られる。この方法は、流路床から空気を送って粒子を浮遊させる従来の方法と異なり、粒子層全体からガス発生があるために、実際の火砕流内部の圧力構造をよりよく再現していると思われる。なお、用いた砂粒子の粒径は最もうまく流動層を形成するように数種類の試験をした結果選んだものである。

2.1 流路実験

実験に用いたのは、長さ 4 m、幅 5 cm、深さ 32 cm の底面は滑面鋼製、側壁は透明耐熱ガラス製の勾配可変流路で、当初は Fig. 1(a) のように、加熱容器内で流動化させた混合物を速やかにホッパーに供給し、そこから継続的に模擬火砕流を発生させた。このような方法による実験ケースには、Table 1 中の実験番号の前に P をつけているが、すべて滑面固定床実験である。その後、流路への材料供給をより安定的にするため

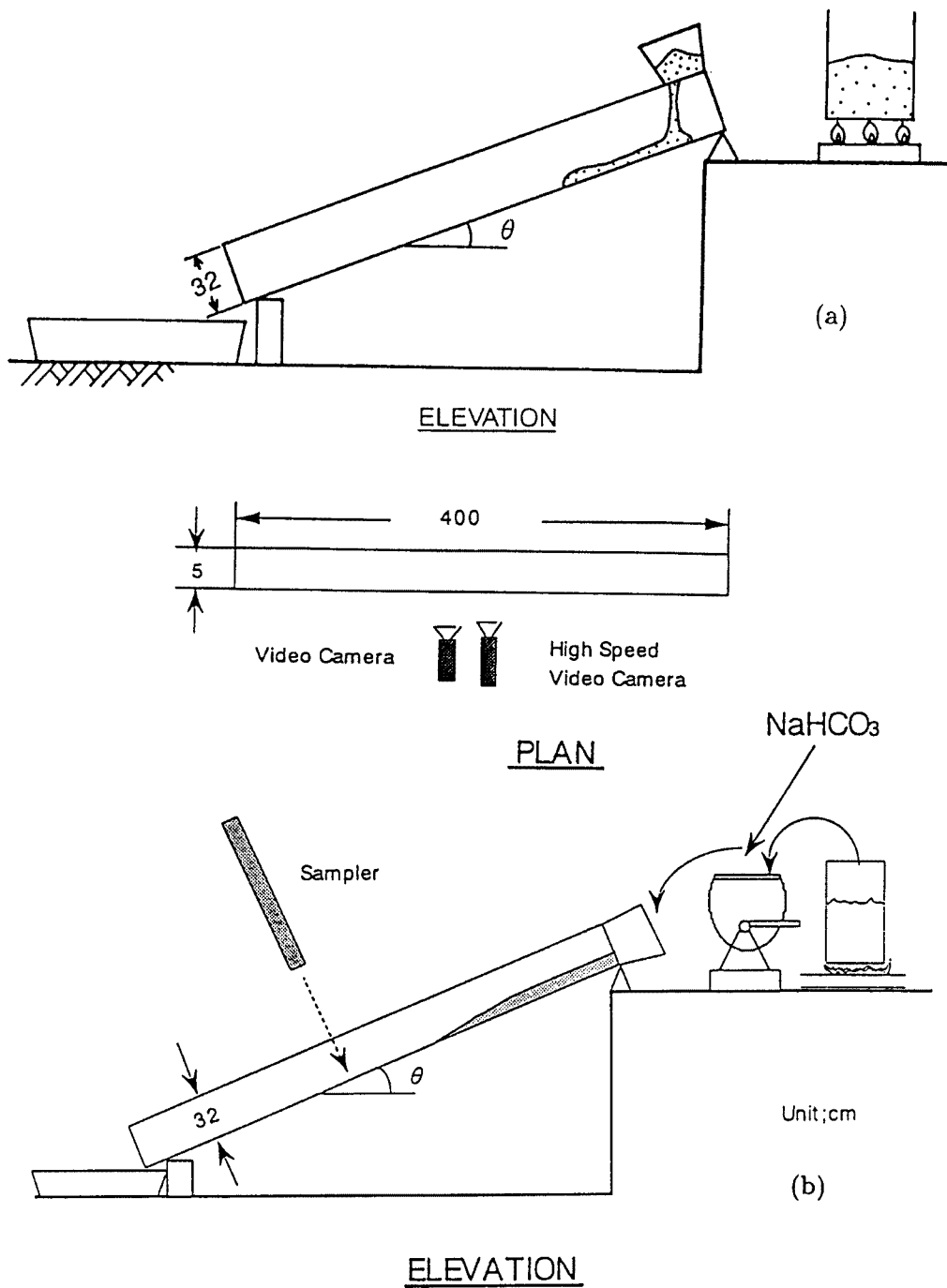


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatuses

Table 1. Experimental conditions in the flum experiments

Run No.	Slope $\theta(^{\circ})$	Mixing ratio $n(\text{kg/kg})$	Degassing rate $b(1/\text{s})$	Bed	Particle discharge $Q_s(\text{cm}^3/\text{s})$	Temperature $T(^{\circ}\text{C})$
PA-2	13.5	1.0/15		rigid	1307	260
PB-1	18.5	0.5/15		rigid	1450	265
PB-2	18.5	1.0/15		rigid	1445	265
PB-3	18.5	2.0/15		rigid	1189	260
PC-1	24.0	0.5/15		rigid	1008	265
PC-2	24.0	1.0/15		rigid	1047	265
PC-3	24.0	2.0/15		rigid	1397	265
PD	18.5	0.0/15	0	rigid	0	265
A-3	5.5	0.5/15	$10^{-3.00}$	movable	567	260
B-2	11.5	0.25/15	$10^{-2.90}$	rigid	152	260
B-3	11.5	0.5/15	$10^{-3.00}$	rigid	559	270
C-2	14.5	0.25/15	$10^{-3.08}$	rigid		265
C-3	14.5	0.5/15	$10^{-2.88}$	rigid		260
D-2	18.5	0.25/15	$10^{-3.07}$	movable	1114	260
D-3	18.5	0.5/15	$10^{-2.94}$	movable	989	290
D-4	18.5	1.0/15	$10^{-3.10}$	rigid	893	270

に、熱した砂と重炭酸ナトリウムとの混合、ならびに流路への材料供給をミキサーを用いて行う方法に変更した (Fig. 1(b))。このような実験は固定床の場合と、供給砂と同じ材料を着色して、厚さ 3cm に緩やかに敷き詰めた移動床の場合について行った。いずれの場合についても、流路勾配 θ 、重炭酸ナトリウムと砂との混合比 n (重炭酸ナトリウムの質量/砂の質量)、および流砂量を変化させて実験した。全流出物を下流端で採取するとともに、流出時間を計測して、粒子流量 (流砂量) を求めている。

