

論 文

流れ型雪崩の二次元流動モデルの構築

大澤 範一¹⁾, 福嶋 祐介^{2)*}

要 旨

近年異常気象に伴う自然災害が頻発しており、国土に多くの豪雪地帯を有する日本では雪崩による被災も懸念される。雪崩被害を防止するためには流動モデルを構築し、ハザードマップの作成や雪崩防御施設の設計へと反映させることが重要である。流れ型雪崩は、フロントからの雪の取り込みや後方への離脱により、雪崩内の雪量や形状が流下に伴い変化する。福嶋・大澤 (2007) はこのような雪崩のメカニズムを考慮し、流体力学的手法による一次元流動モデルを提案した。本研究ではこれを応用し、三次元地形データを入力データとすることで流れ型雪崩の流下経路や流動幅も解析可能な二次元流動モデルを構築した。また、基礎方程式に含まれる無次元係数などの感度分析を実施し、運動形態への影響を比較検討した。

キーワード：流れ型雪崩，二次元シミュレーションモデル，三次元地形データ，流下経路，流動幅

Key words: stream avalanches, two-dimensional simulation model, three-dimensional topography, flow route, lateral spread

1. はじめに

近年異常気象に伴う自然災害が世界規模で頻発しており日本も例外では無い。国土に多くの豪雪地帯を有する日本では冬期から春先にかけての雪崩災害も懸念され、平成 18 年豪雪に伴う雪崩による被災数は例年に比べ顕著なものであった。特に新潟県では平成 16 年 10 月の中越地震によって多くの地盤崩壊が発生しており、このような不安定な地盤を有する地域ではより一層の雪崩災害の発生が懸念された。また記録的な少雪となった平成 19 年の冬期でも、2 月に八甲田山でスキー客 2 名が雪崩に巻き込まれ死亡するなどの被害が発生した。このように雪崩による被害は常発的に発生するものであり防災上の対策が重要である。雪崩災害の防止には、雪崩の流動モデルの開発が重要な研究のひとつとなる。数値解析により雪崩の運

動を再現出来れば、ハザードマップの作成や雪崩防御施設の設計へ反映させることが期待できる。

雪崩はその運動形態により、煙型雪崩と流れ型雪崩の 2 種類に大別される。煙型雪崩は、何らかの原因により巻き上げられた雪粒子が斜面方向に爆発的に成長しながら流下する雪崩であり、大雪煙を巻き上げることが知られている。煙型雪崩については、大澤・福嶋 (2004) によって数値地図を用い、その流下経路や流動幅も解析可能な二次元モデルが提案され、岐阜県左保谷で発生した大規模な雪崩を再現できることが確認されている (日本雪氷学会, 2001)。

一方、流れ型雪崩は煙型雪崩のように大きな雪煙を巻き上げることは無く、積雪が崩落することで斜面方向に流下する雪崩である。流れ型雪崩は進行方向の積雪層から雪崩内に取り込まれる雪や、後方に離脱する雪などの影響により雪崩の形状や内部の雪量が流下に伴い変化する。このメカニズムは少なからず雪崩の流動特性に影響していると考えられ、福嶋・大澤 (2007) は、全層型雪崩を対象とし、流体力学的手法によりフロントか

1) 株式会社東京建設コンサルタント

〒171-0004 東京都豊島区北大塚 1 丁目 15 番 6 号

2) 長岡技術科学大学工学部環境・建設系

〒940-2188 長岡市上富岡町 1603-1

* 故人

らの雪の取り込みやテイルへの離脱を考慮した一次元解析モデルを提案し, 雪の取り込みや離脱が雪崩の流動特性に及ぼす影響を考察した. しかし福嶋・大澤 (2007) の運動モデルは一次元解析モデルであるため, 解析領域は単位幅を対象としたものであり, 流下経路の斜面特性は入力データとする必要があるなどの欠点があった.

本研究では, 福嶋・大澤 (2007) のモデルを基礎に流れ型雪崩の二次元解析モデルを構築する. 二次元解析モデルの利点は, 解析領域を雪崩全領域とした点と発生点からの流下経路や停止位置を容易に解析できる点にある.

2. 二次元解析モデルの解析手法

2.1 モデルの定義

説明の都合上, 雪崩の流動解析モデルについて以下のように定義する.

(1) 一次元解析モデル

福嶋・大澤 (2007) によって提案されたモデルであり, 雪崩流下経路の縦断形状を入力データとして与え, その単位幅を対象に解析を実施するモデルを一次元解析モデルと定義する.

(2) 二次元解析モデル

三次元地形データを入力データとして与え, 発生点からの雪崩流下経路についても未知数として解析を行うモデルを二次元解析モデルと定義する. 二次元解析モデルでは, 雪崩の流動幅についても未知数として取り扱い, 解析領域を全領域対象とする.

2.2 雪崩形状の仮定

一次元解析モデルは Beghin *et al.* (1981) の傾斜重力流の実験結果を参考に, 雪崩本体の縦断方向の形状を図 1 に示すような半楕円体で仮定している. 傾斜重力流と流れ型雪崩の運動形態は異なるが, 数値解析を実施する上で雪崩形状には何らかの仮定が必要であり, 本研究でも同様に, 雪崩の縦断方向の形状を図 1 に示すような半楕円体で仮定する. また二次元解析モデルでは全領域を解析対象とするため, 横断方向の任意の切断面についても, 同様に雪崩の形状は半楕円体であると仮定する.

