

36 火砕流の数値シミュレーションとその適用法

住 鋳 コンサルタント(株) ○山下伸太郎

(財)砂防・地すべり技術センター 宮本 邦明, 高濱 淳一郎

1. はじめに

火砕流と呼ばれている現象は、噴火形態、噴火規模、噴出物の組成等により、その形態が様々であり、同一のモデルで説明することは難しい。著者らは、比較的規模が小さく流れを維持している要因が重力であるような火砕流を考え、流れの底部での粗い粒子からなる粒子流動層(以下、本体と呼ぶ)の部分とその上部の微細粒子と気体とによって構成されている固・気混相流(以下、熱雲と呼ぶ)の部分からなるモデルを提案した^{1), 2)}。とくに火砕流本体の流動は、その上部の熱雲の流動を支配していると考えられることからこの部分に問題を絞り、火砕流の流動機構とそれにもとづいた数値シミュレーションモデルを検討してきた。これまでは、火砕流の流動機構を考えるうえで、高温の火砕物と路床の間隙水との接触による水蒸気の発生や、火砕物そのものから放出される気体等による流動深方向の圧力勾配の生成を無視してきたが、火砕流の流動を支配しているパラメータを考えるうえで、これらの問題が重要な要因であることが明らかになってきた。

そこで、まず火砕流本体のモデルの概要について述べ、その流動を特徴づけているパラメータを明らかにする。次いで、路床と高温の火砕物との接触による水蒸気の発生が火砕流の流動に与える影響について若干の考察を行い、数値シミュレーションを実施する上での留意点を示した。

2. 火砕流の構成方程式の概要^{2), 3)}

火砕流の本体を粒子流としてとらえた場合、その流動を特徴づけているパラメータは、粒子間摩擦係数 μ と反発係数 e とである。土石流のように非圧縮流体を間隙に含む粒子流では、粒子間の個体摩擦により消費されるエネルギーは、粒子の非弾性衝突によるエネルギー消費較べて小さく無視することができ、動的な粒子間のせん断応力は e によってほぼ説明される。そして、粒子濃度は流れの諸量の関数ではなく、流路床における静的な力のつりあい条件から得ることができる。

しかし、火砕流の下層部を構成する粒子流では内部に流体を含まないため、静的な力のつり合から粒子濃度を求めることはできない。したがって、粒子濃度を粒子の衝突により生じる動的な応力により定める必要がある。粒子流中の粒子は、流れの程度に応じた一定の濃度を保持したまま、粒子の衝突により生じる動的圧力によってその重量が流れの中で保持されていると考えられ、この条件のもとでは動的圧力と粒子濃度が流れの状態により一意的に同時に定まらなければならない。このような流れでは解析上、粒子は $e = 1$ である完全弾性体であることが望ましい。粒子は流れの中で粒子相互の相対速度によって生ずる圧力に支えられているが、もし $e < 1$ ならばこの相対速度が衝突の前後で変化するため、マクロな圧力が一意的に定まらない。したがって、粒子濃度を含むマクロ的な流れの場を与えなければ、粒子を流れの中で支える圧力が決まらないという矛盾を生じる。したがって、粒子は $e = 1$ である完全弾性体と仮定されるが、この条件のもとではせん断応力がなす仕事と等価なエネルギー消費を支配しているパラメータは μ のみということになる。また、この考察のもとでは粒子は

動的な圧力によって支えられているから、静的な圧力は動的な圧力に比べ無視しうると考えることができる。このように、粒子流が完全弾性体からなる粒状体の流動であるとし、エネルギー消費機構として粒子間摩擦を考慮したモデルに金谷⁴⁾のモデルがある。

金谷の構成方程式に若干の近似を行って2次元せん断流に適用すると、

$$P = \frac{1}{200} \frac{c}{1-(c/c_x)^{1/3}} T_e \sigma D^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (1)$$

$$\tau = \frac{3}{200\sqrt{10}} \frac{c^{4/3}}{1-(c/c_x)^{1/3}} T_e \mu \sigma D^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2)$$

