

雪崩の流動機構に関する研究

高橋 保・辻本浩史*

*(財)日本気象協会

要旨

本論文では、雪崩の流動機構について実験、理論の両面から検討した。最初に、自然の雪を用いた流路実験を行い、流速分布、雪温変化および雪塊の発生状況を測定した。その結果、雪温が高いほど雪塊が数多く形成され、それに伴い、流速分布が変化する。また、雪温が低いほど底面の滑り速度が速くなることが分かった。次に、雪塊の混入を考慮した粒状体モデルに基づいた雪崩流動モデルを提案した。モデルは実験結果を良好に再現した。

キーワード：雪崩、粒状体、雪塊、滑り速度

1. はじめに

雪崩は斜面上に積もった不安定な雪が重力の作用によって流下する現象で、豪雪地帯を多く抱えるわが国では古来より多くの人的・社会的被害をもたらしてきた。雪崩による災害を防ぐためには、発生の予知による目先の危険回避はもちろんであるが、危険地帯のゾーニングや防護柵の設置といった長期的な対策も重要となる。このためには雪崩の通過経路や到達範囲を精度良く推定できるモデルが必要となる。

ここで、これまでの雪崩流動モデルについて概括してみよう。従来のモデルは、開水路流体流れの考え方を応用した Voellmy (1955) のモデルや、一個の質点運動として解析した Salm (1966) のモデルに代表されるように、大きくは流体系モデルと質点系モデルに大別することができる。

納口 (1987) は質点系モデルを三次元地形でのシミュレーションが可能なように拡張し、地形によっては運動慣性のために雪崩が必ずしも谷底を通過しないことを指摘した。前野・西村 (1987) は納口の手法をさらに発展させ、非速度依存型と速度の二乗に比例する抵抗の他に粘性による抵抗も加えたモデルを提案した。このモデルに、雪の取り込み

による雪崩体積の増加を考慮したシミュレーションによって、黒部峡谷や新潟県柵口で発生した大規模な雪崩の再現計算を試みている。これらの質点系モデルによって雪崩通過経路、到達距離に関する情報を得ることは可能である。しかし、雪崩を一個の質点として取り扱っている為に堆積域での氾濫過程を再現するのが困難である。このことが、質点系モデルの大きな問題点となっている。

一方、初期の流体系モデル (Nakamura et al., 1985) では、雪崩をニュートン流体として取り扱い、粘性係数を適宜設定してシミュレーションが実施されていた。しかしながら、雪崩は土石流・泥流や火砕流のように非ニュートン流体的な速度分布を示す流れであることが従来の実験 (西村ら, 1986) でも明らかにされている。流動機構を正確に表現できるモデル化を行うためには、雪崩内部の応力構造を評価することが必要不可欠となる。このような観点から、Lang (1992) は雪崩を氷粒子からなる粒状体としてとらえて応力テンソルの構成方程式を導き、せん断応力についてはクーロン摩擦と境界摩擦の2つを評価したモデルを提案している。また、寺田ら (1993) は、氷粒子の接触と非弾性衝突によるエネルギー散逸に加えて、氷粒子の粘性性にも着目した構成則を導いており、この

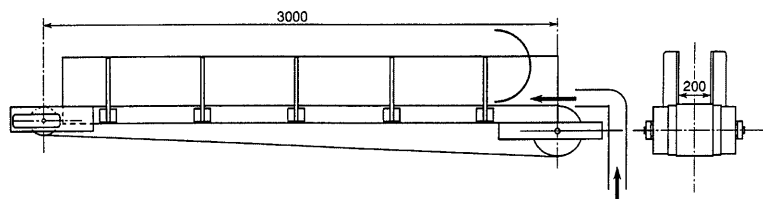


Fig. 1 Experimental flume

構成則から得られる流速分布が流路実験結果を概ね良好に再現できるとしている。

また、福島(1986)は、粉雪雪崩を対象としてサーマル理論に基づいたモデルを提案している。このモデルでは、雪粒子の巻き上げ・沈降や乱れ運動エネルギーの収支および底面や周辺空気との境界面抵抗が考慮されている。

雪崩流動モデルは、おおよそ以上のような経緯を辿って検討されてきた。しかしながら、雪崩の大きな特徴である、雪の付着性による雪塊の混入が流動形態におよぼす影響や、粒径変化や気温・雪温に応じた流動形態の違いまでは従来の研究ではあまり議論がなされていない。これが乾雪型・湿雪型の雪崩を統一して記述できる流動モデルが未だ構築されていない一因と考えられる。

また、雪崩の流動機構に関する研究は実験面からのアプローチもなされてきた。その多くは、傾斜させた流路で自然の雪や氷粒子を流下させるもので、これらの実験を通じて、流動機構や衝撃力に関する知見が得られてきた(西村ら,1985)。しかしながら、自然の雪を用いた実験では、流下方向のスケールが不足するために定常的な流れを作り出すことが困難である。また、現象が短時間で終了することもあるため、流動モデル構築に必要なデータが十分に得られているとは言えない状況である。

本研究は、上述のような点を考慮して行うものである。まず、定常的な流動状態を作り出せる底面移動式の実験流路を考案し、これを用いて種々の気温・雪温の条件下で自然雪を流動化させる。流動状態の雪粒子の流速分布、雪温の変化および雪塊の発生状況を測定し、それに基づいて応力構造について検討する。次いで、筆者ら(高橋・辻本,1997)が既に提案している粒状体モデルに基づいた理論考察を行い、雪塊の生成や底面でのスリップといった雪崩独特の現象を考慮した雪崩流動モデルを導き、実験結果と比較検討する。

なお、雪崩はその発生形態や流動形態によって数

種類に分類される。このうち、斜面に積もった新雪が流下する表層雪崩は、発生個所や通過経路の特定が困難で過去の災害例も多い。そこで、本研究では表層雪崩を対象を絞る。なお、大規模な乾雪表層雪崩の場合には上部に雪煙を形成して煙り型雪崩に発達することもあるが、この場合でも本体部ともいえる下層部分は流れ型となっていることが知られている。ここでは、このような本体部分に着目して議論を進めていく。

2. 実験的検討

2.1 実験方法とその条件

(1) 実験装置

雪粒子は付着性が非常に高いために、傾斜させた流路内で定常的な流動を作り出すのが困難である。自然雪を用いた従来の実験(西村ら,1986)では、上流側の急勾配流路で加速させた雪粒子群を下流の緩勾配流路の側方から撮影する手段が多く用いられてきた。このため、付着力が小さい製氷された氷粒子を流下させた実験結果(Nishimura,1991)との間には平均速度に大きな隔たりが生じていた。本研究は、自然雪のもつ付着性とそれによる雪粒子の造粒現象に着目しており、定常的な流れを長時間にわたって維持する必要がある。そこで、Fig. 1に示すような底面可動式の流路を京都大学防災研究所穂高砂防観測所に設置して実験を行った。流路底面は特殊加工の滑らかなベルトを使用し、これに幅10mm、高さ3mmの板を流下方向に直角になるように20cm間隔で張り付けて粗度としている。底面は流路上部の回転軸によって最大2.5m/sの速度で上流側へ移動し、流動を長時間維持することが可能である。

(2) 実験材料および条件

実験ケースをTable 1に示す。材料は原則として実験流路周辺の乱されていない新雪(密度0.05～

Table 1 Experimental conditions

Case	Slope (deg)	Temperature (°C)	Snow temperature (°C)	Density (g/cm ³)	Remark
A 3	34.5	-8.7	-9.8	0.040	
A 4	34.5	-8.3	-8.3	0.110	Lightly compact snow
A 5	40.0	-7.8	-8.3	0.024	
A 6	40.0	-6.6	-7.9	0.093	Lightly compact snow
A 7	40.0	-1.1	-2.1	0.105	Lightly compact snow
A 8	40.0	-1.8	-1.8	0.049	
A 9	40.0	-1.7	-1.8	(0.036)	Under artificial solar radiation
A 10	34.5	-2.0	-2.3	0.036	
A 11	34.5	-2.7	-3.4	0.047	Under artificial solar radiation
B 1	34.0	-5.4	-2.6	0.384	Coarse-grained granular snow
B 2	40.0	-5.4	-2.6	0.404	Coarse-grained granular snow
B 3	40.0	-7.6	-5.2	0.068	
B 4	40.0	-5.6	-4.6	0.068	
B 5	40.0	-6.4	-8.0	0.45	Snow ball
B 6	34.5	-5.2	-2.2	0.074	
B 7	34.5	-4.3	-2.3	0.078	

