

京都大学防災研究所 正 員 高橋 保
 京都大学防災研究所 正 員 里深 好文
 建設省 正 員 ○金銅 将史
 京都大学大学院 学生員 竹内 竜太

1. はじめに 本研究では、火砕流の非常に危険な特性である高い流動性が、火砕物質そのものから噴出する火山ガスによる粒子浮遊効果によってもたらされるという考えに基づいた流動モデルを提案し、著者ら¹⁾がこれまで行ってきた再現実験の結果との比較によって、その妥当性を検証した。

2. 再現実験 実験は、ガス発生機構として重炭酸ナトリウムの熱分解反応を利用し、これを加熱した珪砂に混合、流路に供給する方法で行った(図-1)。その結果、上昇ガス流の揚圧力によって粒子群が支えられ、粒子間摩擦が著しく低下して液体状の挙動を示すいわゆる「流動層」が形成されると考えることにより、火砕流の高い流動性が説明できることがわかった。実験中の観察によれば、砂粒子とガスの混合

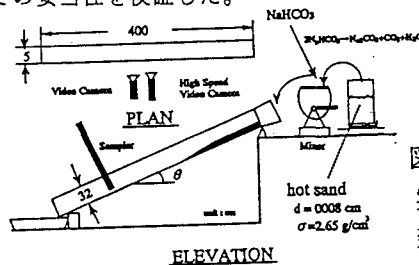


図-1
実験
装置

物はあたかも1種の流体のように安息角以下の緩勾配斜面をも高速で流下し、また、実際の火砕流に非常に類似した構造(高粒子濃度の本体部とその上方の熱風部)を持つことがわかった。

3. 応力モデルと抵抗則 粒子からのガス噴出率 b を単位時間に単位体積の固体相から発生するガスの割合(質量比)で定義すると、ガス相の質量保存則は、

$$\frac{d}{dz} \{ \rho(1-C)w \} = bC\sigma \quad (1)$$

と書ける。ここに、 z 軸は斜面直角上向きにとるものとし、 ρ : ガス密度、 w : 上昇ガス流速、 C : 粒子濃度、 σ : 粒子密度である。 b が空間的に一様とし、さらに実験より本体部では粒子濃度が最粗充填濃度程度の一定値 $C_0 (= 40 \sim 45\%)$ をとることがわかっているのを、これを C_0 とすると、(1)式より w が底面から上方に向かって直線的に増加することがわかる。よって、粒子がガス流より受ける抗力と重力が釣り合う高さ h が存在し、 $0 \leq z < h$ では、粒子が浮遊できずにその重量の一部が粒子骨格応力 p_s で支えられ(底層と呼ぶ)、 $h \leq z \leq H$ (H : 本体部表面高さ)では粒子が完全にガス流の揚圧力 D で支えられている(流動層)ものと考えられる。これより z 方向の応力の釣り合い式は、本体部において

$$C_0 \sigma g \cos \theta + \frac{dD}{dz} + \frac{dp_s}{dz} = 0 \quad (2)$$

と書ける。上式に含まれる揚圧力 D を粒子充填層を吹き上げる気体の圧損失に関するErgun²⁾の式に基づき、粒径 d 、間隙ガスの粘性係数 μ 、粒子形状係数 ϕ_{sp} として

$$-\frac{dD}{dz} = \frac{150\mu w}{\phi_{sp}^2 d^2} \left(\frac{C}{1-C} \right)^2 \quad (3)$$

で与えると、底層においてのみ存在する粒子骨格応力 p_s の分布および底層の厚さ h が、それぞれ

$$p_s = \frac{1}{2} \sigma C_0 g \cos \theta h \left(1 - \frac{z}{h} \right)^2 \quad (4) \quad h = \frac{gd^2 \cos \theta}{1650 b \nu C_0} \quad (5)$$

