

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
 京都大学大学院 学生員 金銅将史
 京都大学大学院 学生員 〇竹内竜太

1. はじめに 火砕流の最大の特徴は、火砕物の安息角よりも緩い勾配の斜面上でも高速で流下するという高流動性であり、これが被害を大きくする主要因と考えられる。ここでは、火砕物からのガス発生により形成される上向きのガス流によって粒子層が「流動層」となるために高い流動性が維持されると考え、模擬火砕流実験を行って火砕流の内部機構を調べた。

2. 模擬火砕流実験 粒子層からのガス発生により流動層を維持しながら流下する固気混相流を耐熱性実験流路（長さ 4m, 幅 5cm, 深さ 32cm）内で再現した。これには、重炭酸ナトリウムを約 300°C に加熱すると、熱分解されて炭酸ガスと水蒸気が発生するという現象を利用し、珪砂（粒径 80μm, 密度 2.65g/cm³）を加熱してこれに重炭酸ナトリウムを混合する方法をとった。なお、底面条件は固定床（滑面）または同じ珪砂を敷き詰めた移動床とした。実験装置を図-1に示す。

実験は、表-1に示すように流路勾配 θ 及び重炭酸ナトリウムと珪砂の混合比 n （重炭酸ナトリウム重量/珪砂重量）を変化させて行い、斜面直角方向の粒子濃度分布と流速分布を測定した。

3. 実験結果と考察 上昇ガス流が存在する条件下での粒子と間隙ガスの混合物の2次元等流に対する基礎式として、ガス流の質量保存則¹⁾及び混合物の x, z 方向の運動量保存則がそれぞれ式(1)および(2),(3)のように与えられる。

$$\frac{d}{dz}(\rho v) = bC\sigma \quad (1)$$

$$\rho_m g \sin \theta + \frac{d\tau}{dz} = 0 \quad (2)$$

$$\rho_m g \cos \theta + \frac{dD}{dz} + \frac{dp}{dz} = 0 \quad (3)$$

ここに、流下方向に x 軸、斜面直角方向に z 軸をとるものとし、 ρ ：ガス密度、 v ：上昇ガス流速、 b ：粒子から単位時間当たりには発生するガス

質量の粒子質量に対する割合、 C ：粒子濃度、 σ ：粒子密度、 ρ_m ：混合物の見かけ密度(= $\rho\{(\sigma/\rho - 1)C + 1\}$)、 τ ：せん断応力、 p ：等方圧力、 D ：ガス流による揚圧力である。

流路側方に設置した高速度ビデオカメラの画像より、流れは底部の高濃度部分（本体部）と上部の低濃度部分（熱雲部）からなる（境界面高さを H とする）ことが観察され、高濃度部分は図-2に示すように次の3つの領域に分割される。すなわち、 $0 < z \leq h_0$ は底部で既に停止・堆積している領域、 $h_0 < z \leq h$ は粒子が

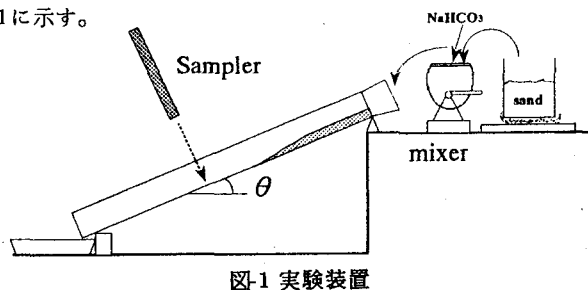


図-1 実験装置

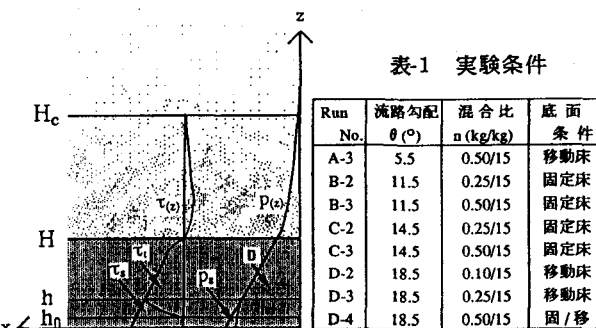


図-2 粒子層の構造と応力の概念図

接触圧力を持ちながら流下する領域（底層）、 $h < z \leq H$ は上昇ガス流により流動化状態が達成されている領域（流動層）である。この高濃度部分の濃度は、粒子に固有の最粗充填濃度（粒径 $80\mu\text{m}$ の球形粒子では $0.47^{(2)}$ ）とほぼ一致し、一様分布と考えられる。濃度分布の測定結果（A-3, C-2）を図-3に示す。また、この部分での応力構造は次のようになると考えられる。

$$p = (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_z^\infty C(z)dz - D = p_s \quad (4)$$

$$\tau = (\sigma - \rho)g \sin \theta \int_z^\infty C(z)dz = \tau_t + \tau_s \quad (5)$$

