

建設省土木研究所 ○寺田秀樹

大浦二郎

中村良光

藤沢和範

砂防地すべり技術センター宮本邦明

はじめに

雪崩の運動に対する抵抗力 (R) は、質点的に扱うと一般に次式のように書ける¹⁾。

$$R = \mu N + BV + CV^2$$

ここに、第1項は雪崩底面と滑り面の間のクーロン摩擦抵抗、第2項は雪崩下層部の粘性抵抗、第3項は空気による抵抗等からなる乱流抵抗である。

しかしながら、これまでのところ第2項は他の項に較べて小さいとして無視されてきた。

これにたいし、最近、西村ら²⁾は、低温室でのシュートやストーマー型粘度計を用いた実験から、広いせん断速度の領域における流動雪の構成方程式は次式のようになり、雪崩のせん断速度の領域を考えると第2項、第3項ともに重要であると結論している。

$$\tau = \tau_0 + \eta (du/dy) + \eta' (du/dy)^2$$

したがって、 η 、 η' の決定機構の解明が重要な課題となっている。ここでは、雪崩を構成する粒子の衝突時の反発係数に着目して雪崩の流動機構について検討した。

1. 氷球の反発係数

氷球の衝突時の反発係数は、水の弾性的性質と氷表面の界面の性質に主に依存していると考えることが出来る。界面状態の衝突現象に及ぼす影響を氷球間の粘着力で評価することにする。

まず、簡単のため氷球は完全弾性体であると仮定して界面の影響のみを評価する。粒子間の粘着力を c 、その作用時間を Δt とすると、衝突後の速度 u' は、氷球の質量を m として

$$u' m = u m - c \cdot \Delta t \quad \dots (1)$$

で与えられる。変形するとみかけの反発係数 e が

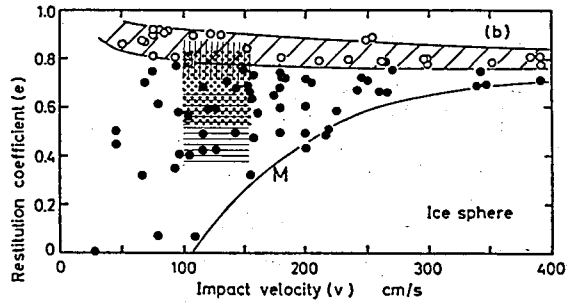
$$e = \frac{u'}{u} = 1 - \frac{c \cdot \Delta t}{m} \cdot \frac{1}{u} \quad \dots (2)$$

となり、衝突速度が大きくなると e は1に近づき、衝突速度が小さくなると e は小さくなる。また、粒子の質量が大きいくほど、 e 大きくなる。

図-1は、従来の氷球の反発係数に関する荒岡ら³⁾およびKobayashi⁴⁾の実験結果を示したものである。なお、荒岡らによると図中の黒丸は正常でない衝突現象によるものとされている³⁾。

また、Kobayashiの実験は速度一定の条件で行われたとされているが、衝突速度に関する記述がないため、ここでは実験時のストロボ写真から見積った。

いずれにしても、図-1からは、ここで議論を実験的に検討することはできないが、界面の状態が温度に主に依存し、氷の弾性的性質が温度に依存しないと考えると式(2)は、



荒岡ら(1978)³⁾にKobayashi(1972)⁴⁾の実験結果を書き加えた
 実験時の室温は、荒岡ら；-12度
 Kobayashi； -1.5, -5, -11度

図-1 氷球の衝突速度と反発係数の測定例

$$e = e_{\infty} - \frac{c \cdot \Delta t}{m} \cdot \frac{1}{u} \quad \dots (3)$$

と書き換えることができる。式(2)は式(3)の $e_{\infty} = 1$ の特別の場合である。

ところで、式(1)、または(3)中の作用時間 Δt であるが、粘着力が衝突による弾性変形した距離 ε を、粒子が離れるときに移動する間作用するものとする、 Δt は $\Delta t = \varepsilon / u$ と定義することができる。 ε は衝突速度の関数であるが、一次の項まで展開すると、 $\varepsilon = f \cdot u$ 、 f ；定数と書けるから、結局作用時間 Δt は、ある条件のもとでは、 $\Delta t = \varepsilon / u = f$ とほぼ一定の値をとることが予想される。したがって、式(1)の $c \cdot \Delta t$ 、式(3)の $c \cdot \Delta t / m$ は定数として取り扱うことができ、 $k = c \cdot \Delta t / m$ と表すことにする。

