

1. はじめに

火砕流は発生のパターンや規模によってかなり現象が異なることが知られている。噴火により大規模な噴煙柱が発生し、噴煙に含まれる火砕物の降下によって生じる圧力が水平方向の圧力勾配を生じ、高速のサージとなって広がっていくようなタイプもあれば、近年雲仙普賢岳で発生した火砕流のように小規模で、斜面を重力の作用により流下するようなタイプもある。後者の火砕流は、力学的には粗い粒子群からなる重力流動をする本体部(下層部)と、細かい粒子が気体の乱れなどにより浮遊させられている熱風部(上層部)の2層の流れに単純化できると考えられている。前者の火砕流および後者の火砕流熱風部は両者とも、内部に沈降性の粒子を内包する、大気に比べて密度の大きい流体が、大気と地表との間にくさび状に進入していく現象と考えられる。前者は地形の凹凸にあまり束縛されずに運動するという特徴をもち、後者もまた本体部は地形の凹凸に沿って運動し、たいていの場合熱風部は本体部の運動に追従するが、本体部が急速に停止した場合や、運動の方向を急激に変えた場合に熱風部は本体部から分離し、しばらくの間直前の方向を維持し運動するという特徴をもっている。そこで本研究では、これらのタイプの火砕流(以後、両者とも火砕流熱風部と呼ぶ)を、大気・火砕流熱風部間の密度差および、粒子の沈降による質量の損失に着目し、それらを表現する簡単な力学モデルを作成し、粒子の沈降による流体の密度変化が火砕流熱風部の運動におよぼす影響について検討した。

2. 火砕流熱風部の力学モデル

モデル化にあたり、特に粒子の沈降による質量の損失による密度変化が火砕流熱風部の運動に与える影響を評価するために、次の単純化をおこなった。

- ①気相は非圧縮性とし、温度による体積変化は考慮しない。
大気と熱風部気相の密度は同一とする。
- ②熱風部の速度および火砕物濃度の鉛直分布は一様で、火砕物は単位時間、単位面積あたり $w_0 C$ で地表面に堆積する。簡単のため、地表面に一度堆積した火砕物は再び熱風部に取り込まれることはなく、地表からの火砕材料の供給もないとする。これは地表面が森林など、火砕物の粒径に比べ著しく大きな粗度で構成されていることに相当する。

- ③密度差を持った流体が接触しながら運動する場合、界面において両者の混合(連行)がおこる。混合による体積変化を評価

しようとする場合、界面近傍における両者の密度分布および速度分布をなんらかの形であたえる必要がある。このことと、体積変化を考えず、流速および濃度分布を一様としている①②のスキームとは相容れない。このような場合混合による各層の層厚の変化を連行の形で評価することは、ここで評価しようとする現象の本質を不明瞭にする。そこで、本モデルでは連行による体積変化は考慮しない。そのかわり、連行による陰的な運動量損失による界面抵抗は、底面せん断力を補正するかたちで評価する。すると支配方程式系は表1で表されることになる。

3. 粒子の沈降・堆積が運動特性に与える影響についての考察

本モデルでは、単位時間当たり $\rho_s w_0 C$ の質量の火砕物を堆積を許している。このことが火砕流熱風部の運動に与える影響は、表1の方程式系に従うと次の2つであると考えられる。

1) 運動量の損失

火砕物は系内に存在するとき速度 u をもっていることから、熱風部は火砕物の堆積により単位時間当たり $\rho_s w_0 C u$ の運動量を損失していることになる。したがって火砕物の堆積を許さず流体の密度が一定の場合に比べ、熱風部の運動継続時間

表1 基礎方程式

質量保存則

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h}{\partial x} = -\rho_s w_0 C \quad \text{式1}$$

運動量保存則

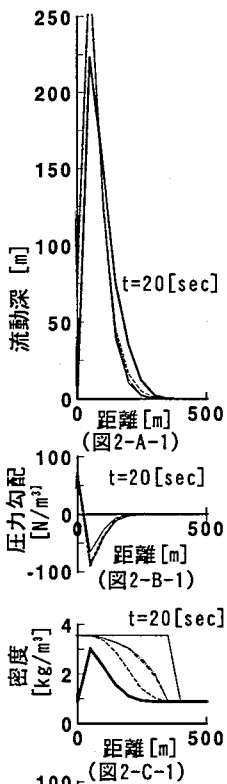
$$\frac{\partial \rho u h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 h}{\partial x} = (\rho - \rho_0) g h i - \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_b \quad \text{式2}$$

濃度保存則

$$\frac{\partial c h}{\partial t} + \frac{\partial c u h}{\partial x} = -w_0 C \quad \text{式3}$$

$$P = (\rho - \rho_0) g h \quad \text{式4} \quad \tau_b = -\rho \alpha |u| u \quad \text{式5}$$

ここで C :火災物濃度、 h :流動深、熱風部平均流速、 g :重力加速度、 i :地盤勾配、 τ_b :底面せん断力、 α :抵抗係数(本研究では $\alpha=0.04$)



および最大到達距離は減少すると予想される。火砕物の沈降速度が大きくなるほどこの傾向は大きくなると予想される。

2) 界面の変形(熱風部の形状の変化)

火砕流熱風部は大気との間に界面を持つ。大気と密度差を持った流体塊をある瞬間に平面上に置くことを考える。流体塊と大気との密度差により両者の界面に圧力勾配($\partial P/\partial x$)が生ずる。式2から分かるようにおよそ運動量の時間変化と圧力勾配の間には $\partial \rho u h/\partial t \alpha - \partial P/\partial x$ なる関係があり、圧力勾配は圧力勾配を解消させる方向に運動を進行させる。式4より $\partial P/\partial x = \partial(\rho - \rho_0)gh/\partial x$ であり、 h の変化に比べ流体の密度の

