

サーマル理論に基づく火砕流の数値解析法

— 雲仙・普賢岳を例として —

NUMERICAL SIMULATION OF PYROCLASTIC FLOW BASED ON THE THERMAL THEORY
- THE CASE OF MT. FUGEN, UNZEN VOLCANO -

福嶋祐介^{*}、鍵山恒臣^{**}

By Yusuke FUKUSHIMA and Tsuneomi KAGIYAMA

Large scale pyroclastic flow occurred at Mt. Fugen, Unzen volcano, on June 1991. The pyroclastic materials are suspended in air, so that the pyroclastic flow runs fast with relatively low resistance on the slope. In this paper, the fluid dynamical model of the pyroclastic flow is presented. The model is based on the thermal theory on the inclined wall, in which the effect of the of the air temperature is taken into account. The model can predict variations of the height, the speed of pyroclastic flow and the concentration of pyroclastic materials.

Keywords: pyroclastic flow, simulation, natural disaster.

1. 序論

1991年6月雲仙・普賢岳において、大規模な火砕流が発生し、多くの犠牲者を出した。火砕流は火山の噴火によって火山灰・火砕れきなどの火砕物が空気中に巻き上げられ、その火砕物が重力のために斜面方向に流下するものである。斜面方向に流れだした火砕流はその平均流の為、新たな乱れを作りだし、この乱れによって空気中に火砕物を浮遊・維持させる。このように一旦流れだした火砕流は火砕物が斜面上に沈降するまでの流動を続けるので、火口からかなりの距離まで到達することが多い(高橋, 1985)。

本論文では、火砕流に特有の現象を考慮して火砕流の予測モデルを提案する。この理論を雲仙・普賢岳で発生した火砕流に適用し、その妥当性を検討する。

2. 火砕流の基礎方程式

火砕流を図1のような一次元モデルで近似する。火砕流の形状が横方向に一定の形を保ち、さらにその形状が斜面の角度の一義的な関数となることを仮定する。火砕流では、火砕物の密度が空気の密度に比べて圧倒的に大きいので、非ブーシネスク流体として解析を行う。火砕流中の空気の連続式、火砕物の質量保存式、温度の変化式、運動量保存式、乱れエネルギー保存式、火砕流の位置に関する方程式は次のようになる(福嶋, 1986)。

$$dA/dt = E_a UP, \quad (1)$$

$$dCA/dt = v_a (E_a - c_b \cos \theta) P_b, \quad (2)$$

$$dT_A/dt = T_a E_a UP, \quad (3)$$

$$d(\rho + kv\rho_a)UA/dt = (\rho - \rho_a)gA \sin \theta - (\tau_1 P_1 + \tau_2 P_b) \quad (4)$$

* 正会員 工博 長岡技術科学大学助教授
工学部建設系 (〒940-21 新潟県長岡市
上富岡町1603-1)

**理博 東京大学講師 地震研究所霧島火山観測所 (〒889-43 宮崎県えびの市大字末永1489)

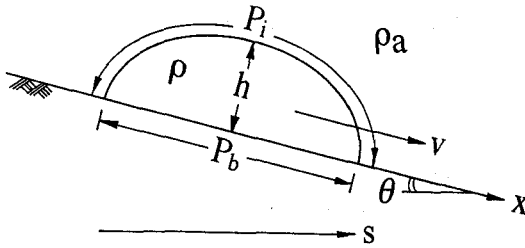


図1 火災流の模式図と記号の説明

$$d(\rho + kv\rho_a)KA/dt = (\tau_i P_i + \tau_b P_b)U + (1/2)(\rho_a(1 + k_v)E_a UP_i + (\rho - \rho_a)Rv_a(E_a - C_b \cos \theta)P_b)U - (\rho - \rho_a)gv_a A - \beta \rho K^{3/2}A/h - \xi_r(\rho - \rho_a)g \cos \theta h - \{(1/2)C E_a UP_i + v_a(E_a - C_b \cos \theta)P_b\} \quad (5)$$

$$ds/dt = U \cos \theta \quad (6)$$

ここで、 A は横から見た火砕流の断面積、 h は火砕流の層厚あるいは高さ、 P_b は底面の長さ、 P_i は空気との境界面の長さである。また、 t は時間、 U は火砕流の移動速度、 C は雪の平均体積濃度、 T は火砕流中の温度、 T_a は周囲の空気の温度、 K は乱れのレベルである。 ρ は火砕流の平均密度、 ρ_a は火砕物の密度である。ここで、 ρ_b は、底面付近の火砕物の密度であり、 C_b は底面付近の火砕物の濃度である。 $R = (\rho_a - \rho)/\rho$ は空気中の火砕物の比重であり、火砕流中の平均密度が空気の温度の関数であることから、 R もまた温度の関数である。 β は火砕流内での粘性逸散に関する無次元係数、 kv は付加質量係数である。