流路内流れの内部における高さ方向粒子濃度分布を Fig. 2 に示すような、サンプラーを用いて計測した。このサンプラーは二重の筒状になっており、内側の筒は高さ方向に並んだ 42 個のセルからなっている。これを流路内に立てておき、火砕流通過時 (等流状態と思われる時) に瞬時に外側の筒を落し込むことにより、各セル内にその高さを流下してきた粒子を閉じこめる。セルの容積は既知であるから、閉じこめられた粒子群の容積との比によって、高さ方向の粒子濃度分布が求められる。

流速分布の測定は、流路側方からの毎秒 200 こま、シャッタースピード 1/2000 秒の高速ビデオ撮影によって行った。下方の高濃度部分については、フリーズドライタイプのインスタントコーヒーを投入し、それをトレーサー粒子として測定し、上方の低濃度部分の流速は、濃淡の雲が移動するように見えるので、それが速度分布に等しいと仮定して求めている。

火砕流の発生に火砕物自身から噴出するガスが重要な役

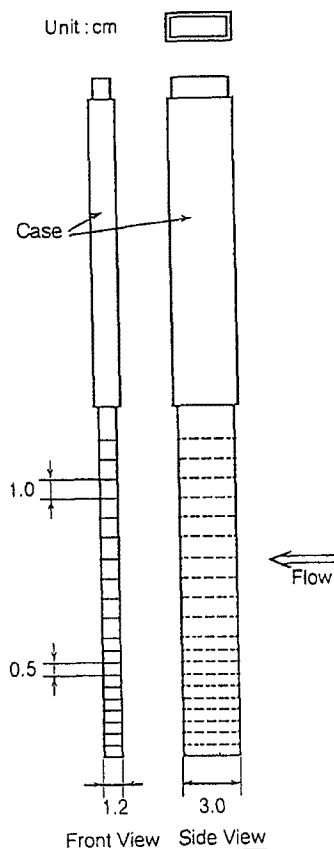


Fig. 2 The sampler used for the measurement of vertical distribution of particle concentration

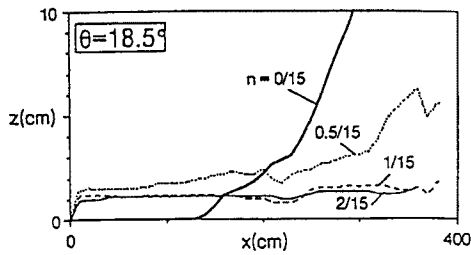


Fig. 3 Longitudinal profile of the deposit after each run

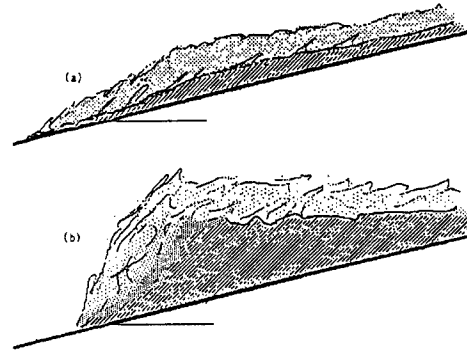


Fig. 4 Two patterns of the front of the pyroclastic flow appeared in the flume

割を演じていることを明らかにするために、**Fig. 3**に実験後の流路内の堆積深の分布を示す。太線で示したのは加熱した砂のみを流した場合、つまり粒子層からのガス発生のない場合であり、他の場合に比べて堆積が顕著で、粒子は流路下流端まで到達していない。一方、粒子層からのガス発生がある場合には、材料の大部分は流路下流端から流出しており、流路内堆積厚さもガス発生量が小さいほど厚くなっていることから、粒子層からのガス発生が流動の発生に重要な影響を及ぼしていることが分かる。なお、今回の実験範囲では、流路底面を移動床とした場合でも、流路床の侵食は殆ど発生せず、固定床と同様の結果となった。

流路内で発生させた火砕流のフロント部は、 n が小さく、流路勾配が緩い比較的穏やかな流れの場合には、**Fig. 4(a)**のような形態をとり、 n が大きく、勾配が急な場合には、**Fig. 4(b)**のような、激しく砂塵を巻き上げた流れとなる。このようなフロント部の通過後は、高濃度の下層とその上部の比較的濃度の薄い上層部とに分かれた、ほぼ定常的な流れの部分が続き、その後流動深が次第に減少して行く。

2.2 容器内流動化実験

流路実験で用いたのと同様の高温の砂と重炭酸ナトリウの混合物を内径27cmのスチール製の円筒函に入れて、容器内で流動層を形成したのが**Table 2**に示した実験である。このような流動層内での鉛直方向の粒子濃度分布を、流路実験で用いたのと同じサンプラーを容器内に挿入し、横方向に水平運動させて粒子をサンプリングすることによって求めた。その結果を**Fig. 5(a), (b), (c), (d)**に示す。いずれのケースにおいても、ある高さまでは高濃度 ($c=0.4\sim0.5$) の部分が存在し、それより上では粒子濃度が急激に減少している。この高さは流動層上面の高さ (図中に $z=H$ で示されている) に一致し、その上の低濃度部分は流動層から上へ飛び出した粒子が捕捉されたものと考えられる。

Table 2. Experimental conditions for the fluidized bed in the container

Run No.	Mixing ratio n (kg/kg)	Degassing rate b (l/s)	Temperature T (°C)
E-1	0.10/15	$10^{-3.44}$	265
E-2	0.25/15	$10^{-3.42}$	280
E-3	0.50/15	$10^{-3.37}$	260
E-4	1.00/15	$10^{-3.14}$	270