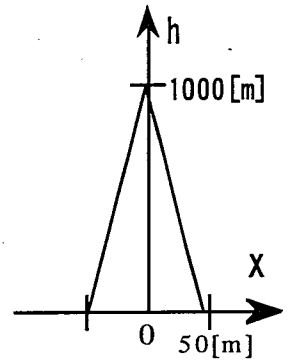


図1. 初期条件

変化が無視できる場合は、圧力勾配は $\partial h/\partial x$ で決定されることになり、流体の運動は $\partial h/\partial x$ を0にする方向に進行する、簡単に言えば流体塊は圧力勾配により時間とともに薄く平らに変形していく。火砕流熱風部のように粒子が沈降し、時間とともに流体と大気との密度差が変化する場合、圧力勾配は密度差と流動深 h の両方で決定される。密度差は時間とともに減少し有限時間内に0となるので、 $\partial h/\partial x \neq 0$ であるうちに圧力勾配が0となり流体塊の変形は終了する可能性がある。沈降速度が大きくなるほど熱風部の運動停止時の界面の形状がより不規則になる可能性が高い。

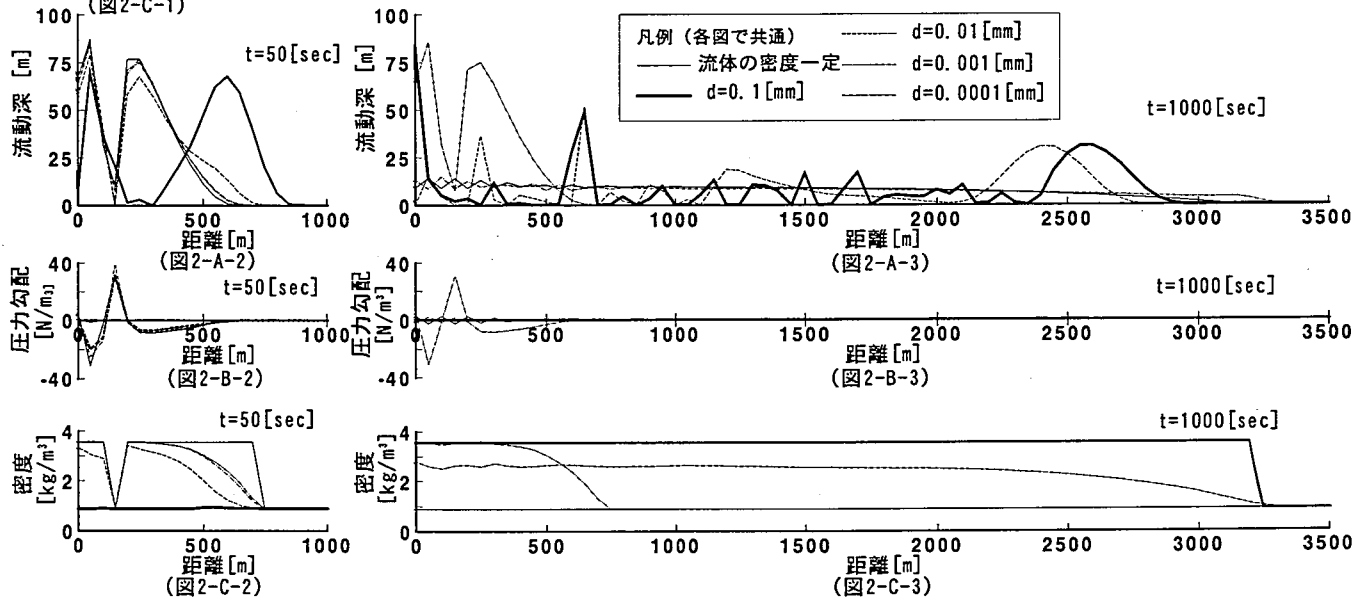


図2 諸量の空間分布 (初期濃度0.1%)

4. 数値解析

平面上の原点に直立した底面長 50[m]高さ 1000m流速0[m/sec]の三角錐の形状をした噴煙柱を数値解析の初期状態とした。(図1参照) 粒径 $d=0.0001 \sim 0.1$ [mm], 初期濃度 0.00001~0.1[%]の範囲で計算を行った。図2に結果を示す。計算結果は原点に対対象なため、原点の片側の領域のみ表示した。図2から粒径 0.01[mm]未満のケースでは、噴煙柱が崩壊する際に発生した擾乱が時間とともに収まり、薄く平らに変形していくが、粒径 0.01[mm]以上では大気との密度が時間とともに急速に減少し、それとともに途中に変形速度が小さくなる。そして密度差がほぼ0になると、その形状のまま、先端部のみが他のケースにくらべ高速で運動し後続部から分離することがわかる。分離した先端部は後ろに自らの一部を置き去りにしつつしばらく運動し停止する。他の濃度においても粒径 0.01[mm]以上のケースと 0.01[mm]未満のケースでは変形過程に同様の運動形態の相違が見られる。

5. おわりに

火砕流熱風部を沈降性粒子を含む密度流としてとらえ、粒子の沈降が運動に及ぼす影響を単純な力学モデルにより検討した。その結果、ある粒径を境に熱風部の運動形態が著しく変化することが分かった。今後は熱風部と大気との界面での混合を考慮したモデルについて検討を進めるとともに、本モデルの雲仙普賢岳のような小規模な火砕流への適用性についても検討していきたい。