

火砕流の流動モデルと流下・堆積範囲の予測に関する研究

Model of Pyroclastic Flow and Method of Forecasting the Deposit area

宮本邦明*・鈴木宏**・山下伸太郎***

By Kuniaki MIYAMOTO, Hiroshi SUZUKI and Shintarou YAMASHITA

A gravity flow of granular bodies is considered as a model of main body of pyroclastic flow. Characteristics of the granular flow can be described by Kanatani's constitutive equations, which are obtained in consideration of the energy loss caused by the only inter-particle friction by the collision between the particles. Using above model, the 1991 pyroclastic flow at Mt. Unzen-dake were reproduced by the numerical simulation. The result of calculations roughly agree with the actual phenomena.

Keywords: pyroclastic flow, granular flow, Mt. Unzen-dake

1. はじめに

火砕流は、溶岩流、火山泥流および降下火山灰等、種々の火山災害を引き起こす火山現象のなかでも、極めて高速な現象であり、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高い。実際、我国における最近の例を取り上げてみても、死者・行方不明者42名という大惨事を引き起こした1991年6月3日に長崎県雲仙岳で発生した火砕流や、人的被害は少なかったものの、大災害となった1921年北海道駒ヶ岳の火砕流等があり、また、過去においては、火砕流に起因する泥流も含め、千数百人もの死者を出した1783年浅間山の火砕流(鎌原火砕流)等がある。

一方、近年の土地利用の高度化に伴い、火山山麓の火口近傍にまで人々の生活圏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、これらの流下状況の把握は、ハザード・マップの作成や警戒避難、対策施設等を検討する上で必要不可欠である。そこで、本研究は、火砕流の流動モデルに関して若干の考察を加え、火砕流を粒子流としてとらえ、その構成方程式について検討を行なった。そして、火砕流シミュレーションモデルを作成し、1991年6月3日および8日に雲仙岳で発生した火砕流の再現計算を行い、実績との比較を行った。

* 正会員 工博 財団法人 砂防・地すべり技術センター

** 農博 //

(〒162 東京都新宿区市谷砂土原町3-4)

*** 正会員 工修 住鉦コンサルタント株式会社

(〒160 東京都新宿区歌舞伎町2-16-9)

2. 火砕流の流動機構とシミュレーションモデル

2.1 火砕流の流動モデル

一般に、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。すなわち、火砕流は、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って、異なった形態を示す。ここでは、火砕流の規模が比較的小さく、流れが斜面に沿って流下するような場合、つまり、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る。この場合、火砕流は、図-1に示すような構造をしていると考えることができる。

すなわち、火砕流は、流れの底部での粗い粒子からなる重力流動層(以下、下層と呼ぶ)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、上層と呼ぶ)の部分からなる。上層に含まれる微細粒子は、下層の表面とその上部の気体との間のせん断により生じた気体の乱れ

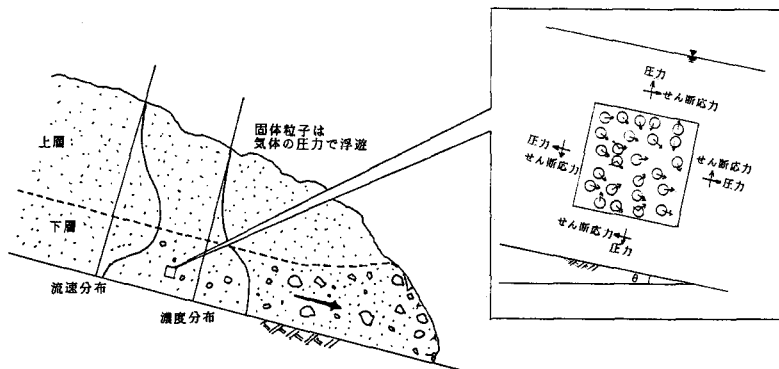


図-1 火砕流の流動モデル

や、火山ガスや蒸発水による圧力勾配により浮遊させられており、上層部の運動は、下層部の流動に支配される。つまり、下層部分は、火砕流の主体ともいえるものであり、そ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といえる。そこで、火砕流の下層部の流動に問題を絞り、その流動を粒子流として取り扱うことにより、火砕流の流動機構について検討する。なお、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重要な要因の一つと考えられるが、ここでは、これら問題には触れないこととする。