したがって、 k は温度等により決まる定数と考えられ、式(3)は以下ようになる。

$$e = e_{\infty} - k \cdot \frac{1}{u} \quad (k/e_{\infty} < u) \quad \dots (4)$$

$$e = 0 \quad (0 < u \leq k/e_{\infty})$$

2. 散逸応力を考慮した抵抗機構

速度に応じた散逸応力を考慮した抵抗機構が、粒子流に対して提案されている⁵⁾。すなわち、

$$\tau = \tau_y + \tau_g \quad \dots (5)$$

ここに、 τ_y は粒子の接触により生じる力、 τ_g は粒子の非弾性衝突により生じる力である。

このうち、 τ_y は流下中に粒子が粒子を乗り越えるに必要な力であり、有効応力に比例するものとして次式で表せる。

$$\tau_y = \sigma_m \cdot \mu_k \quad \dots (6)$$

ただし、 $\sigma_m = \sigma c g (H - h) \cos \theta$ であり、 μ_k は粒子の動摩擦係数である。

また、 τ_g は図-2のような粒子配列モデルを考えた場合の粒子の衝突前後のエネルギー散逸機構から導かれる応力であり以下のように表せる。

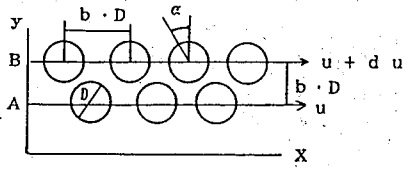


図-2 粒子の配列モデル

(藤沢ら (1989) 5)

1回の衝突で粒子が失うエネルギーは

$$\Phi_i = \frac{1}{12} \pi \cdot D^3 \cdot \sigma \cdot \sin^2 \alpha (du)^2 \cdot (1-e^2) \dots (7)$$

$$= A \cdot (du)^2 \cdot (1-e^2)$$

ここに、D; 粒子の直径、 σ ; 粒子の比重、 $\sin \alpha$; 粒子の衝突角 (図-3)

ここで、粒子の衝突回数を n とすると

$$n = \frac{du}{bD} = \frac{du}{dy} \dots (8)$$

また、単位体積あたりの散逸エネルギーは粒子1個の占有体積を考えると以下のように表せる。

$$\Phi = \frac{\Phi_i \cdot n}{(bD)^3} \dots (9)$$

ここで、定状的な流れを考えると、流れは非圧縮であり、見かけの体積散逸はないため、 $\Phi = \tau \frac{du}{dy}$ の関係から τ_s が得られる。

そこで、 $u = du \cdot \sin \alpha$ として、(7) 式に (4) 式を代入すると τ_s が次式のように表せる。

$$\tau_s = \frac{A(1-e\infty^2)}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 + \frac{2A \cdot e\infty^2 \cdot k}{(bD)^2 \cdot \sin \alpha} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right) - \frac{A \cdot e\infty^2 \cdot K^2}{(bD)^3 \cdot \sin^2 \alpha} \quad (10)$$

3. 雪崩の流動機構

式 (10) から、 τ_s には $(du/dy)^2$ に比例する項の他に (du/dy) に比例する項があることになる。このうち、第1項は粒子の非弾性衝突に伴う応力であり、第2項は粘着力に関する k が含まれることから粒子の粘性による応力と考えられる。また、第3項の定数項により、 τ_s と k のとりうる範囲が与えられる。

$\tau_s \geq 0$ 、 $0 \leq k \leq b \cdot D \cdot \sin \alpha (du/dy) e\infty$ であるから、 (du/dy) を一定とした時に k に対して τ_s のとりうる範囲は以下ようになる。

$$\frac{A(1-e\infty^2)}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \leq \tau_s \leq \frac{A}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \dots (11)$$

