第II部門　　　　　火砕流の流動・堆積の数値計算

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
(財) 日本気象協会　正　員　　辻本 浩史
三　菱　商　事(株)　正　員　○竹内 竜太

1．はじめに　本研究では、火砕流の高い流動性が粒子自身からのガス発生により維持されるという考えの下に導かれた流動モデル及び堆積・侵食モデルを実現象に適用し、1991年6月3日に雲仙普賢岳で発生した火砕流の二次元再現計算を行う。なお、ここでは固気相層流である火砕流に対して１流体モデルを仮定し、火砕流の本体部を数値計算の対象としている。

2．火砕流の内部構造　粒子自身からのガス発生により粒子層内部に上向きのガス流が生じるために、火砕流本体部は図-1に示すように、粒子の一部が粒子骨格応力で支えられる底層と、粒子が完全にガスに支えられて浮遊している上層に分けられる。両者の境界面高さhは、粒子重量とガスによる揚圧力の釣り合いから、

$$h = \frac{gd^2\cos\theta}{1650b\nu C_0} \tag{1}$$

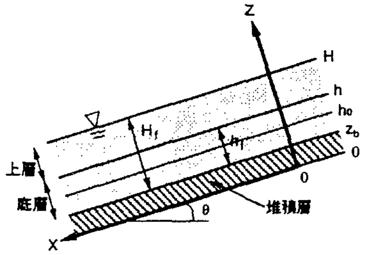


図-1　火砕流本体部の内部構造

と表される[1)]。ここに、g: 重力加速度、d: 粒子径、θ: 斜面勾配、b: 粒子からのガス発生率（重量比）、ν: ガスの動粘性係数、C_0: 粒子体積濃度である。

3．支配方程式　火砕流を非圧縮性と仮定したとき保存形の支配方程式が、質量保存則、x方向、y方向の運動量保存則という形で各々以下のように表される。

$$\frac{\partial H_f}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = -i \tag{2}$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial (UM)}{\partial x} + \frac{\partial (VM)}{\partial y} = gH_f\sin\theta_x - gH_f\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \tag{3}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (UN)}{\partial x} + \frac{\partial (VN)}{\partial y} = gH_f\sin\theta_y - gH_f\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \tag{4}$$

ここに、H_f: 流れの流動深、i: 堆積速度、U、V: x、y方向流速、M、N: 流量フラックス（$M = UH_f$、$N = VH_f$）、θ_x、θ_y: x、y方向斜面勾配、τ_{bx}、τ_{by}: x、y方向河床せん断力、ρ_m: 火砕流の平均密度である。また、河床変動式は河床位をz_bとして、

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = i\cos\theta \tag{5}$$

と表せる。

式(2)、(5)中に含まれる堆積速度iには、粒子重量と、粒子骨格応力に起因する固体摩擦の静的な釣り合い面h_0 に河床位z_bが漸近してゆくことを表現した次式[2)]を用いる。

$$i = \frac{1}{2U}\left[\frac{1}{2}g\tan\phi_s\cos\theta h\left(1 - \frac{z_b}{h}\right)^2 - (H - z_b)g\sin\theta\right] \tag{6}$$

ここに、ϕ_s: 粒子層の内部摩擦角であり、i¿0で堆積、i¡0 で侵食を表す。

式(3)、(4)中に含まれる河床せん断力は、各々、$\tau_{bx} = \rho_m fU\sqrt{U^2+V^2}$、$\tau_{by} = \rho_m fV\sqrt{U^2+V^2}$ と表現され、ここでの抵抗係数fは、乱れのスケールを表現する係数をκとして以下のように与える。[2)]

Tamotsu TAKAHASHI, Yoshifumi SATOFUKA, Masafumi KONDO, Ryuta TAKEUCHI

$$f=\kappa^2\left\{\left(1+\frac{\pi^2}{8}-\frac{\pi}{2}\right)\frac{h_f}{H_f}-\ln\frac{h_f}{H_f}+\frac{\pi}{2}\right\}^{-2} \tag{7}$$