0.10g/cm³程度)を使用し、採取バケツ(寸法: 深さ10cm, 幅19cm, 長さ25cm)で採取して流路内に数杯敷き詰めた後に底面を移動させた。実験に用いた雪の雪温と密度は随時測定している。また、新雪とは別にザラメ状の雪(密度0.3~0.5g/cm³程度)を用いた実験や直径約4cm, 密度約0.45g/cm³程度に整形した雪玉を用いた実験も行った。さらに、気温上昇時に発生する雪崩を想定した実験では、雪温が0°C近くまで上昇するように流動層表面をライトで加熱しながら実験を行った。移動速度の設定は、流れを長時間維持して雪粒子の造粒現象を追跡するために、原則として流路中央部で流れがほぼ釣り合うように調節した。ただし、流量を測定することを目的とした実験(B1~B4, B6)では流れが下流へ流下していくように釣り合い速度よりも多少小さめの値に設定した。

流動の様子は、側面から高速ビデオ(毎秒400コマ)で撮影した。さらに、流路中央部で流れを釣り合わせた実験では流動層表面の温度変化を非接触型の温度センサーで計測した。

(3) 実験時の気象条件

実験は、1997年1月21日~23日(Series.A)と1997年2月15日~20日(Series.B)の2回にわけて実施された。この期間中の、観測所の気温と降雪量の変化傾向をFig.2(a)(b)に示す。1回目の実験は、強い冬型気圧配置による寒気流入を伴った降雪後に実施され、-8.8°C~-1.1°Cまでの幅広い気温

条件下での実験となった。2回目の実験は平年並の気温が続いた中、-5.0°C程度の条件で実験が行われた。なお、観測所の気温データが一部欠測している期間のデータについては、近傍の栃尾(アメダス)観測所との関係から推定している。

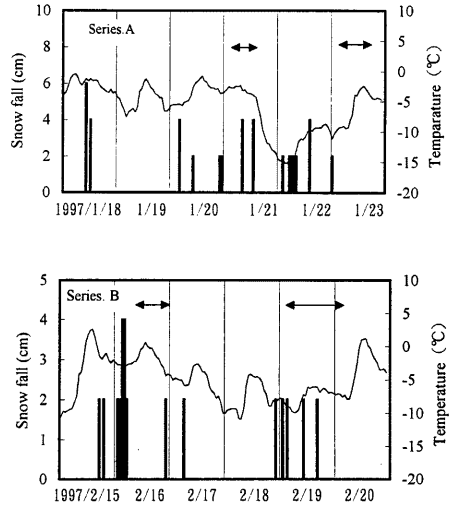


Fig. 2(a)(b) Meteorological data at experimental site (Arrow showing the experimental duration)

Table 2 Experimental results

Case	Slope (deg)	Temperature (°C)	Snow temperature (°C)	Surface velocity (cm/s)	Slip Velocity (cm/s)	Depth (cm)	$U_s/\sqrt{gH\sin\theta}$	Discharge (g/s)
A 3	34.5	-8.7	-9.8	113.1	87.8	2.2	3.2	—
A 4	34.5	-8.3	-8.3	144.7	122.5	3.4	3.3	—
A 5	40.0	-7.8	-8.3	192.4	140.2	3.3	4.2	—
A 6	40.0	-6.6	-7.9	187.0	143.3	4.3	3.6	—
A 7	40.0	-1.1	-2.1					
A 8	40.0	-1.8	-1.8	149.6	26.3	3.6	3.1	—
A 9	40.0	-1.7	-1.8	135.1	89.4	2.9	3.2	—
A 10	34.5	-2.0	-2.3	89.7	26.2	2.9	2.2	—
A 11	34.5	-2.7	-3.4	99.6	40.8	2.6	2.6	—
B 1	34.0	-5.4	-2.6	137.0	100.1	3.1	3.3	516
B 2	40.0	-5.4	-2.6	162.1	132.3	2.7	3.9	491
B 3	40.0	-7.6	-5.2	158.5	92.8	6.3	2.5	536
B 4	40.0	-5.6	-4.6	152.4	110.6	5.3	2.6	706
B 5	40.0	-6.4	-8.0	299.8	129.2	15.1	3.1	—
B 6	34.5	-5.2	-2.2	93.6	60.3	4.5	1.9	124
B 7	34.5	-4.3	-2.3					

2.2 実験結果の概要

(1) 流速分布

側面から撮影した高速度ビデオから流速分布と流動深を読みとった。流れは粗度とした板が通過する際に波打つような状態になるため、読み取りは粗度が通過する間の比較的流れが定常な領域を中心に行った。代表的な例として、低温下での実験結果 (Case.A5) と比較的温が高い条件下での実験結果 (Case.A8) をそれぞれ Fig. 3 (a) (b) に示す。いずれの場合も底面付近の雪粒子に Slip が認められるが、その大きさについては、Case.A5 の場合が 150cm/sec 程度であるのに対し、Case.A8 の場合は 50cm/sec と小さい。逆に、速度勾配は Case.A5 の場合が小さく直線的な速度分布を示している。このような流動特性の違いについては次節以降で詳しく考察を行うが、各ケース毎に、読みとった流速のうち最大値を表面流速、最小値を Slip Velocity とし、また最も高い位置で読みとられた粒子の位置を流動深として整理した結果を Table 2 に示す。

(2) 実際の雪崩現象規模との関係

ここで、測定結果をもとに、実験での現象と実現象における雪崩の種類との対応関係を整理しておく。Table 2 に示したように今回の実験における $U_s/\sqrt{gH\sin\theta}$ の値は 1.9~4.2 の範囲にある。ただし、 U_s : 表面流速、 H : 流動深、 θ : 流路勾配、 g : 重力加速度である。一方、実際の雪崩の先端速度に

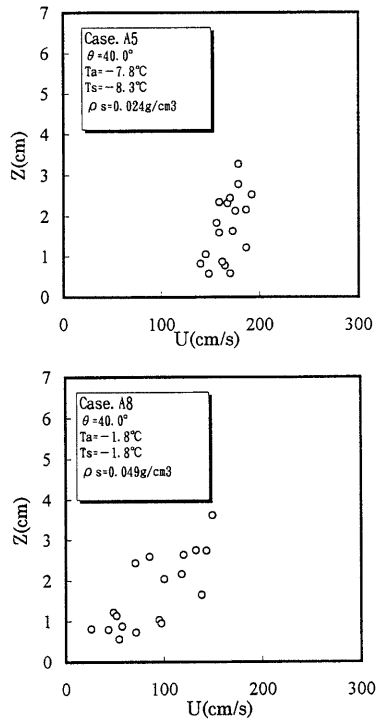


Fig. 3 (a) (b) Velocity distribution

については、30m/s 以上の雪崩は稀に起こる大型の煙り型の場合で、ほとんどの雪崩は 0~30m/s の範囲に入るとされている（前野,1984）。しかし、実際に流速や流動深を測定したケースは非常に少なく、わずかに、大規模な煙り型の乾雪表層雪崩が発生することで有名な黒部峡谷の志合谷では雪崩の観測が継続的に続けられている（Kawada, 1988）。ここで測定されたデータでは雪崩本体部の速度は 10~28m/s と推測されている。測定個所の勾配はおおよそ 23 度であり、流動深は測定されていないが、仮に 1m とすれば $U_s/\sqrt{gH\sin\theta}$ の値は 5.1~14.3 となる。

また、1992 年 5 月 4 日に北アルプス白馬岳東面で発生した大規模な湿雪雪崩（寺田ら,1993）では、勾配 15 度程度の緩斜面を「かけ足程度」で流下する雪崩が目撃されている。流動深については写真から 2~3m 程度と推定でき、速度を 4m/s と仮定すれば $U_s/\sqrt{gH\sin\theta}$ の値は 1.5~1.8 程度となる。

これらの値から、今回の実験で発生させた模擬雪崩は、実現象における湿雪雪崩からやや遅めの乾雪雪崩の範疇に入るものと考えて良さそうである。実験の多くは乾雪を用いて行われ、底面の仕上げも張り付けた粗度以外の部分は滑面としている。それにも係わらず $U_s/\sqrt{gH\sin\theta}$ の値が実現象に比べて多少小さくなっているのは、底面粗度が見かけ以上に流れの滑りを抑える役割を果たしているためと考えられる。

