

住 鉦 コンサルタント株式会社 ○山下伸太郎
 (財)砂防・地すべり技術センター 宮本 邦明
 京 都 大 学 農 学 部 水山 高久

1. はじめに

火砕流は、溶岩流、降下火山灰等の各種の火山災害を引き起こす要因のなかでも、極めて高速な現象であり、その破壊力も非常に大きい。そのため、ひとたび火山噴火にともない火砕流が発生した場合には、大きな災害に結びつく可能性が大きい。たとえば、我国においても1783年に浅間山で発生した火砕流(鎌原火砕流)はそれに起因する泥流も含め、千数百人もの死者を出している。また、近年の土地利用の高度化に伴い、活火山の山麓の火口近傍にまで人々の生活の場が拡大してきており、これら地域の保全のためにも、想定される火砕流の流下時間や流下範囲の予測が重要である。そして、この流下状況の把握はハザード・マップの作成や警戒避難対策、対策施設等を検討する上で不可欠である。

そこで、本研究では、火砕流の流動機構について若干の検討を加え、シミュレーションプログラムを作成し、1783年に浅間山で発生した鎌原火砕流の再現計算を行い、実績との比較を行なった。

2. 火砕流の流動機構

火砕流の流動機構は、基本的には、流れの内部機構と流れを維持させるのに必要なエネルギーの供給のされ方の違いにより分類することができる。火砕流を内部機構から分類すれば、固体粒子からのみなる流れ(固相流、いわゆる粒子流)と、気体と固体粒子からなる流れ(固・気混相流)とに分けられる。一般的には、固相流であれば流れは層流として取り扱われることが多く、固・気混相流では乱流として取り扱われることが多い。

一方、流れを維持させるのに必要なエネルギーの供給のされ方から分類すれば、いずれの場合も重力の存在が流れを維持しているものの、直接の要因としては、重力そのものの場合(位置エネルギーの勾配)と圧力勾配の場合の二通りに分けることができる。とくに、固・気混相流では、火砕物からの気体放出、あるいは侵食に伴う間隙水の蒸発、気体の膨張による深さ方向の圧力勾配の生成も流動機構を説明するうえで無視できない要因のひとつである。

実際の火砕流は、ここで分類した個々の流動現象を示すわけではなく、いくつかの現象の組合せによって構成されているものと考えられる。ここでは、比較的規模の小さい火砕流を考え、おもに火砕物からなる流れが、重力流動をしている場合を考える。

この場合、流れのメカニズムは図-1に示すように、流れの底部での、粗い粒子からなる重力流動(debris avalanche)の部分と、その

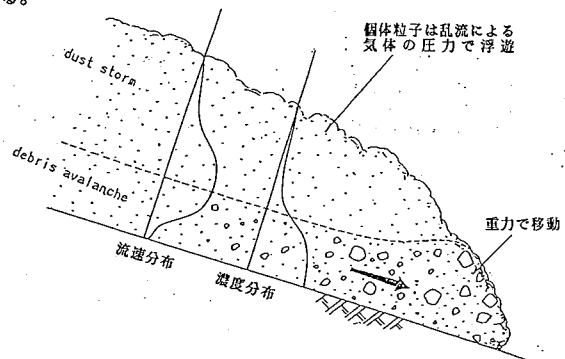


図-1 火砕流の流動モデル

上部の固・気混相流(dust storm)の部分からなる。このdust stormの部分は、おもにdebris abalancheの表面と上部の気体との間のせん断により生じた気体の乱れにより浮遊させられた微細粒子と気体とによって構成されている。dust stormの部分は、debris abalancheの部分が停止した後も密度流として流下していく。

このように、debris abalancheの部分は、火砕流の本体ともいえるものであり、dust stormの部分への乱れのエネルギーの供給もこの部分からなされる。したがって、debris abalancheの部分の挙動を知ることは、火砕流の流動のメカニズムを知るうえで最も基本的な事項である。

3. 火砕流の流動の基礎方程式

火砕流のdebris abalancheの部分構成する固体粒子は、流れの中で、互いに衝突しながら流下していく。そして、粒子の衝突により、圧力を生じるとともに、粒子間の固体摩擦、粒子の非弾性的性質によりせん断力を生じる。圧力とせん断力は、流れの強さの関数として表現され、圧力が流れの強さにより変化するため、粒子濃度も流れの状態により変化し、流れ全体としては圧縮性を示す。したがって、現象を記述するための基礎方程式は、①質量保存則、②運動量保存則の他、③状態方程式、④エネルギー保存則が必要となる。