2.2 火砕流の構成方程式

ここでは、粒子流の流動機構として、比較的研究の進んでいる土石流に関する研究成果と比較しながら、火砕流の流れを表現し得る構成方程式について考察する。

土石流のように自由表面を持つような非圧縮流体を間隙に含む粒子流は、流れ全体として非圧縮性を仮定できる。そして、土石流のように粒子の密度が流体の密度より大きいと、流れの応力は、粒子間の接触に起因する静的な応力と、粒子の衝突に起因する動的な応力の和で表示され、

$$P = P_0 + f_p(c, e, \mu) \sigma D^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (1)$$

$$\tau = \tau_v + f_n(c) \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) + f_t(c, e, \mu) \sigma D^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right| \quad (2)$$

のように表される¹⁾。ここに、 P 、 τ はそれぞれ流れの圧力、せん断応力、 P_0 、 τ_v はそれぞれ粒子の接触に起因する静的な圧力、降伏せん断応力、式(2)の第2項は間隙流体のせん断応力で、 η は間隙流体の粘性係数である。そして、両式の最後の項は、粒子の衝突に起因する粒子間の動的な応力で、 σ は粒子密度、 D は粒子径である。また、 c は粒子濃度、 μ 、 e はそれぞれ粒子間の摩擦係数と反発係数である。

動的な圧力は、粒子の衝突時の反発力により説明され、せん断応力は、せん断応力がなす仕事と等価なエ

エネルギー消費を特徴づけるパラメータである粒子の非弾性的性質、および粒子間の固体摩擦により説明される。そして、粒子と流体の密度がそれぞれ土石流のそれと同程度であると静的な応力が卓越しており²⁾、粒子濃度は流れの諸量の関数ではなく、応力状態を示す内部摩擦角 $\tan \phi = \tau_y / P_0$ と流路床における静的な力のつりあい条件、

$$\{c\sigma + (1-c)\rho\}h \tan \theta = (\sigma - \rho)h \tan \phi \quad (3)$$

によってほぼ一意的に説明され、

$$c = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\tan \phi - \tan \theta)} \quad (4)$$

と表される³⁾。ここに、 ρ は流体密度、 h は流動深、 $\tan \phi$ は粒子の内部摩擦係数、そして $\tan \theta$ は路床勾配である。

このような条件のもとでは、動的な粒子間のせん断応力は、反発係数によってほぼ説明される。すなわち、流れの平均的な粒子濃度は、静的な力のつり合いから決定され、動的なせん断応力は、平均的な粒子濃度からの濃度変化(粒子衝突時の非弾性衝突による占有体積の変化)により説明される¹⁾。

一方、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、式(3)のような静的な力のつり合い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。ところで、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、粒子の衝突に生じる動的圧力によりその重量が流れの中で保持されていることになるので、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、粒子は $e = 1$ である完全弾性体であることが望ましい。もし $e < 1$ ならば、粒子を流れの中で支えている圧力を生じさせている粒子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ず、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、粒子を流れの中に支える圧力が決まらないという矛盾を生じる。実際、土石流に関する議論においても、粒子の非弾性的性質の考察による粒子間の応力からは粒子濃度に関する支配則はでてこない¹⁾。したがって、せん断応力がなす仕事と等価なエネルギー消費の支配パラメータは 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 P_0 は、動的な圧力に較べ無視しうると考えることができる。