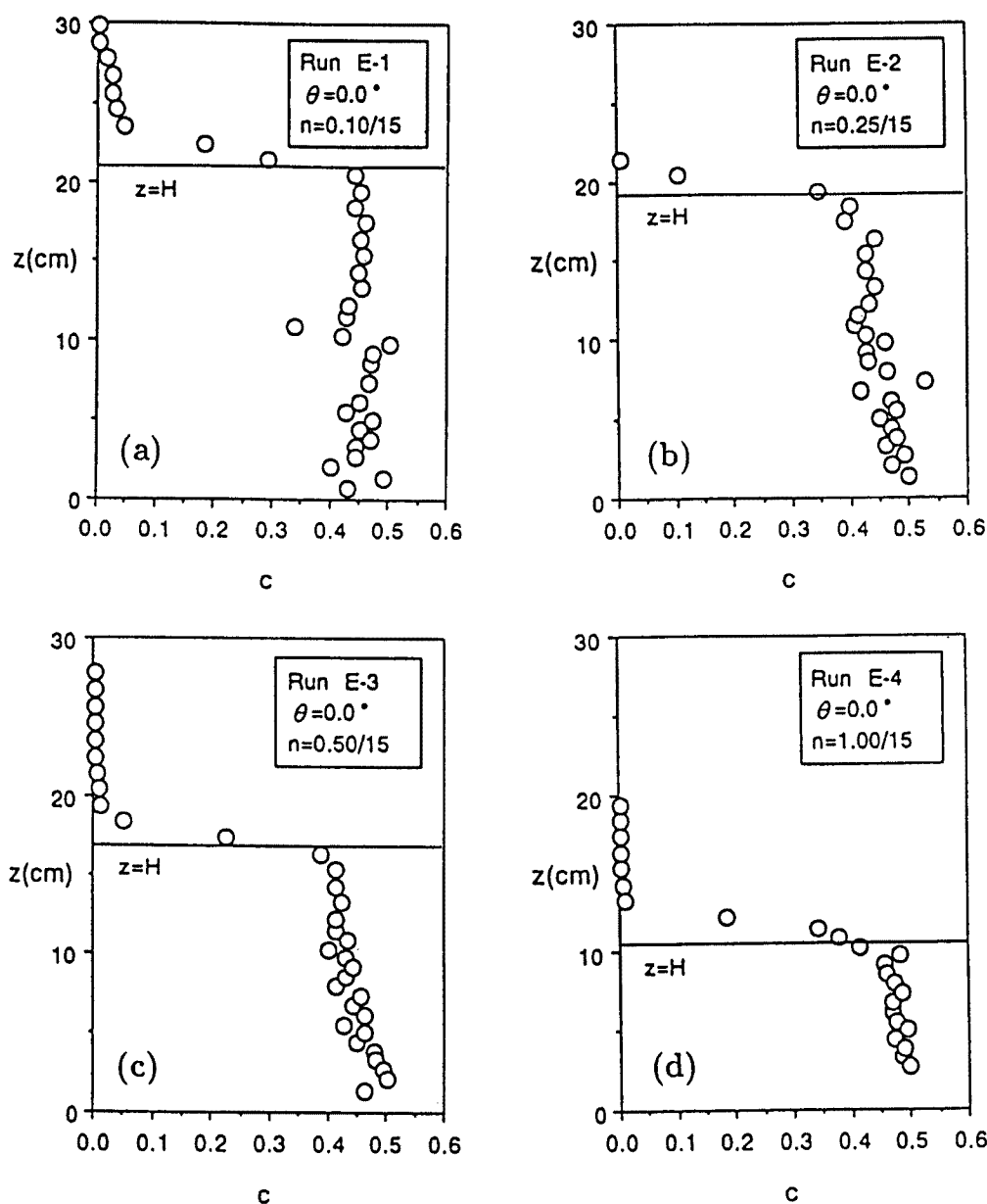


Fig. 5 Distributions of the particle concentration in the container

この流動層上面の高さは、 n が大きくなるほど低くなるが、これはガス発生率が高いほど上昇ガス流速が大きくなるために、多くの粒子が上面から系外へ飛び出し、全体としてのボリュームが減少したことが原因と思われる。高濃度の部分に着目すれば、 z 方向の濃度は若干減少しているケースもあるものの、ほぼ一様な濃度分布になっていると判断できる。

流動層の厚さの時間的な変化を見るために、本容器内で砂を加熱し、そこへ重炭酸ナトリウムを添加・混合して、その後の層厚の変化を測定した。 $n=0.5/15$ 、および $n=1/15$ とした場合の結果を Fig. 6 に示す。これによれば、 n が大きいほど層厚が大きくなり、時間の経過に従って緩やかに粒子が堆積して層厚が減少するが、元の厚さには戻らないことが分かる。この最終状態での粒子濃度は 0.45～0.48 であり、Fig. 5 の流動化状態と大差はない。

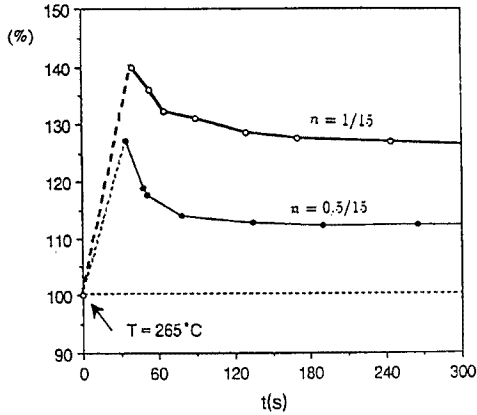


Fig. 6 Change in the thickness of the fluidized bed versus time

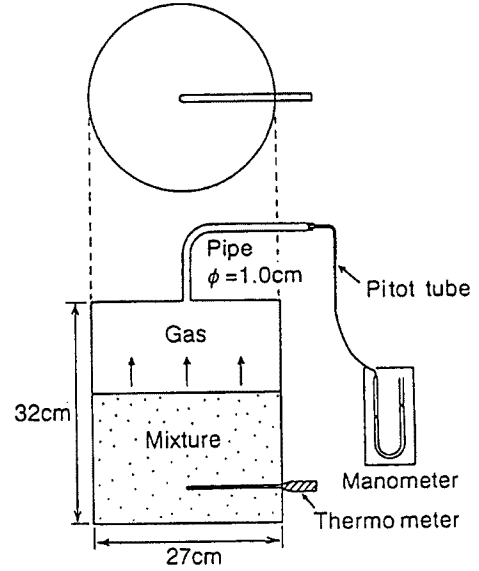


Fig. 7 The apparatus for the measurement of degassing rate

流動層内部の状況を観察するために、内径7cmの透明ガラスビーカー内で同様の流動化状態を生起させた。高温の砂に重炭酸ナトリウムを混合すると、上面から激しく粒子が舞い上がる状態がしばらく続く。粒子層内では、全体から微少な気泡が無数に発生しており、これが上昇する際に粒子を激しく混合する様子が見られた。やがて、時間経過とともに、底面から固定層が現れ、その表面が次第に上昇して行く。また、固定層内部ではチャンネリング現象が生じている様子が観察された。最終的にガス発生が収まり、固定層表面が粒子層表面に一致する。

粒子層からのガス発生率を定量的に把握するために、先の容器に蓋をかぶせ、**Fig. 7**に示すような装置として、ガス発生率 b の直接計測を試みた。パイプ出口のピトー管で測定されるガス流速 v は

$$v = \sqrt{2 \frac{\rho_w}{\rho} g \Delta y} \quad (1)$$

であるから、単位時間にパイプから流出するガスの質量 W_g は

$$W_g = M \frac{p_0 A v}{R(T+273)} \quad (2)$$

で与えられ、ガス発生率は

$$b = \frac{W_g}{W_s} \quad (3)$$

のように求められる。ここに、 ρ_w ：水の密度、 ρ ：ガスの密度、 g ：重力加速度、 Δy ：液柱マノメーターの差圧、 M ：ガスの分子量、 p_0 ：大気圧、 A ：パイプ断面積、 R ：気体定数、 T ：ガス温度 (°C)、 W_s ：砂の