なお、 $k = b \cdot D \cdot \sin \alpha (du/dy) e\infty$ の時に、 $e = 0$ となる。

(du/dy) と $k / (b \cdot D \cdot \sin \alpha \cdot e\infty)$ とによって、 τ_s を次の3つの領域に区分することができる。

① $0 < (du/dy) \leq k / (b \cdot D \cdot \sin \alpha \cdot e\infty)$

$$\tau_s = \frac{A}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \dots (12)$$

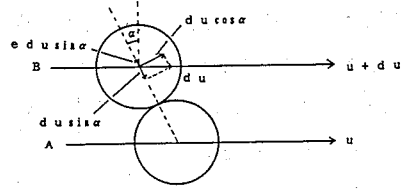


図-3 粒子の衝突

(藤沢ら (1989) 5)

この領域では、 $e=0$ となり粒子の反発が生じないため、粒子は衝突後密集して流下する。

$$\textcircled{2} k / (b \cdot D \cdot \sin \alpha \cdot e \infty) < (du/dy)$$

$$\tau_s = \frac{A(1-e\infty^2)}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 + \frac{2A \cdot e\infty^2 \cdot k}{(bD)^2 \cdot \sin \alpha} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right) - \frac{A \cdot e\infty^2 \cdot K^2}{(bD)^3 \cdot \sin^2 \alpha} \quad (10)$$

この領域では、 (du/dy) に比例する項と2乗に比例する項の双方が生じ、粒子の非弾性衝突に起因する応力と粘性に起因する応力の双方が作用する。

$$\textcircled{3} k / (b \cdot D \cdot \sin \alpha \cdot e \infty) \ll (du/dy)$$

$$\tau_s = \frac{A(1-e\infty^2)}{bD} \cdot \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \quad \dots (13)$$

この領域では、 $e=e\infty$ となり、粒子の非弾性衝突による応力が卓越する。

したがって、水深方向の速度分布を考えると、実験からせん断速度は底層で大きく、上層で小さい結果が得られていること⁶⁾から、流れの底層から上層へ、 $\textcircled{3}$ 、 $\textcircled{2}$ 、 $\textcircled{1}$ の領域の順序で構成されていることが考えられる。下層の $\textcircled{3}$ と $\textcircled{2}$ の領域では、粒子は衝突を繰り返しながら流動しているが、 $\textcircled{2}$ の領域では $\textcircled{1}$ の領域に近づくほど粘性項の影響が大きくなり、 $\textcircled{1}$ の領域になるとついに粒子は衝突後反発を生じなくなるため、次第に塊状となり、プラグを形成する。また、 $\textcircled{2}$ と $\textcircled{1}$ の領域の境界は k によって決まり、温度の低い条件では小さく、高い条件では大きくなることが予想され、 $\textcircled{1}$ の領域は前者では相対的狭く、後者では大きくなる。これらは、それぞれ厳寒期の乾雪表層と暖期の湿雪全層に対応させて考えることも可能と思われる。

4. 今後の課題

今後は、温度、速度等を変化させた粒子の衝突実験による反発係数の測定により k についてさらに検討を加えるとともに、実験的に求められている粘性係数との適合性の検討、速度の鉛直分布への適合性の検討等を行い実際の現象への適用を図っていきたい。

参考文献

- 1) B, Salm; Contribution to Avalanche Dynamics (1966) IASH-AIHS Pub. 69, P. 199-214
- 2) 西村浩一、前野紀一; 模型雪崩実験による雪氷混相流の内部構造の研究 (1989) 平成元年度日本雪氷学会秋期大会講演予稿集、P. 67
- 3) 荒岡邦明、前野紀一; 氷の反発係数の測定 (1978) 低温科学物理編第3 6 輯、P. 55, 56
- 4) D. Kobayashi; Studies of Snow Transport in Low-Level Drifting Snow (1972) Contributions from the Institute of Low Temperature Science, Series A No. 24 P. 37, 38
- 5) 藤沢和範他 2; 崩土流下時の抵抗則について (1989) 平成元年度砂防学会研究発表会概要集、P. 97, 98
- 6) 例えば藤沢和範他 4; 集落雪崩の被害予測のための基礎実験 (1990) 平成2年度砂防学会研究発表会概要集、P. 119