式(1)から式(6)を解くためにはさらにいくつかの仮定を設ける必要がある。せん断応力 τ_i 、 τ_b は次のように表される。

$$\tau_i = \rho_a \alpha K \quad (7) \quad \tau_b = \rho_b \alpha K \quad (8)$$

ここで、 α は無次元係数である。密度 ρ 、 ρ_b と火砕物中の平均濃度 C 、底面付近の濃度 C_b の関係は次のように表される。

$$\rho = \rho_a(1 + RC) \quad (9) \quad \rho_b = \rho_a(1 + RC_b) \quad (10)$$

ここで、 ρ_a は火砕流中の空気の密度であり、次のように空気の温度の関数で与えられるものとする。

$$\rho_a = 0.001293/(1 + 0.00367T) \quad (11)$$

ここで、温度 T は摂氏(°C)である。 E_a 、 E_b は、それぞれ、空気および火砕物を火砕流に取り込む

連行係数であり、次のような関数で表す(Beghin et al., 1981, 福岡, 1986)。

$$E_a = 0.1 \theta / 90^\circ \quad (12)$$

$$E_b = \begin{cases} 0.3 & Z_m \leq Z \\ 3.0 \times 10^{-12} Z^{10} (1 - Z_c/Z) & Z_c \leq Z < Z_m \\ 0.0 & Z \leq Z_c \end{cases} \quad (13)$$

底面濃度と平均濃度の比は、次のような関数で表す(Parker et al. 1986)。

$$r_0 = C_b/C = 1 + 31.5 \mu^{-1.46} \quad (14)$$

ここで、 $Z = \sqrt{RgD_p} \mu$ 、 $\mu = \sqrt{\alpha K}/v_a$ 、であり、 $R_p = \sqrt{(RgD_p)} D_p/\nu$ は粒子レイノルズ数、 D_p は火砕物粒子の直径、 ν は動粘性係数、 μ は無次元摩擦速度である。式(7)で、 $Z_c=5$ 、 $Z_m=13.2$ は、それぞれ、 Z の臨界値と最大値である。

火砕流の形状は局所的な傾斜角 θ によって決まり流下方向に変化すると考え、Beghin et al. (1981)の解析と同様に与えた。すなわち、

$$A = \xi_A h^2 \quad P_b = \xi_b h \quad P_i = \xi_i h \quad (15)$$

ここで、 ξ_A 、 ξ_b 、 ξ_i は形状係数である。これらの形状係数とポテンシャルエネルギーに関係する形状係数 ξ_a 、付加質量係数 k_v は、斜面の角度 θ の関数であると考え次のように与える。

$$\xi_A = \frac{\pi}{4} \xi_b \quad \xi_i = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} (4 \xi_b^{-2} + 1) \xi_b$$

$$k_v = 2/\xi_b \quad \xi_r = 4/3\pi \quad (16a, b, c, d)$$

また形状係数 ξ_b は Beghin et al. (1981)の傾斜サーマルの実験結果をもとにした次のような傾斜角の関数として表す(福岡, 1986)。

$$\xi_b = 8.47 \theta^{-1/3} \quad (17)$$

ここで、傾斜角の単位は度(°)である。

乱れエネルギーの式において導入された、粘性逸散率に関する係数 β は、次のように表される。

$$\beta = \frac{1}{\xi_A} \left(\frac{\alpha}{C_b} \right)^{3/2} \{ (\xi_i + \xi_b) C_b + (1 - \frac{C_b}{\alpha}) \frac{1}{2} (1 + k_v) \xi_i E_a - \xi_r \cot \theta \frac{\xi_i E_a}{2 \xi_A} \{ \frac{3}{4} (1 + k_v) \xi_i E_a + (\xi_i + \xi_b) C_b \} \} \quad (18)$$

ここで、係数 C_b はそれぞれの界面でのせん断応力が $\tau_i = \tau_b = C_b U^2$ のように表すことができると仮定して求めたものである。

