



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	融雪面の窪み模様に関する研究
Author(s)	高橋, 修平; TAKAHASHI, Shuhei
Citation	低温科学. 物理篇, 37, 13-46
Issue Date	1979-03-26
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18367
Type	departmental bulletin paper
File Information	37_p13-46.pdf



融雪面の窪み模様に関する研究*

高橋修平

(低温科学研究所奨励研究員)

(昭和53年10月受理)

目次

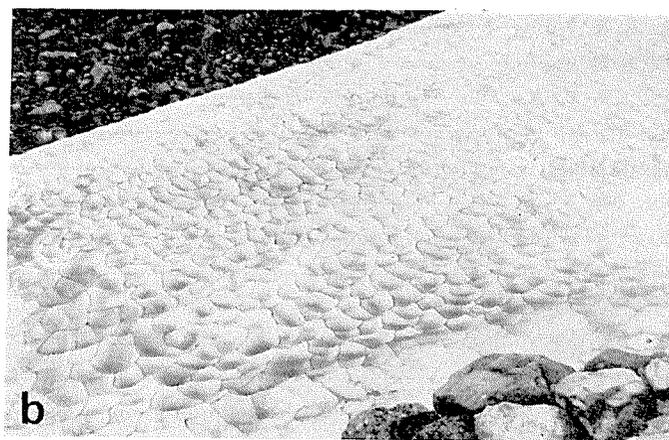
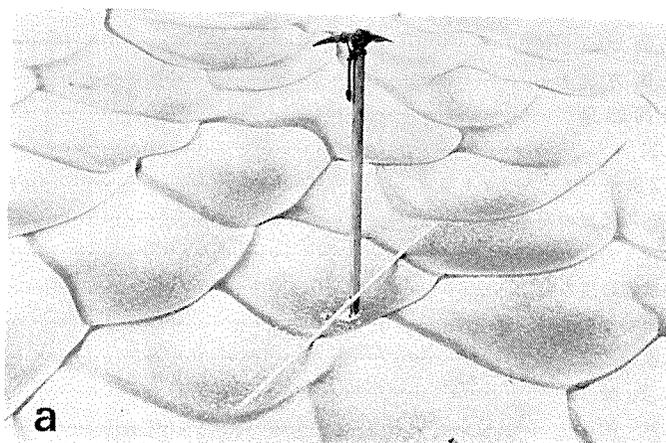
I. 緒言	15
II. 野外観測	15
1. 雪渓上の窪み模様	15
a. 観測地点	15
b. 観測方法	16
c. 観測結果	16
i) 尖度	16
ii) 2次元パワースペクトラム	17
iii) 窪み模様の発達	18
iv) ゴミの取れん	18
2. 平地積雪の窪み模様	19
3. 雪渓の空洞内壁の窪み模様	19
4. 窪み模様の発達条件	21
III. 風洞実験	21
1. 目的	21
2. 実験方法	21
3. 窪み模様の発生	22
4. 臨界風速	24
5. 窪み模様の寸法	25
6. 霧の影響	27
7. ゴミの移動	27
8. 風のパワースペクトラム	28
9. 風速の水平分布	29
IV. 窪み模様の発達機構	31
1. 流れのはく離	31
2. 二次元モデル	32
i) 局所熱伝達率	32
ii) 吹き上げの効果	34
iii) しやへいの効果	34
iv) 表面の傾きによる効果	35
v) 平面の熱伝達	36
3. 数値実験	38

* 北海道大学低温科学研究所業績 第1974号

4. 三次元模様の発達	40
i) 表面流線	40
ii) 風向の変化	42
V. 結語	43
謝辞	44
引用文献	44

I. 緒言

山岳地帯の雪渓上には第1図に示すように夏季にしばしば直径10cm~1m, 深さ1~30cmの多角形の窪みが規則的に発達し, 亀甲模様 Polygon (ポリゴン), スプーンカットなどと呼ばれる。また国際的には, 積雪の融解にともなう現象ということで, Ablation-hollows on



第1図 雪渓上の窪み模様 a 近景, b 遠景
大雪山ヒサゴ沼付近の雪渓 (第2図のG雪渓) にて

snow と呼ばれており、本論文ではその和訳として「融雪面の窪み模様」とし、以下「窪み模様」と呼ぶことにする。この「窪み模様」と類似した模様で、融解期の新雪表面に見られる「雪えくぼ」と呼ばれる模様がある。これは融解水の挙動が成因であるといわれ、形態的にも異なり「窪み模様」とは区別する。

融解もしくは溶解に伴う同様の現象は、隕石の表面¹⁾ や水中の石灰岩の表面²⁾ にも見られる。また、生成の過程が熱輸送によるか質量輸送によるかの違いはあるが、流体と境界面の相互作用という意味で窪み模様の現象は、砂漠や水中の砂床に見られる砂蓮^{3,4,5)}、冬期積雪面のリップルマーク⁶⁾ やサスツルギなども関連している。これらの表面模様の発達機構を求めることは、南極や雪渓の積雪に見られる年層境界、地層に見られる砂蓮などから、その表面模様が形成された時の気象条件(生成条件)を知ることもなり、非常に重要な問題である。

しかし、窪み模様については、多くの人の興味をひきながらも詳しい研究はほとんどなされておらず、その成因についても、日射、表面のゴミ、霧、対流セル⁷⁾、風の乱流^{8,9)} など様々な説が推定されていた。

本研究では野外観測によって窪み模様の主たる成因が風にあることを明らかにし¹⁰⁾、さらに風洞実験によりその発達機構の解明を試みた。

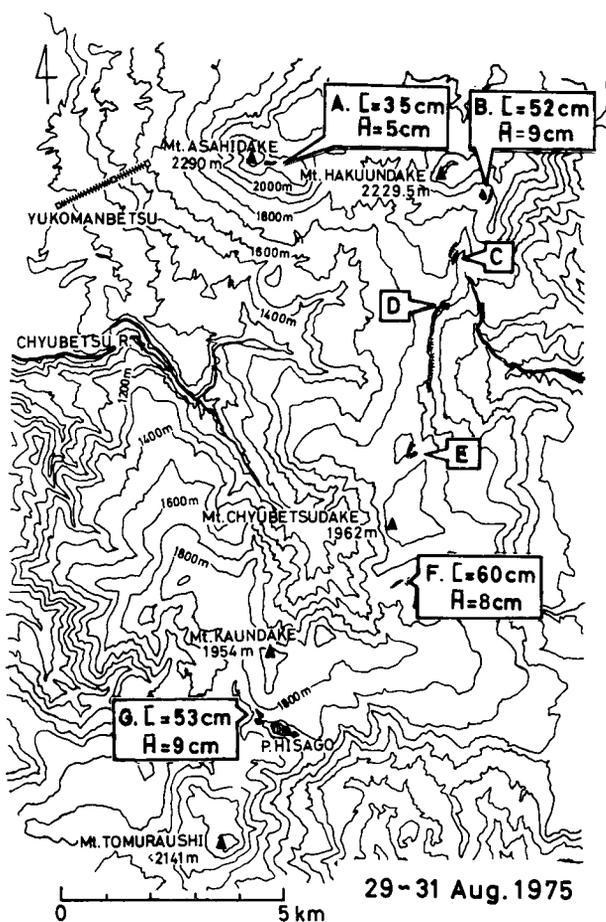
II. 野外観測

1. 雪渓における窪み模様

a. 観測地点

山岳地帯の雪渓において、窪み模様は珍しい存在ではない。第2図は、1975年8月に北海道大雪山系旭岳からトムラウシ山にかけて図中A~Gの7つの雪渓について窪み模様の発達の有無を調べたものであるが、A, B, F, Gの4つの雪渓には直径30~60 cm、深さ5~10 cm程度の窪み模様が発達していたが、C, D, Eの雪渓では発達していなかった。一般に雪庇型の雪渓表面では窪み模様はあまり発達せずに谷型の雪渓でよく発達する傾向がある。

第2図のB雪渓は、白雲岳東斜



第2図 大雪山における雪渓と窪み模様。1975年8月29~31日に調査した雪渓A~Gのうち窪み模様が発達していたものについては、平均直径 \bar{L} 、平均深さ \bar{R} を示してある

面の雪渓であるが、この雪渓において、1972年8月に窪み模様に関する観測を行なった¹⁰⁾。

b. 観測方法

窪み模様の形状測定は、雪渓上2m四方の測定平面内で、5cm間隔格子点における雪面高を測定して行ない、8月5日から8月13日まで毎日1回この測定を行なった。

気象観測は窪み模様を観測したB雪渓上では8月8日～8月13日の期間、また観測雪渓から南へ2km離れた高根ヶ原では8月2日～8月13日の期間行ない、風速、気温、湿度を測定した。高根ヶ原の観測地点は第2図のD雪渓の上部にあり、百葉箱が設置されている。観測器具は高根ヶ原では百葉箱内で自記バイメタル式温度計、自記毛髪湿度計を、雪渓上ではアスマン式温度湿度計を用い、風速計は両地点ともロビンソン式風速計を使用した。

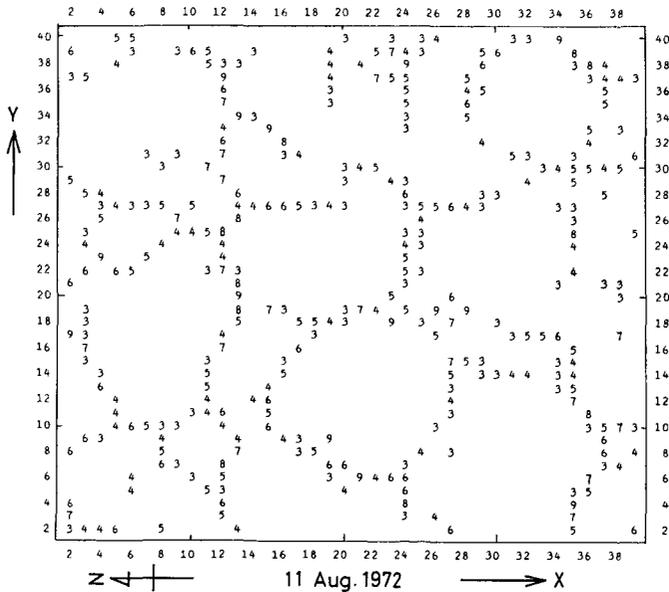
c. 観測結果

観測雪面の格子点での雪面高測は8月4日から8月13日まで毎日1回行ない、窪み模様の発達を客観的に調べるために雪面の尖度及び2次元パワースペクトルを計算した。その結果、見た目にも明らかではあったが、8月10日から8月11日にかけて窪み模様は顕著な発達をしたのでその2日間について詳しく比較検討した。窪み模様が顕著に発達した時の特徴の一つとして、峰の部分へのゴミの取れんがあるが、これについても調べた。また、同じ雪渓上でも端に近い部分ほど窪み模様は発達していた。これらについて以下に述べる。

i) 尖度

1個の窪み模様は中央部は窪み、周辺部は峰状になっている。この峰の部分の数値的に表わすために、屋根型の立体があった時、峰の部分が座標軸の向きに関係なく一定値を保つような関数 G を定義し、統計学で一般にいわれているものとは異なるが、尖度と呼ぶことにした。

8月11日の雪面について各格子点の尖度を計算し、平面図に表わしたのが第3図である。



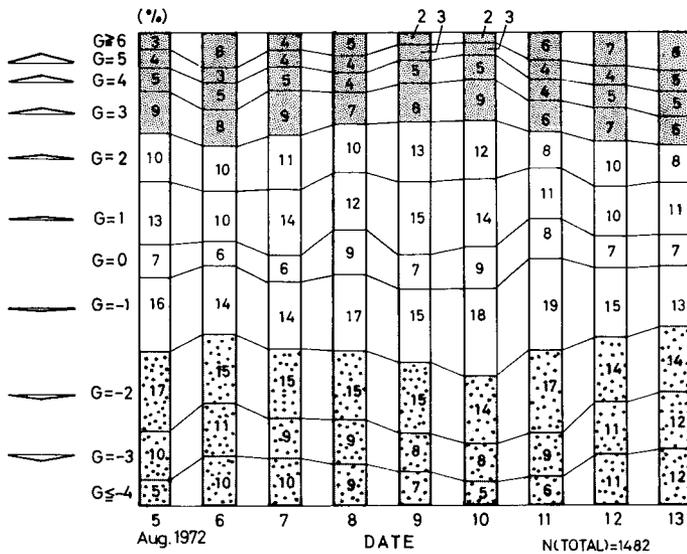
第3図 雪面の尖度, $G \geq 3$ (高橋ら¹⁰⁾による) (1972年8月11日)

ただし各点での G の値のうち、 $G \geq 3$ のものを表示してあり、原点から南へ X 軸、東へ Y 軸をとって 5 cm 間隔の格子点には X 方向に 1~40、 Y 方向に 1~41 の番号がふりあてられている。これを見ると峰の部分がかきれいに浮き出ており、窪み模様の発達していることがわかる。

8月5日から8月13日までのそれぞれの日の G の度数分布を百分率で示したのが第4図である。左側の三角形はそれぞれの G の値について屋根型とした時の峰(凹部)の形を表わす。1日の資料は総数 $38 \times 39 = 1,482$ の点から得られたものである。 $G \geq 3$ 、 $G \leq -2$ の絶対値の大きい G の部分の増減について注目すると、次のような傾向がある；

- 1) 8月5日~6日：増加
- 2) 8月6日~10日：減少
- 3) 8月10日~13日：増加

絶対値の大きな G が増すということは、雪面の凹凸が大きくなり峰もより鋭くなる、つまり窪み模様が発達したことを示す。つまり8月5日~6日および10日~13日は窪み模様の発達期で、8月6日~10日は衰退期であったといえる。



第4図 尖度の度数分布の変化(高橋ら¹⁰⁾による)

ii) 2次元パワー・スペクトラム

窪み模様の寸法(直径・深さ)や形状を統計的に求めるために、雪面を2次元波と考えて2次元パワー・スペクトラムを求め、その変化を調べた¹⁰⁾。

2次元パワー・スペクトラムから窪み模様の統計的形状を議論するには、この時の窪み模様の直径 50~70 cm のような場合、2 m 四方の測定平面では少し小さすぎるが、パワー・スペクトラムのパターン変化は、雪面の形状変化を反映していると考えられ、計算結果から次のことがいえる。