① 質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} (C h) + \frac{\partial}{\partial x} (C u_n h) + \frac{\partial}{\partial y} (C v_n h) + C \cdot \frac{\partial z_b}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

ここに、 u_n, v_n : 平均流速のxおよびy方向成分、 h : 流動深、 z_b : 路床位、 C : 流動層の土砂濃度、 C_0 : 堆積時の土砂濃度である。

② 運動方程式

x-y平面における圧縮性流体の2次元漸変流の運動方程式は次のように表わされる。

x方向:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_n h) + \beta \frac{\partial}{\partial x} (\rho u_n^2 h) + \beta \frac{\partial}{\partial y} (\rho u_n v_n h) \\ = -g h \frac{\partial (\rho H)}{\partial x} - \tau_{ax} \end{aligned} \quad (2)$$

y方向:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_n h) + \beta \frac{\partial}{\partial x} (\rho u_n v_n h) + \beta \frac{\partial}{\partial y} (\rho v_n^2 h) \\ = -g h \frac{\partial (\rho H)}{\partial y} - \tau_{ay} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 H : 流動層上部標高(= $h + z_b$)、 β : 運動量補正係数である。また、 ρ は見かけの密度で、粒子密度を σ として $\rho = C\sigma$ で与えられる。

地表面に働くせん断力 τ_{ax} 、 τ_{ay} は金谷の構成方程式¹⁾を用いると、

$$\tau_{ax} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_0)^{1/3}} T_0 \mu \sigma a^2 \frac{u_n \sqrt{u_n^2 + v_n^2}}{h^2} \quad (4)$$

$$\tau_{ay} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_0)^{1/3}} T_0 \mu \sigma a^2 \frac{v_n \sqrt{u_n^2 + v_n^2}}{h^2} \quad (5)$$

で表わされる。ここに、 T_0 ：流れの状態を表わす定数、 a ：粒子半径、 σ ：粒子密度、 μ ：粒子間の摩擦係数である。

③ 状態方程式

流れが局所平衡であると仮定すると、流れの圧力 p が金谷の構成方程式から

$$p = (C \sigma g h) = \frac{1}{20} \frac{C}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_0 \mu \sigma a^2 \frac{u_n^2 + v_n^2}{h^2} \quad (6)$$

と求めることができ、(4)、(5)および(6)式より局所平衡状態での濃度 C が

$$C = \left(\frac{\sqrt{10}}{3} \frac{i_0}{\mu} \right)^3 \quad (7)$$

と求められる。ただし、 $i_0 = \tau_0 / p$ ($\tau_0 = \sqrt{\tau_{0x}^2 + \tau_{0y}^2}$) である。

④ エネルギー保存則

粒子の衝突により生じる圧力 p のもつエネルギーの保存則が次式により与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon h) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \varepsilon u_n h) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \varepsilon v_n h) \\ + \beta' p \left(\frac{\partial (u_n h)}{\partial x} + \frac{\partial (v_n h)}{\partial y} \right) = 0 \quad (8) \end{aligned}$$

ここで、 ε は圧力 p に対するエネルギー(自由エネルギー)で、圧力 p との間に、

$$p = \frac{1}{2} \frac{C}{1 - (C/C_*)^{1/3}} \rho \varepsilon \quad (9)$$

なる関係がある。また、 β' は定数である。

4. 火砕流のシミュレーション

3.で検討した火砕流の基礎方程式は、解析的に解くことができないため、差分法による数値計算を行う。従来、二次元漸変流の解析には、一般にスタッガード・スキームが用いられており、安定性のよい差分法であることが知られている。スタッガード・スキームは、交互に空間上に定義されている質量フラックスと流動深とを時間的に交互に、質量フラックスは運動量保存則から、流動深は連続式から求めていく方法である。しかし、この方法は、流れが非圧縮性で流れの質量保存則が体積の保存則で表現できる場合に用いられる方法で、火砕流のように本質的に圧縮性を示す流れに対してはそのまま適用することができない。現在、火砕流の支配方程式を直接解く差分スキームについて検討中であるが、まだ十分な成果を得ていない。ここでは、近似として、火砕流の支配方程式を、流れの体積に関する保存則と粒子に対する保存則とに分けて考え、非圧縮流体としての流れの体積(空間)の保存則、その空間に占める粒子の濃度に関する方程式、および空間と粒子からなる流れに関する運動方程式に書き換え、スタッガード・スキームを適用して数値計算を行なった。