2.3 基礎方程式

一次元解析モデルと二次元解析モデルの基礎方程式はその概略においてほぼ同様である. しかし

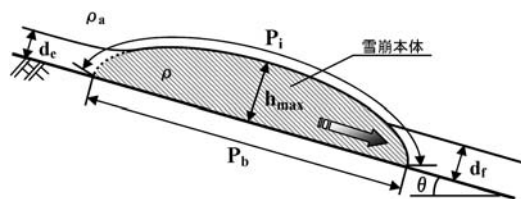


図 1 シミュレーションモデル模式図.

ながら単位幅を対象に解析を行う一次元解析モデルに対し, 二次元解析モデルではその全領域を計算領域として解析を実施する. このため, 一次元解析モデルにおける面積 A を体積 V_o に, 空気との界面の長さ P_i を界面の面積 S_i に, 底面との接地長 P_b を接地面積 S_b に変換するなどの補正が加えられる. また, 流下経路を未知数として解析を行う二次元解析モデルでは, 運動方程式を二方向のベクトル成分に分離し, 雪崩の位置を特定するために二方向の水平位置に関する式を基礎方程式に加える点が一次元解析モデルとの大きな相違点である.

以下に二次元解析モデルの基礎方程式を示す. なお基礎方程式中には多くの未知数が含まれるため, 主だったものを表 1 に整理する.

・雪の質量保存式

$$\frac{d}{dt} C V_o = \lambda_f C_f U_f A_f - \lambda_e C_e U_e A_e + v_s (E_s - c_b \cos \theta) S_b \quad (1)$$

・空気の連続式

$$\frac{d}{dt} V_o = \lambda_f U_f A_f - \lambda_e U_e A_e + E_a U_{abs} S_i \quad (2)$$

・ x 方向の運動量方程式

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho + \rho_a k_v) U_x V_o &= \rho_a R g C V_o (\sin \theta_x - \mu \cos \theta_x) \\ &- \rho_a R g B_{\max} \cos \theta_x \left(\frac{1}{2} C_f d_f^2 - \frac{1}{2} C_e d_e^2 \right) \\ &- \left\{ \rho_f \frac{h_f A_f}{h_f - d_f} U_f^2 - \rho_a E_a U_{abs}^2 S_i + \frac{1}{2} \rho_a f_i U_{abs}^2 S_i \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \rho_b f_b U_{abs}^2 S_b + \frac{1}{2} C_b \left(\rho_f A_f + \rho_a \left(\frac{1}{2} S_i - A_f \right) \right) U_f^2 \right\} \frac{U_x}{U_{abs}} \quad (3) \end{aligned}$$

表 1 二次元解析モデル係数一覧表.

V_o	雪崩の体積	f_i	界面の摩擦損失係数	θ	雪崩進行方向の傾斜角
$B_{\max}$	雪崩の最大広がり幅	f_b	底面の摩擦損失係数	θ_x	斜面の x 方向傾斜角
C	雪の平均濃度	E_s	粒子の連行係数	θ_y	斜面の y 方向傾斜角
C_f	雪崩先端の層平均濃度	E_a	空気の連行係数	P_b	地面との設置面の長さ
C_e	雪崩後端の層平均濃度	d_f	前方の積雪深	P_i	空気との界面の長さ
c_b	底面付近の雪粒子の濃度	d_e	離脱した雪層の厚さ	S_b	地面との接地面積
U_{abs}	雪崩進行方向の流下速度	A_f	フロントと積雪層の接地面積	S_i	空気との界面の接地面積
U_x	x 方向速度ベクトル	A_e	雪崩後方と離脱層の接地面積	v_s	雪粒子の沈降速度
U_y	y 方向速度ベクトル	R	空気中の雪の比重	k_v	付加重力係数
U_f	フロントの流下速度	ρ	混合流体の密度	C_D	抗力係数
U_e	雪崩後方の流下速度	ρ_a	空気の密度	μ	クーロン摩擦係数
λ_f	雪の取り込み係数	ρ_s	雪の密度	ξ_i	雪崩上部界面の形状係数
λ_e	雪の離脱係数	$h_{\max}$	雪崩の最大高さ	ξ_b	雪崩底面の形状係数

・ y 方向の運動量方程式

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}(\rho + \rho_a k_v) U_y V_o &= \rho_a R g C V_o (\sin \theta_y - \mu \cos \theta_y) \\
 &- \rho_a R g B_{\max} \cos \theta_y \left(\frac{1}{2} C_f d_f^2 - \frac{1}{2} C_e d_e^2 \right) \\
 &- \left\{ \rho_f \frac{h_f A_f}{h_f - d_f} U_f^2 - \rho_a E_a U_{\text{abs}}^2 S_i \frac{1}{2} \rho_a f_i U_{\text{abs}}^2 S_i \right. \\
 &\left. + \frac{1}{2} \rho_b f_b U_{\text{abs}}^2 S_b + \frac{1}{2} C_D \left(\rho_f A_f + \rho_a \left(\frac{1}{2} S_i - A_f \right) \right) U_f^2 \right\} \frac{U_y}{U_{\text{abs}}}
 \end{aligned} \quad (4)$$

・ x, y 方向の水平位置に関する式

$$\frac{d}{dt} x = U_x \cos \theta_x, \quad \frac{d}{dt} y = U_y \cos \theta_y \quad (5)$$

・ 雪崩進行方向の速度

$$U_{\text{abs}} = \sqrt{(U_x + U_y \cos \gamma)^2 + (U_y \sin \gamma)^2} \quad (6)$$

ここで γ は斜面が鉛直軸と交わる角度であり以下のように表される.

$$\gamma = \tan^{-1} \left(\frac{U_x \cos \theta_x}{U_y \cos \theta_y} \right) \quad (7)$$

以上の式に加えて二次元解析モデルでは解析領域を全領域としたことで, 運動に伴う雪崩の横方

向の広がりを考慮する必要がある.