8月5日から6日並びに10日から11日の発達期にはパワー・スペクトラムはそのパターンを変えずに値が大きくなり、8月6日から10日の衰退期にはパターンを少しずつ変えながら

値が小さくなった。つまり窪み模様は発達期には平面での形を変えずに凹凸が大きくなり、衰退期には形を変えながら凹凸が小さくなった。これは後述の事実と一致する。

iii) 窪み模様の発達

雪面高の測定は X 軸に平行に設けた測線を Y 軸方向に 5 cm ずつずらしながら行なわれたが、その測定の際、測定上の峰やゴミの位置を 1 cm の精度で記録して表面状態の平面図を得た。

第 5 図に 8 月 4 日から 8 月 11 日にかけての測定平面の一部 (第 7 図における $9 \leq X \leq 20$, $10 \leq Y \leq 20$ の部分) の表面状態及び断面図を示す。8 月 5 日までは一本の峰だった部分について見ると 10 日にかけての衰退期には、峰は丸味を帯びて線状だったゴミは拡がり、さらに晴の天気が続いたためゴミの日射呼吸による融雪促進のため雪面は幾分窪み、10 日から 11 日にかけての発達期には 1 つの窪み模様として成長した。この変化は前述のパワー・スペクトルのパターン変化の結果と一致している。

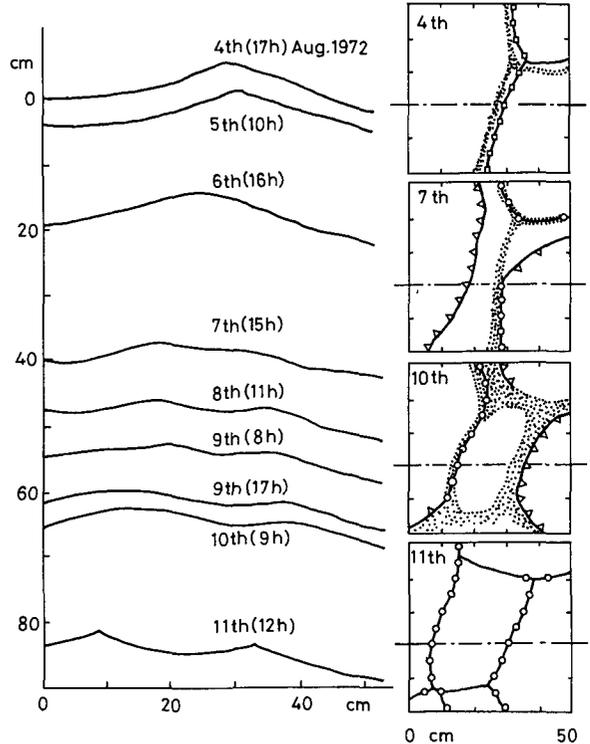
ここで気象条件と窪み模様の発達・衰退の関係を調べると、発達期には風速が大きく (約 4 m/以上)、天気は濃霧でありしたがって相対湿度は 100% であることが多かった。また急激に発達するような時は夜間でも気温は高かった (10°C 以上)。それに対し、衰退期は天気が晴れで日射が強い時であり、したがって日中の気温は高かった。このような時は、窪み模様は衰退した。

また窪み模様は同じ雪渓上でも雪渓の端に近い程発達している傾向があった。これは雪渓の端ほど窪み模様の発達条件が整っていることを意味するものと思われる。

iv) ゴミの取れん

窪み模様の顕著な特徴の 1 つは、峰の部分にゴミが集っていることである。しかしゴミのない雪面上でも窪み模様は発達するので、ゴミの存在は窪み模様発達の主原因ではなく、ゴミの峰への取れんは窪み模様発達に伴う 2 次的現象といえる。逆に、前述の例のように日射を吸収してむしろ衰退の原因とさえなりうる。

F. K. Ball はこのゴミの取れんについて、ゴミが融雪に伴って常に雪面に垂直に移動す



第 5 図 窪み模様の形成 (高橋ら¹⁰) による) 平面図 (右図) と平面図中 1 点鎖線の部分の鉛直断面の変化。平面図中 ○ 印はゴミのある峰, □ 印はゴミのない峰, 黒の斑点はゴミ, △ 印は尖っている方向が急に落ちていることを示す

るために、峰がゴミが集まるという normal trajectory theory によって説明している。この説は単に推察であったので、大雪山の観測例について検討した。8月10日に帯状に広がっていたゴミについて、雪面の法線方向からゴミの集中点を求めたところ、丁度、翌8月11日の発達した窪み模様の峰上になり、F. K. Ball の説が適当であることが確められた¹⁰⁾。

2. 平地積雪の窪み模様

山岳地帯の雪渓ばかりでなく、平地の積雪表面にも融雪期に窪み模様ができることがある。1973年2月18日、札幌において、さしわたしの大きさ10 cm、深さ2~3 cmの窪み模様が発生した¹⁰⁾。

前出の大雪山(1972年8月10日~11日)と異なる点は、窪み模様の直径が大雪山の30~50 cmに対し、5~15 cmと小さいこと、雪の密度が大雪山の約 0.5 g/cm^3 に比べ、約 0.3 g/cm^3 と小さいことである。また発達時の気象条件は大雪山の $12\sim 14^\circ\text{C}$ に対し $4\sim 5^\circ\text{C}$ と低かったが、風速は $4\sim 5 \text{ m/s}$ とほぼ同じであった。

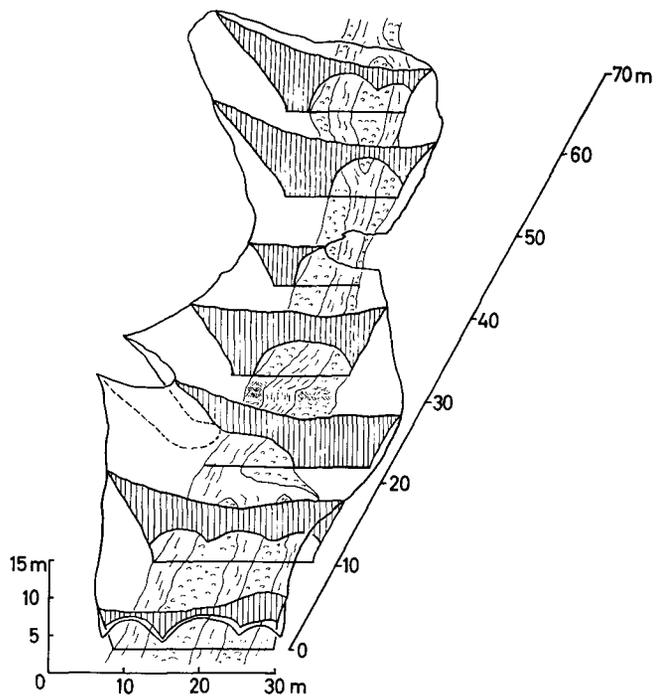
3. 雪渓の空洞内壁の窪み模様

北海道中央部北部、北見山地ウェンシリ岳(1,142 m)の東側の谷の標高400 m付近に、毎年なだれによって涵養された雪渓が残る。この雪渓の下部には、下を流れる川のために例年夏期に高さ3~5 mのトンネルが形成され、通称「氷のトンネル」と呼ばれているが、別に氷というわけではなく、密度 0.6 g/cm^3 前後のしまり雪である¹²⁾。

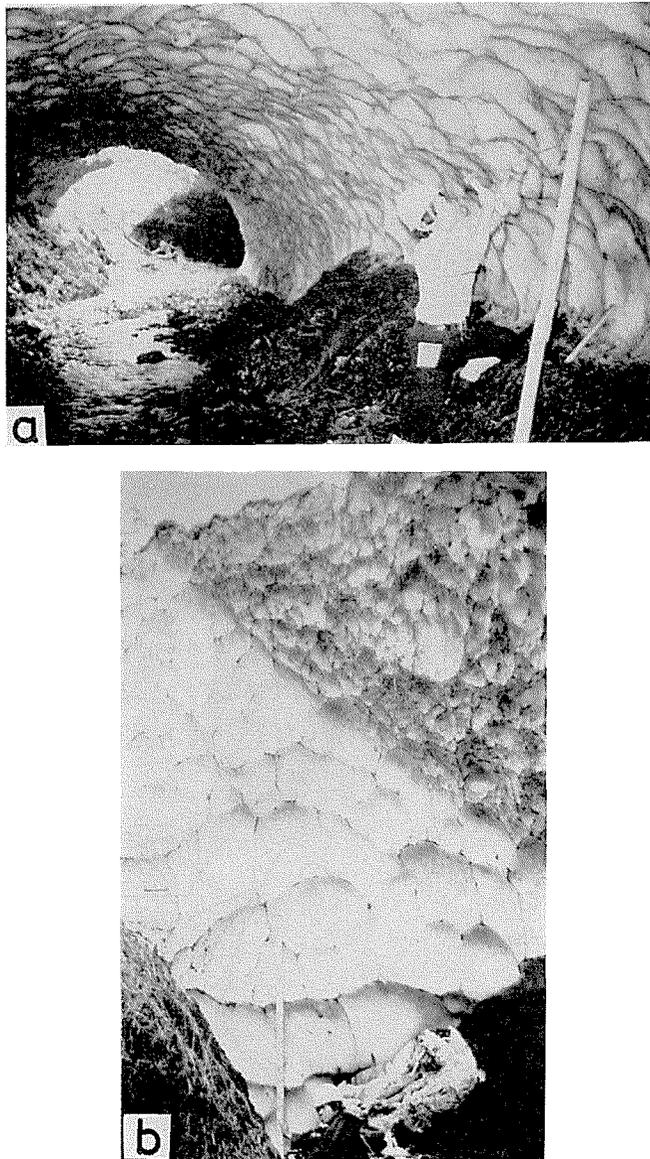
1976年8月にこの「氷のトンネル」を調査したところ、トンネル内壁には一面に窪み模様が見られた。第6図には3つにわかれた雪渓のうちの一つの透視図である。小川の上にはほぼ半円形にトンネルが形成されている。第7a図はトンネル内の様子であり、窪み模様が壁面に発達している。

日射の当たらないトンネル内で窪み模様が発達するのであるから、窪み模様の発達に日射は関係ないことになり、雪渓上での観測結果を裏づけることになる。また、窪み模様が形成された期間中の風速は大きい時で $1\sim 2 \text{ m/s}$ だった。

窪み模様の直径は約15~100 cm、深さは3~15 cmであり、場所によって大きく違っていた。トンネルの高さと窪み模



第6図 ウェンシリ岳雪渓の透視図(成瀬ら¹²⁾による), 1976年8月3日



第7図 (a) 雪渓下部の空洞
(b) 雪渓の側壁に見られた大きさの違う窪み模様

様の直径の関係を調べたが、一定の傾向は見られず、むしろ雪質による差異が目立った。

第7b図は、支流の流れによってできた穴の側壁に生じた窪み模様である。なだれのデブリである上部の汚れた部分と、冬期に降雪が積って成層した下部の白い部分とを比較すると、上部の窪み模様の方が下部のものより小さい。これは成層してできたような雪質と違って、乱された一様でない雪質の場合、融解速度にムラが生じ、大きな窪み模様ができにくいことを示す。

4. 窪み模様の発達条件

これまで述べてきた野観測の結果をまとめると以下のようになる。

まず窪み模様の発達について挙げると：

- ① 窪み模様が発達する時は、風が強く、温度は高く湿度も大きい時であり、したがって積雪の融解速度も大きい時だった。
- ② 風速がある臨界値以上になると発達する。
- ③ 日射は発達には関与しない。
- ④ 窪み模様の峰の部分にはゴミが集まることが多いが、これは窪み模様の発達による2次的な現象であり、結果的には峰を保護しているのかもしれないが、日射のある場合にはむしろ融解を促進し、窪み模様を衰退させる。
- ⑤ 窪み模様発達時の天候は霧の 때가多かったが、その効果については今のところわからない。次に、窪み模様について、寸法などのその他の現象について挙げる。
- ⑥ 窪み模様の直径と深さの比はほぼ一定であり、約 $1/6 \sim 1/8$ である。
- ⑦ 大きな雪渓では、端に近いほど窪み模様は発達している。
- ⑧ 窪み模様の直径は雪質が不均一であると小さくなる。
- ⑨ ゴミの峰への集中は、ゴミが雪面の法線方向に移動するという F. K. Ball (1954) の normal trajectory theory によって説明される。

III. 風洞実験

1. 目的

前章の野外観測の結果により、窪み模様の発達に関して風が大きな役割を果たしていることが明確になった。そこで生成条件の制御が容易である風洞において、風を吹かせて雪面上に窪み模様を発達させ、どのような条件が窪み模様の発達に関与しているかを調べ、その発達機構を解明することにより、窪み模様に関する諸現象に対する説明を得ようとした。

2. 実験方法

風洞内で雪のブロックの上に風を吹かせて融解させ、雪面に窪み模様を発達させた。

使用した風洞はゲッチンゲン型回流風洞で測定部の断面が約 50×50 cm、長さ 8 m である。風の吹き出し口から実験雪面までの長さ 3 m の吹走区間にはステンレス板を敷いて床面をなめらかにしてある。

平均風速の測定には、光電管式 3 杯風速計またはサーミスタ風速計を用いた。風速及び乱流成分の垂直分布の測定には熱線風速計を用いた。熱線風速計の感部はダイヤルゲージ（読み取り精度 0.01 mm）を動かすことにより上下するが、同時に変位計に連動しており、精度約 0.2 mm で電気的に変位を計測できる。風速及び乱流成分の垂直分布は、風速計の出力と変位の出力を X-Y 記録計に入力し、感部を手動で約 2 cm/sec の速度で動かして得られる。これらの風速計はピトー管によって検定した。