5. 鎌原火砕流(1783年、浅間山噴火)の再現計算

鎌原火砕流は、1783年(天明3年)の浅間山の噴火により発生した火砕流である。鎌原火砕流は、一連の噴火のなかでも最も被害が大きく、多くの古文書に記載されているほか、堆積物調査により、その堆積物調査により、流下範囲や堆積厚の分布が研究されている。また、この火砕流によって運搬された土砂は、吾妻川に流入し泥流となって下流域にも大きな被害を生じている。再現計算にあたって

は、総量 0.15km^3 の火砕流が40%の土砂濃度で継続時間2時間の矩形で流出したものと計算を行なった。また、計算に用いた地形条件は、鎌原火砕流発生前の地形を想定したもので²⁾、火砕流流下範囲を $200\times 200\text{m}$ にメッシュ分割してデータ化した。他の計算条件は粒子径 10cm 、火砕物密度 2.5 、固体摩擦係数 0.5 、堆積濃度 0.6 である。

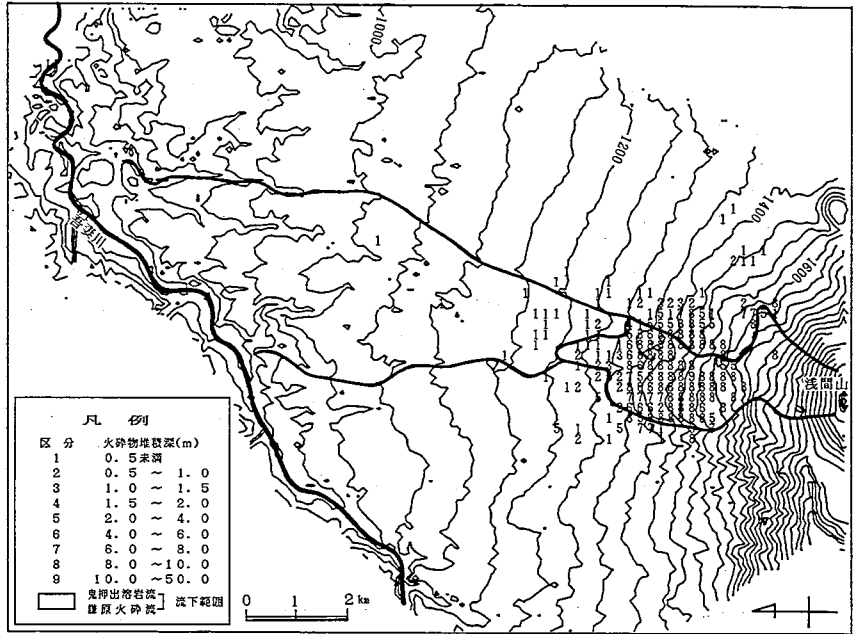


図-2 鎌原火砕流の流下範囲とシミュレーション計算結果

計算による火砕物の堆積分布を実績の分布範囲と重ね合わせて示したのが図-2である。ここでは、差分間隔が 200m と大きいため、十分に地形条件を表現していない可能性もあるが、もともとの地形条件が想定地形であるため概略の火砕物の堆積状況を再現したものと考えてよい。計算結果では、鎌原火砕流の本源物質のほとんどが、ほぼ鬼押出溶岩の下に堆積しており、これより下方で、火砕流堆積物に本源物質がほとんど含まれないという事実²⁾と一致する。

6. おわりに

検討したシミュレーションモデルにより概略の火砕流の流下・堆積範囲を予測できることがわかった。しかし、現在の段階では、まだ流動機構が十分解明されたわけではなく、流下・堆積をしているいくつかのパラメータを十分な精度で定めることは困難である。また、数値解析においても、火砕流を非圧縮性流体とした近似を行なっている。今後、さらに検討を進めこれらの問題点を解決していきたいと考える。

参考文献

- 1) 金谷 健一：粒状体の流動の基礎理論(第2報, 発達した流れ), 日本機械学論文集(B編), 第45巻, 392号, pp. 515-522, 1979
- 2) 荒牧 重雄 他：火山噴火に伴う乾燥粉体流(火砕流等)の特性と災害, 文部省科学研究費自然災害科学特別研究, 1986