大澤・福嶋 (2004) は煙型雪崩と傾斜サーマルの流動特性が酷似していることより, 福嶋ら (1993) の三次元サーマルの実験式を用い煙型雪崩の最大広がり幅を評価した. 三次元サーマルの実験式は以下の通り.

$$\frac{dB_{\max}}{dt} = \alpha_B (\tan \theta)^{-0.264} U_{\text{abs}} \quad (8)$$

式 (8) は, 単調に流動幅が増加するケースしか再現できないが, 煙型雪崩と同様, 流れ型雪崩の流動幅もこのような特徴を有すると考えられる. また流れ型雪崩と煙型雪崩は, その流動特性が異なるが無次元係数 α_B の設定により運動に伴う流動幅の制御は可能である. したがって流れ型雪崩二次元解析モデルにおける流動幅の解析にも式 (8) を適用するものとした.

以上の式 (1) から (8) を二次元解析モデルの基礎方程式とする.

流れ型雪崩の特徴である前方からの雪塊の取り込みや後方への離脱による雪量や体積の増減は, 雪の質量保存式 (式 (1)) 及び空気の連続式 (式 (2)) の右辺第一項及び第二項で評価され, 無次元係数 λ_f, λ_e によって制御される.

式 (1) の右辺第三項は, 微細な雪粒子の底面からの巻上げや沈降を表す. また式 (2) の右辺第三項は, 雪煙の発生に伴う周囲空気の連行を表す. これらは煙型雪崩や混合型雪崩の特徴である. こ

のように本研究の流動モデルは, 雪崩を雪塊と沈降速度 v_s を持つような浮遊細粒子の混在した流れとして評価するため, 流れ型雪崩だけでなく煙型雪崩や混合型雪崩にも対応する基礎方程式により構成される.

2.4 構成関係式

基礎方程式は多くの未知数を含むため実際に数値解析を実施するために, 構成関係式により仮定を行う.

雪崩の形状を半楕円体で仮定したことにより, その幾何学的関係から雪崩の体積 V_o , 地面との接地面積 S_b , 空気との接地面積 S_i はそれぞれ次のように表される.

$$V_o = \left(\frac{\pi}{6}\right) P_b b_{\max} h_{\max} \quad (9)$$

$$S_b = \left(\pi/4\right) P_b b_{\max} \quad (10)$$

$$S_i = \alpha_i S_b \quad (11)$$

ここで α_i は 1.0 以上の補正係数である.

底面との接触長 P_b , 界面との接触長 P_i についてはそれぞれ以下のように与えられる.

$$P_i = \xi_i h_{\max} \quad (12)$$

$$P_b = \xi_b h_{\max} \quad (13)$$

式 (12), (13) における ξ_i, ξ_b は形状係数であり, 福嶋 (1986) は Beghin *et al.* (1981) の実験結果を参考にして次のように定めた.

$$\xi_i = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{(\xi_b^{-2} + 1)} \xi_b \quad (14)$$

$$\xi_b = 8.47\theta^{-1/3} \quad (15)$$

周囲空気の連行係数 E_a は, 福嶋の煙型雪崩の解析例 (福嶋, 1986) と同様に以下のように与える.

$$E_a = \alpha \frac{\theta}{90^\circ} \quad (16)$$

ここで α は空気の連行に関する無次元係数である.

細粒子分の雪の底面からの巻上げや沈降を評価するために, 雪粒子の沈降速度 v_s を求める必要がある. 雪粒子の沈降速度 v_s は, 静止空気中における粒子に働く沈降力 (重力・浮力) と空気からの抗力の釣り合い式により求める. 釣り合い式は以下のように表される.

$$C_D \pi \frac{D_s^2}{8} \rho_a v_s^2 = \pi \frac{D_s^3}{6} (\rho_s - \rho_a) g \quad (17)$$

ここで D_s は浮遊細粒子の粒径である.

福嶋ら (2002) は開水路の浮遊砂流に対して得られた Garcia (1990) の式が雪粒子の連行係数に対しても適切であることを示した. これより細粒子分の雪の連行係数 E_s については, 次の Garcia (1990) の式により与える.

$$E_s = AZ^5 / \left(1 + \frac{A}{0.3} Z^5\right) \quad (18)$$

$$Z = R_p^{0.6} u_* / w_s \quad (19)$$

$$R_p = \sqrt{gRD_s} D_s / v \quad (20)$$

ここで, 係数 A の値は $A = 1.3 \times 10^{-7}$, $u_* = \sqrt{\tau_b / \rho_b}$ は無次元摩擦速度, v は空気の動粘性係数, R_p は粒径を用いた粒子レイノルズ数である.