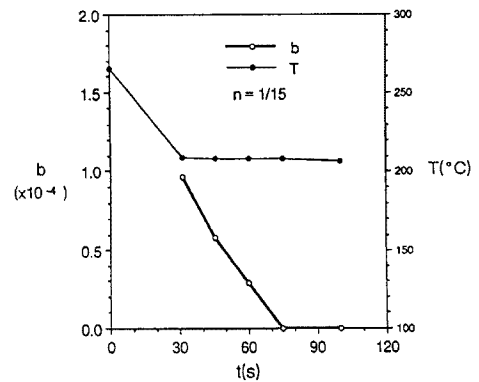


Fig. 8 Temporal change in the degassing rate and temperature of the material

質量である。発生ガスは水と炭酸ガスの等 mol ずつの混合ガスであるとして、 $M=31$ とし、上式によって b を求めた結果、および容器内の温度の変化を Fig. 8 に示している。

Table 1 および Table 2 に示されている b は、しかし、このような直接法によって求められた結果ではなく、後述の間接的な方法で求められたものである。

3. 粒子層自身のガス噴出に伴う流動層に関する考察

白井⁵⁾は水平な粒子層内の上向きガス流による圧力勾配 dD/dz を

$$-\frac{dD}{dz} = f \frac{\mu v_0}{d^2} c (1-c) \quad (4)$$

のように表わしたとき、ガス流速が十分でなく、粒子同士の接触圧が存在する状態では、 $f=1200$ 、ガス流速が十分に大きくて粒子を系外へ運び去ってしまうような粒子連行状態になる限界では、 $f=18$ となり、ガス流速がその中間で、粒子がガス流の揚圧力で支えられた流動層を形成している場合には、 $18 < f < 1200$ で、ガス流速の大きさに逆比例して f が減少することを見出している。ただし、 D ：粒子層に作用する揚圧力、 z ：上向きの座標、 f ：抵抗係数、 μ ：ガスの粘性係数、 v_0 ：空隙内のガスの上向き流速、 d ：粒子径、 c ：粒子容積濃度である。

今回のように粒子層自体からガスが発生することによって形成される流動層では、高さ方向に上昇ガス流速が増加し、これによって粒子層の状態も高さ方向に、固定層→流動層→粒子連行状態と変化するものと考えられる。

流動層内部では粒子層が揚圧力によって支えられているので、式(4)から、

$$f \frac{\mu v_0}{d^2} c (1-c) = (\sigma - \rho) g c \simeq \sigma g c \quad (5)$$

が成立する。ここに、 σ は粒子密度である。一方、鉛直方向のガスの連続式は、単位断面積、単位時間当り、 $bc\sigma$ のガスが発生するから、

$$\frac{d}{dz}(\rho v) = bc\sigma \quad (6)$$

で与えられる。ただし、 $v(=(1-c)v_0)$ は粒子の占める断面積も含めた見かけの断面平均流速（ダルシー流速）である。

式(5)および(6)において、 $f=1200$ とし、 $c(=c_0)$ を一定とすれば、底面近傍の固定層の厚さ h が、

$$h = \frac{gd^2}{1200bvc_0} \quad (7)$$

のように求められ、粒子連行状態となるのに必要な厚さ H_c は、 $f=18$ とすることにより、

$$H_c = \frac{gd^2}{18bvc_0} \quad (8)$$

のように求められる。ここに、 $\nu(=\mu/\rho)$ はガスの動粘性係数である。

上向きガス流による単一球形粒子の浮遊条件は

$$\frac{1}{6}\pi d^3(\sigma-\rho)g = \frac{1}{2}\rho C_D v^2 \frac{1}{4}\pi d^2 \quad (9)$$

であるから、ガス流が層流の場合、

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (10)$$

より、

$$(\sigma-\rho)g \simeq \sigma g = 18 \frac{\mu v}{d^2} \quad (11)$$

となる。ここに、 C_D ：抗力係数、 $Re(=vd/\nu)$ ：レイノルズ数である。式(11)と式(6)とからも、式(8)が得られる。

実験において c_0 はほぼ一定であることが確かめられており、実験で得られた c_0 を用い、 z が大きい所では f が 18 に漸近するはずであるとの考えを採用すると、実験時のガス発生率 b を決めることが出来る。

Tables 1, 2 中に示した b の値はこのようにして求めたものである。

4. 火砕流の粒子層モデル

上述の考察から明らかなように、粒子からガスが発生する粒子層では高さ方向に状態変化が生じ、一般には Fig. 9 に示すような 4 つの領域が生じる。領域 1) ($0 \leq z < h$) は、粒子同士の接触圧力が存在する高濃度領域。領域 2) ($h \leq z < H$) は、上昇ガス流により流動化状態が達成されている高濃度領域（流動層）。領域 3) ($H \leq z \leq H_c$) は、流動層上面からの粒子の乱流拡散のために形成される領域で、粒子濃度は高さ方向に減少する。領域 4) ($z > H_c$) は、浮遊した粒子がガス流によって上方へ持ち去られてしまう領域である。なお、 h_0 は堆積厚さである。もちろん、火砕流が小規模で、かつガス発生率が小さい場合には上部の層を欠落している場合が有り得る。

斜面上の粒子層においては、 h および H_c は、それぞれ、式(7)および(8)中の g を $g \cos \theta$ に置き換えることによって得られる。ただし、 θ は斜面勾配である。

領域 1) あるいは領域 2) 内の高さ z の面に作用するその面よりも上方に存在する粒子に起因する単位面積当りの荷重と、その面に作用する上向きのガス流に起因する揚圧力との差は、直接粒子を介して伝わる粒子間圧力 p_s であり、領域 1) および領域 2) を通じて粒子濃度は一定値 c_0 となっているものとするれば、

$$p_s = (\sigma-\rho)g \cos \theta c_0(H-z) + (\sigma-\rho)g \cos \theta \int_H^\infty C dz - D \quad (12)$$

が成立する。ただし、 C は H よりも上の部分の粒子濃度である。

領域 1) 内の高さ z での揚圧力は、式(4)の f を 1200 としたものと、ガス連続式(6)とから、 $z=h$ で $p_s=0$ であることを考慮することによって、

$$D = 600 \frac{b \sigma \nu c_0^2}{d^2} (h^2 - z^2) + (\sigma-\rho)g \cos \theta c_0(H-h) + (\sigma-\rho)g \cos \theta \int_H^\infty C dz \quad (13)$$