ここに、 p_s と τ_s は粒子同士の接触到起因する圧力およびせん断応力であり、 $0 < z \leq h$ でのみ働く。また、 τ_t は粒子とガスの混合物のマクロな乱れによるせん断応力である。揚圧力 D は白井²⁾によれば、粒子径を d 、ガスの粘性係数を μ として

$$\frac{dD}{dz} = f \frac{\mu v}{d^2} C(1 - C) \quad (6)$$

で与えられる。但し、底層で $f = 1200$ 、流動層で $18 < f < 1200$ である。応力の概念図を図-2にあわせて示す。実験条件のように粒子からのガス発生が十分にある場合、後で図-5に示すように流れの大部分が流動化することから、式(5)において、 $\tau_s = 0$ として、 τ_t にレイノルズ応力を仮定すれば、式(2)(5)より流速分布として通常の乱流の対数則が導かれる。図-4に示した2ケースの流速分布うち、C-2は実験で最も多く測定された代表的なタイプであり、層流解・乱流解ともほぼ適合する。しかし、流れの見かけの動粘性係数 ν_m に関する十分な知見がないために、いずれかを決定することは出来ない。A-3は勾配が小さいケースであり、乱流解を仮定すると $\kappa = 20$ となり他のケースと比べて明らかに過大となった。これは流れが層流であったためと考えられるが、実際の火砕流は、流速および流動深が実験の流れに比べて非常に大きく、乱流になっていると思われる。

図-5は、C-2のケースについて、 b の減少に伴う図-2の粒子層構造の変化をみたものである。なお、図中の H_c より上の粒子はガスとともに系外へ持ち去られてしまう。また、 h 、 h_0 、 H_c は式(3)(4)(6)から求めた理論値である。 b の減少に伴い、 h_0 が大きくなり、 h_0 が H に一致した時点で流れは停止することから、火砕流の流下から停止に至る過程は b の変化に大きく支配されることが分かる。これはまた、 θ の減少を考えることによって同様のことが言える。

4. おわりに 今回、流路実験により火砕流本体部の応力構造が調べられ、さらに内部の構造は b （および θ ）に大きく依存することが分った。今後、火砕流本体部の厚さや流速を決定する抵抗則を解明することが課題であり、そのためには実験で見られる流れの状態の可視化の方法を開発することが必要である。

参考文献

- 1) 高橋 保：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」報告書，1986，pp.25-41.
- 2) 白井 隆：流動層，科学技術社1973，pp.1-236.

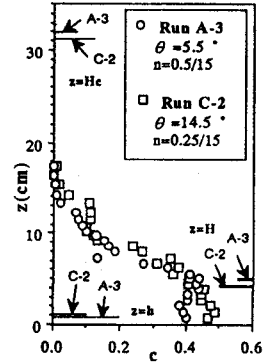


図-3 濃度分布

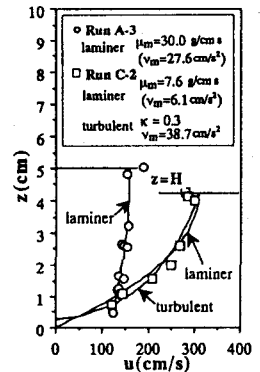


図-4 流速分布

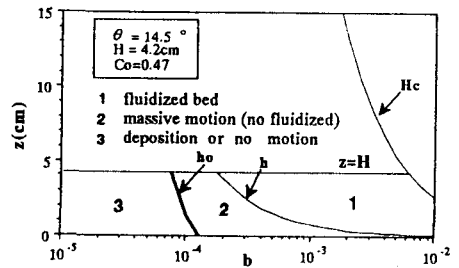


図-5 粒子層構造の変化