実験区間の風上すぐの部分（吹送距離 3 m）での風速・乱流強度の垂直分布を第 8 図に示

す。吹送されてくる間に厚さ8 cm 位の境界層が発達していることがわかる。境界層内での風速分布はほぼ対数分布であり、流れは乱流境界層といってよい。

平均の温湿度は、アスマン通風乾湿計を用いて測定し、温度分布は熱電対を用い、風速分布と同様に変計を用いる手法で求めた。

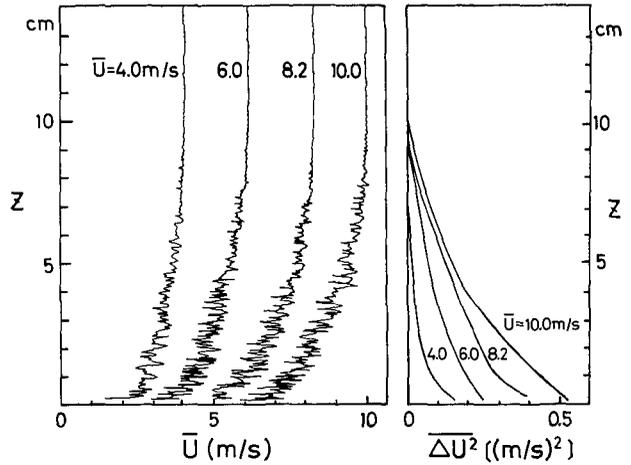
実験に用いた雪のブロックは、札幌市近郊の山地から採取し、低温室内で保存しておいたものであり、密度 $0.40 \sim 0.45 \text{ g/cm}^3$ のしまり雪である。実験の際には通常、積雪の層構造が、水平になるようにして用いた。

3. 窪み模様の発生

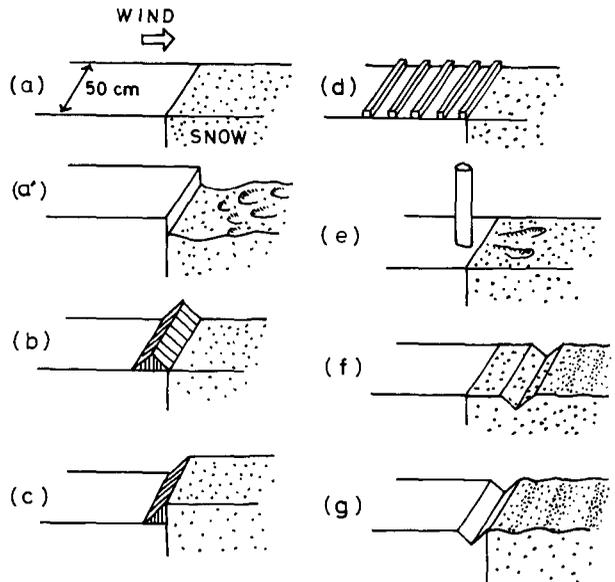
異なる風の状態を作り出すために、種々の方法を試みた。第9図にその幾つかの概略図を示す。(a)は障害物は何も置かず、風洞床面と同じ高さの雪面を置いた場合であり、適当な風速の風を吹かせると、第10図(a)の写真のような窪み模様が発生した。この時、融解につれて雪面は低下するので、第10図(a')のように床面との間に段差ができる。そこで、時々ジャッキで雪のブロックを持ち上げて雪面が常に床面と同じ高さを保つようにしたところ第10図(b)のような風向と直角方向の峰を持つ波型模様が形成された。この波型模様は、乱れを少なくして流れを2次元流に近づけることによって発生したのであり、3次元的な窪みの窪み模様の基本となる形と考えられる。

この波型模様を積極的作ろうとして、第26図(b)のような屋根型の障害物を置いたり、(c)のように雪を持ち上げたり、(d), (e)のように乱流発生格子や円柱を置いたりしたが、いずれもうまくいかなかった。

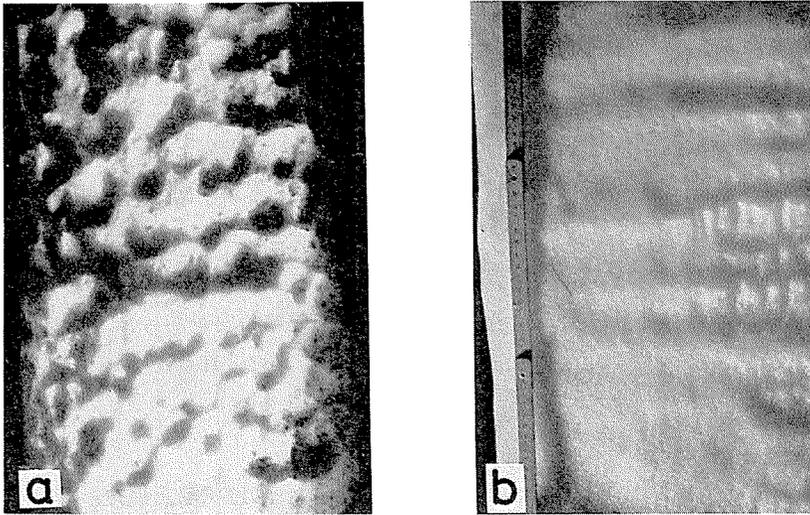
(f)は雪の中にV字型のミゾを切りこんだものであるが、この場合に波型模様が発生した(第11図)。また(g)は金属で作ったV字型ミゾ(幅6 cm, 深さ3 cm)を風上側に置いたものだ



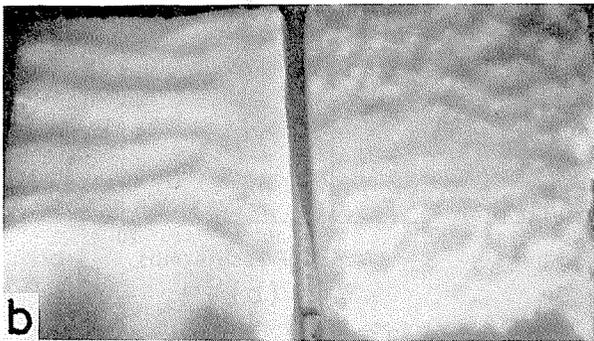
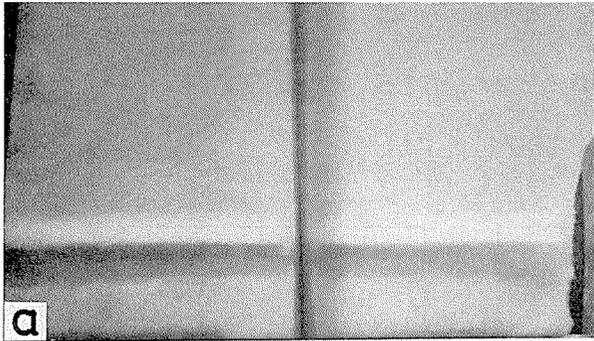
第8図 風洞内の風速分布



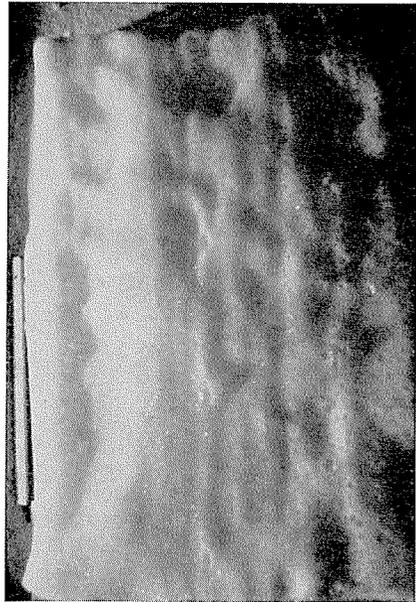
第9図 窪み模様発達の実験の概略図



第10図 (a) 風洞実験による窪み模様 (b) 波型模様風洞の上からの写真であり、風向は图中、下から上である (以下の写真も同じ)。雪面の寸法は約 30 cm×50 cm



第11図 雪面にV字形ミゾ(幅5cm、深さ2.5cm)を切り込んだ場合
(a) 実験前、(b) 実験後。左半分だけに霧を散布した



第12図 試料の層構造を鉛直にして実験を行なった場合

が、この場合も波型模様が発生した。ただし風速が15 m/s程度に大きくなると、波型というより円形に近い形状になった。

波型模様の発達のは方は、雪面全体に一度に発達するのではなく、ミゾのすぐ風下に一本の浅いミゾ状のくぼみができ、次にまた風下側へ同じものができるといように順番に風下側へと発達していった。つまりあらかじめミゾを作っておくことが、次のミゾ状の窪みを生み出し、さらには波型模様となる原因になっていると考えられる。

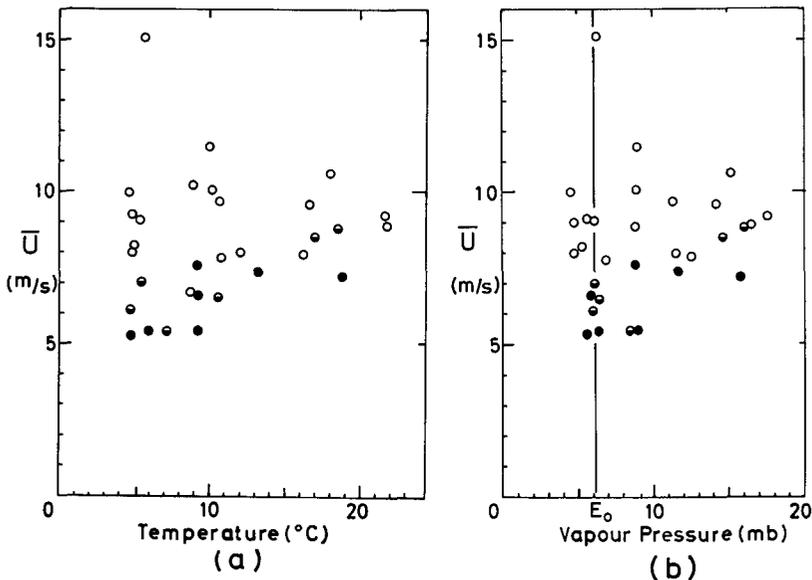
雪の試料は自然積雪を用い、通常は層構造が水平になるようにしたが、層構造を縦にして用いると層に規制された凹凸が生じ、窪み模様は小さくなる傾向があった。第12図はその様子であり、層は鉛直かつ主風向に平行な面である。このことは、II-2で述べた、雪質が不均一な場合は窪み模様は小さくなるということと合致する。

4. 臨 界 風 速

第13図に実験の条件と窪み模様の発生の有無を示す。(a)は気温と風速、(b)は水蒸気圧と風速の関係であり、窪み模様が発達した時には○印、発達しなかった時には●印、やや発達しかけた時には◐印の記号にしてある。風速(風洞中心平均風速)が5 m/s以下では窪み模様は発達しなかったので、実験は主として風速5 m/sから10 m/sの範囲で行なった。

図(a)によれば、窪み模様は臨界風速約7 m/s以上で発生することが多く、風速8 m/s以上ではほぼ必ず発達する。そして、この関係は気温に依存しない。ただし積雪融解の実験であるので、気温は0°C以上である。

図(b)の場合も同様であり、水蒸気圧によらず一定の臨界風速が存在する。図中の E_0 は



第13図 窪み模様の発生条件

(a) 風速と気温 (b) 風速と水蒸気圧

○印は窪み模様が発達した時, ◐印はやや発達した,
●印は発達しなかった時

0°Cの水(氷)の飽和蒸気圧であり雪面の蒸気圧である。平均流の水蒸気圧が、 E_0 より大きくても小さくても、つまり雪面で蒸発の場合でも凝結の場合でも風速8 m/s以上では窪み模様は発達している。

野外の臨界風速は、大雪山で約4 m/s(測定高1.2 m)、札幌の例では約5 m/s(測定高1.3 m)で、実験の値より小さいが、風速計の高さが異なり、そのままでは比較はできない。そこで、摩擦速度 u_* で比較してみた。 u_* は次式に表わされるように、乱流境界層内での風速分布を片対数目盛で表わした時の勾配より求められ、運動量輸送を表わす量でもある。

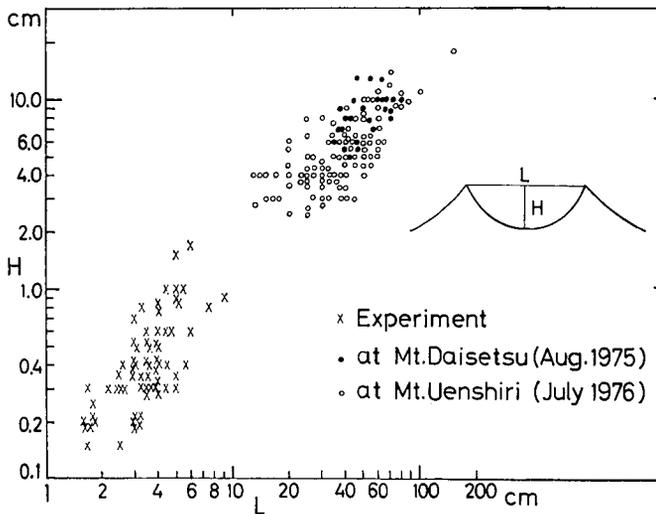
$$U_1 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_1}{z_0} \quad \left(U_1 \text{は高さ } z_1 \text{ での風速, } \right. \\ \left. z_0 \text{は粗度 } k \text{は Karmann 定数} \right)$$

風洞の場合の u_* は第25図の風速分布から求めた。一方、野外の場合は一点の風速しかなかったので、粗度 z_0 が表面の凹凸の約1/30であると仮定して u_* を求めた。

それによると臨界摩擦速度は実験では約0.5 m/s 大雪山及び札幌は双方とも約0.2 m/sであり、野外の方が低い風速(摩擦速度)で窪み模様が発達する。この原因は自然の風の場合は平均流でも風速は大きく変動するのに対し、風洞の平均風速は一定であること、また自然界では周囲に風を乱す障害物が多いことなどによると考えられる。