2.3 雪塊の形成と運動

雪合戦をするためにはある程度湿った雪が必要で、乾燥したサラサラの雪では雪玉を作りにくいのは多くの人が経験したことである。このような事は雪崩の場合にもみられ、3 月頃に発生する雪崩の堆積域では Photo 1 に示すように直径 20~30cm 程度の雪塊が数多く観察できる。一方、低温下で発生する乾雪雪崩の場合には雪塊も含まれてはいるものの、周辺の積雪と区別のつかない堆積状況となっているという調査報告（高浜ら,1986）がある。

今回の実験においても、気温・雪温が高い条件では雪塊が形成されて流動層表面に目立つようになった。雪塊は徐々に先端部に移動し、流れから離脱して下流側に設置した容器に収集された。雪塊の形成条件と形成された雪塊の運動について示す。

(1) 雪塊の形成と気温・雪温の関係

午前中の -8℃ 程度の低温下では雪塊が形成されなかった新雪も、気温・雪温が -2℃ まで上昇した午後には Photo 2 のように小さな雪塊が多少目立つようになってきた。このような雪塊の形成と気温・

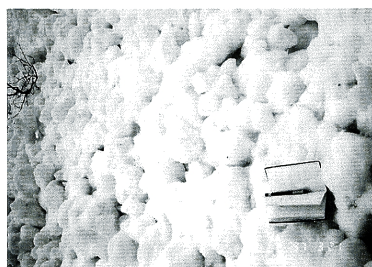


Photo 1 Snow balls in the debris

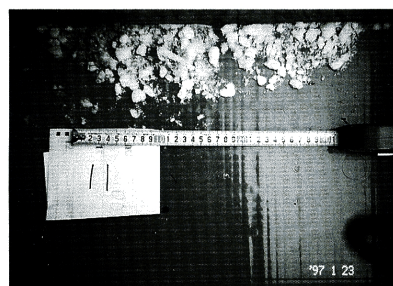


Photo 2 Loosely flocculated snow balls

雪温の関係を確かめるために、全く同じ新雪を用いて一方のケースのみ表面をライトで加熱して雪温を 0℃ 近くまで上昇させた実験を行った。その結果、加熱したケース（Case.A9, Case.A11）の方が加熱しなかったケース（Case.A8, Case.A10）に比べると直径 1~2cm 程度（流動深/雪塊粒径=1.5~3.0）の顕著な雪塊が数多く形成された。流動中に撮影された雪塊の様子を Photo 3 に、また収集された雪塊を Photo 4 に示している。雪粒から雪塊が形成される過程をビデオで追跡することはできなかったが、Case.A9 や Case.A11 では、表面付近で加熱されて湿った雪が核となり、周辺の雪を凝集させて雪塊を形成していることが推察できる。

(2) 雪塊の運動

Fig. 4 (a) (b) は、顕著な雪塊が形成された Case.A9 と Case.A11 について、0.025 秒間隔で雪塊の動きを追跡したものである。勾配が 34.5° の Case.A9 では上下運動が少ない粒子もみられるが、基本的には上下左右に活発に移動する雪塊が多く、流れの中で雪塊同士が衝突によって比較的自由に

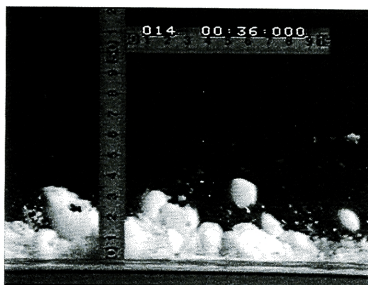


Photo 3 Snow balls in the experimental flume

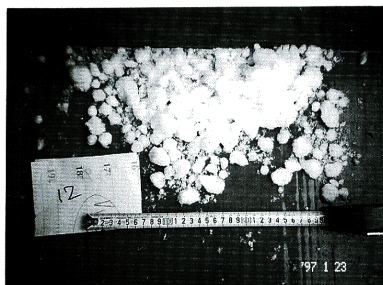


Photo 4 Tightly flocculated snow balls

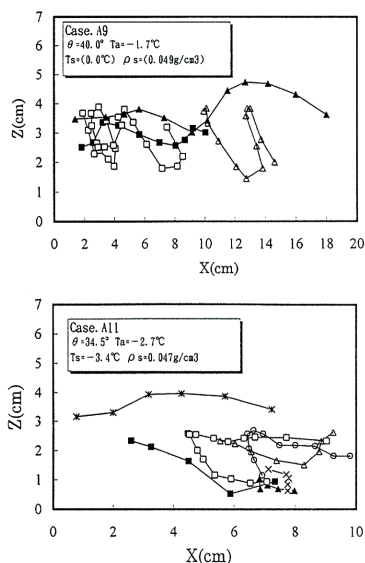


Fig. 4 (a) (b) Trajectories of snow balls

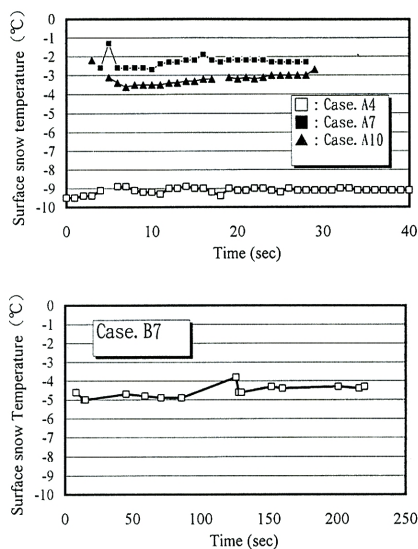


Fig. 5 (a) (b) The change of the surface snow temperature

その位置を変えていることがわかる。

(3) 流動中の雪温変化について

Case.A9 や Case.A11 では、春先の降雪後の日中に発生する雪崩を想定して表面付近の雪温を $2^{\circ}\text{C} \sim 3^{\circ}\text{C}$ 上昇させるような熱源を外部から与えた。しかしながら、低温下で発生する乾雪雪崩においても、その割合は少ないものの雪塊が形成されることがある。これは、雪崩内部の運動エネルギー散逸に起因して発生する熱によって、雪粒子の付着性が增大しているためと考えられる。実験では流動層表面の

温度を連続的に測定しており、このうち比較長い時間測定できたケースについての結果を Fig. 5 (a) に示す。また、雪崩先端部を止め板で固定して長時間にわたって強制的なせん断を加えながら雪温の変化を調べた結果を Fig. 5 (b) に示す。図からは雪温の顕著な変化は認められず、Case.A10 と Case.B7 の場合に 0.5°C 程度の上昇がみられる程度である。日射によって積雪表面付近の温度が 0°C まで上昇することを考えると、内部で発生する熱の影響は小さいと考えて良さそうである。ただし、温度上昇率が最も高い Case.A10 は、ほとんど温度変化のみら

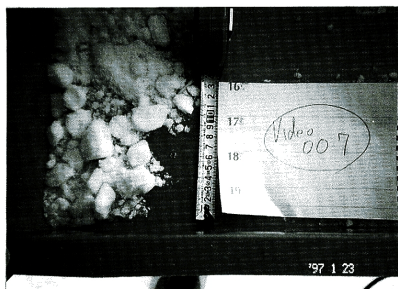


Photo 5 Tightly flocculated snow balls

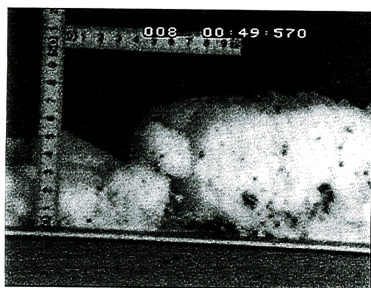


Photo 6 Plug flow

れないCase.A4と比較すると、同じような摩擦速度の流れであるにも係わらず平均流速はTable 2に示すように半分以下となっている。このことは、エネルギー散逸によって流動層の温度が上昇するという関係を定性的には説明していると考えられる。ただし、熱エネルギーの観点から定量的な評価を行うためには、外的気象条件も厳密にコントロールした実験を行う必要があろう。

(4) 雪塊の形成と雪質の関係

ほぼ同じ気温・雪温下で行われたCase.A5とCase.A6を比較すると、後者の場合にPhoto 5に示すような比較的顕著な雪塊が形成された。雪質としてはすべて新雪の範疇に入る。ただし、Case.A5に用いた雪は積もったばかりの新雪なのに対し、Case.A6に用いた新雪は積もってから1日程度経過したこしまり雪に近くなっていた。降り積もったばかりの雪は実質的結合がそれほど強くないが、0℃以下の雪温状態でも焼結作用が進むために次第に粒子同士の結びつきが強くなる。このために、Case.A6の雪のせん断抵抗力が大きくなり、雪塊が粉碎されずに残ったものと考えられる。この推測を