で与えられ、領域 2) および領域 3) では、それぞれ、

$$D = (\sigma-\rho)g \cos \theta c_0(H-z) + (\sigma-\rho)g \cos \theta \int_H^\infty C dz \quad (14)$$

$$D = (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_z^\infty C dz \quad (15)$$

で与えられる。

一方、流れの中のせん断応力としては、粒子摩擦によるもの； τ_s 、粒子を浮遊した見かけの流体の変形による粘性応力； τ_u 、粒子とガスの混合体のマクロな乱れによる乱流混合応力； τ_t 、粒子の衝突応力； τ_d 等が考えられるが、従来の土石流に対する研究⁶⁾を参考とすれば、領域1)では $\tau_s (= p_s \tan \phi)$ と τ_u あるいは τ_t が卓越し、領域2)では、 τ_u あるいは τ_t が卓越し、領域3)では τ_t が卓越するものと推測される。以上のことを踏まえて圧力とせん断応力の分布の概念図を示すと Fig. 10 のようである。

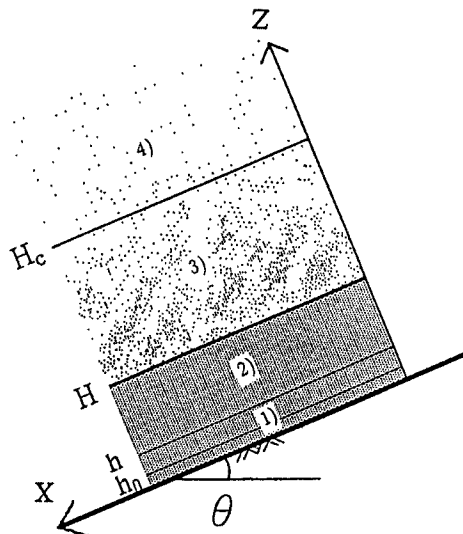


Fig. 9 The structure of the degassing powdery material

5. 火砕流の侵食および堆積

領域1)内においては粒子間摩擦抵抗が働いているので、作用せん断力がその抵抗力を上回らない範囲においては流動が生じない。領域1)の高さ z における粒子間圧力 p_s は、式(12)および(13)より、

$$p_s \approx \sigma c_0 g \cos \theta \left\{ (h-z) - \frac{1}{2h} (h^2 - z^2) \right\} \quad (16)$$

であり、その高さに作用するせん断応力 τ は

$$\tau = \sigma g \sin \theta \left\{ c_0 (H-z) + \int_H^\infty C dz \right\} \quad (17)$$

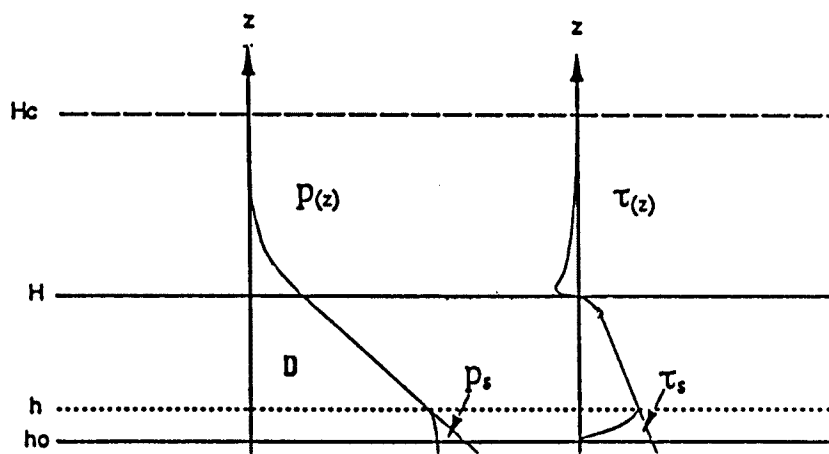


Fig. 10 Characteristic distributions of the pressure and the shearing stress in the pyroclastic flow

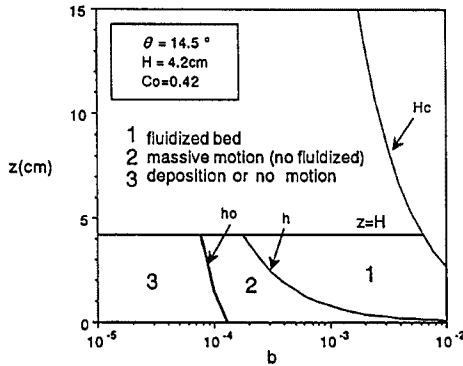
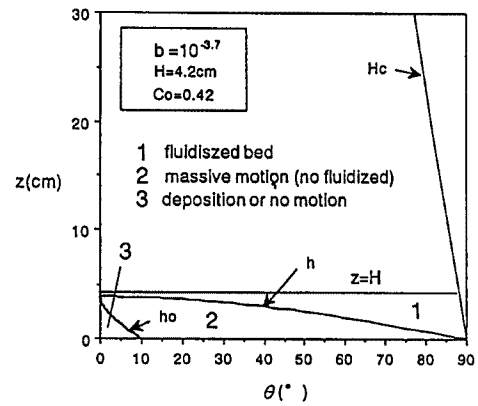
Fig. 11 The structure change of the flow versus b 

Fig. 12 The structure change of the flow versus the slope gradient

であるので、流動を生じない高さ h_o は

$$\tau \leq p_s \tan \phi \quad (18)$$

より、 $h_o < h$ でなければならないことを考慮して、

$$h_o \leq h \left[1 - \frac{\tan \theta}{\tan \phi} - \sqrt{\frac{\tan \theta}{\tan \phi} \left\{ \frac{\tan \theta}{\tan \phi} + 2 \left(\frac{\int_H^\infty C dz}{c_o h} + \frac{H}{h} - 1 \right) \right\}} \right] \quad (19)$$

で与えられる。但し、 ϕ は粒子堆積層の内部摩擦角である。

いま対象としているのは当然 $\theta < \phi$ の範囲であるが、 θ が比較的大きい場合には、容易に $h_o < 0$ となり、地面上に火砕物質が供給されると、殆ど瞬時にして地面上の火砕物全体が流動を開始することになる。このような場合、地面が火砕流によって侵食される可能性もあるが、今回の実験では移動床にしてもほとんど侵食は生じなかった。その原因としては、後述のように、形成された流動層の粒子濃度が非常に高く、流動層厚も小さかったので流れが層流となり、侵食能力が現われなかったためではないかと考えられる。火砕流の侵食能力の評価は今後の重要な研究課題である。