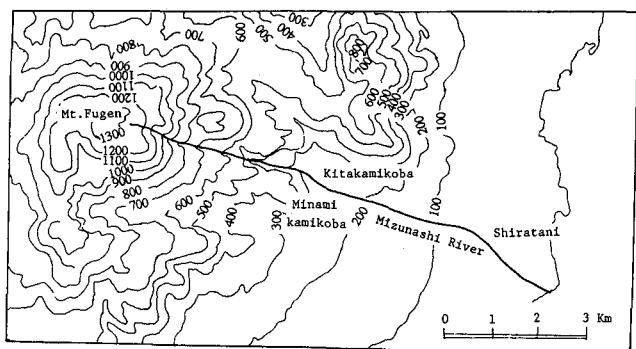


図2 雲仙・普賢岳の地形と火砕流の推定流路

3. 数値シミュレーションデータ

火砕物が球形であると仮定し、その直径を与え、空気中での沈降速度をオセーンの式から求めた。抵抗係数 c_D 、無次元係数 α の値は、それぞれ、 $c_D = 0.02$ 、 $\alpha = 0.1$ とした。これらの値は粉雪雪崩（福岡、1987）及び泥水流（Parker et al, 1986）に適用されており妥当性が得られたものである。火砕流が流下方向に発達するか否かは初期条件で決まる（福岡、1986、Parker et al., 1986）。火砕流の初期高さ、初期風速、初期濃度、初期温度は、それぞれ、 $H_0 = 100$ m, $U_0 = 50$ m/s, $C_0 = 5\%$, $T = 1000^\circ\text{C}$ とした。火砕流の流下経路は地形図から読みとり、下流部分では水無川沿いにとった。これを図2のように示す。また、火砕物の直径は、 $D_s = 0.01, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1$ mmとした。これに対応する沈降速度は、2.4 cm/sから270 cm/sであった。今回の解析では火砕流が初めて生じた場合を想定した。このため、火砕流による底質の巻き上げを零とし、火砕流からの火砕物粒子の離脱、堆積を許した解析となっている。

4. 数値シミュレーション結果

図3から図8にここで提案した理論によるシミュレーション結果を示す。横軸には火砕流の流下経路に沿った水平距離を示している。これらの結果より、次のことがわかる。火砕物の直径が $D_s = 0.075$ mmの場合に着目すると、図5の速度、図6の体積濃度、図7の乱れのレベルはいずれも $S = 3600$ m付近で急速に零に近づいている。この直径より大きい火砕物は、流れ出してこれより小さい距離で静止に至る。これよりも小さな直径の火砕物

で構成される火砕流は $S = 5000$ mまでに到達してもなお流れることになる。図3から図8の結果から、もし、火砕流に含まれる火砕物の直径が $D_s = 0.075$ mmよりも小さければ、火砕流が北上木場付近にまで到達することが示される。1991年6月3日に大規模な火砕流が北上木場付近で静止したことを考え合わせると、これらのシミュレーション結果はほぼ妥当な結果であることと推定される。