裏付けるようにCase.A6の雪の状態からさらに焼結が進んだ段階で行われたCase.A7ではPhoto 6に示すようにブロックが破壊されずにPlugが形成され、底面のごく一部分しか流動化しなくなった。

また、ザラメ状の雪を用いたCase.B1やCase.B2では雪塊は形成されなかった。これは、ザラメ雪は雪粒子の結晶構造が壊れて丸くなり、機械的なひっかかりによる粒子同士の付着性が小さいためと考えられる。

2.4 気温・雪温と流動特性の関係

乾雪雪崩と湿雪雪崩では前者の方が流速が速いことが経験的に知られているが、自然雪を用いた実験によって確かめられた例は少ない。Fig. 6は、平均流速と気温の関係を整理した図である。なお、平均流速については鉛直方向の速度勾配が少なく直線的なケースが多いことから、表面流速とSlip Velocityの平均値で近似している。この図より新雪の場合は気温が低いほど流速が速くなる傾向が顕著に表れている。同じ雪温ではザラメ雪の方が新雪よりも速くなっている。これは2.3の最後で示したようにザラメ雪が氷球のように粒子同士の噛み合わせが少ないために流れの抵抗が小さくなっていることと、雪粒子に比べて転がりやすく底面での抵抗が小さいためと考えられる。Fig. 7は、Slip Velocityと雪温の関係をみたもので、この図からFig. 6における平均流速と雪温の関係にはSlip Velocityが大きく影響していることが判る。Fig. 8は雪温と歪み速度の関係を調べた図である。0℃付

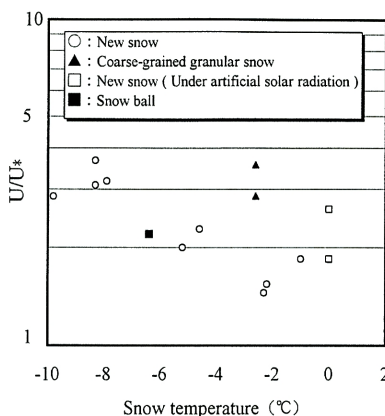


Fig. 6 Relationship between mean velocity and snow temperature

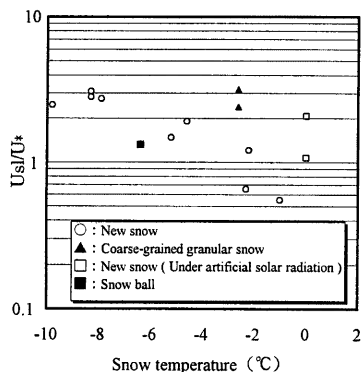


Fig. 7 Relationship between slip velocity and snow temperature

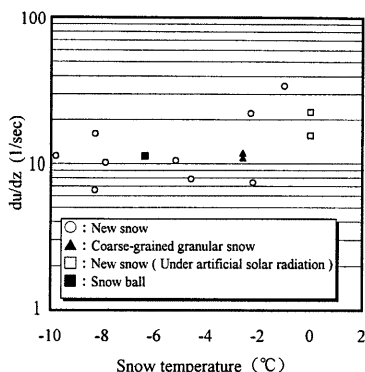


Fig. 8 Relationship between du/dz and snow temperature

近で歪み速度が大きくなっているのは雪塊が形成されて衝突しあうようになり、その結果、応力の構造が変化したためと思われる。その極端なケースとして、雪玉を使用した Case.B5 では、Fig. 9 に示すように速度勾配が底面付近で大きく上層では小さくなる傾向が見られた。

2.5 流動中の雪崩密度と雪塊の密度

ここでは、積雪密度、流動中の雪崩密度および雪塊の密度を測定した結果から、流動中の粒子の支持機構について検討する。

下流端での流量測定結果から算出された流動中の雪崩密度は Table 3 に示すようになった。新雪の場合にバラツキが目立つが、いずれのケースについても流動前の密度に比較すると大きな値となっ

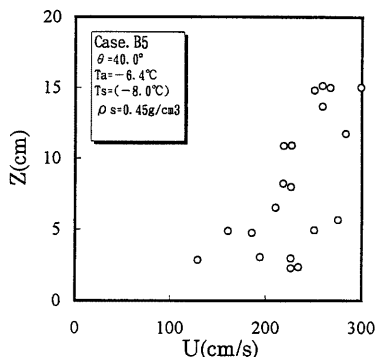


Fig. 9 Velocity distribution of the snow balls' flow

Table 3 Bulk density of the flow

	Density of deposited snow (g/cm^3)	Density in the flow (g/cm^3)	Denomination of snow
Case.B1	0.384	0.447	Coarse-grained granular snow
Case.B2	0.404	0.608	Coarse-grained granular snow
Case.B3	0.068	0.130	New snow
Case.B4	0.068	0.317	New snow
Case.B6	0.068	0.083	New snow

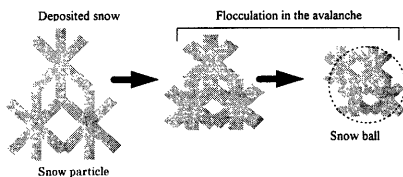


Fig.10 Schematic process of increase in bulk density in the avalanche

ており、その程度も新雪の方が顕著である。砂粒子のような固形粒子を用いた実験では、流動中のみかけの密度は静止状態に比べて小さくならなければならない。雪粒子の場合に、このような逆の結果となったのは、Fig. 10 に示すように、雪粒子の結晶が流動中にお互いの接触によって圧縮変形し、みかけの雪粒子の密度が増大することや、密度が大きな雪塊が形成されるためと考えられる。このことを確かめるために、形成された雪塊の密度を測定した。その結果、Photo 4 のように比較的しっかりとした雪塊で $0.168 \sim 0.391 g/cm^3$ 程度であった。流動前の密度が $0.078 \sim 0.085 g/cm^3$ であることから流動中の

雪崩内部で雪粒子の圧密現象が起きていることが判る。

このような実験結果やビデオによる映像から、流動中の雪粒子同士は、あまり離れることはなく、基本的には接触しあうような高濃度状態で流れていることが推察できる。また、雪塊が形成されるような流れでは、周辺の雪粒子の凝集によって雪塊が自由に位置を変えることが可能な空隙が生じ、その中で雪塊が衝突しながら流下していると考えられる。

3. 雪崩の流動モデルとその定式化

3.1 雪崩の流動モデル

(1) 雪粒子の形状・密度のモデル化

本章では、流動中の雪崩内部における応力構造について実験結果に基づいたモデル化を行う。その準備として、検討を進めていく上で雪粒子の形状と密度についての本研究の考え方を整理しておく。

本研究では、「1. はじめに」で述べたように表層に降り積もった新雪が流下するような雪崩を対象としている。このような場合、雪崩となって流下する雪粒子は結晶構造をもったものが多く、決して球形ではない。しかしながら、扁平かつ複雑な形状を取り扱うことは現時点では困難であり、雪崩を粒状体理論の上にモデル化し、粒子濃度や構成則についての議論を行う場合には雪粒子を球形と仮定して取り扱う方が便利である。ただし、この場合の球とは、氷粒子からなる結晶構造と空気を含んだ見かけ上の球粒子であり、その径は Fig. 10 に示すように結晶構造を包含するような長さと考えられる。現地で観察した結果、その長さはおおよそ 2mm 程度である。このような大きさの雪粒子が積雪層の中では粗に詰まった状態でパッキングされているとすると、その容積濃度はおおよそ 52% 程度となる。この値と、今回の実験範囲での新雪密度の平均値 0.054g/cm^3 から、雪粒子自身の見かけの密度は 0.108g/cm^3 となる。

(2) 応力構造

混相流内部の応力は、一般的に流れ場に依存しない静的な応力と歪み速度の累乗に比例する動的な応力に分けられる。以下、雪崩を対象にした場合のそれぞれの応力について実験結果に基づいて考察を進める。

