

28 火砕流の流動機構(3)

京都大学防災研究所 ○高橋 保
京都大学防災研究所 里深好文
建設省 金銅将史
京都大学大学院 竹内竜太

1. はじめに

我々は、一昨年来、火砕物質そのものから噴出するガスが火砕流の発生と流動の維持に対して基本的な役割を果たすとの考えに基づき、理論的・実験的研究を行い、この場で成果を発表してきた^{1),2)}。本年度は、流れの内部の応力構造をより厳密に議論して、従来曖昧であった見かけの動粘性係数を経験的に得るという方針を改めて、一般的な流動則を導き、現実の火砕流もこのような理論で説明できることを示す。

2. 支配方程式及び流れの内部構造

ここでは、外力である重力と応力とが釣り合った定常状態を考えることにすれば、流れの支配方程式は、微小項を省略して、以下の三つとなる。

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

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

$$\sigma C g \cos \theta + \frac{dp_s}{dz} + \frac{dD}{dz} = 0 \quad (3)$$

式(1)は気相の連続式、式(2)は斜面方向(x 方向)の応力の釣合式、式(3)は斜面に直角上向き(z 方向)の応力の釣合式であり、 C は固相の容積濃度、 b は単位質量の固相から単位時間に噴出されるガスの割合、 θ は斜面勾配、 τ はせん断応力、 p_s は粒子骨格応力、 D は上向きのガス流による揚圧力である。

さて、火砕流本体部の底面付近では、ガス流による揚圧力が十分でないため、外力の一部が粒子骨格応力によって支えられる。この部分を底層と呼ぶが、ここでは粒子は平均的に常に接触しながら流下方向に移動している。この部分の粒子濃度は、底面の静止堆積濃度 C_* から上面の流動化開始濃度 C_{mf} の間で、上向きに小さくなっていくと思われる。底層の上には、粒子間隙を縫って上昇するガス流によって粒子が支えられているが、バラバラになって吹き飛んでしまうまでには至らない状態に粒子が分散している流動層の部分が存在する。流動層が静かに置かれた状態を想定すれば、その内部の粒子濃度分布は式(3)を $p_s=0$ とし、 D に例えばErgunの式を適用して、流動層底面の濃度が C_{mf} であるとして解くことによって求められるが、斜面上で激しく流れている流動層では、実験によれば、ほぼ C_{mf} 程度の一様分布となっている。不規則な粒子形状の場合、 C_* も C_{mf} と大差がないから、結局、本体部は全層を通じて C_{mf} 程度の濃度となっている。実際の火砕流でも、本体部の土砂濃度はおよそ40~45%程度の一定値をとるものと考えてよいであろう。

式(1)、式(3)および揚圧力を与えるErgunの式において、 $z=0$ で $w=0$ 、 $z=h$ で $p_s=0$ とし、さらに、 $z=h$ で $dp_s/dz=0$ となっているものとすれば、底層の厚さ h として、

$$h = \frac{gd^2 \cos \theta}{1650b\nu C_0} \quad (4)$$

が得られる。もちろん、底層厚は本体部の厚さ H を越えることはできないので、実際の底層厚は式(4)の h と H の小さい方の値をとる。なお、 ν はガスの動粘性係数、 C_0 は本体部全体の平均粒子濃度である。また、 p_s は

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

で与えられる。

本体部の厚さ H は、その単位幅流砂量 q_s が与えられたとき、後述の抵抗則によって決まる流動深 H_0 と流速 V の関係より、 $q_s = C_0 H_0 V$ を用いて決まる深さ H_0 か、本体部厚さがそれ以上になれば、その表面から粒子がガス流に乗って系外へ持ち去られてしまう厚さ H_c かの小さい方の値として与えられる。後者は粒子1個に働く重力と抗力の釣合式から、

$$H_c = \frac{1 - C_0}{18} \frac{gd^2 \cos \theta}{b\nu C_0} \quad (6)$$

で与えられる。

本体部の上には熱風部が存在する。これ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、それにはせん断による乱流混合効果と上昇ガス流の浮揚効果が寄与している。とくに平衡状態では、浮揚効果による釣合が卓越しているものと考えられる。このとき、熱風部での粒子濃度分布は、本体部の濃度分布に関して述べたのと同様の手続によって求められるが、熱風部では層全体に渡るような強い混合が無いために、本体部とは違って約40%の濃度から0%まで連続的に変化するものと考えられる。すなわち、濃度分布は、本体部近傍の濃度が20%以上の領域で、

$$\frac{dC}{dz} = -\frac{150b\nu}{\phi_{sp}^2 gd^2 \cos \theta} \frac{C^3}{(1-C)^2(1+2C)} \quad (7)$$

濃度が20%以下の上部で、

$$\frac{dC}{dz} = -\frac{18b\nu}{\phi_{sp}^2 gd^2 \cos \theta} \frac{C}{4.65(1-C)^{3.65}} \quad (8)$$