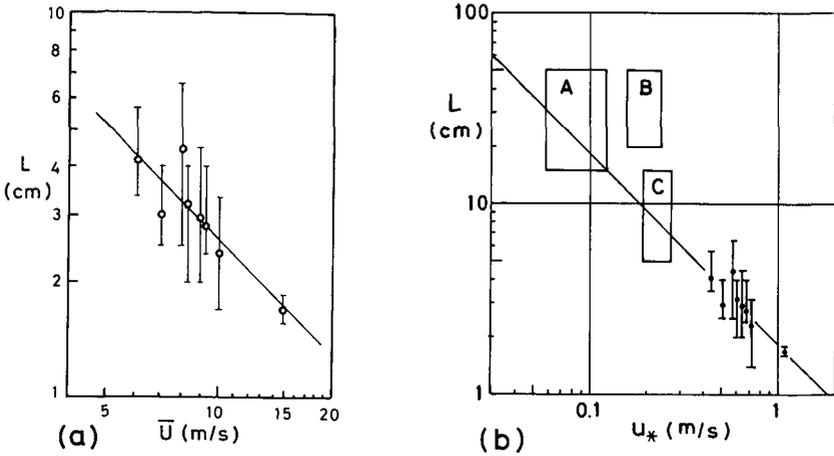
5. 窪み模様の寸法

第14図に窪み模様の深さ H と直径 L の関係を示す。実験の値と野外の値はほぼ一つの直線上にあり、 L と H が比1/5~1/10の値で、比例している。



第14図 窪み模様の深さと直径

次に実験で発達した窪み模様の直径(もしくは波型模様の波長) L と風速との関係を第15図(a)に示す。図は両対数目盛で表わしてあり、回帰直線の傾きがほぼ-1であるので、直径と風速は反比例している。野外での窪み模様の直径は、単に平均風速を用いる時、実験で得られた直線の上に位置する。ところが前述の摩擦速度 u_* を用いると、ほぼ実験の直線の上になる。



第15図 窪み模様の直径(波長)と風速の関係

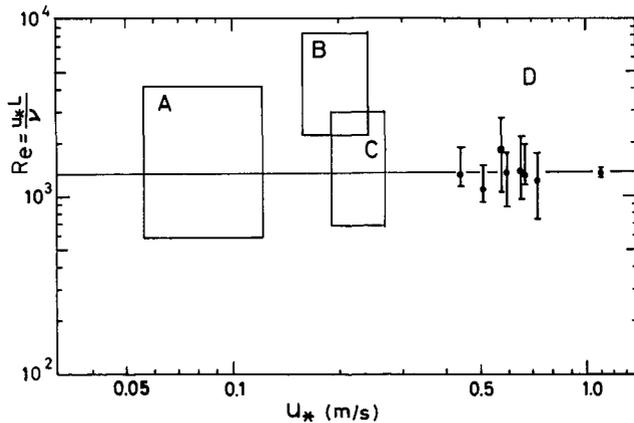
(a) 直径 L と風洞内平均流の風速 U , (b) 直径 L と摩擦速度 u_* , ウェンシリ岳 [A], 大雪山 (1972年) [B], 札幌, [C] 及び風洞実験を示す

それを示したのが第15図(b)である。A(ウェンシリ岳), C(札幌)はよく直線上にのっているが, B(大雪山)は上にずれている。大雪山の場合, 観測期間中に発達した窪み模様は主として小さい直径であったことを考慮しても, 風速に比して, 大きい窪み模様が発達する傾向がある。この原因は雪質(ぬれ密度は0.6前後であった), 地形による風の影響などが考えられる。

u_* と L が反比例する, つまり $u_*L = \text{一定}$ の傾向があるので, u_*L を用いたレイノルズ数

$$Re = \frac{u_*L}{\nu} \quad (\nu \text{ は動粘性係数})$$

を求めた。風は乱流境界層であるのに分子粘性による動粘性係数 ν を用いることに問題はあるが, 今の場合, 雪面での熱交換現象であり, 表面付近の現象と考えて ν を用いた。第16図に Re と u_* の関係を示した。実験の場合, Re の平均値は 1.4×10^3 だったが, A, C の中央値もほぼこれに近い。Bは少し大きい, いずれにせよ 10^3 程度である。



第16図 レイノルズ数 $Re = \frac{u_*L}{\nu}$ と摩擦速度 u_*

6. 霧の影響

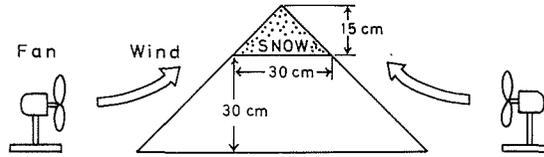
第11図は、風洞を半分にしきって左半分だけに霧を発生させて行なった実験であるが、左側の霧側の方が右側よりきれいに峰が横にならんだ波型模様となっている。このように、実験では、他の条件は同じにした場合、霧があると表面はなめらかで、峰もきれいにそろって強調された模様が発達する傾向がある。大雪山白雪岳における1972年の観測で8月10日から11日にかけての窪み模様発達期の天候は霧であることが多かった。きれいに尖った峰をもつ窪み模様が発達したのは、この霧にも原因があったと思われる。

この霧による効果は次のように推察される。霧粒自身が熱を輸送して雪面を融解する際、その慣性力のために、霧粒は気流以上には雪面の細かい凹凸についていけず、凸の部分にぶつかって融解を促進し、より表面を滑らかにしようとする。

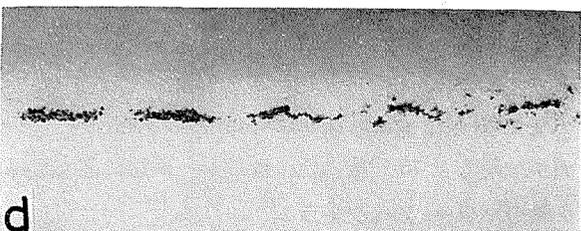
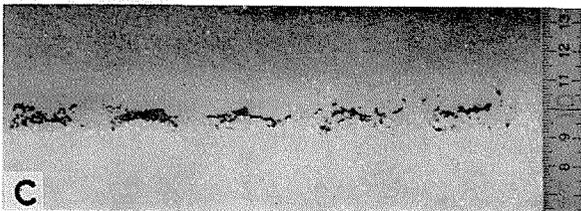
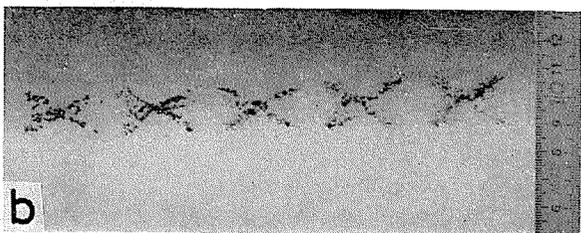
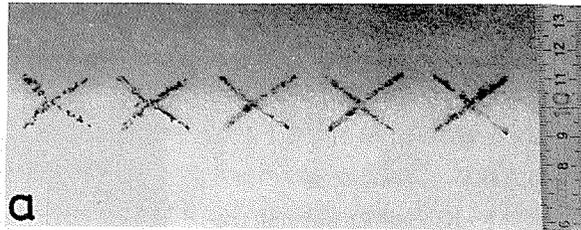
7. ゴミの移動

ゴミの峰への集中について、II-1-c (iv) では、ゴミが雪面の法線方向へ移動するためであるという F. K. Ball の説明が適当であるとした。しかし、この説について実験的に確かめた例はなかった。そこで、雪面に撒布した砂粒の移動を調べる実験を行なった。

第17図は実験の概略図である。45°の傾きの側面をもった支持台の上に、峰の角度が直角である底辺30 cm 高さ15 cm 長さ50 cmの三角柱状の雪を置き、両側からファンに



第17図



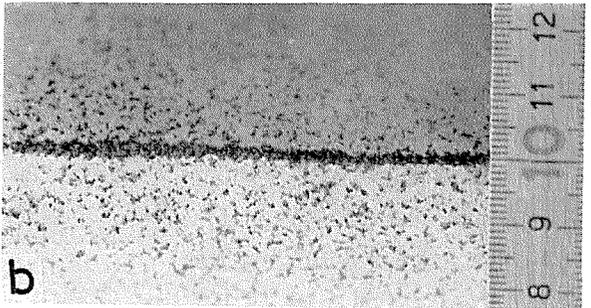
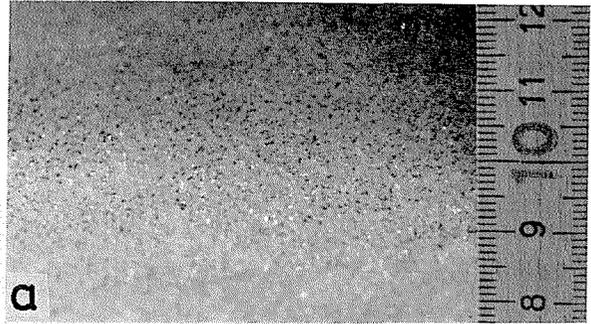
第18図 雪面の砂粒子の移動：X型に散布した場合

(a) 実験開始前、(b) 20分後、(c) 45分後、(d) 80分後。
砂粒子の平均粒径は左から1.0, 0.5, 0.25, 0.125, 0.057 mm。気温13.0°C

よって風速約 4 m/s の風が吹き上がるようにして雪面を融解させた。この時、両側の雪面はほぼ均等に融解し、峰の角度 90° は保存されていた。この峰の部分に、平均粒径 1.0, 0.5, 0.25, 0.125, 0.057 mm の五種類の砂粒を型紙を用いて X 型に置いた。第 18 図 (a) はその真上からの様子である。X 型のそれぞれの線分は長さ 2 cm で斜面においては直交しているが、両側とも傾斜 45° の斜面であるため直交しては見えない。砂粒は海浜の砂をふるいによって選別したものである。

第 18 図 (b), (c), (d) はそれぞれ風を吹かせてから 20, 45, 80 分後の様子である。20 分後には砂粒は動き出しており、45 分後には五種類とも峰の上にはほぼ一直線に並んだ。この時の峰の低下量は約 2 cm であったが、砂粒が雪面の法線方向に移動するとして X 型の模様が一直線になる時の値と一致し、F. K. Ball の normal trajectory theory が成り立つことが確かめられた。

砂粒の峰への集中の度合は粒径が 0.25 mm 以上のものがよく、それより小さいものは、少しばらついている。このことは、雪面が融解する時に雪粒が融解水のろ過をすると考えればよく、実験に用いた雪の粒度が 0.5 mm 前後であったので、雪粒程度以上の粒径の砂粒子は表面に残り、付着力で表面にとどまるのに対し、小さい砂粒の場合、融解水とともに、雪の中へ流下するものもあるためであると考えられる。事実、0.125 mm, 0.057 mm の砂粒は積雪内部へほぼ鉛直に入りこんでいるのが認められた。



第 19 図 雪面の砂粒子の移動：一様に散布した場合
(a) 実験開始前, (b) 45 分後, 気温 8.8°C

また 19 図は平均粒径 0.125 mm の砂を峰の付近に均等に散布した時の様子であるが 1.5 cm 雪面が融解した 45 分後には、砂粒が一直線に並んで峰に集中している。

8. 風のパワー・スペクトラム

これまでの野外観測及び実験結果によって窪み模様はある臨界風速以上で発達し、その寸法は風速に関係があることが示された。そこでこれらを説明しうる窪み模様の発達機構について考える。

まず、同じような窪みがほぼ等間隔に連続してできることを説明するために、発達機構について次の 2 つの場合の仮説を立てて検討した。

① 窪み模様が発達するのはカルマン渦もしくはそれに類似した定常的な渦が風の場に発生するためであり、いわば風の時間的周期性によるものである。この時、渦のスケールが窪み模様の大きさに関連する。

② 障害物（あるいは窪み自身）が作る定常波によるものである。この場合、定常波の波長が窪み模様の大きさに関連する。

結果はこの2説に対する測定結果は否定的であったのだが、本節及び次節でこれらの仮説が否定されるまでの経緯を述べる。

まず①については、風速のパワー・スペクトラムを測定した。2つの熱線風速計の出力を一旦データレコーダーに記録し、後から周波数解析装置によって解析した。周波数解析装置は相関計により自己相関関数 $C(\tau)$ を求め、さらに周波数解析計によりそのパワー・スペクトラム $P(f)$ を求めるものである。 $C(\tau)$ 、 $P(f)$ は次のように定義される。

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u(t) \cdot u(t+\tau) dt$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} P(f) e^{i2\pi f \tau} df$$

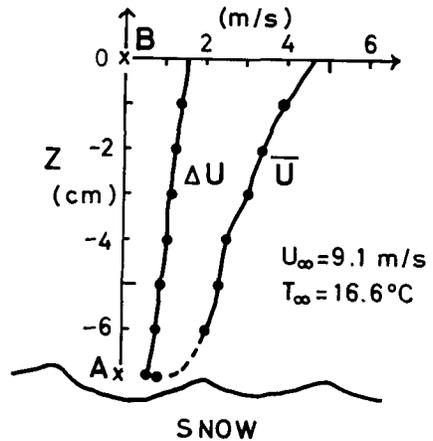
風速の測定は、雪面で窪み模様が発達中である時、第20図に示すように、窪み模様の中の点Aとその7 cm上の点Bで行ない、その違いを調べた。A、Bの平均風速はそれぞれ約1.5 m/sであり、窪み模様は直径約3 cm、深さ約0.5 cmだった。

第21図は単位ずらし時間 $\Delta\tau$ が10 msec、平均時間310 secの場合の解析結果である。 $C(\tau)$ はAもBも初めだけ大きく後は小さくホワイトノイズ的傾向を示している。パワー・スペクトラム $P(f)$ にもこの傾向が現われているが、Bは平坦であるのに対し、Aは低周波成分で大きく定常波に近い低周波の存在をうかがわせる。渦のスケールが窪み模様の大きさになるという前述①の仮説が成り立つとすると、平均風速1 m/s、窪み模様の直径約3 cmであるので、 $P(f)$ は30 Hz前後に強いピークが出るはずだが有意なピークは見られない。