2.5 斜面形状のモデル化

三次元地形形状の評価には地形メッシュデータを用いる. これにより斜面形状を表現する場合, その最も単純な方法は四角形メッシュをさらに微小な三角形要素に分割し表現する方法である (図 2). この微小三角形要素の斜面特性については, 福嶋・早川 (1992) の解析例があり, x, y 方向の傾斜角 θ_x, θ_y 及び雪崩の進行方向の傾斜角 θ はそれぞれ次のように表される.

$$\theta_x = \tan^{-1}[(\sin\theta_0 \cos\phi) / \cos\theta_0] \quad (21)$$

$$\theta_y = \tan^{-1}[(\sin\theta_0 \sin\phi) / \cos\theta_0] \quad (22)$$

$$\theta = \tan^{-1}\{\cos(\phi - \Psi) \tan\theta_0\} \quad (23)$$

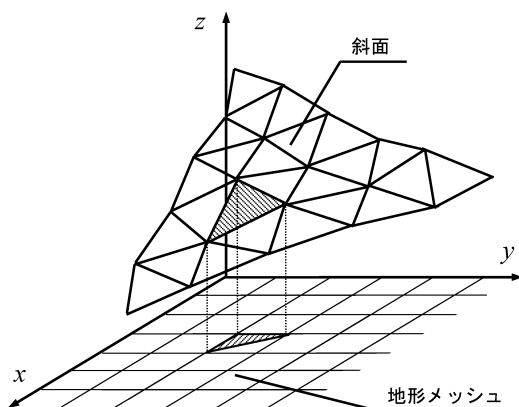


図 2 三角形要素による斜面表現.

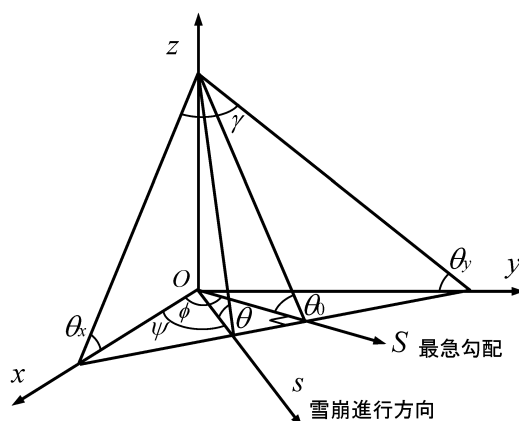


図 3 斜面のモデル化.

ここで、 θ_0 は最急勾配の傾斜角、 ϕ は最急勾配線の x 軸からの角度であり、 ψ は雪崩進行方向の x 軸からの角度である。雪崩の進行方向はその慣性のために最急勾配線の方と一致しない点に注意が必要である (図 3)。

二次元解析モデルでは、楕円体で仮定した雪崩の底面形状の時間変化を容易に把握できる。これより雪崩は複雑に変化する斜面の平均的な影響を受けると仮定し、雪崩が接地するメッシュの判定を行い、取り込まれたメッシュそれぞれに対して、式(21)から式(23)を用い斜面特性を算出し、これを平均することで雪崩が影響を受ける斜面特性を表現した。この手法は大澤・福嶋 (2004) の煙型雪崩の解析における斜面特性の表現手法と同様である。

表 2 λ_f と λ_e の組み合わせケース.

	$\theta > 30^\circ$		$\theta < 30^\circ$	
	λ_f	λ_e	λ_f	λ_e
Case1	0.30	0.00	0.10	0.30
Case2	0.20		0.07	
Case3	0.10		0.03	
Case4	0.30		0.10	0.10
Case5	0.20		0.07	
Case6	0.10		0.03	

3. 二次元解析モデルの感度分析

二次元解析モデルは、基礎方程式に多くの未知数を含み、数値解析を行うには、様々な仮定条件が必要となる。ここではこれら仮定条件の感度分析を行い、モデルの妥当性を考察する。

3.1 雪の取り込みと離脱について

雪崩の運動に伴う雪の取り込みや離脱は、Gauer and Issler (2004) や Sovilla *et al.* (2001) により現地観測や数値解析の面からそのメカニズムの解明が図られている。

Sovilla *et al.* (2001) は、イタリア北部の Mt. Pizzac において現地観測を行い、雪の取り込みと堆積 (離脱) による雪崩質量の変化を計測した。これより、傾斜角約 45° の斜面で発生した表層雪崩が 600 m 程度流下する間に、質量が最大約 7 倍増加することが確認された。また雪の取り込みや離脱は傾斜角による影響が強く、特に 30° 以上の比較的急勾配な斜面では、雪崩本体からの雪の離脱はほとんど無く取り込みが顕著であり、一方 30° 以下の緩勾配斜面では、雪崩の減速に伴い雪の取り込み量が小さくなり、相対的に離脱が顕著になることを示した。

前述したように今回提案する二次元解析モデルは、運動する雪崩本体への雪の取り込みや離脱は、質量保存式に含まれる無次元係数 λ_f , λ_e によって制御される。この無次元係数 λ_f , λ_e をパラメータとして変化させ感度分析を試みる。 λ_f , λ_e の検討ケースを表 2 に示す。Sovilla *et al.* (2001) の観測結果をシミュレーションに反映させるために傾斜角 30° 以上の斜面では一律 $\lambda_e = 0$ とし、傾斜角 30° 以下の斜面では λ_f を初期設定の $1/3$ 程度に設定した。

3.1.1 数値解析条件

λ_f , λ_e の感度分析に用いた数値解析条件は以下の通り。

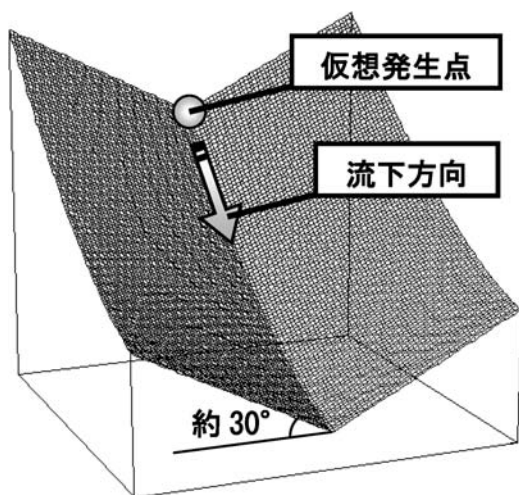


図 4 仮想地形データ.