と表わされる。ここに、 D は粒子径、 σ は粒子密度、 T_e は流れの状態を表わす定数、 c_x は堆積時の粒子濃度である。そして、(1)と(2)式より局所平衡状態での粒子濃度 c は次式のとおり求めることができる。

$$c = \left(\frac{\sqrt{10}}{3} \frac{i_e}{\mu} \right)^3, \quad i_e = \frac{\tau}{P} \quad (3)$$

ここで、(3)式から得られる i_e と c との関係を図-1に示すが、 c は i_e と μ との比の3乗に比例するため、 i_e はもちろん μ にも非常に敏感であり、 μ は粒子濃度を規定する重要なパラメータであるといえる。また、 c が小さくなれば(2)式より τ が減少して摩擦速度も低下するため、水深と i_e のいずれか、または両方が減少する。

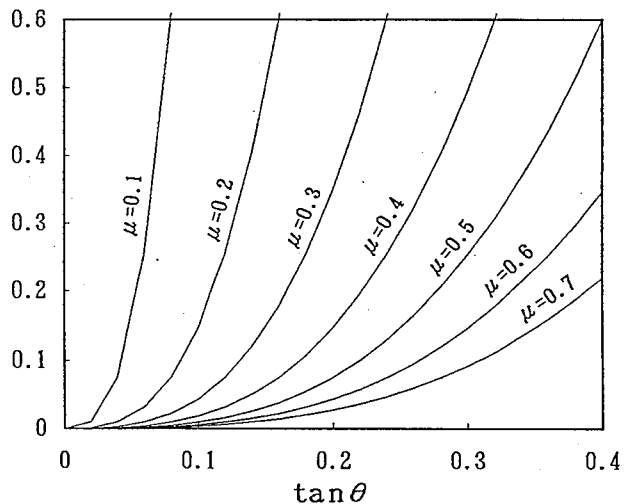


図-1 エネルギー勾配と粒子濃度との関係

i_e の減少は図-1で示したように c 急速な c の減少、つまりは τ の減少を意味しており、ある勾配になると流れは急速に停止していく。つまり、粒子濃度を規定しているパラメータである μ は、火砕流の到達距離も規定していることになる。

3. 粒子間摩擦係数と気体上昇速度

3.1 見かけの粒子間摩擦係数

一般に、乾燥した砂礫粒子は通常の状態では、仮に安息角以上の急勾配斜面から流下させたとしても勾配が緩くなればすぐ停止してしまう。しかし、1992年4月現在も度々火砕流を発生させている雲仙普賢岳の例みても、火砕流は勾配が数度という緩勾配な地点にまで流下してきている他、その規模によっても到達する勾配が異なっている⁵⁾。これを説明するため、これまで火砕流の数値シミュレーションでは、経験上 μ は見かけの値として評価し、火砕流の停止勾配の1.5~2倍程度を目安に $\mu=0.1 \sim 0.4$ 程度の値を用いてきている。しかし、この値は一般的な砂礫の μ と考えられる $0.5 \sim 0.7$ より小さい。また、粒子間摩擦係数 μ は、本来、粒子の材料が変わらなければ一定の値をとるはずである。

見かけの μ は粒子間の μ に比べ、必ず等しいかそれより小さい値をとる。このことは、粒子間摩擦を介して抵抗力を生んでいる粒子の衝突による圧力が低下していることを示しており、圧力とつりあっているはずの粒子の重量を支えている別の応力、すなわち間隙を充填している気体による圧力勾

配が生じていることを示している。ここでは、このような圧力勾配を生じる原因として、高温の火砕物と路床堆積層の間隙水との接触による水蒸気の発生と、それによって生じる上向きの気体上昇と圧力勾配の生成について考えてみる。