(a) 静的応力

静的な応力としては、雪粒子の接触によって生じる応力と雪粒子の付着力による応力が考えられる。

前章でも示したように、実験で得られた流動中の雪崩密度の値は、流れ内部で雪粒子同士が接触していることを示すような高い値となっていた。また、

流速分布も直線的に立った形となるケースが多いことから、マクロな接触応力が重要な役割を果たしていると考えるのが妥当であろう。

一方、付着力については、雪粒子が非球形によることに起因する機械的なひっかかりと、接触部における氷の実質的結合、すなわち焼結現象に分けられる。このうち、機械的なひっかかりで生じる付着力によって、接触応力が生じるような流れの場合の内部摩擦角が通常の固形粒子よりも大きい値となる。その結果、せん断抵抗力が増大し、流速分布に大きな影響を与えることになる。焼結現象については、本研究が新雪表層雪崩を対象としていることを考慮して、その効果は小さいものとする。もちろん、実験でも確かめられたように、温度によって流動特性が変化することや雪塊が形成されることが雪崩の大きな特徴である。それには氷の実質的結合が大きく関係していると思われるが、Fig. 6, Fig. 7 に示されたように、温度と流動性との関係は、実質上、温度と Slip Velocity の関係で近似できることが判る。そこで、雪粒子の付着力の温度依存性については、流速分布を決定する場合の境界条件、すなわち Slip Velocity のモデル化を通じて、また、付着力によって生成される雪塊の効果については、次に示す動的応力の中で評価する。

(b) 動的応力

動的な応力について考察する。まず、非常に低温で乾燥した雪崩を想定し、Fig. 11 のように雪粒子のみで流れが構成されている場合を考える。これまでに述べてきたように、流れの応力としては雪粒子の接触によって生じる応力が支配的と思われるが、このような流れにおいても、雪粒子同士は僅かな空間の中で振動のような衝突を繰り返し、衝突によって生じる応力が流速分布を決める役割をはたしている。

次に、温度が高くなり、雪塊が形成された Fig. 12 のような流れを想定しよう。この場合、雪塊の存在によって新たな応力が発生する。まず、雪塊同士や雪塊と雪粒子の衝突によって生じる応力である。雪塊の混入率が多くなると、実験で確認されたように雪塊同士の頻繁な衝突が行われる。密度が大きな雪塊が衝突によって支持されるようになると、相対的に、マクロな接触応力による流れの支持割合が減じることになり、結果として速度勾配が急になる。もう一つは、雪塊の移動による運動量輸送である。雪塊の混入率が小さい場合には、雪塊が上下方向に大きく移動して運動量が輸送され、その結果として速度勾配は小さくなる。

以上より、流動中の雪崩内部で支配的な応力は形式的に次式で表現されることになる。

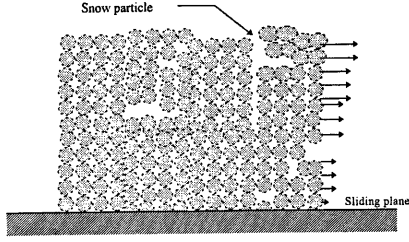


Fig. 11 Snow particles flow

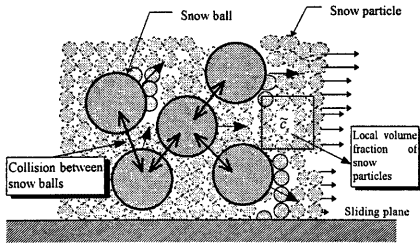


Fig. 12 Snow particles and snow balls flow

$$\tau = \tau_f + \tau_{cs} + \tau_{cl} + \tau_{bl} \quad (1)$$

$$p = p_f + p_{cs} + p_{cl} \quad (2)$$

$$\tau_f = p_f \tan \phi \quad (3)$$

ここに、 τ_f ：雪粒子と雪塊を含めたマクロな接触によるせん断応力、 τ_{cs} ：雪粒子同士の衝突によるせん断応力、 τ_{cl} ：雪塊同士および雪塊と雪粒子の衝突によるせん断応力、 τ_{bl} ：雪塊の運動量輸送によって生じるせん断応力、 p_f ：接触による圧力、 p_{cs} ：雪粒子の衝突による圧力、 p_{cl} ：雪塊同士および雪塊と雪粒子の衝突による圧力、 ϕ ：内部摩擦角である。

3.2 流動モデルの定式化

(1) せん断応力

Fig. 12 のような雪粒子と雪塊から構成される雪崩が 2 次元等流状態にあるとすれば、流れの基本的な物理量は流下方向の流速と濃度の 2 つである。しかしながら、実験の映像からは深さ方向に顕著な濃度分布は認められなかったことから、本研究では、濃度は深さ方向に一定で、勾配や雪質から一意的に求まる値と仮定して検討を進める。この仮定の下で

は、式(1)右辺のせん断応力の定式化を行えば、適当な境界条件の下に流速分布が求まることになる。濃度の決定方法については次項で検討するが、ここでは、Fig. 12 において雪粒子と雪塊をあわせた平均的な濃度を $\bar{c}$ 、雪塊の濃度を c_L 、雪粒子の局所的な濃度を $\bar{c}_s$ として議論を進める。

(a) 接触によるせん断応力

高橋・辻本 (1997) は、静的な接触応力と粒子衝突や粒子運動によって生じる動的な応力を考慮した粒状体の構成則について検討してきた。本研究においても、同様の式が適用できるとすれば、深さ z における静的なせん断応力は次式で与えられる。

$$\tau_f = \alpha \rho_m g (H - z) \cos \theta \tan \phi \quad (4)$$

ただし、 α は粒子を支える圧力のうち静的な部分が占める割合、 ρ_m は流れのみかけの密度でそれぞれ次のように表される。

$$\alpha = 0 \quad ; \quad \bar{c} \leq c_{s \min}$$

$$\alpha = \left(\frac{\bar{c} - c_{s \min}}{c_s - c_{s \min}} \right)^m \quad ; \quad c_{s \min} \leq \bar{c} \leq c_s \quad (5)$$

$$\alpha = 1 \quad ; \quad \bar{c} \geq c_s$$

$$\rho_m = (1 - c_L) \bar{c}_s \sigma_{PS} + c_L \sigma_{PL} \quad (6)$$

ここに、 $c_{s \min}$ は接触応力が生じる限界濃度、 c_s ：最密充填濃度、 σ_{PS} ：雪粒子の密度、 σ_{PL} ：雪塊の密度、 m ：定数である。

また、内部摩擦角 ϕ は、雪粒子と雪塊で値が異なると考えられ、次のように表す。

$$\phi = \frac{(1 - c_L) \bar{c}_s \phi_s + c_L \phi_L}{\bar{c}} \quad (7)$$

ここに、 ϕ_s, ϕ_L ：それぞれ雪粒子、雪塊の内部摩擦角である。

(b) 動的応力

粒子の衝突によって生じる応力の表記方法は様々であるが、Jenkins と Savage (1983) は粒子運動論に基づいた構成則を提案している。筆者らは、この考えに基づいて、濃度が深さ方向に一定と近似できる場合のせん断応力を次のように与えている (高橋・辻本, 1997)。

$$\tau_c = \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e}{\sqrt{1-e}} c^2 g_0 \sigma_p d_p^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (8)$$

ここに、 e ：反発係数、 c ：濃度、 σ_p ：粒子密度、 d_p ：粒径である。 g_0 は radial distribution function であり、最密充填密度を c_0 とした場合に $g_0 = \left\{ 1 - (c/c_0)^{1/3} \right\}^{-1}$ で定義される。Bagnold (1966) によって定義された線濃度 λ との間には $g_0 = 1 + \lambda$

の関係が成り立つ。

さて、式(8)は、局所的な空間での粒子運動に着目して導かれたもので、式中の濃度もやはり局所的な濃度と考えるべきものである。そのため雪粒子同士との衝突によるせん断応力を評価する場合の濃度としては局所的な濃度 $\tilde{c}_s$ を用い、Fig.12 のような空間で平均化されたせん断応力を次のように表す。

$$\tau_{cs} = \frac{1}{g_{0L}} \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_s}{\sqrt{1-e_s}} \tilde{c}_s^2 g_{0s} \sigma_{ps} d_{ps}^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (9)$$

ここに、添え字の S, L はそれぞれ雪粒子、雪塊を示す。

また、雪塊の混入によって生じるせん断応力は、雪塊同士の衝突によるものと、雪塊と雪粒子の衝突によるものが考えられる。このうち、後者については雪塊への雪粒子の付着や、雪塊の移動によって生じる隙間への雪粒子の流れ込みなど複雑な面があり、定式化が難しい。そこで、本研究では、とりあえず、雪塊と雪粒子の衝突による応力の影響を小さいと仮定して検討する。このような仮定のもとで、雪塊の混入によって生じる衝突応力を次式で与える。

$$\tau_{cl} = \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_l}{\sqrt{1-e_l}} c_l^2 g_{0L} \sigma_{pl} d_{pl}^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (10)$$