このような、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。金谷は、このような条件のもとでの構成方程式を導いており、それを若干の近似を行って2次元せん断流に適用すると、

$$P = \frac{1}{200} \frac{c}{1 - (c/c_s)^{1/3}} T_* \sigma D^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (5)$$

$$\tau = \frac{3}{200\sqrt{10}} \frac{c^{4/3}}{1 - (c/c_s)^{1/3}} T_* \mu \sigma D^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (6)$$

と表わされる。ここに、 T_* は流れの状態を表わす定数、 c_s は堆積時の粒子濃度である。そして、(5)および(6)式より局所平衡状態での濃度 c は次式のとおりに求められる。

$$c = \left(\frac{\sqrt{10}}{3} \frac{i_*}{\mu} \right)^3, \quad i_* = \frac{\tau}{P} \quad (7)$$

3 二次元漸変流モデルを用いた火砕流の基礎方程式

火砕流では、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則および状態方程式を、圧縮性流体としての支配方程式として導いて解く必要があるが、ここでは質量保存則を流れの体積の保存則(連続式)と粒子の体積の保存則とに分けて記述し、運動量保存則もそれにしたがって、非圧縮性流体として近似を行い、計算を実行した。また、基礎方程式の差分には、スタッガード・スキームを用い、運動方程式の慣性項の空間差分に

は、風上差分を用いている。

いま、鉛直軸を z 軸にとり、これに直交する平面を $x-y$ 平面として、流れの z 方向成分を無視し、 z 方向に積分して平均化し、次の火砕流の基礎方程式を得る。

$$(\text{体積保存則}) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

$$(\text{粒子の保存則}) \quad \frac{\partial}{\partial t}(c h) + c_x \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(c M) + \frac{\partial}{\partial y}(c N) = 0 \quad (9)$$

(非圧縮流体としての運動方程式)

$$x \text{ 方向: } \frac{\partial M}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial x}(u_m M) + \beta \frac{\partial}{\partial y}(v_m M) = -g h \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{F}{\rho_t} u_m \sqrt{u_m^2 + v_m^2} \quad (10)$$

$$y \text{ 方向: } \frac{\partial N}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial x}(u_m N) + \beta \frac{\partial}{\partial y}(v_m N) = -g h \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{F}{\rho_t} v_m \sqrt{u_m^2 + v_m^2} \quad (11)$$

$$F = \frac{3}{32\sqrt{10}} \frac{c^{4/3}}{1 - (c/c_s)^{1/3}} T_s \mu \sigma \left(\frac{D}{h} \right)^2$$

ここに、 $M(=u_m h)$ 、 $N(=v_m h)$ は x および y 方向の流量フラックス、 u_m 、 v_m は平均流速の x および y 方向成分、 h は流動深、 z_b は路床位、 H は流動層上部標高($=z_b + h$)、 c_s は流動停止時の土砂濃度、 β は運動量補正係数($=4.3$)である。また、 ρ_t は流れ全体の密度で、粒子密度を σ として $\rho = c \sigma$ で与えられる。そして、粒子濃度 c は、本来、エネルギー勾配に対して求められるが、ここでは、路床勾配で近似し、コントロールボリュームにおける粒子の出入量から、その過剰分が瞬時に堆積するとして計算を行った。

4. 1991年6月雲仙岳で発生した火砕流の再現計算

4.1 1991年雲仙岳火砕流の概要⁵⁾

雲仙岳は、1990年11月17日に約200年ぶりに噴火を始め、1991年5月20日に地獄跡火口の溶岩ドームが出現した。これが日毎に成長し、5月24日にはその一部が、雲仙岳東側の水無川本水源頭部に崩落を始め、その後連日、小規模な火砕流が頻発した。そして、6月3日にそれまでで最大規模の火砕流が発生し、死者・行方不明者42名、負傷者9名、焼失・全壊家屋49棟という大惨事が発生した。この火砕流は下層が火口から約3.6km、上層が約4.5kmの地点まで到達し、その堆積土砂量は約250万 m^3 と推定されている。さらに、6月8日には堆積土砂量約350万 m^3 と推定される、さらに規模の大きな火砕流が発生し、火砕流の下層および上層は、水無川河道沿いに火口から約5.5kmの地点まで流下し、河道を閉塞した。この時点では、周辺の住民はすでに避難しており、焼失・全壊家屋は73棟に達したものの、幸いにも人的な被害は無かった。