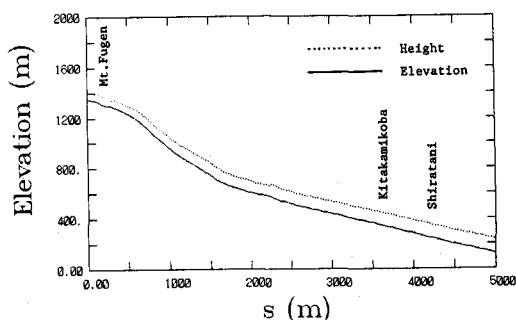


図3 雲仙普賢岳の地形と火砕流の高さ（初期高さ50 m、初期速度 50/s、初期濃度 5%、初期温度 1000°C の場合）。

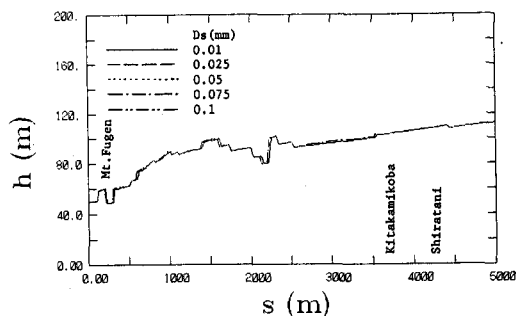


図4 高さの水平距離変化

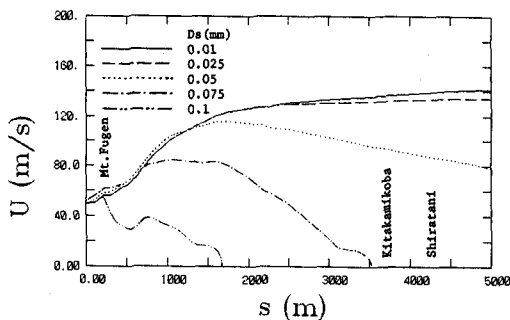


図5 速度の水平距離変化

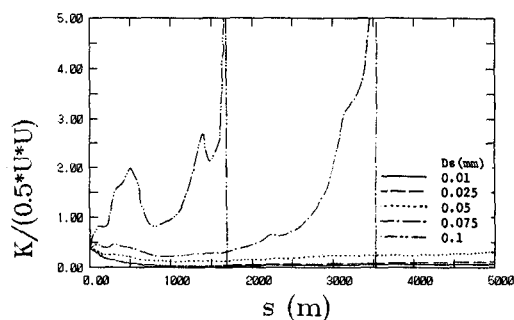


図7 乱れのレベルの水平距離変化

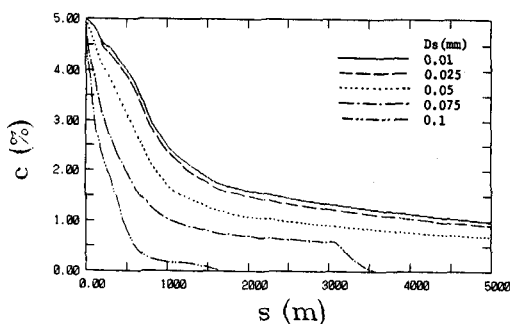


図6 火砕物濃度の水平距離変化

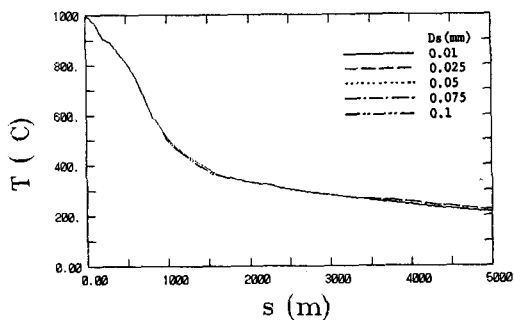


図8 火砕流中の温度の変化

図4の火砕流の高さは50 m付近で始まるが流下距離の増加とともに発達し100m以上にまで達している。図5の火砕流の進行速度であるが50 m/sの初期速度に対して、100 m/sまで増加することがわかる。このような高速の進行速度を持つことが火砕流の特徴である。次に、図6の火砕流の濃度であるが5%から始まって急速にその濃度を減じているが、これは火砕流が多量の空気を連行するためである。図8は火砕流中の温度を示したものであるが、図より火砕物の直径が変わっても温度の変化特性は余り変化せず、濃度と同様に減少する。

5. 結論

本論文では、流体力学的手法により火砕流の基礎方程式を導いた。さらに、空気の連行係数、火砕物粒子の連行係数などの構成関係式を用いて、数値解析する手法を示した。このモデルを雲仙・普賢岳に適用し、火砕物の粒径 D_s を主なパラメータとして解析した結果、 D_s が 0.075mm の場合には1991年6月の火砕流の到達距離とほぼ等

しい結果を得た。数値シミュレーションの結果、粒径をかなり変化させても火砕流の高さ、温度の変化には大きく違いが見られないが、火砕流の速度、体積濃度、乱れのレベルは大きく変化することが示された。

参考文献

- 1) Beghin, P., Hopfinger, E.J. and Britter, R.E., Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundary, J. Fluid Mech., Vol.107, pp.407-422, 1981.
- 2) 福岡祐介, 粉雪雪崩の流動機構の解析、雪氷、Vol.48-4, pp.189-194, 1986.
- 3) 福岡祐介, 新潟県棚田地区表層雪崩の流動解析、雪氷、Vol.49-1, pp.1-8, 1987.
- 4) 高橋保, 火砕流の発生と流動の機構、京都大学防災研究所年報、第28号B-2, pp.1-14, 1985.
- 5) Parker, G., Fukushima, Y. and Pantin, H. M., Self-accelerating turbidity currents, J. of Fluid Mech., Vol.171, pp. 145-181, 1986.