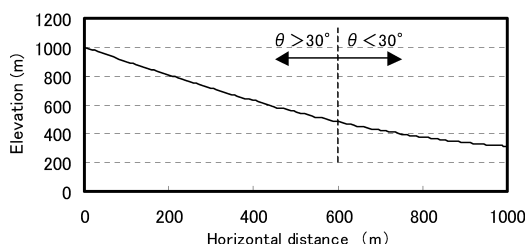


図 5 仮想地形データの縦断形状.

1) 対象地形データ

対象地形データは, 発生点の斜面傾斜角が約 45° で徐々に緩勾配な斜面へと移行していく谷型の仮想地形メッシュデータを与えた (図 4, 5). 仮想地形データの斜面傾斜角は水平距離 600m を過ぎたあたりで 30° 以下となり, 仮想発生点からの見通し角は Sovilla *et al.* (2001) により現地観測が行なわれた地形形状とはほぼ同様となる.

2) 空気の流れと細粒子分の雪の挙動について

雪崩本体への周囲空気の流れは空気の流れ式の右辺第三項で評価される. また雪崩内部に浮遊している細粒子分の雪の沈降および底面からの巻き上げは質量保存式の右辺第三項で評価される. これらは煙型雪崩の運動における特徴である. 一般的に雪崩はその速度が 10 ms^{-1} 以上になると雪煙を巻き上げることが知られている. したがって, 雪崩が比較的低速な速度 10 ms^{-1} 以下の間は, 雪煙の巻き上げに伴う周囲空気の流れや細粒子分の雪の挙動は無視できるものと仮定する.

表 3 数値解析条件.

初期速度 $U_{\text{abs}0}$	0 ms^{-1}
初期高さ $h_{\text{max}0}$	1.5 m
積雪層の厚さ d_f	1.5 m
雪崩後方の離脱した雪の層の厚さ d_e	$h_{\text{max}} / 3$
初期幅 $B_{\text{max}0}$	20 m
初期雪濃度 C_0	20 %
クーロン摩擦係数 μ	0.10
周囲空気の流れに関する係数 α	0.01
最大広がり幅に関する係数 α_B	0.01

3) 雪崩本体に関する数値解析条件

数値解析条件については表層雪崩を想定し, 表 3 に示す解析条件を与えた. 雪崩後方の本体から離脱した雪層の厚さ d_e については, 雪崩本体の最大高さの $1/3$ を仮定した. 最大広がり幅に関する係数 α_B は, 対象とする仮想地形が谷型地形であるため, 横方向の広がりほとんど許容されないとして仮定し, $\alpha_B = 0.01$ とした. また, 式 (16) における周囲空気の流れに関する無次元係数 α は, 福嶋 (1986) の煙型雪崩の解析例において $\alpha = 0.10$ と設定されている. しかし今回想定する雪崩は流れ型であり, 煙型雪崩のような大雪煙を巻き上げることは無いものと考え $\alpha = 0.01$ と仮定する.

数値解析には多くの仮定条件が必要であり, クーロン摩擦係数 μ や最大広がり幅に関する係数 α_B など運動に対する影響の強い条件も存在する. これらについては後述する.

4) 形状係数について

半楕円体で仮定される雪崩本体の形状は傾斜サーマルの実験式 (式 (9)~(15)) によって仮定される. 雪崩形状は式 (15) で表される形状係数 ξ_0 の影響が特に強く, この実験式をそのまま適用した場合, 斜面傾斜角によって雪崩本体の流下方向の長さ P_0 が一義的に設定される. しかし, サーマルとは運動形態において異なる流れ型雪崩にこの式を適用した場合, P_0 が小さくなり高さが過大に評価される傾向にある. また, 初期条件として雪崩の高さと流動幅を与えた時点で斜面傾斜角によって流下方向の長さが設定されるため, 発生点からリリースされる雪崩の質量をコントロールすることができない. 以上の観点より, 今回の数値解析では, 式 (15) に含まれる定数を変更し以下のように仮定する.

$$\xi_0 = 50.0\theta^{-1/3}$$

(24)

式 (24) を用いることによって、流下方向の長さ P_b の増加が比較的顕著になり、相対的に雪崩高さの増加が抑制される。

3.1.2 数値解析結果

表 4 に数値解析結果を λ_f , λ_e の設定ケース別に示す。雪崩の初期質量は発生直後の水平移動距離 50 m 地点の雪崩質量を用いた。また図 6～8 に Case1～3 の主要条件の水平距離変化を示す。これより以下の知見を得る。

- (1) 表 4 より、 λ_f が同様のケース（例えば Case1 と 4）では最高速度や最大高さがほぼ等しくなる。これは斜面傾斜角 30° までは雪の離脱を無視しているためである。しかし、傾斜角が 30 度以下の斜面へと流入した場合、離脱係数 λ_e が大きなケースほど質量の減少が顕著になるため、運動エネルギーも相対的に減少する。これより、 λ_f が等しくても λ_e の小さなケースのほうが若干ではあるが、流下距離が増加していることがわかる。
- (2) 図 6, 7, 8 より、雪崩が傾斜角 30° 以下の斜面へ流入すると、その速度、高さ、質量いずれにおいても減少をはじめ停止に至る。これは雪の離脱に伴い雪崩の質量が減少し運動エネルギーも減少するためである。
- (3) λ_f の大きなケースほど、速度、高さ、質量すべてにおいて大規模な雪崩に発達する。これは λ_f が大きい場合、内部に取り込まれる雪量が顕著になり、相対的に質量と運動エネルギーも増加するためである。