上式は、上層においては粒子と間隙ガスが一体となったマクロな乱れ応力が卓越し、一方、底層ではこれに静的な粒子骨格応力が付加されるという考えの下に導かれた抵抗係数である。流れの追跡は、式(2)~(5)を差分化して数値的に解くことによって行った。

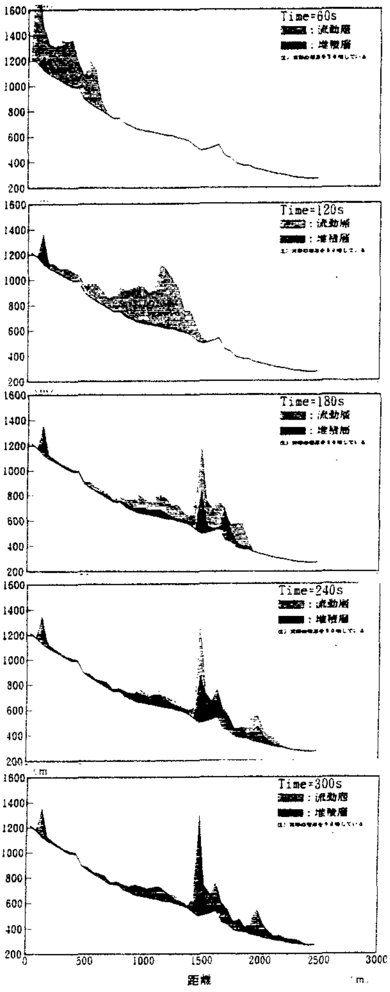


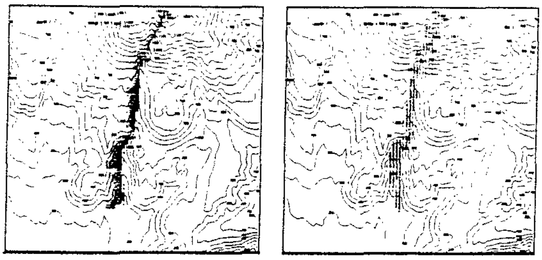
図-2 火砕流縦断形状の時間変化

4．計算結果 計算に用いる諸定数には、著者ら[1)]がこれまでに行ってきた流路実験の結果及び現地観測の報告を基に、粒子からのガス発生率$b=0.0001$(1/sec)、内部摩擦角$\tan\phi_s=0.8$、係数$\kappa=0.7$を与えた。また、火砕流の到達範囲を大きく左右すると思われる粒子供給量は、6月3日に崩落した溶岩ドームの堆積（50万m^3）を粒子濃度で割ることにより与えた。なお、ここでは文献[1)]より粒子濃度C_0は0.4で一様分布としている。

計算結果を図-2、図-3に示す。図-2は、流れと堆積層の縦断形状を時間を追って表示したものであり、グレーで塗った部分が図-1の$z_b<z<H$に、黒い部分が$0<z<z_b$に相当している。これより、流れの後半部分から徐々に堆積を生じる様子や、流れが斜面の緩勾配あるいは逆勾配の部分に到達すると、急激に堆積を生じる様子が計算によって表現されていることが分かる。図-3は、流れが停止した後の堆積物の平面形状を示したものであり、左側に実績、右側に計算結果を載せている。これより、与えた条件下では、到達範囲が実績と計算値で比較的よく一致していることが分かる。しかし、ガス発生率bを0.00001(1/sec)とした場合では、到達範囲がかなり小さく計算された。また、別の計算例では、谷の屈曲部分で堆積量が実績と比較して過大に計算されるという不都合な結果を得ている。この点に関しては、堆積のモデルを再検討する必要がある。

5．おわりに 本研究では、粒子からのガス発生を考慮した火砕流の流動・堆積モデルにより、流下・堆積現象を追跡することを試みた。今後更に高精度のシミュレーションを行うためには、実現象におけるガス発生率の評価及び、逆勾配に代表される特殊な環境での堆積速度式を見直す必要がある。

図-3 最終堆積形状（実績・計算値）



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(2),京都大学防災研究所年報,第38号, B-2,1995,pp.423-446.

2) 竹内 竜太：火砕流の流動・堆積過程に関する研究, 京都大学大学院工学研究科修士論文,1996,pp,1-48.