のように与えられる。境界条件は $z = H$ で $C = C_0$ および $C = 0.2$ となる z で濃度が連続となることである。ただし、式(7)は揚圧力の勾配にErugunの式を用いた場合で、式(8)はWen, Yuらの式から導かれる式を用いた場合である。なお、 ϕ_{sp} は粒子の形状係数で球では1.0である。図1はこのような式から求めた濃度分布の理論値と実験値とを比較した例である。上部で実験の方が急激に濃度が小さくなる傾向が見受けられるが、概ねこのような考えが適合している。

3. 抵抗則

x 方向の応力の釣合式(2)を積分し、せん断力 τ として、底層では

$$\tau = \frac{1}{2} \sigma C_0 g \cos \theta \tan \phi h \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2 + \sigma C_0 \ell^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \quad (9)$$

であり、流動層では式(9)の右辺第1項が0であるとする。ここに、 ϕ は粒子の内部摩擦角、 u は高さ z での x 方向の粒子とガスの混合物の流速、 ℓ は乱流混合距離である。 $z = 0$ より上部が全て流動している場合、混合距離が $\ell = \kappa z$ で与えられるものと仮定すると、

$$\frac{du}{dz} = F \frac{u_*}{\kappa z} \quad (10)$$

によって流速分布形が求められる。ここに、 F は底層においては

$$F = \sqrt{1 - (1 - z/h)^2} \quad (11)$$

であり、流動層では1に等しい。式(10)を $z = 0$ で $u = 0$ の境界条件で解くことにより、底層の流速分布として

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \cos^{-1} \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \sqrt{1 - \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2} \right\} \quad (12)$$

を得る。また、底層の断面平均流速 V_1 として、下記の式を得る。

$$V_1 = \frac{u_*}{\kappa} \left(1 + \frac{\pi^2}{8}\right) \quad (13)$$

流動層での流速分布は、 $z = h$ での流速の連続性を考慮して、

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{h} + 1 + \frac{\pi}{2} \right) \quad (14)$$

のようになり、流動層の断面平均流速 V_2 は以下になる。

$$V_2 = \frac{u_*}{\kappa} \left(\frac{1}{1-h/H} \ln \frac{H}{h} + \frac{\pi}{2} \right) \quad (15)$$

したがって、本体部全体の断面平均流速 V は以下になる。

$$V = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \left(1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h}{H} - \ln \frac{h}{H} + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (16)$$

図2は本体部の流速分布の実験値と理論値の比較の一例である。他のケースにおいても κ を0.7~1程度にすると流速の絶対値並びに分布形がよく説明される。 κ が通常の流体の流れの場合に比べて大きいのは上昇ガス流による乱れの促進効果があるためであろう。

熱風部ではせん断力の分布が

$$\tau \simeq \sigma g \sin \theta \int_z^{H_\infty} C dz \quad (17)$$

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ある。ここにおいても Plandtl の混合距離理論を適用すれば、流速分布が以下の式で求められる。

$$\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{g \sin \theta}}{\ell_u} \sqrt{\frac{\int_z^{H_\infty} C dz}{C}} \quad (18)$$

混合距離 ℓ_u の分布については不明であるが、仮に一定値を取るものとし、各実験ケースについて平均的な値を逆算した結果を当てはめると図3のようになる。ただし、 H_∞ としては $C < 0.01$ となる高さを採用している。

4. 実際の火砕流への適用性

式(16)から本体部に対する流速係数は h/H の関数であることが知れる。いま、最も流動性の高いのは H が H_c となる場合で、最も流動性の低いのは h が H に等しくなる場合であるから、式(4)および(6)に $C_0 = 0.45$ を用い、さらに $\kappa = 0.75$ とすれば、 V/u_* は7.33から2.97の間に存在することになる。図4は著者らの実験および普賢岳とメラピ火山での流速係数の値を示している。実際の火砕流もほぼこのような考え方で説明できることが分かる。

5. おわりに

火砕物からのガス発生による流動層の形成が火砕流の流動機構を支配する基本的要因であるという考えに立って導いた理論によって、実験並びに実際の火砕流がほぼ説明できることが判明した。これは雲仙普賢岳の火砕流を対象に試みられたシミュレーションの考え方とは根本的に異なるもので、後者に含まれていた諸矛盾点を解消するものである。今後、熱風部のより詳細な議論とともに、堆積過程の理論を検討して行くつもりである。

本研究には文部省科学研究費（一般B、06452414、代表 高橋 保）を使用した。記して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（2）、平成6年度砂防学会研究発表会概要集、pp.41-44.
2. 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、37号B2、pp.389-404.
3. Gidaspow, D.: Multiphase Flow and Fluidization, Academic Press, 1994.