また、雪塊の運動により生じる応力についても筆者らの式が適用可能であるとすれば以下のようになる。

$$\tau_{ll} = \frac{\sigma_{pl} d_{pl}^2}{3g_{0L} \sqrt{15\pi(1-e_l)}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (11)$$

(2) 流速分布

式(4)～式(11)を用いると、等流状態における流速分布を与える式が次のようになる。

$$U = \frac{2}{3K} \left[K^{\frac{1}{2}} - \{K(1-Z)\}^{\frac{1}{2}} \right] + U_{sl} \quad (12)$$

$$K = \frac{\rho_m}{\sigma_{pl} \{k_1 + k_2 + k_3\}} \left(\frac{H}{d_{pl}} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha \tan \phi}{\tan \theta} \right) \quad (13)$$

$$k_1 = \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_l}{\sqrt{1-e_l}} c_l^2 g_{0L} \quad (14)$$

$$k_2 = \frac{1}{g_{0L}} \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_s}{\sqrt{1-e_s}} \tilde{c}_s^2 g_{0s} \frac{\sigma_{ps} d_{ps}^2}{\sigma_{pl} d_{pl}^2} \quad (15)$$

$$k_3 = \frac{1}{3g_{0L} \sqrt{15\pi(1-e_l)}} \quad (16)$$

ここに、 $U = u/\sqrt{gH \sin \theta}$ 、 $Z = z/H$ 、 U_{sl} ：無次元

Slip Velocity である。

これらの式を用いて流速分布を計算するためには濃度が必要となる。雪粒子と雪塊が混在した場での平均的な濃度は次式で与えられる。

$$\bar{c} = (1-c_l) \tilde{c}_s + c_l \quad (17)$$

$\tilde{c}_s$ の値は、雪塊が雪粒子の凝集・圧縮によって形成されることから雪塊濃度の関数と考えられる。厳密な議論は難しいが、一個の雪塊が圧縮されて密度が γ 倍になるとすると、その際に増加する空隙 V_{sp} は次のように近似できよう。

$$V_{sp} = \frac{\pi d_{pl}^3}{6} (\gamma - 1) \quad (18)$$

数密度が $6c_l/\pi d_{pl}^3$ で与えられるから、単位体積あたりの空隙が $c_l(\gamma-1)$ だけ増加すると考えてよい。 γ の値は実験から 1.6～3.6 程度である。雪塊が存在しない場合の雪粒子の局所的な濃度を $\tilde{c}_{s0}$ とすると、凝集・圧縮による空隙の増加も含めた空隙は $(1-\tilde{c}_{s0}) + c_l(\gamma-1)$ となる。結局、 $\tilde{c}_s$ は

$$\tilde{c}_s = \tilde{c}_{s0} - c_l(\gamma-1) \quad (19)$$

となる。 $\tilde{c}_{s0}$ の値については、実験の様子やこれまでの研究（例えば高橋，1992）を参考にすると、 $0.51 \leq \tilde{c}_s \leq 0.56$ の範囲にあると考えられる。

Fig.13 は、流速分布が雪塊の存在率によってどのように変化するかを表したものである。ただし、 U_{sl} は 0 としている。雪塊が多く混入すると流速分布の勾配が急になり下に凸の傾向が現れる。これは雪塊が衝突で支えられる割合が増大するのに対応

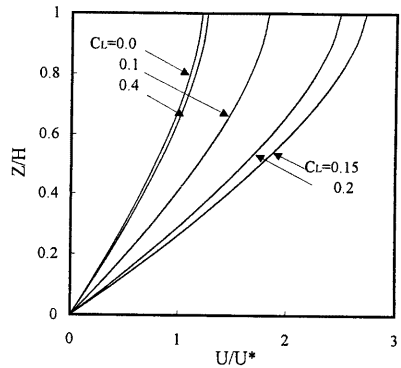


Fig.13 Change of velocity distribution in terms of the volume fraction of snow balls

してマクロな接触応力が減少し、その結果、衝突応力の影響が強くなるためである。ただし、雪塊の存在率が限度を超えると平均的な H/d_p が小さい影響の方が強くなり、流速分布が再び立った形となる。

(3) Slip Velocity

実験で得られた流速分布から、雪崩の流動特性や抵抗則を議論する場合に Slip Velocity が非常に重要であることがわかる。従来の研究で行われた模擬雪崩実験結果（寺田ら，1993）にも顕著な Slip Velocity が認められるが、モデル化まで検討した例は少なく、流速分布を再現するためには底面付近に歪み速度の非常に大きな層を考えねばならなかった。本研究では粒状体モデルとして雪崩を取り扱う一貫性を保つためにも、底面に存在する粒子が Slip するとしたモデルを採用する。

Johnson と Jackson (1987) は境界面での運動量変化に着目した粒状体流れの Slip Velocity を次式で与えている。

$$U_{sl} = U_{slc} + U_{slf} \quad (20)$$

$$U_{slc} = \frac{f_1}{\phi' f_{28}} \sqrt{\frac{d_p T^*|_{z=0} \tan \theta}{H}} \quad (21)$$

$$U_{slf} = \frac{(\tan \theta - \tan \delta) N_f^*}{\phi' f_{28}} \sqrt{\frac{d_p}{H T^*|_{z=0} \tan \theta}} \quad (22)$$

ここに、 U_{slc}, U_{slf} ：それぞれ衝突応力，接触応力に起因する Slip velocity， ϕ' ：雪粒子が底面に衝突した際に運動量を失う割合を示す係数， δ ：雪粒子と底面の間の摩擦角， N_f^* ：接触によって受け持たれている無次元圧力， $T^*|_{z=0}$ ：境界での無次元疑似粒子温度であり， f_1, f_{28} はそれぞれ次式で与えられる。

$$f_1 = 2(1+e)c^2 g_0 \quad (23)$$

$$f_{28} = \frac{\pi c g_0}{2\sqrt{3}c_s} \quad (24)$$

著者ら（高橋・辻本，1997）が行ったポリスチレン粒子やガラス粒子を用いた粒状体流れの実験では、接触応力が卓越するような高濃度領域では Slip がほとんど生じなかった。そのため、式(20)の右辺第2項を省略した取り扱いを行ったが、雪を用いた実験では接触応力が卓越する領域でも顕著な Slip が生じていた。そこで、本研究では右辺第2項も考慮すると、著者らの研究をもとに式(21)、式(22)に含まれる N_f^* ， $T^*|_{z=0}$ が次式で与えられる。

$$N_f^* = \alpha \tilde{c}_{30} H / d_{ps} \quad (25)$$

$$T^*|_{z=0} = \frac{(1-\alpha)Hc_s}{d_{ps}f_1} \quad (26)$$

3.3 流速分布の適合性

実験結果と、式から得られる理論値とを比較する。計算に用いるパラメータは、Table 4 に示すとおりである。

Table 4 Parameters of material

	d_p (cm)	e	ϕ (°)
New snow	0.2	0.4	45
Snow ball	2.0(3.0)	0.6	38
Coarse-grained	0.2	0.6	38
Treated snow ball	4.2	0.7	38

式(5)の指数 m については、設定した濃度から計算される静的な応力の分担割合が、雪粒子のみの流れの場合に 8 割程度になるように $m=0.2$ とした。雪塊の大きさに 2 種類あるのは、Case.A4 や Case.A6 のようにこしまり雪が破壊されて生じた雪塊が、新雪から形成される雪塊に比べてやや大きいためである。 $\tilde{c}_s, \tilde{c}_{s, \text{min}}$ の値は、それぞれ 0.56, 0.51 としている。

また、Slip Velocity の温度依存性を表すパラメータについては Table 5 のようにした。

Table 5 Parameters of slip velocity

	ϕ'	δ
New snow	$T_s \leq -8^\circ\text{C}$	0.125
	$T_s > -8^\circ\text{C}$	0.25
Coarse-grained granular snow		0.18
		10