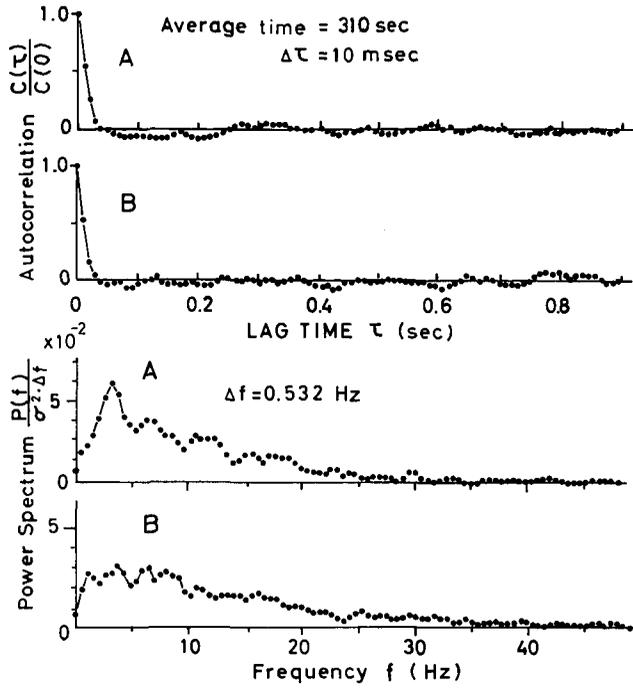
これらにより、風の時間変動によって窪み模様の発達を説明するのは困難である。

9. 風速の水平分布

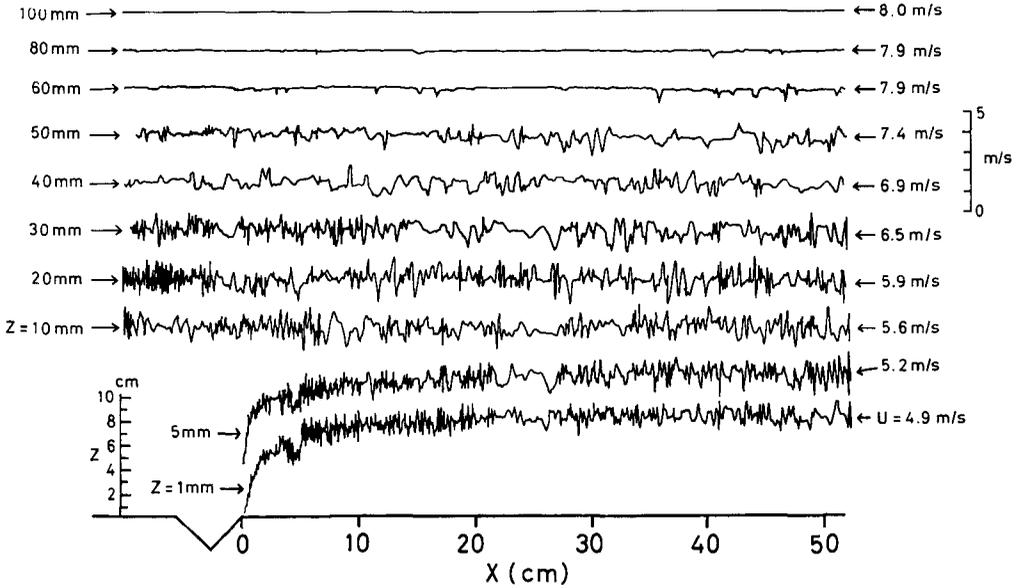
前節②の仮説の定常波の存在を調べるために風速の水平分布を測定した。第22図はV字型ミゾ（幅5.6 cm、深さ2.8 cm）の風下側に平板を置き、ミゾのために定常波が発生していないかどうか調べたものである。図中の風速水平分布曲線は、色々な高さで熱線風速計を手動で水平に移動することによって得られた。それぞれの高さ及び平均風速は図中に示してある。高さ1 mmと5 mmの風速分布によると、ミゾの気流の吹き上げのために境界層がはく離し、初めは風速が小さい。しかしこの風速は急激に大きくなり、 $X=4$ cm前後で一旦減少はするもの



第20図 窪み模様の上の風速分布
A、Bは熱線風速計の固定位置を示す。
 \bar{U} は平均風速、 ΔU は $\sqrt{\overline{U^2}}$ を表わす



第 21 図 乱流の自己相関関数とパワー・スペクトラム



第 22 図 V 字型ミゾ付近の風速水平分布

左側に測定高 z (mm), 右側に平均風速 (m/s) を示す。風向は左から右

のそれから先では、ほぼ一定値であり定常波の傾向はみられない。 $z=10$ mm 以上では、全区間にわたりほぼ一定である。つまりミゾの存在による定常波は見られない。したがって窪み模様の発生を定常波で説明することは難しい。

IV. 窪み模様の発達機構

1. 流れのはく離

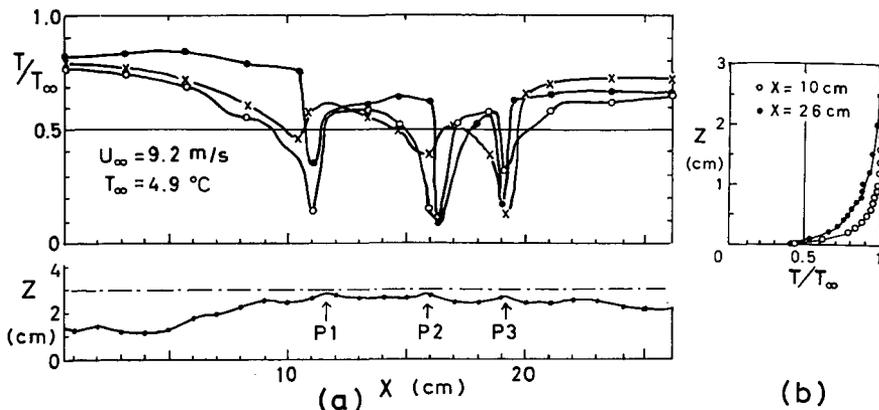
前章ではある臨界風速以上で窪み模様が発生すること、窪み模様の直径 L は摩擦速度 u_* に反比例し、 L と u_* を用いたレイノルズ数 Re は実験室でも野外でもほぼ一定値であることが明らかになった。しかし窪み模様の成因に関して、風速の時間的周期変動及び空間的周期変動による説明は困難であった。そこで新たな窪み模様の発達機構を考えた。

まず窪み模様が発達するという現象は融解速度が局所的に異なる、つまり局所熱伝達率が場所によって異なるということと考える。この局所熱伝達率は流れにはく離が起これると大きく変化する。そこで窪み模様の発達は、境界層のはく離による局所熱伝達率の変化によるものであると考えた。

はく離は、境界表面が不連続に変化しているなどの場合に、境界層が表面から離れる現象であり、離れる地点をはく離点と呼び、境界層は再び表面に戻るがその現象を再付着、その地点を再付着点と呼ぶ。はく離点と再付着点の間の表面流は逆流しており、この部分と主流とで包まれたりずのこを「はく離泡」(separation bubble) と呼ぶ。

窪み模様のように曲率の大きい峰を持った形状の場合、はく離現象が起きていても当然である。しかし乱流境界層の場合、理論計算は簡単な形状では試みられているが^{13,14)} 一般的な形状ではほとんど不可能である。また、風速分布から流れ関数を計算し流線を求める実測の方法は、窪み模様の場合、その寸法が小さいことなどからその測定は困難であったし、タフト法・煙法による流れの可視化¹⁵⁾ の方法は、表面流速度が小さいことなどから適用できなかった。

ところが窪み模様の上での気温水平分布を測定したところ、境界層はく離によると考えられる現象を見出した。第23図(a)は風洞内で発達中の波型模様の峰の上、高さ約1mmの部分における気温の水平分布である。熱電対を感部として用い、感部を毎秒約1cmの速度で水平に移動させ、X-Y記録計に温度水平分布曲線を記録した。図には3回の測定値を示す。同



第23図 (a) 波型模様の上の気温の水平分布

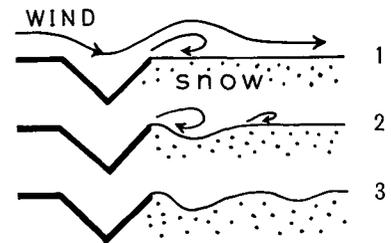
雪面形状を下图に表わし、気温測定をした高さを一点鎖線で示す。
 P1, P2, P3は峰を示す。 T_∞ , U_∞ は風洞中心部の気温、風速値を示す
 (b) 気温の垂直分布 ($x=10$ cm, 26 cm)

時に示した雪面の形状と比較すると、波型模様の谷のところでは気温は高く、峰のところでは急激に低くなっている。

第23図(b)は、気温の垂直分布(雪面の前端からの距離10 cm及び26 cm)であるが、雪面近傍でも T/T_{∞} は約0.5程度である。ところが気温水平分布の場合、峰の部分では約0.2位にまで下っている。これは峰の部分で境界層がはく離し、温度の低い雪面付近の表面底層(laminar sub-layer)が吹き上げられたためと考えられる。

そこで、この境界層のはく離が窪み模様の成因であると考え、V字型のみぞの風下にてできる波型模様について次のような解釈をした。

第24図(1)に示すようにV字型のみぞでは風の吹き上げを生じて、流れがはく離する。このことは第39図(a)の高さ1 mm及び5 mmの風速水平分布に現われている。流れがはく離してしまうと空気と雪面の間の熱交換は小さくなり、融解速度は小さくなる。しかし、流れが再付着する点では熱交換が盛んであり、融雪速度が大きく(2)のように雪面は窪むことになる。そしてこの窪みがまた流れのはく離を生み出すことになり、(3)のように次々と窪みができていくことになる。



第24図 波型模様発達の説明

以上のようにして定性的に波型模様の発達が説明されるが、定量的には刻々変化する雪面上の風の流れを求め、それによる熱交換を調べねばならない。しかし、前述のように任意の形状での乱流境界層のはく離についての計算はほぼ不可能であり、またそれが求められたとしてもそれを熱交換と結びつける理論は確立されていない。

そこで雪面の幾可学的形状が境界層のはく離によって局所熱伝達率に及ぼす影響を、簡単な要素について直接求めた。その結果窪み模様の直径と深さの比がほぼ一定であること、臨界風速が存在することなどが説明できた。また毎時刻の雪面形状に対する局所熱伝達率から時々刻々の融解量を求め、2次元の場合の雪面融解のシミュレーションを行ない、波型模様が発達する様子を示した。また自然界に見られる三次元模様についても実験による説明を試みた。これらについて以下の節で述べる。

2. 二次元モデル

i) 局所熱伝達率

境界層がはく離する時に雪面でどのように局所熱伝達率が変化するかを考察する。まず、雪が融解している時、雪面での熱収支を考えると次のようになる。

$$Q_M = Q_A + Q_E + Q_R$$

但し Q_M : 融解に使われる熱量

Q_A : 顕熱伝達熱量

Q_E : 潜熱伝達熱量

Q_R : 放射伝達熱量

Prandtlの混合距離理論によれば、十分広い平面で大気の流れによって輸送される熱量 Q_A ,

及び水蒸気輸送による潜熱輸送量 Q_E は、境界層内の高さ z_1 における風速 V_1 、気温 T_1 、水蒸気圧 E_1 を用いて次のように表わされる。

$$Q_A = \alpha V_1 T_1 \quad (2)$$

$$Q_E = \beta L_1 V_1 \Delta E \quad (3)$$

但し $\Delta E = E_1 - E_0$, $\alpha/\beta = P \cdot C_P / 0.622$

(E_0 : 雪面の水蒸気圧, L_E : 気化熱,
 P : 大気圧, C_P : 定圧比熱)

ゆえに

$$\begin{aligned} \frac{Q_E}{Q_A} &= \frac{\beta L_E}{\alpha} \cdot \frac{\Delta E}{T} \\ &= \frac{0.622 L_E}{P \cdot C_P} \cdot \frac{\Delta E}{T} \end{aligned} \quad (4)$$

また Q_R は、日射がなければ室内実験の場合、次のように計算できる。

$$Q_R = \sigma(T^4 - T_0^4)$$

σ : Stephan-Boltzmann 定数

T : 室温

T_0 : 273°K

これらのうち、境界層がはく離するとき、局所的な変化をするのは、 Q_A と Q_E である。また、乱流による熱輸送量と水蒸気輸送の機構が同じとし、局所的にも Q_E/Q_A は一定で(4)式が成りたつとすれば、 Q_A の局所変化を調べれば Q_E も求められることになる。

そこで、局所的な熱伝達量 Q_A を温度差で割った局所熱伝達係数 h_x を(1)、(4)式より導びかれる次式で求めた。

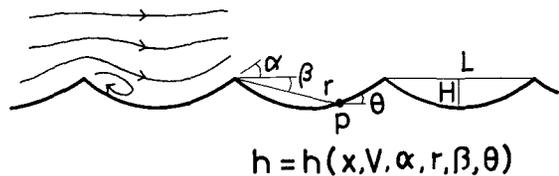
$$h_x \equiv \frac{Q_A}{T} = \frac{Q_A + Q_E}{\left(1 + \frac{Q_E}{Q_A}\right) T} = \frac{Q_M - Q_R}{T + C \Delta E} \quad (5)$$

但し $C = \beta L_E / \alpha = 0.623 L / P \cdot C_P \doteq 1.71^\circ\text{C}/\text{mb}$

(5)式の分母の $T + C \Delta E \equiv T'$ は、潜熱の効果も入った実効温度と見なすことができ、 Q_M は次のように表わされる。

$$Q_M = h_x T' + Q_R$$

この局所熱伝達率に境界層のはく離が及ぼす影響を考える。簡単のために雪面は2次元模様とし、流れも2次元とし、第25図に示す雪面上の任意の点Pでの局所熱伝達率 h_x について考える。 h_x はまず温度境界層発達の関係で雪面の前端からの距離 x および風速 V に関係する。そしてIV-1で述べたように、風上側の窪みによる気



第25図 局所熱伝達率 h_x を変化させる要素

流の「吹き上げ」の効果が次の窪みの生成に重要であることから、 h_x ははく離点から吹き上げる角度 α にもよる。また、峰ができてくると気流が「しゃへい」される効果がある。極端に深い窪みができないのは、この効果によるものであるし、深さによっては再付着点となって h_x が大きくなる場合もある。すなわち h_x は、峰からの距離 r 、P 点と峰を結ぶ直線が水平面となす角 β の関数でもある。次に、波型模様の峰が融解につれて風下方向へ移動することなどからわかるように、風上側に面した斜面は相対的に融解速度が大きい。つまり、 h_x は P 点の「表面の傾き」 θ の効果により変化する。