4.2 計算条件

再現計算は、6月3日および6月8日に発生した火砕流について行った。計算の境界条件として火砕物供給量の時系列を与える必要があるが、その推定が困難であるため、ここでは5分間定常的に火砕物が供給されると仮定した。すなわち、火砕物の供給流量は、堆積土砂に対して6月3日が5,000 m^3/sec 、6月8日が7,000 m^3/sec となる(堆積土砂の空隙率を0.4とした)。そして、計算開始点の地形条件から得られる平衡状態で火砕流が流入するとした。基礎方程式中の定数は、 μ は若干の試算を行い6月3日が $\mu=0.56$ 、6月8日が $\mu=0.27$ とし、 $D=30\text{cm}$ 、 $\sigma=2.5\text{g}/\text{cm}^3$ 、 $T_s=1.0$ とした。この2つの火砕流で μ の値が異なるのは、高温の火砕物の流下により路床で水蒸気が発生した等の原因で圧力勾配が生じ、この圧力勾配が異なったことにより、見かけ上、 μ が変化したものと考えている。また、6月8日の火砕流の再現計算では、6月3日の火砕流の再現計算の結果得られた、火砕物堆積後の地形データをもとに計算を行った。なお、地形データは、国土地理院の「雲仙岳数値標高データ」をもとに作成した、50×50mメッシュ間隔のデジタルマップを用いた。

4.3 計算結果

計算による火砕流流下範囲の縦断的な時間変化と、火砕物の区間堆積量の実績と計算との比較を図-2に示した。流下範囲は、その範囲の時間的变化が見られなくなった時点まで表示しており、計算では6月3日の場合は約9分、6月8の場合は約13分程度で、ほぼ火砕流の流下範囲の拡大が停止している。また、5月29日に撮影されたビデオ映像から、火砕流の流下速度は、標高500m以上の急斜面で、規模の小さいもので70km/h、大きなもので170km/hに達すると推定されている⁶⁾。計算では、ほぼ同区間で流下速度が約70km/hであり、やや遅い結果となっている。一方、区間堆積量の実績値は、数日間の累計であるが、そのほとんどが6月3日と6月8日に発生した火砕流によるものである。計算結果を実績と比較すると、6月3日、6月8日とも実績より下流域の勾配変化点に多く堆積する傾向を示しているが、火砕物が多く堆積している箇所は、実績と比較的良く一致している。また、図-3には、実績の火砕流の下層と上層の影響範囲⁵⁾を、計算による火砕物の堆積厚分布と重ねて示している。計算では、6月3日および6月8日とも比較的上流側で火砕流は停止しているが、図-2より、実績の堆積範囲先端部での火砕物の堆積量はわずかであり、計算による下層の堆積範囲は、実績とほぼ一致していると考える。

以上、計算結果を総合すると、火砕物の堆積傾向は、全体的には実績と一致しているが、勾配変化点で実績より急速に堆積する傾向を示している。また、火砕流の先端の到達範囲がやや狭く計算されているほか、流下速度もやや遅いようである。これには、数値計算上、土砂濃度をエネルギー勾配ではなく地形勾配から求めている点と、流動モデルの中で、流下中の水蒸気や火砕物からの気体の発生による圧力の変化、および火砕物の粒度分布が考慮されていない点等が影響していると考えている。