流下中に、時間の経過に従ってガス噴出率が次第に小さくなるものとすれば、火砕流はやがて停止するに至るであろうが、このような b の減少による粒子層の各領域の厚さの変化を計算した一例を Fig. 11 に示す。図中の H_c , h , h_o を示す曲線は上述の理論による値であり、 $z=H$ の線は実験における濃度がほぼ一定の領域の厚さを示している。この実験の場合 (Run C-2), 材料供給量が少ないために流動層の厚さが H_c よりも大幅に小さくなっているが、 b が 10^{-3} 程度の値を保持しているかぎり、下方では完全な流動層が形成されていないが、全体の厚さにわたって流れが存在できることが分かる。そして、もし b が 10^{-4} 以下になれば、全体の厚さにわたって h_o の範囲となり、停止することが理解される。

火砕流の流動時間は僅かであるので、流動中は b がほぼ一定に保たれているものとすれば、そのような条件下で勾配の変化による停止の過程を考える必要がある。Fig. 12 は一定のガス発生率の下で、流れの構造がどのように変化するかを見た例である。この例では勾配が 10° よりも急な領域では全体の厚さにわたって流れることが可能であり、 10° 以下になれば、次第に下層部分で停止・堆積する部分の厚さが増加して行くことが理解される。

以上のことから、火砕流の解析には、 b の値そのもの、およびその時間的な変化特性の把握が不可欠なことが分かるが、これは今後の重要な研究課題である。

6. 高濃度部分（本体部）の濃度分布および流速分布

Fig. 13 は流路内で測定した濃度分布の例である。図中 $z=H$ として示しているのは、実験において高濃度と判断される部分の上面を示しており、 $z=h$ は、各実験のガス発生率に対して、流動層となるのに必要な限界高さの理論値である。 H よりも下部ではほとんどの領域が流動層となっていて、しかも、 h 以下の層をも巻き込んで、ほぼ一様な濃度で流れていることが分かる。なお、 H_c は Run A-3 に対しては約 32cm, Run C-2 に対しては約 31cm と計算され、高濃度の部分はもちろん、その上の低濃度の部分の厚さを加えたものよりも大きく、 H は上流からの供給量に規定されて決まっている。

高濃度部分の濃度に関して、まず容器内で静止した流動層内部の鉛直濃度分布について考えてみよう。流動層内では揚圧力と重力との釣合条件が満足されている。高濃度条件下の粒子の沈降速度 w は、単一粒子の沈降速度を w_0 とすると、経験的に

$$w = (1-c)^m w_0 \quad (20)$$

のようになるとされている。ただし、 m は定数で 2.3~4.6 である。いま、 $m=3$ として、ガスの連続式(6)から求めた空隙内のガス流速と w が等しいと置くと、濃度分布式、

$$\frac{1}{4} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right) \frac{b}{w_0} (z-h) = -\frac{1}{3} c_0^3 \left\{ 1 - \left(\frac{c}{c_0} \right)^3 \right\} + \frac{3}{2} c_0^2 \left\{ 1 - \left(\frac{c}{c_0} \right)^2 \right\} - 3c_0 \left(1 - \frac{c}{c_0} \right) - \ln \left(\frac{c}{c_0} \right) \quad (21)$$

が得られる。ただし、 c_0 は $z=h$ での濃度である。Fig. 14 は実験材料に対して、 $\sigma/\rho=6.6 \times 10^3$, $\mu=0.1 \times 10^{-3}$ g/cm/s, $w_0=84$ cm/s, $c_0=0.5$ として、各種の b に対する濃度分布を求めたものである。 $b < 10^{-3}$ /s では、濃度の鉛直方向の変化は少ないことを示している。

斜面方向の流れの場合での高濃度部分にはせん断に伴う粒子分散力が作用することが考えられるので、上記のような静止流動層の濃度分布よりもさらに一様に近い分布をするものと推測され、実験で得られたようなほぼ一様な濃度になることが理解される。

ここで得られたような濃度がほぼ一様な高濃度部分は実際の火砕流で本体部と呼ばれているものに対応していると考えることが出来るであろう。本体部の濃度 c_0 は、実験によれば、容器内で流動層を形成した状態からガス流速を減少させて流動化がおさまる限界状態の最疎充填濃度 c_{mf} ($d=80\mu\text{m}$ の球形砂では 0.47) 程度になっていることが分かる。

Fig. 15 は流速分布の一例を示している。

この測定結果に合うように、滑面乱流に適用される対数則を当てはめると、カルマン定数 $\kappa=0.3$, 見かけの動粘性係数 $\nu_m=38.7\text{cm}^2/\text{s}$ が得られる (図中の実線)。他の実験ケースについても同様の当てはめを行えば、 $\kappa=0.2 \sim 0.4$, $\nu_m=10 \sim 100\text{cm}^2/\text{s}$ となる。一方、層流であるとして、

$$\frac{u}{u_*^2} = \frac{z(2h-z)}{2\nu_m h} \quad (22)$$

のような放物線分布の当てはめを行えば ($u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$), $\nu_m=6.9\text{cm}^2/\text{s}$ ということになる (図中の破線)。その他のケースについて同様の検討を行うと、 $\nu_m=4 \sim 21\text{cm}^2/\text{s}$ が得られる。流速分布形からだけではどちらがよく適