図-2に示すように、路床からの気体の上昇速度を u_b とすれば粒子1個に作用する抗力 F_i は

$$F_i = \frac{1}{2} \rho C_D \left(\frac{\pi}{4} D^2 \right) u_b^2 \quad (4)$$

と表される。ここに、 C_D は抗力係数、 ρ は気体密度である。そして、単位体積当たりに含まれる粒子の個数を N とすれば、圧力勾配はそこに働く抗力の総和となり、さらに N を粒子濃度 c を用いて表せば圧力勾配は次式のとおり表される。

$$\frac{\partial p}{\partial z} = NF_i = \frac{2}{3D} \rho C_D c u_b^2 \quad (5)$$

図-2に示すコントロールボリュームにおける力のつりあいを考えれば、圧力勾配の生成により見かけの勾配 θ_a が大きくなる。また、見かけの粒子間摩擦係数を μ_a として定常状態を考えれば、(3)式より $\mu/\mu_a = \tan \theta / \tan \theta_a$ の関係があるから、 μ_a と μ との関係は次式により表される。

$$\frac{\mu_a}{\mu} = \frac{c \sigma}{c \sigma - \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial p}{\partial z}} \quad (6)$$

ここで、 $\partial p / \partial z \geq 0$ であるから、気体上昇速度が大きく圧力勾配が大きいほど μ_a は小さくなり、圧力勾配が等しければ勾配が大きいほど μ_a は小さくなる。したがって、 u_b を知ることにより μ の低下を定量的に評価できる。

図-3は、安息角より小さな勾配にセットされた実験水路の砂の堆積層が流動するのに要する路床からの空気上昇速度と勾配との関係を調べた実験結果⁶⁾をもとに、無次元化した空気上昇速度と勾配との関係を表示したものである。図-3中の実線は(6)式から得られる計算値であり、実験値と良く一致していることがわかる。ここで、 C_D は粒子の形

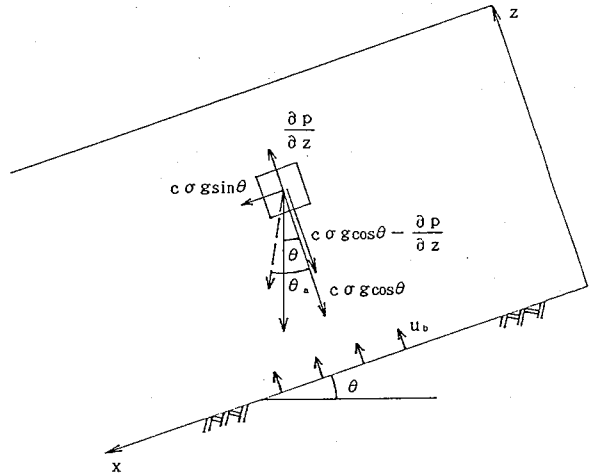


図-2 圧力勾配による見かけ勾配の変化の模式図

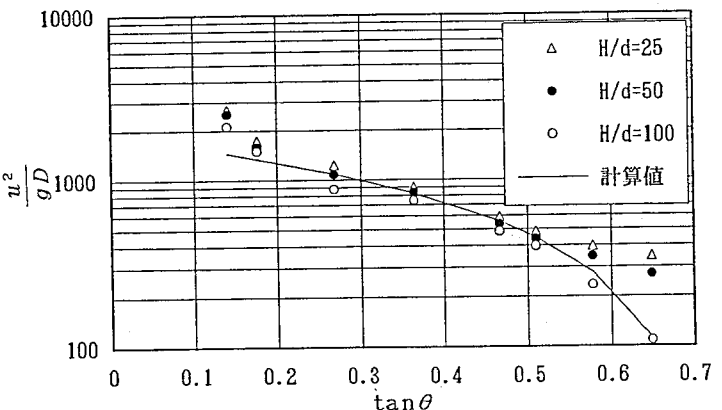


図-3 無次元空気上昇速度と堆積層の移動限界勾配との関係 (H:堆積層厚, d:粒径)

状や粒子濃度等に規定されていると考えられるが、実験結果と適合するように定めると $C_D = 1.7$ を得る。いずれにしても、図-2の結果から上記の理論により μ の見かけ上の低下を説明できる。