のように求められる。ここに、 ν ; ガスの動粘性係数($=\mu/\rho$)である。一方、斜面方向(x 軸)方向については次のように考える。ガス流によって中立状態となった高濃度の粒子群はもはや間隙ガスと混然一体となって運動するものと思われ、そのせん断による乱流混合が散逸機構として支配的であると考えられる。よって、見かけ密度 $\rho_m(\approx \sigma C_0)$ の混合流体としての乱流応力 τ_t および底層でのクーロン型摩擦応力 τ_s を考えれば、応力の釣り合い式は、

$$\sigma C_0 g \sin \theta (H - z) = p_s \tan \phi + \sigma C_0 \ell^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \quad (6)$$

のように書ける。ただし、右辺第1項(τ_s)は底層では0をとり、 ϕ ; 内部摩擦角、 ℓ ; 混合距離($=\kappa z$)である。(4)式及び(6)式より、若干の近似の後、本体部の流速分布が、底層($0 \leq z < h$)で

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \cos^{-1} \left(1 - \frac{z}{h} \right) + \sqrt{1 - \left(1 - \frac{z}{h} \right)^2} \right\} \quad (7)$$

また、流動層($h \leq z \leq H$)での流速分布が

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{h} + 1 + \frac{\pi}{2} \right) \quad (8)$$

と求まる。そして、これらより底層と流動層を合わせた本体部全体の断面平均流速 V が

$$V = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \left(1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h}{H} - \ln \frac{h}{H} + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (9)$$

のように得られ、火砕流の流動性が層厚比 h/H によって評価できることがわかる。(7),(8)式と流速分布に関する実験結果との比較を図-2に示す。また、下流端採取によって求めた本体部単位幅流砂量 q_s と本体流動深 H の関係を図-3に示す。図中の実線は、(9)式を $q_s = C_0 H V$ により $q_s \sim H$ 関係に直した理論曲線である。両者とも理論式は実験値の傾向をよく表しており、これまでの考え方によってほぼ火砕流本体部の流動機構が説明できるものと考えられる。なお、カルマン定数が0.7~1.0と大きく算定されるが、これはガス流の存在により、いわば強制的に乱れエネルギーが与えられ続けられ、混合が促進されるためと考えられる。また、図-3で勾配の大きなケースにおいて q_s の実験値が小さくなっているのは、流れが加速領域にあったためと思われる。

4. おわりに 火砕流本体部の流動則として、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れば、見積もられる見かけの粘性係数は水の1000倍もの過大な値となる。また、粒子衝突による散逸を考えたダイラタント流体モデルは、このような粒子径が流動深に対して非常に小さな流れを説明し得ない。これに対し、乱流混合および底層での固体摩擦によるエネルギー散逸を考慮した本モデルにより、ガス噴出モデルに基づく本質的かつ実用的な抵抗則の表示が得られたと言える。

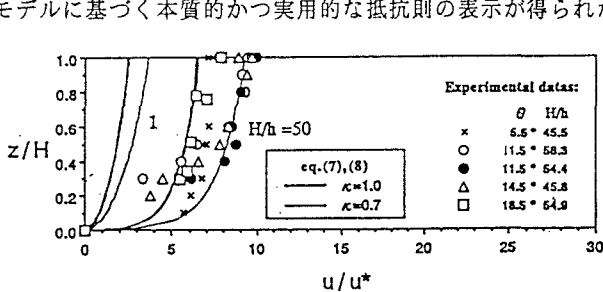


図-2 流速分布

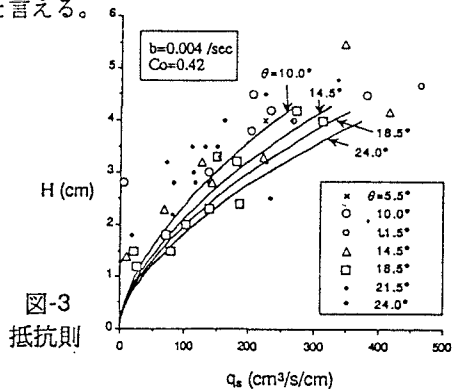


図-3 抵抗則

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, pp389-404 2) Ergun, S.: Chem. Eng. Progress, vol. 48, 1952, pp89.