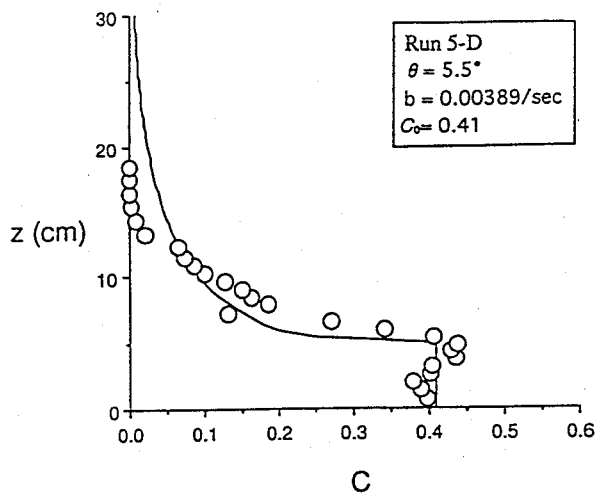


図1 濃度分布の理論曲線と実験値の比較

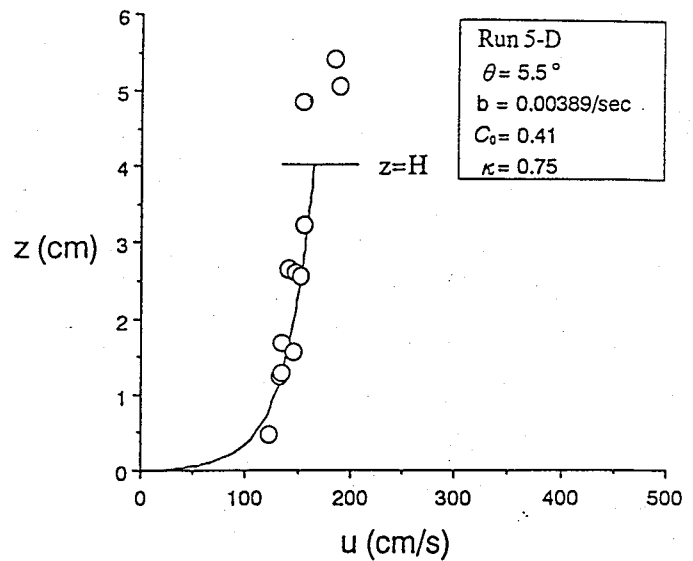


図2 流速分布の理論曲線と実験値の比較

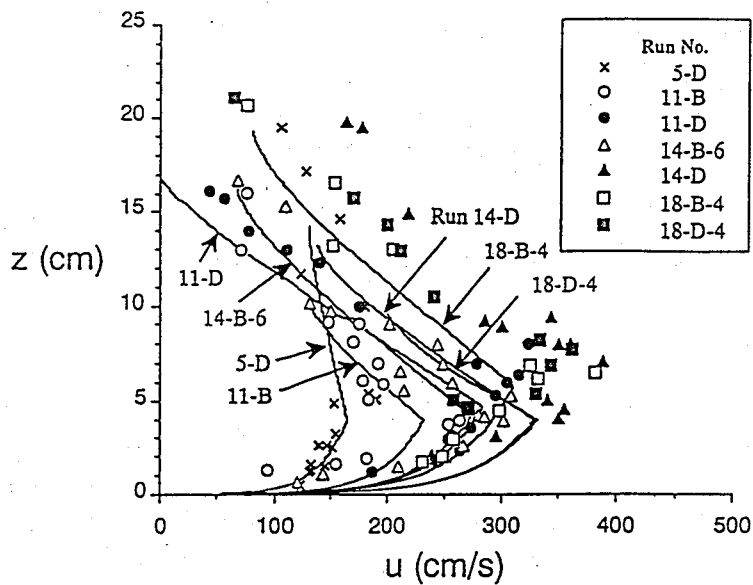


図3 熱風部の流速分布

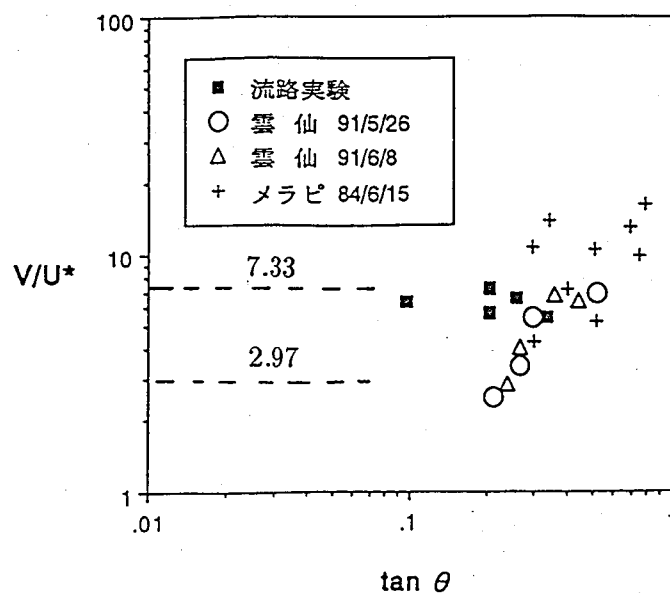


図4 火砕流の流速係数