雪塊が含まれない場合の結果を Fig. 14 (a)～(f) に示す。このうち新雪が (a)～(d)、ザラメ雪が (e) (f) である。いずれのケースとも Slip Velocity の計算値は実験結果を良好に再現している。流速分布をみると (a) (f) については良好な結果となっているが、(b) (e) の場合は理論による流速分布の勾配が急になった。(b) (e) の場合は比較的気温が高い条件での結果であることから、理論値とのずれは今回の検討で省略した流れ内部における粘着力の影響とも考えられる。また、(c) (d) では流路勾配が内部摩擦角よりも 10° 程度も緩いためにせん断が生じず、底面での Slip のみの結果となった。

Fig. 15 (a)～(f) は雪塊が混入した場合の計算結果である。雪塊濃度に関しては不明なために 2 ケース ($C_L = 0.05, 0.1$) 計算し、人工的に加熱した場合は明瞭な雪塊が多数形成されたことから $C_L = 0.1, 0.2$ としている。(e) の場合に Slip Velocity が大きめに計

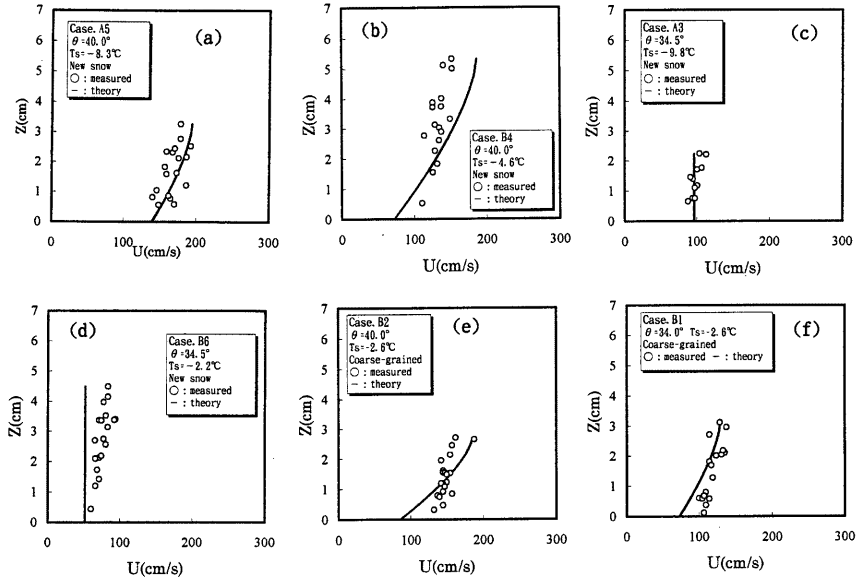


Fig. 14 (a)~(f) Velocity distribution predicted with the present theory vs. data from flume experiments by new snow (a) (b) (c) (d) and coarse-grained granular snow (e) (f)

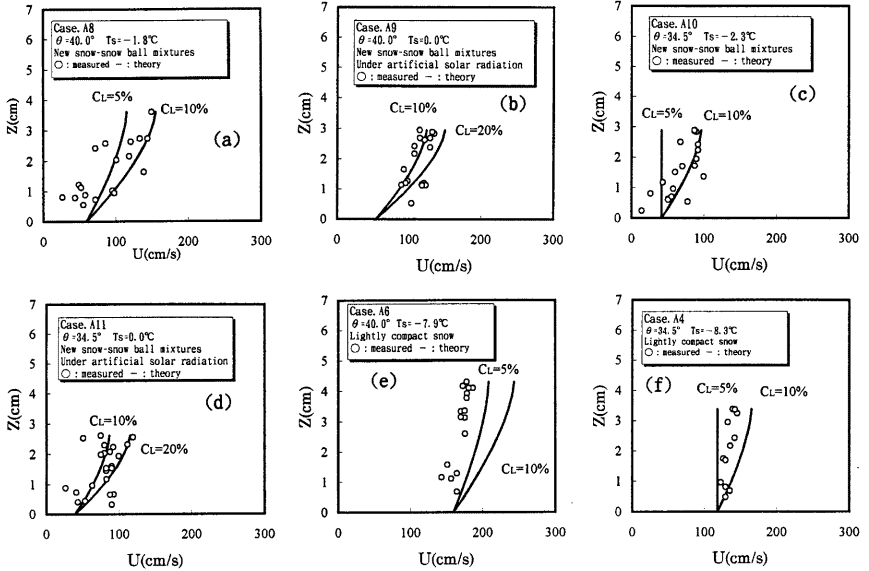


Fig. 15 (a)~(f) Velocity distribution predicted with the present theory vs. data from flume experiments by new snow - snow ball mixtures

算された以外は、理論値と実測値は良く一致している。

3.4 実現象への適用性検討

前節の検討結果より、本研究で検討した雪崩の流動モデルは実験データを概ね良好に再現できることが分かった。ここで、今回のモデルを用いて実現象スケールの雪崩の流速を求め、観測されたデータや実地において推定されたデータとの比較を簡単に行ってみる。

まず、勾配は、黒部峡谷や新潟県横口雪崩での地形条件を参考にして $\theta = 40^\circ$ とする。これら斜面で記録された雪崩では、乾雪にもかかわらず直径 10cm 程度の雪塊が混入していることが確認されている。仮に、雪塊の濃度を 15%、流動深を 1.5m と仮定すると、モデルから計算される雪崩の平均速度は約 50m/s となる。横口雪崩では、最大で雪崩速度が 50~60m/s となっており、ここでの斜面勾配が 40° より若干急であることを考慮すると、良好な推定がなされているといえよう。また、仮に全く雪塊を含まないとすると、90.0~100.0m/s にも及ぶ高速雪崩となる。黒部峡谷で発生するような高速雪崩内部では 100m/s にも及ぶような速度が記録されることがあるが、このような雪崩が非常に乾燥した雪崩であるとすれば今回のモデルでの説明も可能となる。逆に、気温が高く、全てが雪塊から形成されるような湿雪雪崩を考えると、その平均速度は 20.0m/s 程度となる。

このような簡単な考察からも、提案した雪崩流動モデルが、乾雪~湿雪までの幅広い実現象を十分に再現できるモデルであることがわかる。

4. 雪粒子の造粒モデル

これまでの検討では、雪塊の容積濃度については適宜設定していたが、この値は、本来、雪質や流れ場の諸量から決定されるべきものである。ここでは雪粒子が衝突した際に一定割合で凝集する過程を、数密度に着目してモデル化する。

一般に、固相が砂や礫から形成される混相流では粒径変化を考慮することはない。しかし、自然現象の中には、例えば雨滴落下時の衝突併合による粒径変化やエアロゾルの凝集問題のように、粒径変化や数密度が重要となる現象も多く、理論的な検討も行われている（例えば、フリードランダー、1977）。これらを参考にして雪塊濃度を与えるモデルを検討していく。

まず、粒径 i と粒径 j の粒子が衝突して粒径 k の粒子が生成されるとすると、その生成速度は次式で与えられる。

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i,j=k} N_{ij} - \sum_{i=1}^{\infty} N_{ik} \quad (27)$$

ここに、 n_k : 粒径 k の粒子の数密度、 N_{ij} : 粒径 i と粒径 j の粒子間で起こる単位時間、単位体積あたりの衝突回数である。

雪粒子は Fig. 11 に示すような高濃度流れの中では、上下方向の運動が抑制されるために、比較的層流状態で流動しながら他の雪粒子と衝突していると考えられる。このような場合、衝突回数は

$$N_{ij} = \frac{(d_{pi} + d_{pj})^3}{6} \frac{du}{dz} n_i n_j \quad (28)$$

となる。式(28)を式(27)に代入し、衝突が行われている局所的な場が $d_{pi} \approx d_{pj} \approx d_m$ のほとんど同一粒径の粒子で構成されているとすれば、式(27)は次のようになる。

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{2}{3} \sum_{i,j=k} d_m^3 \frac{du}{dz} n_i n_j - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4}{3} d_m^3 \frac{du}{dz} n_i n_k \quad (29)$$

すべての k について合計すると、層流的なせん断場での粒子の総数変化が

$$\frac{dN_{\infty}}{dt} = -\frac{2}{3} d_m^3 \frac{du}{dz} N_{\infty}^2 \quad (30)$$

で与えられる。単位体積あたりの固相の体積 $V = \pi d_m^3 N_{\infty} / 6$ と、雪温や雪質によって雪塊の生成速度が異なる特性を表すための係数 E_r を用いると、式(30)は

$$\frac{dN_{\infty}}{dt} = -\frac{4}{\pi} V E_r \frac{du}{dz} N_{\infty} \quad (31)$$