3.2 その他の数値解析条件の影響について

数値解析を実施するには他にも多くの仮定条件が必要であり、解析結果に対する影響の強いものも少なくない。ここではそのいくつかについて感度分析を試みる。なお感度分析を試みるパラメー

タ以外の解析条件および対象地形データはすべて 3.1 節の Case2 と同様とした。

3.2.1 周囲空気の連行について

周囲空気の連行係数 E_a を表す式 (16) に含まれる

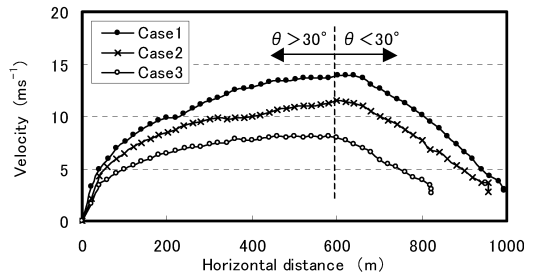


図 6 速度の水平距離変化。

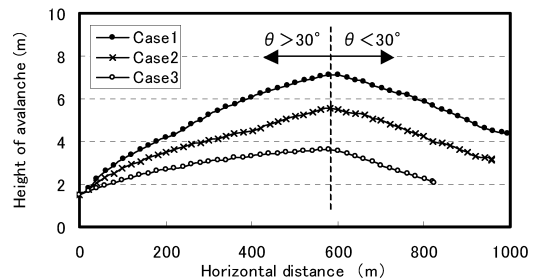


図 7 雪崩の最大高さの水平距離変化。

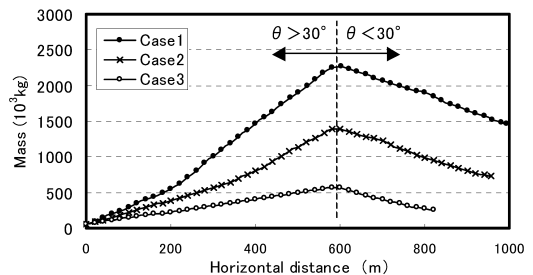


図 8 雪崩質量の水平距離変化。

表 4 数値解析結果 (λ_f と λ_e の感度分析結果)。

	到達距離 (m)	最高速度 (ms ⁻¹)	最大高さ (m)	①初期質量 (10 ³ kg)	②最大質量 (10 ³ kg)	②/①
Case1	995	14.0	7.1	194	2,290	11.8
Case2	956	11.6	5.6	150	1,400	9.3
Case3	822	8.1	3.6	109	575	5.2
Case4	999	13.8	7.2	194	2,419	12.5
Case5	993	11.4	5.6	150	1,501	10.0
Case6	842	8.1	3.7	109	575	5.2

無次元係数 α を変化させ、その感度分析を試みた。数値解析結果を表 5 に示す。

表 5 より、 α が大きなケースほど雪崩の最大高さも増加する傾向にあることがわかる。 α が大きくなると、周囲空気の流れが顕著になり、雪崩の体積が増加する。式 (24) の関係より、斜面傾斜角が同様であれば体積が変化しても雪崩の底面形状はほとんど変化しないため、体積の増分はそのまま、雪崩の高さに加算される。また、 α が大きくなると雪崩内部の空気量が増加するため、流下に伴う雪崩内の雪濃度の減少が顕著になる (図 9)。

3.2.2 流動幅に関する無次元係数 α_B について

最大広がり幅に関する式 (式 (8)) に含まれる無次元係数 α_B を変化させ、その影響を比較検討した。解析結果を表 6 に示す。

表 6 より、 α_B が大きくなると、高さの増加が抑制される傾向にあることが分かる。これは雪崩体積の増分が横方向にも広がるためである。これにより α_B が大きくなると底面の面積も増加するため、より強い摩擦が作用し、雪崩速度及び到達距

離も小さくなる傾向にある。

また、図 11 に雪崩の流動幅と底面形状の変遷を図示した。 $\alpha_B=0.01$ としたケース (図 11 の上図) では、楕円体で仮定した雪崩の底面形状が流下に伴って縦断方向に細長く発達していく様子を確認できる。これに対して、 $\alpha_B=0.05$ としたケース (図 11 の二番目の図) では、横方向の広がりに伴って、雪崩本体の形状も横断方向に潰れた形になり、停止に至っている。縦断方向の雪崩の長さは形状係数 ξ_b によって定義されるため、雪崩底面形状の精査には、 α_B と ξ_b による総合的な評価が必要となる。

3.2.3 形状係数 ξ_b について

形状係数 ξ_b の定義式に含まれる定数をここで便宜的に γ_b とおき、以下のように表す。

$$\xi_b = \gamma_b \theta^{-1/3} \quad (25)$$

3.1 節では $\gamma_b=50.0$ とし数値解析を実施したが、ここでは $\gamma_b=8.47 \sim 100.0$ の 5 ケースを設定し感度分析を実施する。なお、 $\gamma_b=8.47$ は傾斜サーマルの実験値であり、運動形態の類似した煙型雪崩の解析モデル (福嶋, 1986) で適用されている。解析結果を表 7 に示す。

表 7 より、 γ_b は雪崩の速度、高さに強く影響することがわかる。 γ_b が小さいと縦断方向の長さの増加が抑制され、高さの増加が顕著になる。また、これにより底面の面積は小さくなるため、摩擦抵抗も小さくなり、速度が大きくなる。この γ_b の設定による雪崩底面形状への影響は図 11 の上図と下図を比較すると明らかである。