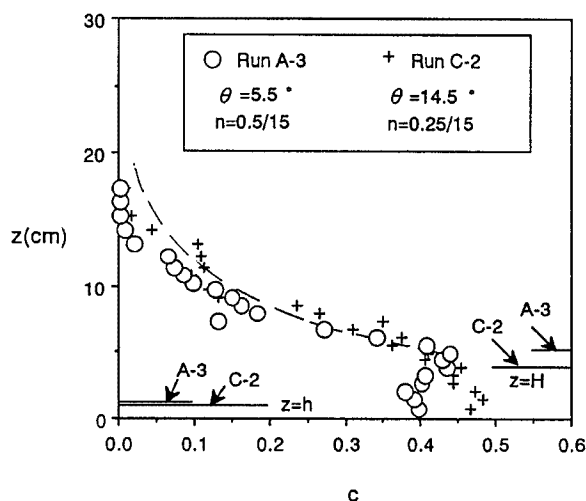


Fig. 13 Vertical distributions of the particle concentrations

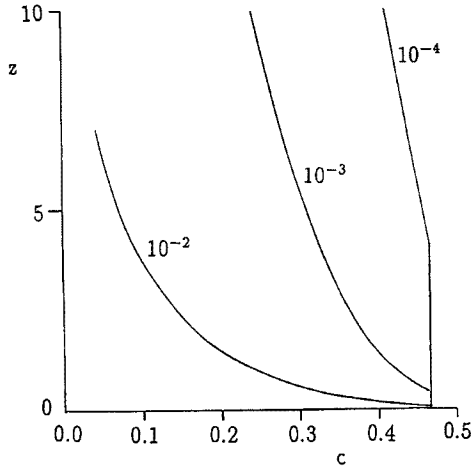


Fig. 14 Calculated distributions of the particle concentration on a flat bed

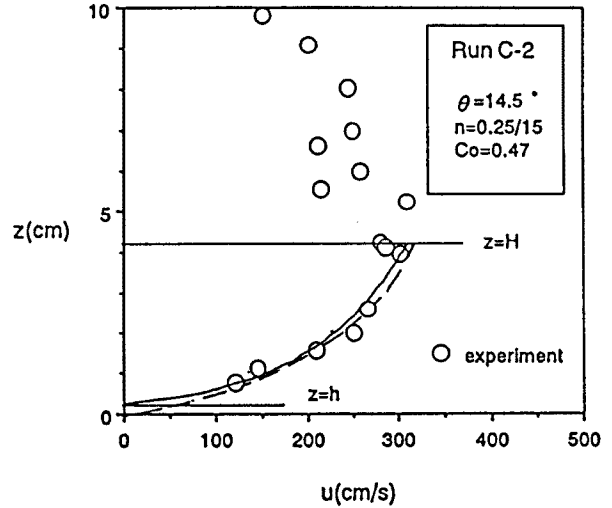


Fig. 15 Velocity distribution in the main body

合しているかの判断は難しいが、乱流の場合にも存在する粘性底層の厚さ δ_L を、 $u_*\delta_L/\nu_m=11.6$ から求めると、Run C-2 に対して $\delta_L=14\text{cm}$ となり、 $z<H$ の部分は全部粘性底層に含まれることになる。また、レイノルズ数も 30 程度となるので、流速は相当大きい、層流であると考えた方が妥当なようである。

なお、ガス自体の動粘性係数は $0.27\text{cm}^2/\text{s}$ 程度と見積られ、 $\nu_m=4\sim 21\text{cm}^2/\text{s}$ というような大きな見かけ粘性係数は 0.47 程度という大きな粒子濃度によってもたらされたと考えられる。このような高濃度流体の見かけ密度は約 $1.25\text{g}/\text{cm}^3$ であるから、見かけの粘性係数は $5\sim 26$ ポアーズ ($0.5\sim 2.6\text{ Pa}\cdot\text{s}$) と、水の $500\sim 3000$ 倍程度にもなっている。このような粒子濃度および粘性係数が雲仙普賢岳で起こっている火砕流と同様であると仮定すると、現実の火砕流の本体部では、今回の実験と比べて厚さが数 100 倍、速度が数倍に達しているので、十分に乱流状態であると推測される。

7. 熱風部の濃度分布および流速分布

流れの中の粒子濃度の鉛直分布の測定例を示した Fig. 13 でも明らかなように、ほぼ一定の高濃度を示す本体部の上方には、上に向かって急激に濃度が減少して行く比較的低濃度の部分が存在する。これは実際の火砕流では熱風部と呼ばれている部分に相当しているものと考えられる。この部分は明らかに乱流状を示し、本体部の表面で大気層が強いせん断を受けて連行され、その流れの内部へと粒子が拡散輸送されて生じているものであろう。

粒子拡散係数が流れの渦動拡散係数 ϵ に等しいものとすれば、平衡状態の二次元流れにおける濃度分布の基礎式は、

$$\epsilon \frac{dc}{dz} + wc = 0 \quad (23)$$

で与えられる。ここに、 w は粒子の静止ガス中の沈降速度 w_0 と上向きのガス流速との差で、熱風部の粒子の影響を無視すれば、

$$w = w_0 - (\sigma/\rho) bc_0 H \quad (24)$$

のように与えられる。

いま、簡単のために、 ϵ を一定であると仮定すれば、熱風部底面の粒子濃度を c_0 として、

$$c = c_0 \exp \{-\alpha(z-H)\} \quad (25)$$

のように濃度分布が与えられる。ただし、 $\alpha = w/\epsilon$ である。Fig. 13 中の破線は、 $H=5\text{cm}$ 、 $c_0=0.45$ 、 $\alpha=0.2$ として式(25)を計算したものである。他の P シリーズの実験でも、 $\alpha=0.1\sim 0.2$ にすると熱風部の濃度分布が比較的うまく説明できる。Fig. 13 に示した実験の場合、 w は 60cm/s 程度であるので、熱風部の厚さ Z を 15cm として、 $u_* = \sqrt{gZ \sin \theta}$ で評価すると、 $\epsilon = (0.2\sim 0.5)u_*Z$ ということになる。

P シリーズの実験で熱風部の流速の鉛直分布を計測したが、熱風部と本体部との境界面からある高さの範囲で流速が急激に減少し、しかもそこでは流速分布形が上に凸の形状を呈しており、その部分より上では流速の減少は比較的緩慢で、流速分布形が下に凸の形状を呈していることが分かった。

流速が急減する範囲の厚さを h_m とし、その内部では乱れの混合距離 ℓ が

$$\ell = \beta h_m + \kappa (H + h_m - z) \quad (26)$$

ただし、 $(\beta, \kappa : \text{一定})$ になっているものとする、その内部の流速分布形は

$$\frac{u}{u_{*m}} = \frac{u_m}{u_{*m}} - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\beta + \kappa}{\beta + \kappa (H + h_m - z)/h_m} \quad (27)$$

で与えられる。ここに、 u_m は本体部と熱風部の境界面での流速、 $u_{*m} = \sqrt{gh_m \sin \theta}$ である。

流速分布の変曲点よりも上方については、この領域でせん断力 τ が直線分布をすると仮定し、速度勾配が

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{\epsilon} \frac{\tau(z)}{c(z)\sigma} \quad (27)$$

で示されるものとする。ただし、境界条件としては、

- 1) $z = z_m = H + h_m$ において、 $u = u_b$ (u_b は式(27)で $z = H + h_m$ とした u の値)
- 2) 粒子が浮遊している限界の高さ $z = H_u$ で、 $u = 0$
- 3) $z = H_u$ で、 $du/dz = 0$

を採用する。ここで、 H_u は式(25)による濃度が 0.01 になる高さで与えることにする。したがって、 $z > z_m$ でのせん断力の分布は、 $z = z_m$ でのせん断力を τ_{zm} とし、

$$\tau(z) = \tau_{zm} + \frac{z - z_m}{H_u - z_m} \int_{z_m}^{H_u} \sigma c(z) g \sin \theta dz \quad (28)$$

となり、これと式(27)により、

$$\frac{u(z)}{u_{*m}} = \frac{u_b}{u_{*m}} \left(\frac{H_u - z}{H_u - H - h_m} \right)^2 \quad (29)$$