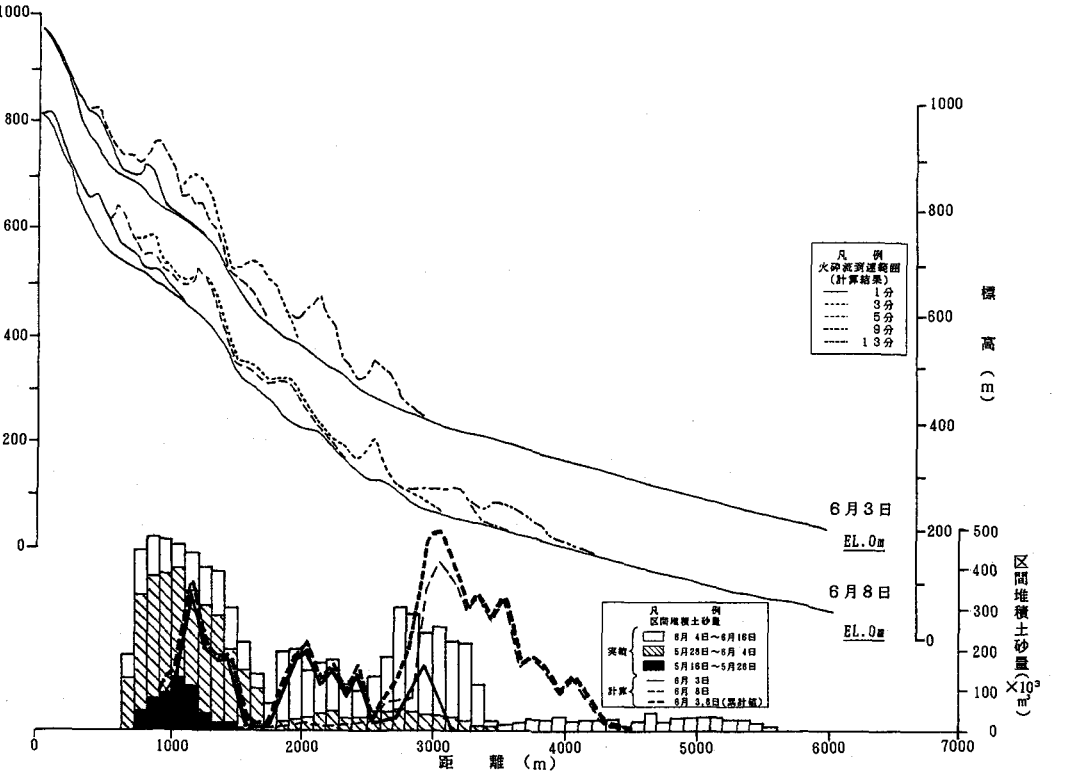


図-2 再現計算による火砕流流下範囲の時間的縦断変化と火砕物の区間堆積量の実績との比較
〔縦断図の路床から火砕流の流動表面までの高さは4倍に拡大している。〕
〔また、実績の区間堆積土砂量は、池谷・石川⁵⁾による〕

5. 結論

雲仙岳で発生した火砕流について、粒子流の流動モデルを用いて再現計算を行った結果、火砕流の下層部の堆積傾向を比較的良好に表現することができた。このことは、基本的には、火砕流の下層部の流動を、粒子間摩擦係数 μ のみによるエネルギー散逸を考慮した、粒子流の構成方程式により表現できることを示しているものと考えているが、火砕流の流動機構については不明な点が多く、基本的な検討をさらに加えていく必要がある。また、現在、高温の火砕物と路床の間隙水との接触で発生する水蒸気や、火砕物からの気体の放出による圧力の発生を考慮した流動モデル、圧縮性流体としての数値計算方法等についても検討を加える必要がある。今後、これらの研究を進めより精度を上げたシミュレーションモデルを開発していきたい。