これらを考慮すると、局所熱伝達率 h_x は次のような関数である。

$$h_x = h_x(x, U, \alpha, r, \beta, \theta) \quad (7)$$

h_x に対する前述の 3 つの効果はそれぞれ平坦面を基準とした比として実験により経験的に求めた。

ii) 吹き上げの効果

吹き上げの効果を調べるために、吹き上げ角度 α が違うミゾの風下側で平滑な氷の融解量を測定して局所熱伝達率を求めた。第 26 図は風速 9.0 m/s の時の局所熱伝達率と吹き上げ点からの距離の関係である。

実際に用いたミゾは α が 0° から 45° まで連続的に変化しているものを用いた。

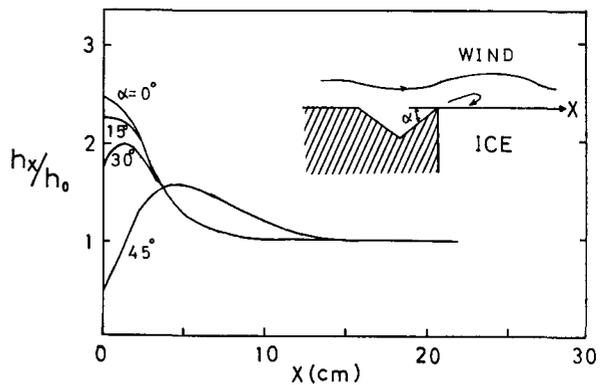
この結果によれば、 α が大きい程、吹き上げ点直後では局所熱伝達率 h_x は小さい、つまりこの部分は峰として

融け残ることになる。また、 $\alpha = 45^\circ$ の場合、 x が 5 cm ~ 10 cm では h_x は $\alpha = 0^\circ$ の場合より大きくなる。これは境界層が再付着するために熱伝達が盛んになるためである。この部分は波型模様の谷の部分として、窪むことになる。

$\alpha = 45^\circ$ の場合 h_x が最大となるような距離は、風速が大きい程小さくなる傾向があり、これは窪み模様の寸法が風速に反比例することと一致する。

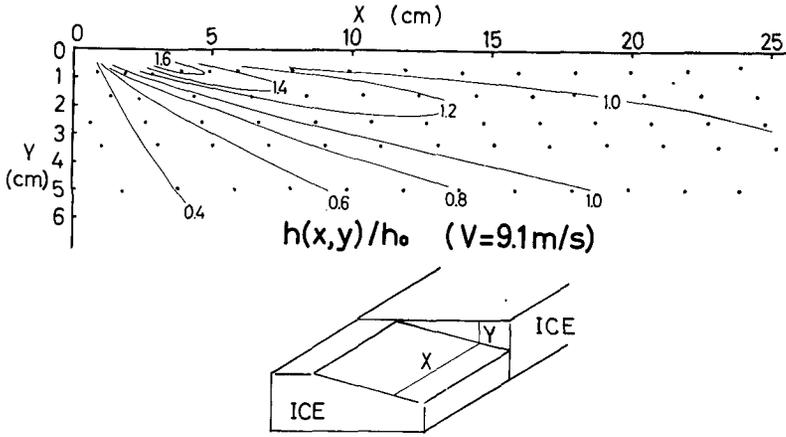
iii) しゃへいの効果

局所熱伝達率 h_x に対する峰によるしゃへい効果を調べるために、階段状に落差があるようなステップで風下側の h_x を求めた。実験は第 27 図の図中の模式図に示すように、平らな氷のブロックの風下に、斜めに傾けた測定用の氷ブロックを置き、色々な段差 Y の風下で氷の融解量を測定し、 h_x を求めた。 h_x は X, Y の関数であり、図中では段差の風上側の熱伝達率 h_0 との比 h_x/h_0 を等強度線を用いて表す。これによると、 Y/X が約 $1/7$ のところで h_x は大きくなる。一般にこのようなステップ形状では、勾配が $1/7$ のところで流れが再付着し熱伝達率も大きくなるのが伝熱工学の立場からも確かめられている。



第 26 図 吹き上げの効果

- α : 吹き上げの角度
- x : 吹き上げ点からの距離
- h_0 : x が十分に大きい所の熱伝達率
- h_x : 局所熱伝達率



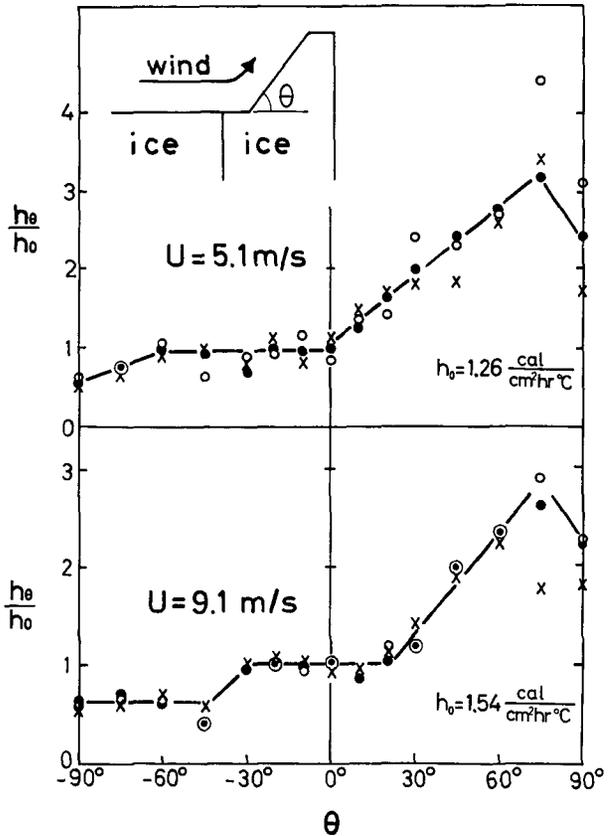
第27図 段差によるしゃへい効果

X: 段差からの距離, Y: 段差の高さ (風速 9.1 m/s)

このことは、窪み模様の大小にかかわらず直径 L と深さ H の比が一定であることを裏づける (第14図)。その比 H/L は $1/5 \sim 1/10$ であった。再付着点が窪みの最下部にあり再付着の勾配が $1/7$ 保れるとすると H/L は $1/7 \times 2 = 1/14$ であるが、この状態は最下部が最も融解速度が大きいので、さらに窪みは深くなるはずで、定常状態では実測の値 $H/L = 1/5 \sim 1/10$ になると考えられる。

iv) 表面の傾きの効果

融解面と主風向のなす角度が異なる時、その角度が局所熱伝達率に及ぼす効果を次のようにして調べた。表面が主風向に対して異なる角度をもつ幅 3 cm の氷試料を風洞内に並べて風を吹かせ、試料の表面融解量を求めることによって、局所熱伝達率 h_x の角度 θ による違いを得た。試料の風上側には、氷による長さ 30 cm の助走区間があり、測定地点は温度境界層がほぼ安定になった地点である。また、試料の間には整



第28図 融解面の傾きの効果

h_θ : 傾斜角 θ (風上を向く面を正とする) 面の熱伝達率
 h_0 : 水平 ($\theta=0^\circ$) な面の熱伝達率

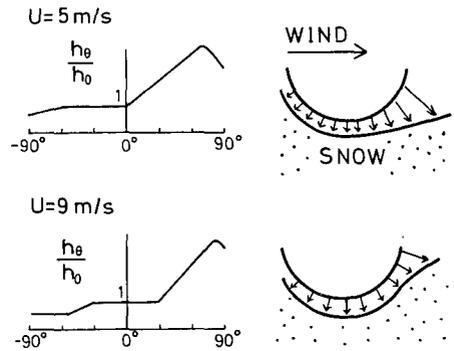
流板をはさんである。

平均風速 5.1 m/s と 9.1 m/s の場合の測定結果を第 28 図に示す。この結果によると、平均風速 5.1 m/s の場合、 θ が負の時、熱伝達率 h_θ は一定であるが、 θ が正の時 h_θ は θ と共に増大する。 θ が 90° に近い所で h_θ は小さくなっているが、これは θ が大きいと試料に気流が阻止されて空気がよどむためと思われる。

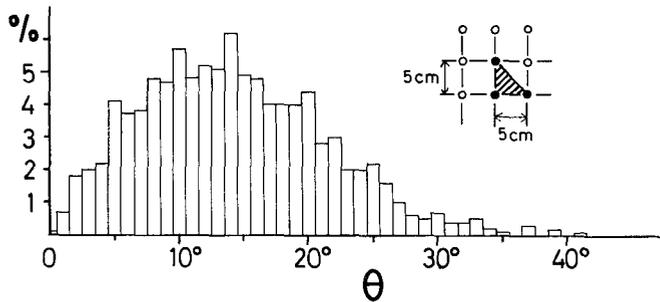
それに対して、平均風速 9.1 m/s の場合に異なるのは、 θ が正の時、 θ が 20°~30° 程度まで h_θ は一定であり、そこから先で h_θ が大きくなることである。

このことにより臨界風速の存在の説明が可能である。第 29 図はその説明を図示したものである。上の図は、風速 5.1 m/s の場合であるが、初めに半円形断面の雪面の窪みがあった時、 θ が正ならば θ が大きくなる程 h_θ は大きい、つまり風上に面した斜面は傾斜が急なほど融解速度が大きいので、断面は平坦になろうとする。それに対して臨界風速以上の風速 9.1 m/s の場合を下の図に示すが、 θ が 20°~30° 以下で h_θ は一定なので、この範囲内の傾斜の斜面では均等に融解するために断面の形は保たれることになる。

また、このことは窪み模様の斜面の最大傾斜が 20°~30° であることも意味する。第 30 図は前述の大雪山白雲岳の測定における、窪み模様発達時の測定平面内の傾斜の頻度分布図である。計算は隣り合う 3 点の格子点で定まる面について求めた。 θ が 30° 以上の傾斜は非常に少なく、前節の説明と一致する。



第 29 図 臨界風速の存在についての説明



第 30 図 雪面傾斜の頻度分布

1972 年 8 月 11 日、大雪山白雲岳東斜面の雪溪の場合。総数 1,560 個

v) 平面の熱伝達

これまで述べてきた 3 つの効果を組み合わせれば、任意の点の局所熱伝達率を求めて数値計算をすることも可能になるが、そのためには基本となる平坦な面での局所熱伝達率を知らねばならぬ。

この問題は伝熱工学の立場からは、非伝熱部分の助走区間をもった平板に沿う乱流熱伝達の問題として次のように扱われている¹⁶⁾。

今、助走区間前端を $x=0$ とし、 $x=x_0$ から伝熱を開始するとする。また、温度境界層の発達度合を表わすスポルディング関数 (Spalding function) S_p を次のように定義する。

$$S_p \equiv \frac{Nu_x}{Re_x} \sqrt{\frac{\tau_w}{Pu_\infty^2}} \quad (9)$$

但し、 $Nu_x = h_x \cdot x / \lambda$: ヌッセルト数

$Re_x = u_\infty \cdot x / \nu$: レイノルズ数

τ_w : 表面応力, ρ : 空気密度

u_∞ : 平均流風速, λ : 空気熱伝導率

ν : 動粘性係数, h_x : 局所熱伝導率

このスポルディング関数はプラントル数 P_r と無次元化した距離 $x^+ \left(\equiv \int_{x_0}^x \frac{\sqrt{\tau_w/\rho}}{\nu} dx \right)$ の関数であり、次のように表わされる。

① 伝熱開始地点 $x=x_0$ の近傍の場合: 温度境界層が層流底層内にあるとすると、次式が導びかれる。

$$S_p = 0.5383 P_r^{1/3} (x^+)^{-1/3} \quad (10)$$

$$\left(\begin{array}{l} P_r \equiv C_p \mu / \lambda \approx 0.7 \text{ (空気)} \\ C_p: \text{定圧比熱, } \mu: \text{粘性係数} \end{array} \right)$$

② 温度境界層が発達した場合: 温度境界層が層流底層以上に発達したと考えると、 $P_r = 1$ の近傍では次式が成り立つ。

$$S_p = 0.1432 (x^+)^{-1/9} \quad (11)$$

一方、円管の壁面摩擦 τ_w に関するブラジウスの実験公式から次式が導びかれる。

$$\tau_w / \rho u_\infty^2 = 0.0296 Re_x^{-0.2} \quad (12)$$

$$(Re_x = u_\infty x / \nu)$$

(12) 式により任意の点 x での x^+ が求められ、(10) 式もしくは(11) 式を用いて局所熱伝導率 h_x を求めることができる。

この理論値と、氷の融解による実測値は、② の場合にはほぼ一致するが、① の場合には実測値の方が理論値より大きい。しかし、風が助走区間を吹走する間に、速度境界層は十分発達したものと考えて、助走距離 x_0 を実際は、3.5 m だったが十分大きいと考えれば、(10) 式と(11) 式の交点である遷移点は風下方向にずれることになり、① の場合も実測値に近くなる。

このようにして半理論的、半経験的に遷移点の位置 x_c 及び局所熱伝導率 h_x が得られる。途中の計算式は繁雑であり、窪み模様の発達にとってはその関数形自体は重要ではないので、結果のみを以下に示す。

$$x_c = 83.9 u_\infty^{-0.9} \quad (13)$$

$x \geq x_c$ では

$$h_x = f(x) = 0.707 u_\infty^{0.8} x^{-1/9} \quad (14)$$

$x < x_c$ では

$$h_x = g(x) = f(x_c)(x/x_c)^{-1/3} \quad (15)$$

(但し、この場合伝熱開始点を $x=0$ とし、 x , h_x , u_∞ の単位はそれぞれ cm, cal/cm²·°C·hr, m/s である)

この理論式と実測値の比較を第31図に示す。計算式は $x=x_c$ の付近で滑らかになるような平均化操作を施こしてある。3つの異なる風速の場合に、実測値と理論値はほぼ一致している。