サーマル理論に基づく形状係数 ξ_b をそのまま適用すると、雪崩の高さが 13 m にも達し、底面形状 (図 11 下図) も現実的ではない。したがって、サーマルとは運動形態の異なる流れ型雪崩の

表 5 数値解析結果 (α の感度分析結果)。

	α	到達距離 (m)	最高速度 (ms^{-1})	最大高さ (m)
Case7	0.01	956	11.6	5.6
Case8	0.05	996	11.6	6.3
Case9	0.10	1,021	11.8	7.3

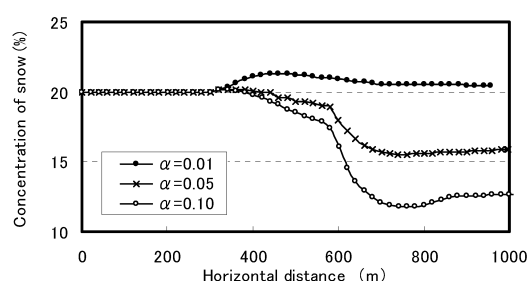


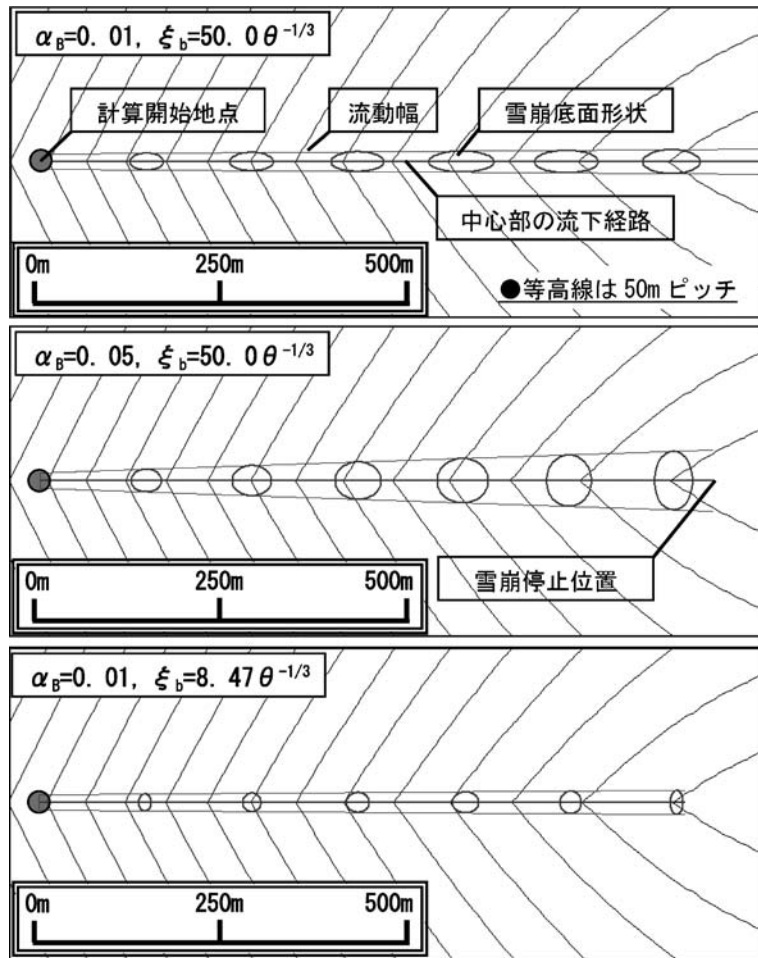
図 9 雪崩内の雪濃度の水平距離変化 (α の感度分析)。

表 6 数値解析結果 (α_B の感度分析結果)。

	α_B	到達距離 (m)	最高速度 (ms^{-1})	最大高さ (m)
Case10	0.01	956	11.6	5.6
Case11	0.05	881	9.4	4.4
Case12	0.10	851	8.9	4.1

表 7 数値解析結果 (ξ_b の感度分析結果)。

	γ_b	到達距離 (m)	最高速度 (ms^{-1})	最大高さ (m)
Case13	8.47	841	16.4	13.0
Case14	30.00	969	13.2	7.3
Case15	50.00	956	11.6	5.6
Case16	80.00	911	9.6	4.0
Case17	100.00	910	9.2	3.6

図 11 ξ_b および α_B の雪崩形状に対する影響.

数値解析では ξ_b の精査が必要となる.

3.2.4 クーロン摩擦係数 μ について

運動方程式 (式 (3), (4)) におけるクーロン摩擦係数 μ を変化させ, その影響を比較検討した. 解析結果を表 8 に示す. また速度の水平距離変化を図 10 に示す.

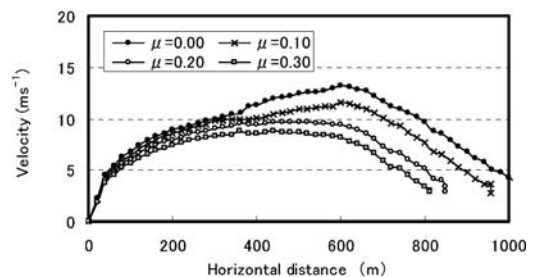
雪崩の加速は運動方程式における重力項 $\rho_a RgCV_0 (\sin\theta_x - \mu\cos\theta_x)$ において評価される. したがって μ の設定によって, 到達距離及び速度が変化する.

4. 結言

福嶋・大澤 (2007) の一次元解析モデルを拡張し雪崩の走路や流動幅も解析可能な二次元解析モデルを構築した. 以下要点を整理する.