のような放物線形の流速分布が得られる。

Fig. 16 は Run PA-2 について、 $\nu = 4\text{cm}^2/\text{s}$ 、 $\kappa = 0.3$ とし、 H 、 h_m に実験値を当てはめて流れ全体の鉛直方向の流速分布を上記の考えによって計算した結果である。ここで導入した考え方によって実験結果が比較的うまく説明できることが分かる。

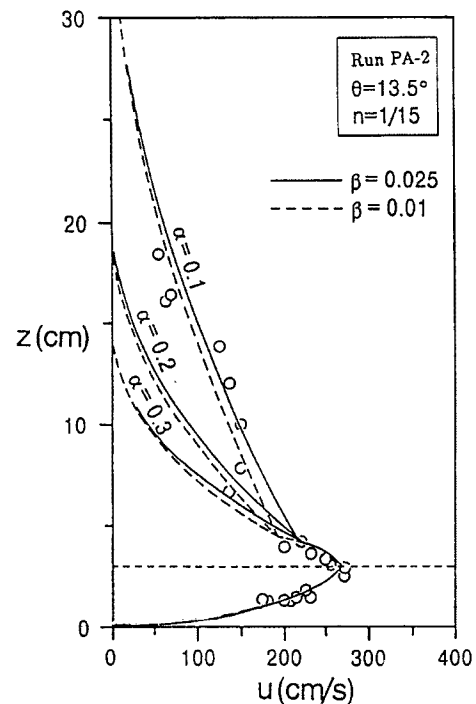


Fig. 16 Theoretical and experimental velocity distribution in the whole body

8. 火砕流の予測

上記の理論を用いると、上流端での給砂量を境界条件として、形成される火砕流の本体部および熱風部の厚さならびに速度を予測できることになる。本体部の平均流速は式(22)を積分することにより、

$$U_d = \frac{gH^2 \sin \theta}{3\nu_m} \quad (30)$$

であり、平均濃度は、今回の実験材料に関しては、 $c_o=0.47$ とすることができ。現実スケールの火砕流に対しては、滑面乱流の流速分布が当てはまるものとすれば、本体部の平均流速は

$$\frac{U_d}{u_*} = 5.5 - \frac{1}{\kappa} + \frac{H}{\kappa} \ln \frac{u_* H}{\nu_m} \quad (31)$$

である。

流速が急減する領域では、平均流速は式(27)より、

$$\frac{U_m}{u_{*m}} = \frac{u_m}{u_{*m}} - \frac{1}{\kappa} \left(1 - \frac{\beta}{\kappa} \ln \frac{\beta + \kappa}{\beta} \right) \quad (32)$$

で与えられ、平均濃度は式(25)より

$$c_m = \frac{1}{h_m} \frac{c_o}{\alpha} \{ 1 - \exp(-\alpha h_m) \} \quad (33)$$

である。

流速分布の変曲点よりも上方では、平均流速は式(29)より

$$\frac{U_u}{u_{*m}} = \frac{1}{3} \frac{u_b}{u_{*m}} \quad (34)$$

であり、平均濃度は式(25)より、

$$c_u = \frac{1}{H_u - h_m - H} \frac{c_o}{\alpha} [\exp \{-\alpha(H_u - H)\} - \exp(-\alpha h)] \quad (35)$$

である。

したがって、上流端での火砕物質の単位時間当たり、単位幅当りの供給量 q_s が既知ならば、

$$q_s = U_d c_o H + U_m c_m h_m + U_u c_u (H_u - h_m - H) \quad (36)$$

が成立するように一組の H , h_m , および H_u を求めることが可能である。ただし、実験においても ν_m の変動幅が大きく、これが的確に与えられなければ精度よく火砕流を予測することが出来ない。

9. 結 論

本研究によって得られた成果をまとめると以下のようである。

- 1) ここで対象としたメラビ型火砕流では、火砕流の形成に対して、火砕物質そのものから発する上向きガス流による揚圧力によって、粒子が支えられるような流動層が形成されることが重要である。
- 2) 流動層よりも下部ではガス流速が十分でないので、粒子同士の接触圧の生じる層が存在するが、その層

は上部の流動層が斜面上を流れる場合、容易に流れに巻き込まれ、供給された火砕物質が全て流下することが多い。

- 3) 上向きガス流によって流動層が形成される場合、その層は火砕流のいわゆる本体部となり、その内部の粒子濃度は高さ方向にほぼ一様で、その値は流動層を形成する限界の濃度程度になっている。
- 4) 本体部の流れは、今回の実験では層流となっていたが、現実の火砕流では十分乱流になることができるものと推測された。本体部のガスと粒子の混合物を見かけ上連続流体であるとして、その粘性係数を評価すれば、ガス単独のそれよりもはるかに大きくなっており、粒子がきわめて高濃度に含まれている効果であると推測されたが、実験においても粘性係数の変動幅が大きく、的確な値を与えるまでに至っていない。
- 5) 流路の底面に火砕物質として使用したのと同じ砂を敷き詰めて移動床とし、その上部に火砕流を発生させる実験も行ったが、火砕流による侵食がほとんど生じなかった。この原因は主として実験での火砕流本体部が層流であったことによっていると考えられるが、実際の火砕流ではどのようなになっているのか詳細な調査が必要である。
- 6) 本体部の上層には本体部が空気層を連行する結果、激しく粒子を混合して流れる熱風部が生じる。この部分の流速分布、濃度分布を与える式を示した。
- 7) 火砕物質の供給流量が与えられたとき、本体部および熱風部の厚さ、移動速度、および粒子濃度を求める式を示したが、それらには本体部の見かけ粘性係数、ガス発生率や熱風部の拡散係数などのパラメーターが含まれており、火砕流の予測にはこれらのパラメーターを的確に与えることが必要であり、今後のより精度の高い研究が必要になる。
- 8) 火砕物質からのガス発生率は、火砕流の発生および堆積を規定する最も重要なパラメーターであり、現実の火砕流に対してこれをどの様にして見積るかが、今後の火砕流シミュレーションへの研究発展上不可欠の課題である。

最後に、本研究に対して財団法人砂防地すべり技術センターの研究助成金を得たことを記し、感謝する次第である。

参考文献

- 1) 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，36，1992，pp.211-216.
- 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，28号 B-2，1985，pp.283-296.
- 3) 中田節也：火砕流の本質—雲仙普賢岳噴火の例，土と基礎，41-3，1993，pp.37-42.
- 4) 宇井忠英・隅田まり・大学合同観測班地質班：メラピ型火砕流の発生過程—雲仙普賢岳第6ドームでの観測結果—，火山，38-2，1993，pp.45-52.
- 5) 白井 隆：流動層，科学技術社，1973，pp.1-236.
- 6) Takahashi, T.: Debris Flow, Balkema, 1991, pp.1-165.