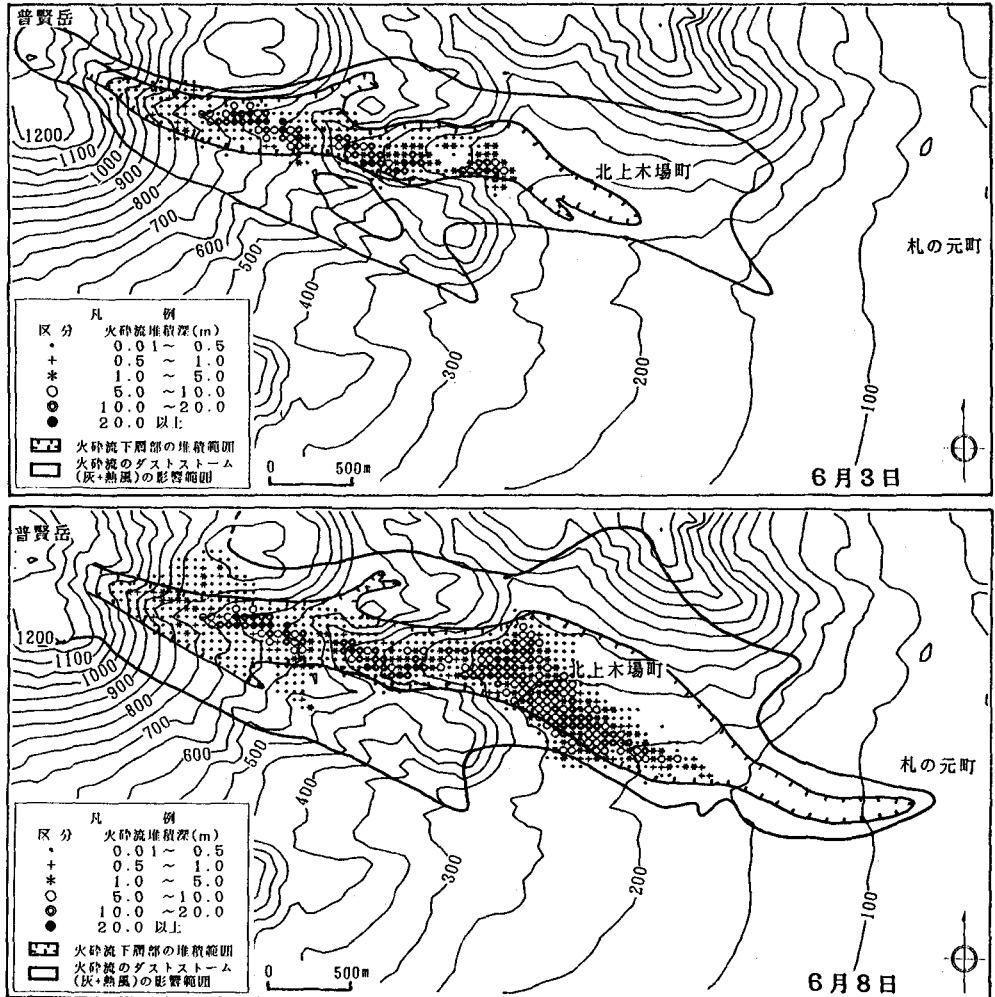


図-3 1991年6月3日,8日の火砕流の流下範囲⁵⁾と再現計算による火砕物の堆積厚分布図

最後に、研究を進めるにあたり、建設省土木研究所砂防研究室および建設省砂防課には資料の提供、御教示を頂いた。また、建設省国土地理院には地形データの提供を受けた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 宮本邦明: 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.
- 2) 江頭進治 他: 土石流の構成則に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第32号B-2, 1989, pp. 487-501.
- 3) 金谷健一: 粒状体の流動の基礎理論(第2報, 発達した流れ), 日本機械学会論文集(B), 45-392, 1979, pp. 515-522.
- 4) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第20号B-2, 1977, pp. 405-435.
- 5) 池谷 浩・石川芳治: 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) 竹下敬司: 雲仙岳火山災害について, 新砂防, Vol. 44, No. 33, 1991, pp. 57-61.