表 8 数値解析結果 (μ の感度分析結果).

	μ	到達距離 (m)	最高速度 (ms^{-1})	最大高さ (m)
Case18	0.00	1,056	13.2	5.9
Case19	0.10	956	11.6	5.6
Case20	0.20	851	9.7	5.0
Case21	0.30	811	8.8	5.0

図 10 雪崩の速度の水平距離変化 (μ の感度分析).

- (1) 二次元解析モデルは雪崩が雪や空気を取り込み加速しながら斜面を流下し, 緩勾配斜面へと流入すると本体からの雪の離脱により質量を減少させ, 停止に至る一連のプロセスを数値解析によって表現できる.
- (2) 二次元解析モデルは雪崩形状を明確な境界を持つ半楕円体で仮定することにより, 従来の剛体モデルや質点モデルでは困難であった流動幅や高さの定量的な表現が可能である.
- (3) 雪崩は一般的にその慣性のために, 流下経路が最急勾配とは異なる. 今回の解析では単純な地形データを与えたため, このような挙動は表現されない. 幾何学的形状が複雑な実地形に適用した場合, 流下経路を未知数として取り扱う二次元解析モデルは, 従来の一次元解析にくらべ, より現実的な斜面特性の表現が可能である.

5. モデルの課題

第3章で示したように二次元解析モデルで実際に数値解析を行うためには多くの仮定条件を必要となり, これらの設定により運動形態は大きく変化する. 実地形に対してこのモデルを適用し, 現実的な雪崩の挙動を数値解析により表現するには, 解析条件の精査が必要である. 半楕円体で仮定される雪崩本体の形状については, 前述したように形状係数 ξ_b や最大広がり幅に関する無次元係数 α_B の設定が重要となる. 今回の解析では, ξ_b や α_B の設定は発生から停止に至るまで一様に設定しているが, 幾何学的形状が複雑な実地形では, 雪崩が流入した地形に応じてこれらは変化するはずである. 発達過程の雪崩のメカニズムを明

確にし, 雪崩形状を適切に表現した上で, 運動方程式の抵抗則を精査することが今後の課題となる. また, 積雪深の厚さや, 質量変化といった条件も実現象との整合を踏まえ精査することが, モデルの汎用性の向上に対して重要となる.

文 献

- Beghin, P., Hopfinger, E.J. and Britter, R.E., 1981: Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries. *J. Fluid Mech.*, **107**, 407-422.
- 福嶋祐介, 1986: 粉雪雪崩の流動機構の解析. *雪氷*, **48**, 189-194.
- 福嶋祐介・早川典生, 1992: 三次元地形を考慮した粉雪雪崩の数値解析. *雪氷*, **54**, 11-18.
- 福嶋祐介・大澤範一, 2007: 一次元全層雪崩のシミュレーション手法に関する研究. *雪氷*, **69**, 357-368.
- 福嶋祐介・早川典生・備前亨, 1993: 三次元傾斜サーマルの流動特性. *土木学会論文集*, **473**, 17-24.
- 福嶋祐介・菊地卓郎・西村浩一, 2002: 地吹雪における雪の連行係数に関する考察. *雪氷*, **64**, 533-540.
- Garcia, M., 1990: Depositing and eroding sediment driven flows: turbidity currents. St. Anthony Falls Hydraulic Lab., Univ. of Minnesota, Project Report, **306**, p. 179.
- Gauer, P. and Issler, D., 2004: Possible erosion mechanisms in snow avalanche. *Annals of Glaciology*, **38**, 384-392.
- 日本雪氷学会, 2001: 3.27 左保谷雪崩災害調査報告書 (概要版). 68pp.
- 大澤範一・福嶋祐介, 2004: 三次元地形上の二次元煙型雪崩の流動モデル. *雪氷*, **66**, 473-483.
- Sovilla, B., Sommarivilla, F. and Tomaselli, A., 2001: Measurements of mass balance in dense snow avalanche events. *Annals of Glaciology*, **32**, 230-236.

Two-dimensional fluid dynamics simulation model for stream avalanches

Norihito OSAWA¹⁾ and Yusuke FUKUSHIMA^{2)*}

1) Tokyo Kensetsu Consultant Co. Ltd.

1-15-6, Kitaotuka, Toshima-Ku, Tokyo 171-0014

2) Department of Civil and Environmental Engineering, Nagaoka University of Technology

1603-1, Kamitomioka, Nagaoka, Niigata 940-2188

** Passed away in 2007*

Abstract: In recent years, natural disasters due to abnormal weather have frequently occurred all over the world. In Japan, which has a large number of heavy snowfall zones, disasters due to avalanches is a matter of grave concern. In order to prevent such disasters, building a fluid dynamics simulation model of avalanches is important. Hazard maps can be compiled on the basis of the data obtained from the simulations. Furthermore, disaster-prevention facilities for avalanches can be constructed after analyzing the results obtained from the fluid dynamics simulation model. For stream avalanches, the amount of snow and the shape of the avalanches vary with flow by the intake of snow from the frontside and the breakaway of snow toward the tailside. By considering the abovementioned mechanism of avalanches, Fukushima and Osawa (2007) proposed a one-dimensional simulation model. In this study, a two-dimensional simulation model for avalanche dynamics was developed by considering three-dimensional topography. This simulation model can use digital maps and analyze the flow route and lateral spread of avalanches.

(2007 年 3 月 29 日受付, 2008 年 2 月 18 日改訂受付, 2008 年 3 月 6 日再改訂受付, 2008 年 3 月 7 日受理,
討論期限 2008 年 11 月 15 日)