3. 数値実験

平面の場合の局所熱伝達率、及び表面が不整一であることによるために気流が熱伝達率に及ぼす3つの効果が明らかになったので、これらを組み合わせることによって、任意の点での局所熱伝達率を求め、短い時間刻み毎に雪面の融解量を求め、雪面に波型模様ができる様子を再現しようとした。

まず、3つの効果はそれぞれ係数の変化として表わし、次のように任意の点の局所熱伝達率を定めた。

$$\begin{aligned} h_x &= h(x, U, \alpha, r, \beta, \theta) \\ &= K_1(\alpha, U) \cdot K_2(r, \beta, U) \cdot K_3(\theta, U) \cdot h_{x_0}(x, U) \end{aligned} \quad (16)$$

ここで $h_{x_0}(X, U)$ は前節、平面の熱伝達で求めたものであり、

$$x \geq x_c \text{ で } h_{x_0} = f(x) = 0.707 u_\infty^{0.8} x^{-1/9}$$

$$x < x_c \text{ で } h_{x_0} = g(x) = f(x_c) \cdot (x/x_c)^{-1/3}$$

$$\text{但し、 } x_c = 83.9 u_\infty^{-0.9}$$

また K_1 , K_2 , K_3 はそれぞれ吹き上げの効果、しゃへい効果、雪面の傾きの効果を表わし、平坦な雪面の場合を1とする局所熱伝達率の変化率として表わされる。次式は IV-2 ii)~iv) の実験値を近似した、その経験式である。

$$K_1 = 1 + C_1 \left\{ 0.8(x_1 - l)/x_1 + \sin \pi x_1/l \right\} \quad (17)$$

$$\text{但し } C_1 = 1.59 \times 10^{-3} \cdot \alpha \cdot (23.0 - U),$$

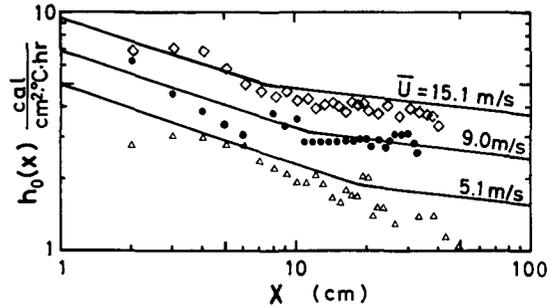
$$x_1 = x - x_s,$$

$$l = 63/U$$

$$\left(\begin{array}{l} \alpha: \text{ はく離点での吹き上げ角度} \\ x_s: \text{ 風上側で最も近いはく離点の位置} \end{array} \right)$$

$$K_2 = e^{-(\beta/52)^2} + C_2 e^{-\left(\frac{\beta - \beta_{\max}}{\beta_{\max}/2}\right)^2} \quad (18)$$

$$\text{但し } \beta_{\max} = \tan^{-1} \frac{1}{7}$$



第31図 平面の局所熱伝達率

x は伝熱開始地点からの距離。実線は風速 15.1 m/s, 9.0 m/s, 5.1 m/s の場合の計算値を示し、◇, ●, △印はそれぞれの実測値を示す

$$C_2 = \begin{cases} e^{-\left(\frac{r-r_0}{r_0/2}\right)^2} & (r \leq r_0) \\ e^{-\left(\frac{r-r_0}{4r_0}\right)^2} & (r > r_0) \end{cases}$$

$$r_0 = 18/U$$

$$\left(\begin{array}{l} r: \text{風上側で最も近い極大点 M と P の距離 (cm)} \\ \beta: \text{線分 MP と水平線のなす角} \end{array} \right)$$

但し, U の単位は m/s, 角度の単位は度である。

また, $U < 7$ (m/s) の時

$$K_3 = \begin{cases} 1.112 + 0.0056 \theta & (\theta \leq -20^\circ) \\ 1.0 & (-20^\circ < \theta \leq 0^\circ) \\ 1.0 + 0.02907 \theta & (\theta > 0^\circ) \end{cases}$$

$U \geq 7$ (m/s) の時

$$K_3 = \begin{cases} 0.60 & (\theta \leq -45^\circ) \\ 1.80 + 0.0267 \theta & (45^\circ < \theta \leq -30^\circ) \\ 1.0 & (-30^\circ - \theta \leq 20^\circ) \\ 0.305 + 0.0347 \theta & (\theta > 20^\circ) \end{cases} \quad (19)$$

(θ : P 点での傾斜)

これの式を用いて雪面融解の実験を等間隔の格子点について次のような手順で行なった。

① 時刻 t の雪面 $y(x, t)$ から, 峰となる極大点及び流れのはく離点を見つけだす。はく離の条件は, 流れに沿って見た時, 格子点における 2 次差分が初めて負になる所とした。

② ある点 P から風上側で最寄りのはく離点 S, 極大点 M を定め, S 点での傾きから α , 線分 MP から r 及び β を求める。そして P 点での傾き θ , 及び x, U から (16) 式により P 点での局所熱伝達率 h_x を求める。

③ 次式から雪面沈下量を求める。

$$Q_M = h_x \cdot (T + CAE) + Q_R$$

$$\text{但し } Q_R = \sigma \left\{ (T + 273)^4 - 273^4 \right\} \quad (20)$$

$$\left(\begin{array}{l} T: \text{気温 (}^\circ\text{C)} \\ \sigma: \text{Stephan-Boltzmann 定数} \end{array} \right)$$

$$\Delta y = Q_M \cdot \Delta t / \rho L_m \cos \theta$$

$$\left(\begin{array}{l} \rho: \text{雪の密度} \\ L_m: \text{融解熱} \end{array} \right)$$

④ すべての x にわたって次式を求め, 新しい雪面高 (下向きが正) を得る。

$$y(x, t + \Delta t) = y(x, t) + \Delta y(x)$$

また実際の計算では, この段階で細かい振幅が発散ないように時系列の場合でのハイカットフィルターに相当する平均化操作を行なった。

この計算を繰り返し行なうことによって、融解につれて雪面の変化する様子が得られた。

第 32 図にその計算結果を示す。計算条件は、格子点間距離 $\Delta x=2$ mm, 時間間隔 $\Delta t=1$ 分, 平均流風速 $U=9.0$ m/s, 気温 $T=6.0^\circ\text{C}$, 水蒸気圧 6.11 mb ($\Delta E=0$) であり, 180 分まで 20 分毎の雪面高を, (A), (B), (C), の 3 つの場合に分けて示してある。

(A) は風が障害物もない平坦な床の上を吹いてきた場合であるが, 雪面は平坦なまま融解し, 約 2 cm 程融解してから僅かに波打っている。 $x=0$ のまわりで融解量が小さいのは, シャヘイ効果のためである。

(B) は, 雪面の前端の部分に V 字型のミゾがあって, 常に, $\alpha=45^\circ$ の吹き上げがあるとした場合である。この時, まずミゾの後の部分に窪みができ, それからこの窪みが次々と後に波及して行って波型模様を形成している。また波の峰の部分は時間と共に風下方向に移動している。これらの様子は, 風洞実験の雪面を 16 mm 映画にとって観察した事実とよく一致する。

(C) は, 風は平坦な面の上を吹いてくるが, 雪に V 字型の切り込みを入れたとした場合である。この場合, この切り込みは融解につれて解消していくが, その風下ではやはり波型模様が発生している。

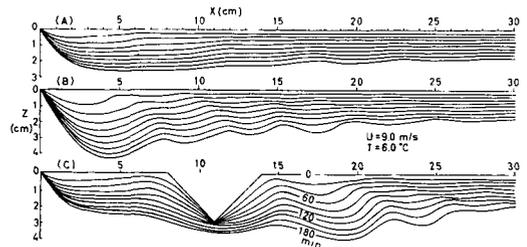
これらの数値計算の結果と実際の実験の様子を較べた時, 計算の方が波型の振幅が大きく表現されている。これは 3 つの効果のうち, 吹き上げの効果もしくはシャヘイの効果が多少過剰に与えられていた為と思われる。しかし, 波のくり返しに関して窪みが順番にできていく様子, また峰が移動する様子は実験事実をよく現わしている。前者の様子は, 大雪山白雲岳雪渓で見られたように雪渓の端ほど窪み模様が発達していた事実 (II-C, iii) とも一致する。また, この数値実験は, C の場合のように任意の形状の雪面から出発することが可能であり, この手法の利点でもある。

4. 三次元模様の発達

これまで述べてきた数値実験のモデルは二次元気流を想定した二次元模様だった。しかし自然界では, 窪み模様は三次元的であり, 窪みの平面図形は多角形をなす。また風洞実験でも, 気流の乱れを二次元的に制御するように努力を特になさなければ, やはり三次元的な丸い窪みが発達する。このことを, 表面流線の性質並びに風向変化によって説明する。

i) 表面流線

J. R. Allen¹⁷⁾ は石こうの模型により水中での表面流線を求め, 砂れんの形成と流れのはく離が関連することを見出した。一般に水中より空気中の方が流線の追跡は困難であるが流れの可視化¹⁵⁾ の一方法として液膜法により模型表面の表面流線を求め, 窪み模様の三次元化の説明を試みた。



第 32 図 窪み模様発達の数値実験

融雪による雪面低下を 20 分毎に示す。

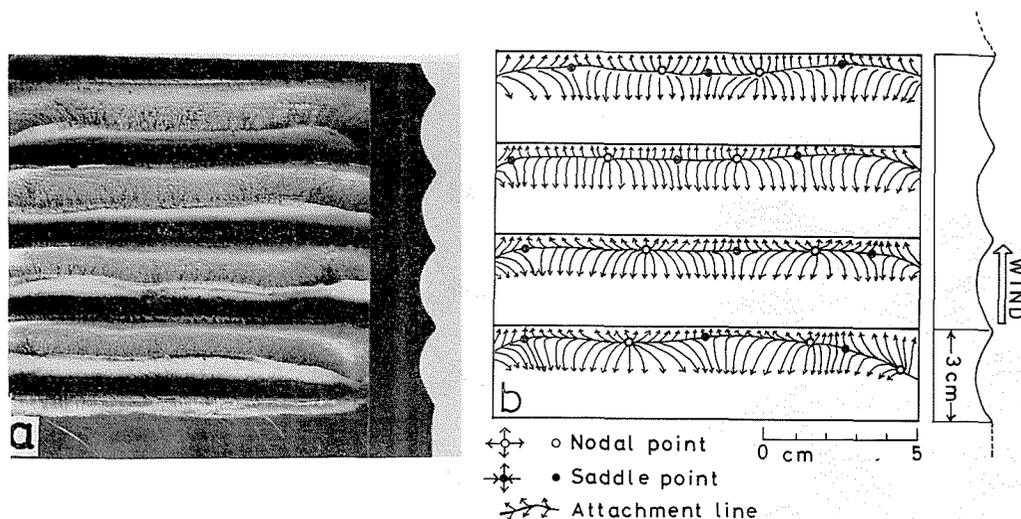
(A): 平坦な面の上を風が吹く場合

(B): 雪面の風上側に V 字型ミゾ (吹き上げ角度 45°) がある場合

(C): 雪面に V 字型の切り込みがある場合

液膜法とは、この場合には流動パラフィンにオレイン酸と二酸化チタンの白い粉を混ぜた液を物体表面に塗って風を吹かせると、表面シア応力の為に液が流れて白い筋ができ、その筋によって表面流線を求める方法である。

波型模様の模型を粘土で作し、液膜法によりその表面流線を求めた。第33図(a)は実験の様子、(b)は表面流線図である。写真では再付着線が白く帯状に見える。この部分はIV-2-iii)で示された通り、峰からの勾配が約1/7の部分である。再付着線から両側に流れ出す流線は必ずしも平行ではなく、再付着線上に沿って見た時、流れが湧き出している点：湧き出し点(nodal point)と取れんしている点：鞍点(saddle point)が交互に存在している。

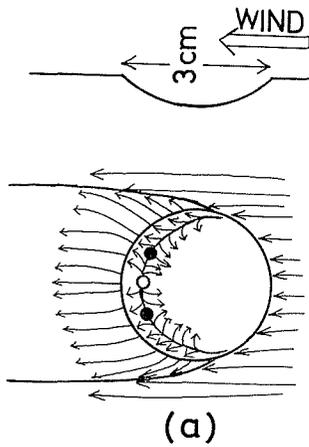


第33図 波型模様の模型の表面流線

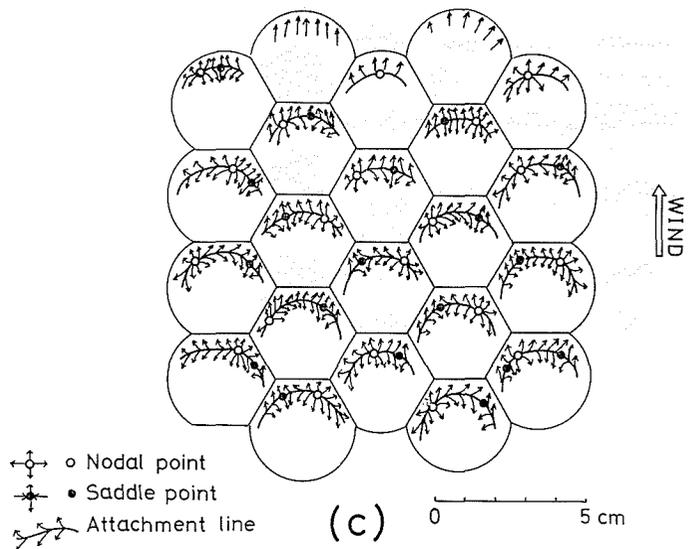
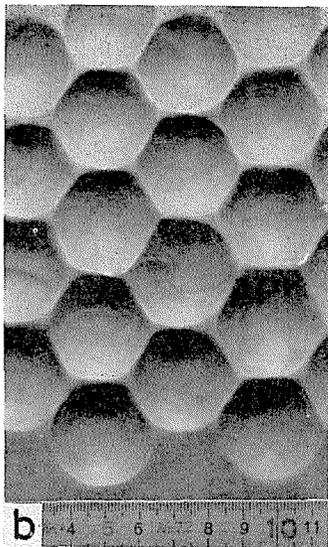
- (a) 模型を上から見た写真。右の形は模型の断面を表わす。風向は下から上、風速9.0 m/s。斜面で白く帯状に見える部分が再付着線。谷で白い部分は液が流下して溜ったもの
- (b) 表面流線図