となる。係数 E_r については、とりあえず雪温の関数として

$$E_r = \exp\left(-\frac{|T_s|}{a}\right) \quad (32)$$

としておく。ここに、 a : 定数である。

式(31)に含まれる V は、雪粒子が圧縮されるため厳密には時間の関数であるが、とりあえず時間変化は小さいと仮定すると、 $t=0$ で $N = N_{\infty}(0)$ の初期条件のもとで

$$\ln \frac{N_{\infty}(0)}{N_{\infty}} = \frac{4}{\pi} V E_r \frac{du}{dz} t \quad (33)$$

となる。

式(33)を用いて雪粒子の造粒作用による数密度の変化が計算できる。さらに、雪崩が雪粒子と雪塊の2粒径のみで構成されているとすると

$$N_{\infty} = \frac{6c_L}{\pi d_{Ll}^3} + \frac{6\bar{c}_s}{\pi d_{ls}^3} \quad (34)$$

が成立する。 $\hat{c}_s$ については式(19)を用いると式(34)から雪温に対応した c_s の時間変化が得られることになる。

Fig.16 に計算結果を示している。実験条件を想定して、計算には $d_{ps}=0.2\text{cm}$, $d_{pt}=2.0\text{cm}$, $du/dz=20$ (1/sec)とし、 $a=0.8$ とした。雪温が -8°C のような低温下においても計算上は雪塊が形成される結果となっているが、その濃度は -2°C や -5°C の場合の1/10以下程度の小さい値である。実験結果との比較はないが、雪温に応じた雪塊の生成過程が概ね良好に計算できていると思われる。

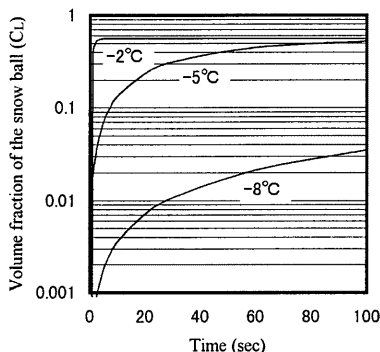


Fig.16 Change of volume fraction of snow balls in terms of the snow temperature

5. おわりに

本研究では、雪崩の流動機構について実験と理論の両面から検討を行った。特に、雪塊が流動に与える影響に着目し、雪粒子の造粒過程も考慮したモデル化を行った。得られた主な結果を以下に示して結論とする。

- ① 雪塊の形成と雪温の間に密接な関係が認められた。 -8°C の新雪で行われた実験では雪塊は形成されず、 -2°C の新雪では柔らかに凝集した雪塊が目立つようになった。さらに、流動中に人工的な熱を加えた実験では、固く締まった雪塊が形成された。
- ② 流速分布は、低温の雪崩では直線的で速度勾配も小さい結果となったが、雪塊が混入する流れでは下に凸の傾向が現れた。全てのケースについて顕著な Slip Velocity が生じ、温度が低いほど大きな値となることが分かった。
- ③ 形成された雪塊は、比較的活発に上下左右に移

動し、雪塊同士が衝突する様子が確認された。

- ④ 雪塊の存在を考慮した粒状体モデルに基づいた雪崩流動モデルを構築した。モデルは、雪塊濃度や雪温に応じて流速分布や Slip Velocity が変化し、乾雪→湿雪までの現象が再現できるようになっている。理論値は実験結果を良好に再現した。
- ⑤ 粒子の数密度に着目して、雪塊の造粒過程をモデル化した。このモデルによって雪温に応じた雪塊濃度の時間変化を表現できることが分かった。

今後は、構築した雪崩流動モデルを実現象へ適用し、その有効性・問題点を検証していきたい。

謝辞

本研究の装置考案および実験遂行にあたり、穂高砂防観測所の沢田豊明助教授、志田正雄技官、水災害部門の里深好文助手、吉田義則技官、大学院生の奥村裕史君に多大な協力をいただいた。また、本研究には文部省科学研究費基盤研究(B)(2)「課題番号:08458102、地上における高速固気混相流(火砕流及び雪崩)の流動機構、研究代表者:高橋 保」の援助を受けた。関係各位に感謝する次第である。

参考文献

- 高橋 保(1992):土石流・泥流の流動機構,土砂移動現象に関するシンポジウム論文集,pp.39-55.
- 高橋 保・辻本浩史(1997):斜面上の粒状体流れの流動機構,土木学会論文集, No.559/II-38
- 高浜信行・鈴木幸治・藤田至則(1986):1986年棚口表層雪崩の発生と流走経路の地形解析,新潟県能生町表層雪崩災害に関する総合的研究, pp.4-10.
- 寺田秀樹・藤澤和範・大浦二郎・小川紀一郎・白杵伸浩(1993):1992年5月4日白馬大雪渓の大雪崩について,雪氷,55, pp.183-189.
- 寺田秀樹・大浦二郎・中村良光・宮本邦明(1993):氷球の見かけの反発係数に着目した雪崩の流動機構(2),平成5年度砂防学会研究発表会概要集, pp.309-312.
- 西村浩一・海老沼孝郎・小林俊一・佐藤篤司・成瀬廉二・前野紀一(1985):雪氷混相流の研究(II),低温科学,物理篇,44, pp.139-155.
- 西村浩一・成瀬廉二・前野紀一(1986):模型雪崩実験による雪氷混相流の内部構造の研究,昭和61年度日本雪氷学会秋季大会 講演予稿集

- 納口恭明 (1987) : 実際の地形上での雪崩の運動走路Ⅱ, 国立防災科学技術センター研究報告, 第39号, pp.133-152.
- 福島祐介 (1986) : 粉雪雪崩の流動機構の解析, 雪氷, 48巻, pp.189-pp.197.
- フリードランダー, S.K. : エアロゾルの科学, 産業図書, 312 pp.
- 前野紀一 (1984) : 雪氷混相流, 「混相流の流動のダイナミクスと応用技術」日本学術会議水力学水理学研究連絡委員会混相流小委員会編, pp.35-49.
- 前野紀一・西村浩一 (1987) : 3次元地形における雪崩運動の数値計算, 低温科学, 物理篇, 46, pp.99-109.
- Bagnold, R.A. (1966) : The shearing and dilatation of dry sand and 'singing' mechanism, Proc. Roy. Soc. A, Vol.295, pp.219-232.
- Jenkins, J.T. and Savage, S.B. (1983) : A theory for the rapid flow of identical smooth, nearly elastic, spherical particles, J. Fluid Mech., vol.130, pp.187-202.
- Johnson, P.C. and Jackson, R. (1987) : Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, J. Fluid Mech., vol.140, pp.223-256.
- Kawada, K. (1988) : Studies on the dynamic characteristics of large-scale avalanche observed at Kurobe Canion, Contribution to mountain sciences, No.1, Toyama University, pp.1-31.
- Lang, R.M. (1992) : An experimental and analytical study of gravity driven free surface flows of cohesionless granular media. Ph.D. thesis, Vom Fachberich Mechanik, der Technischen Hochschule Darmstadt, Germany.
- Nakamura, T., Abe, O., Numano, N. and T.E. Lang (1985) : Computer study of startup dynamics on wet snow avalanche, Report of the National Research Center for Disaster Prevention, No.34, pp.89-109.
- Nishimura, K., Maeno, N. and Nakagawa, M. (1991) : Chute flow experiments of ice spheres, Proceeding of the Japan-U.S. workshop on snow avalanche, landslide, debris flow prediction and control, pp.191-196.
- Salm, B. (1966) : Contribution to avalanche dynamics, IASH-AIHS Pub.69, pp.199-214.
- Voellmy, A. (1955) : Über die Zerstörungs-kraft von Lawen, Sonderdruck aus der Schweiz, Bauzeitung, 73, pp.159-165.

DYNAMICS OF THE SNOW AVALANCHE

Tsutomu TAKAHASHI Hirofumi TSUJIMOTO*

*Japan Weather Association

Synopsis

In present study, the dynamics of snow avalanche are investigated experimentally and theoretically. Firstly, flume experiments using some types of natural snow are made, and the velocity profile of snow particles, the change of snow temperature and the flocculation of snow particles are measured. Results show that the probability of snow balls' flocculation depends on the temperature of snow, and with the growing of snow balls, velocity profiles are becoming upward concave, and the slip velocity is becoming high under low temperature. Secondly, the model of the avalanche based on granular materials flow include snow balls are proposed. The simulated velocity profile can explain well the experimental results.

Key words : snow avalanche, granular material, snow ball, slip velocity