3.2 気体上昇速度

次に、路床からの空気上層速度について考える。ここでは、高温の火砕物と路床の間隙水との接触による水蒸気発生に起因する気体上昇を考えているから、気体上昇速度 u_b は単位面積、単位時間当たりの水蒸気発生量として次式により与えられる。

$$u_b = \beta \rho_w a (1 - c_x) \frac{RT}{m p_0} \quad (7)$$

ここに、 $m (=18.0153 \times 10^{-3} \text{kg/mol})$ は水の分子量、 $\rho_w (\text{kg/m}^3)$ は水の密度、 $R (=8.31451 \text{J/mol/K})$ は気体定数、 $p_0 (\text{Pa})$ は発生する水蒸気の圧力、 $T (\text{K})$ は発生する水蒸気の温度、そして $\beta (1/\text{sec})$ は単位時間当たりに蒸発する間隙水の割合である。また、 $a (\text{m})$ は間隙水を含む路床の堆積層において高温の火砕物との熱交換が行われる層厚である。ここで、 $RT/(m p_0)$ が一定と仮定すれば、気体の u_b は路床の条件に依存することになる。

ここで、雲仙・普賢岳で発生した火砕流を例にとり、気体上昇速度および βa を推定してみる。 μ を一般的な砂礫の値である0.6とし、火砕流の再現計算結果²⁾等から見かけの粒子間摩擦係数を0.2とする。また、 $\sigma = 2.5 (\text{g/m}^3)$ 、 $D = 30 \text{cm}$ 、 $\tan \theta = 0.1$ 、そして気体密度として 100°C 、 1atm の水蒸気を考え $\rho = 0.598 \times 10^{-3} (\text{g/m}^3)$ として(3)、(5)および(6)式から気体上昇速度を求めると $u_b = 2.1 \text{m/s}$ となる。そして、 $c_x = 0.6$ 、 $\rho_w = 1.0 \text{g/m}^3$ とすれば $\beta a = 0.003 (\text{m/s})$ となる。

このように、わずかな速度の堆積層の侵食、混合でも、間隙水の蒸発により、かなり、粒子間摩擦を減じる効果があることがわかる。

シミュレーション結果を実績と合わせるために、到達範囲を問題とするときには μ を小さく、堆積分布を合わせるためには本来の μ か、それよりやや小さい値を経験的に用いてきたが、ここで議論した堆積層の侵食や混合にともなう水蒸気発生と μ のみかけの時空間的变化を考慮すれば、より良く現象を評価できると考えている。

4. おわりに

火砕流本体の流動を粒子流としてとらえ、流動を支配しているパラメータとして粒子間摩擦係数 μ が重要であることを示した。そして、 μ は気体上昇速度による圧力勾配の生成により見かけ上低下して火砕流の流動性を増していることを説明し、さらにその評価方法について検討を行った。しかし、圧力勾配の評価に関わる抗力係数や熱交換層厚の与え方は今後の課題であり、理論的な考察も進めていく必要がある。また、これらのモデルを考慮した数値シミュレーションモデルを作成し、雲仙岳や他火山の実績との比較を行いながら火砕流のシミュレーションの精度向上を図っていく予定である。

参考文献

- 1) 山下他:火砕流の流動機構とシミュレーション,平成2年度砂防学会研究発表会概要集,pp.322-325.
- 2) 宮本他:火砕流の流動特性と流下・堆積範囲の予測に関する研究,水工学論文集,第36巻,pp.211-216,1992.
- 3) 宮本:Newton流体を含む粒子流の流動機構に関する研究,立命館大学学位論文,1985.
- 4) 金谷:粒状体の流動の基礎理論(第2報,発達した流れ),日本機械学会論文集(B),45-392,1979,pp.515-522.
- 5) 池谷・石川:平成3年雲仙岳で発生した火砕流,土石流災害,新砂防,Vol.44, No.33, pp.46-56,1991.
- 6) 山田他:火砕流の流動実験,平成2年度砂防学会研究発表会概要集,pp.320-323.