このことは主風向と平行な回転軸をもった渦の存在を意味し、このような渦を、Taylor-Görtler vortex¹⁸⁾という。一般に、主風向に直角方向に軸をもつはく離泡は風速が大きい程不安定となりより波長(主風向と直角方向)の短いTaylor-Görtler vortexが発生することが知られている。風洞実験でも風速15 m/sでは波型模様とはならず窪みは円形になった。湧き出し点では鞍点よりも熱伝達量が多く、融解量が大きいとすれば波型模様は崩れて窪みは円型になろうとすることになる。自然界では波型模様ではなく、主として貝がら状の窪み模様が見られるのは、流れが3次元流であることおよび波型模様のこのような不安定性のためと考えられる。

次に初めに円形の窪みがあったとすると、まわりにどのような影響を及ぼすかを調べたのが第34図(a)である。直径3 cmの円形の窪みの内部でやはり再付着が起きている。その風下側で周りに吹き出す時に、円周の直角方向に吹き出す傾向があり、周囲の気流とぶつかりあって窪みの両側の風下方向に取れん線を作り上げている。すなわち、このような窪みがあると風



第34図 (a) 円型窪みの表面流線図 (風速 9.4 m/s)
 (b) 連続した窪みの模様
 (c) 連続した窪みの表面流線図 (風速 9.4 m/s)



下側では横方向の乱れを生じ、次々と三次元的な模様を発生していくと思われる。

また、このことは今の円型の窪みを連続させた模様についても言える。第34図(b)はその模様の写真、(c)はその模様の場合の表面流線の図である。湧き出し点の位置が、窪みごとに変化しており、風下側に徐々に流れが影響しあっているのがわかる。

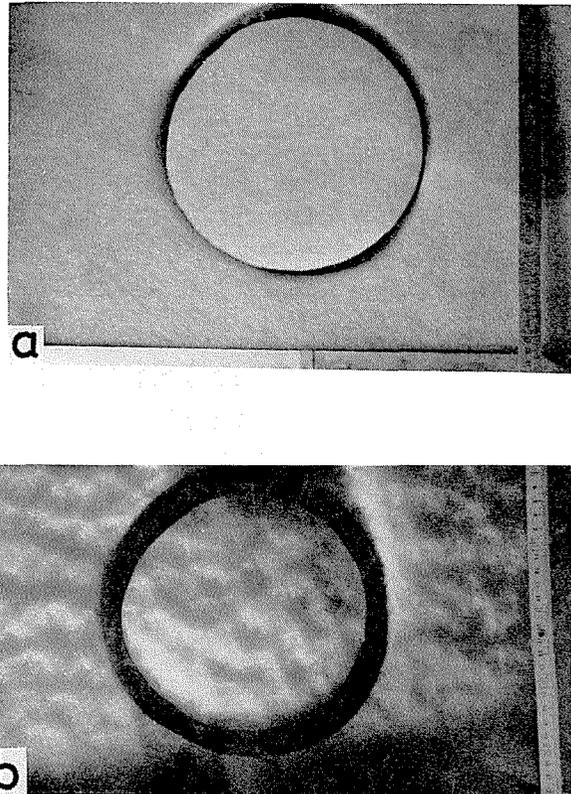
このように三次元模様になると流れも三次元的になって、雪面の融解がどのように進むかの予測は非常に困難であるが、1つの円型の窪みから融解が始まる時、上述の表面流線実験から、窪みの風下側には波型模様ではなく円型に近い窪み模様ができると考えられる。野外の雪面ではこのように考える方が自然である。

ii) 風向変化

自然の風は風速も風向も決して一定ではない。風向が常に変化しているとすれば、融解過程の積み重ねである窪み模様は波型にはなりにくいことになる。

このことを確かめる為に次のような実験を行なった。雪の試料を直径 20 cm の円板状にく

りぬいて中の円板の部分は回転するようにしておき、この回転部分をモーターにより、主風向に対して $\pm 45^\circ$ の角度で周期30秒の首振り運動をさせた。風洞内で、この上を風を吹かせて雪を融解させるのであるが、円板部分にとっては相対的に風向が変化しているのと同じことである。また風上部分には波型模様ができやすいようにV字型のミゾを雪面と同じ高さに置いてある。第35図は実験前及び実験開始後40分後($\bar{U}=8.0$ m/s, $T=12.0^\circ\text{C}$, $e_w=11.5$ mb)の写真である。周囲の部分には波型模様が卓越しているのに対し、回転部分には円形の窪みができている。これは相対的な風向変化の為である。回転部分と周囲のすきまが広がったが、このすきまに入りこんだ風の為だとすると、周囲にも影響するはずであり、それが見られないので、やはり風向変化の為としてよい。このようにして風向変化によっても三次元模様が発達することが示された。



第35図 首振り回転をする雪面の融解

(a) 実験前, (b) 45分後。円形の部分が周期30 sec, 角度 $\pm 45^\circ$ の首振り回転運動をする。風速8.0 m/s, 気温 12.0°C , 水蒸気圧11.5 mb

V. 結 語

窪み模様について、これまで述べてきた野外観測および実験の結果をまとめると次のようになる。

- 1) 窪み模様はある臨界風速以上の時に発達する。この臨界風速は平均流の気温・水蒸気圧によらず、風洞の場合7 m/s前後であり、野外で4~5 m/s前後である。この臨界風速を摩擦速度に直した時、風洞実験では約0.5 m/s, 野外では約0.2 m/sで野外の値は小さい。
- 2) 風洞実験では、窪み模様の寸法 L は、風速に反比例する。また風速として摩擦速度 u_* を用いると、野外での直径も実験の延長上にあり、レイノルズ数 $Re=u_*L/\nu$ が一定(10^3 程度)の関係がある。
- 3) 日射は窪み模様の発達には関係がないが、衰退期に雪面のゴミと相まって窪み模様の形状を変化する役割をする。
- 4) 窪み模様の直径と深さの比はほぼ一定で1/5~1/10の間にある。
- 5) 峰の部分のゴミは、ゴミが雪面の法線方向に移動する為に集中することによるという

F. K. Bal の説明が適当であることを確かめた。

6) 窪み模様の発達機構については、人工的なミゾの風下側の雪面に順次波型模様ができていく実験事実などにより、境界層のはく離による局所融解速度の変化によると考え、流れの峰の部分での吹き上げの効果、峰によるしゃへいの効果融解面の傾きの効果の3つの要素に分解して考えた。それぞれの要素についての実験結果から、窪みが繰り返すこと、窪み模様の直径と深さの比がほぼ一定であること、臨界風速が存在することが説明できた。また風速と窪み模様の寸法が反比例することも定性的に説明できた。

7) 上述の3つの効果を組み合わせることによって二次元の場合の数値実験を行ない、ミゾの風下側で窪みができていく様子を示すことができた。

8) 二次元模様は波型模様の場合には不安定であること、及び風向変化によっても二次元模様は容易に三次元模様になることを実験で示した。これらから自然界に見られる模様は通常では三次元的であることが説明される。

謝 辞

観測及び実験に際して、国鉄鉄道技術研究所藤井俊茂氏、北海道大学低温科学研究所成瀬廉二助手、油川英明助手他気象学部門、融雪科学部門、応用物理学部門の方々に御協力を頂いた。

北海道大学工学部福迫尚一郎教授、木谷勝助教授には伝熱学及び流体力学の理論に関して適切な助言を頂いた。

低温科学研究所小林大二助教授、前野紀一助教授からは有益な示唆を頂いた。若浜五郎教授には観測及び実験の際に大変お世話になった。小島賢治教授からは常に適切な助言を頂いた。石田完教授には、終始御指導と御助力を頂いた。ここに記して深く感謝いたします。

文 献

- 1) Feldman, S. 1960 On the instability theory of the melted surface of an ablating body when entering the atmosphere. *J. Fluid Mechanics*, **6**, 131-155.
- 2) Blumberg, P. N. and Curl, R. L. 1974 Experimental and theoretical studies of dissolution roughness. *J. Fluid Mechanics*, **65**, 735-751.
- 3) Bagnold, R. A. 1941 *The Physics of Brown Sand and Desert Dunes*. Methuen Co., London, 265 pp.
- 4) Sharp, R. P. 1963 Wind ripples. *J. Geol.* **71**, 617-636.
- 5) Wilson, I. G. 1972 Aeolian bedforms—their development and origins. *Sedimentology*, **19**, 173-210.
- 6) Cornish, V. 1913 *Waves on Sand and Snow*. T. Fisher Unwin, London, 383 pp.
- 7) Richardson, W. E. 1954 Dirt polygons. *Weather*, **9**, 117-121.
- 8) Ashwell, I. Y. and Hannel, F. G. 1966 Experiments on a snowpatch in the mountains of Sweden. *J. Glaciol.* **6**, 135-144.
- 9) Jahn, A. and Klaper, M. 1968 On the origin of ablation hollows (polygons) on snow. *J. Glaciol.*, **7**, 299-312.
- 10) 高橋修平・藤井俊茂・石田 完 1973 雪面の亀甲模様の発生及び発達. 低温科学, 物理篇, **31**, 191-207.

- 11) Ball, F. K. 1954 Dirt polygons on snow. *Weather*, **9**, 322-323.
- 12) 成瀬廉二ほか 1976 北見山地ウエンシリ岳の雪渓調査 (1976年). 低温科学, 物理篇, **34**, 147-162.
- 13) Frost, W. and Maus, J. R. 1974 A boundary-layer analysis of atmospheric motion over a semi-elliptical surface obstruction. *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 165-184.
- 14) Gent, P. R. and Taylor, P. A. 1976 A numerical model of the air flow above water waves. *J. Fluid Mechanics*, **77**, 105-128.
- 15) 浅沼 強 1977 流れの可視化ハンドブック. 朝倉書店, 377 pp.
- 16) 甲藤好郎 1964 伝熱概論. 養賢堂, 453 pp.
- 17) Allen, J. R. L. 1963 Current Ripples. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 433 pp.
- 18) Smith, A. M. O. 1955 On the growth of Taylor-Görtler vortices along highly concave walls. *Quart. Appl. Math.*, **13**, 233-262.

Summary

A number of polygonal hollows, which are shown in Figs. 1-a and b and often called "ablation hollows", are frequently found on a melting snow surface of perennial snow-patches in mountainous regions in summer. The formation mechanism of these ablation hollows was studied by field observations, wind-tunnel experiments and numerical simulations.

1) Field observations

Observations of ablation hollows were made on a snow surface at an elevation of 1,900 m in Mts. Taisetsu, Hokkaido. Lowering of the snow surface was measured once a day at 40×41 lattice points in a rectangular test area 195×200 cm², whereby the appearance of ablation hollows could be expressed fairly well by the frequency distribution of sharpness and two-dimensional power spectrum of the snow surface. Comparing various meteorological conditions with each other, it was suggested that ablation hollows were formed only when the wind velocity exceeded the critical value around 4~5 m/s. This conclusion was confirmed by observations in other regions than Mts. Taisetsu.

2) Wind-tunnel experiments

Ablation hollows were formed on a snow surface in a wind-tunnel with a working cross section of 50 cm \times 50 cm (Figs. 10). Ablation hollows developed in the wind-tunnel, when the velocity of the mean flow exceeded the critical value of about 7 m/s, irrespectively of air temperature and vapour pressure (Figs. 13). This critical velocity corresponds to a friction velocity of about 0.5 m/s, whereas the value found in the field observations (4~5 m/s) corresponds to a friction velocity of 0.2 m/s. This means that ablation hollows can develop more easily in natural conditions. Though the artificial ablation hollows were generally smaller than natural ones, the ratios of depth to diameter were almost the same, ranging from 1/5 to 1/10 (Fig. 14). The sizes of ablation hollows were inversely proportional to wind velocities (Fig. 15), while the Reynolds number, $R_e = \frac{UL}{\nu}$, calculated by using a friction velocity and the diameter of a hollow was about 10^3 .

Along ridges of ablation hollows many particles were found. According to Ball (1954), the concentration is caused by the movement of dirt particles normal to the surface of melting snow, which was confirmed by the present field observations and the experiments of movement of sand particles on a melting roof-shaped snow block (Figs. 18).

In order to make clear the growth mechanism of a ablation hollows, spectrum analyses were made of wind velocity obtained with a hot-wire anemometer as well as carrying on

measurements of two-dimensional distribution of wind velocity. It was found out that diameters of ablation hollows did not depend on eddy sizes, and that the possible standing wave of air flow over the snow surface was not the origin of ablation hollows.

On the other hand, ablation patterns of the snow surface in the wind-tunnel experiments were noted to become wavy with transversal crest lines perpendicular to the wind direction. It was also found out that the temperature of air over the developing wavy patterns was lower at their crests (Fig. 23). It was concluded that this temperature decrease, which can be explained as having been caused by the separation of a boundary layer, has a significant role in the development of ablation hollows.

3) Possible mechanism of development of ablation hollows

Ablation hollows are considered to develop as a result of the difference in local heat transfer coefficients. An initial hollow on a snow surface causes the separation of a boundary layer; hence the local heat transfer coefficient, h_x , decreases just behind the separation point and increases at the reattachment point, that is, the point where the separated boundary layer attaches again. As the melting rate is proportional to h_x , the difference of h_x causes a new hollow at the lee side, and this hollow gives rise to the next one.

The local heat transfer coefficient was assumed to depend on (a) angle of wind lifting (Fig. 26), (b) degree of shading (Fig. 27) and (c) inclination angle of the snow surface (Fig. 28). Experimental results of the dependence of h_x on the three foregoing factors could explain reasonably the formation of successive hollows, the existence of the critical wind velocity, and the almost constant ratio of depth to diameter of ablation hollows. Numerical simulations of two-dimensional development of ablation hollows were made by combining these three factors and the local heat transfer coefficient in the case of a plain in a turbulent flow (Fig. 32).

Most natural ablation hollows are not wavy but of the scallop shape. This difference can be explained by assuming the existence of Taylor-Görtler vortices and fluctuations in wind direction in natural conditions. This assumption was confirmed experimentally.