



Title	氷の塑性変形について V : 多結晶氷の塑性変形
Author(s)	若浜, 五郎; WAKAHAMA, Gorow
Citation	低温科学. 物理篇, 22, 1-24
Issue Date	1964-03-25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18005
Type	departmental bulletin paper
File Information	22_p1-24.pdf



氷の塑性変形について V*

多結晶氷の塑性変形

若 浜 五 郎

(低温科学研究所 応用物理学部門)

(昭和38年12月受理)

I. ま え が き

氷の柱に一定荷重を加えて匍匐曲線を求め、氷の塑性変形に関する法則を求める実験、あるいは、氷を曲げたり捩ったりした実験は、従来も数多くある。しかし、一定の歪速度で氷を圧縮(伸張)した実験や、氷の変形過程を直接観察した例はあまりないようである。筆者はさきに、厚さ1 mm ていどの単結晶氷の薄板を一定の歪速度で圧縮または伸張し、変形中に氷におこるいろいろな物理的変化を偏光顕微鏡の下で観察し、それに基づいて、氷の変形に関する簡単な議論をおこなった(報告 I~IV¹⁾)。それと相前後して、同様な実験を多結晶氷についても行なった。

多結晶氷は、いろいろな結晶主軸方向をもった小さな単結晶氷の粒の集合体である。ひとつの結晶粒の辺り面の両端は、通常、となりあう結晶粒と接しているので、底面辺りだけによって自由に變形することはできない。隣接する結晶粒が、互に他の辺りを妨害するからである。このため、多結晶氷の変形には、一般に、組織の複雑な変化をともなう。その主なものは、結晶粒界での辺り、結晶粒界の移動、結晶粒界の剝離、屈折面の形成、再結晶、内部破壊などである。本報告では、これらのうちのいくつかについての観察結果を順次のべ、同時に、多結晶氷の変形について、転位論的な解釈をもこころみる予定である。

II. 氷の試料, 実験の方法

1. 氷の試料

変形の途中の各段階で氷の結晶に生ずる微細な変化を顕微鏡の下で直接観察するために、試料はすべて0.6~1.0 mmの厚さの薄板にした。使用した薄板は、主として市販の氷から切り出したが、大きなつららや人工的に作った非常に微小な結晶粒からなる多結晶氷も用いた。市販氷の結晶粒は、一辺の長さが数 mmの五角あるいは六角の断面をもち、長さが数 cmの細長い単結晶の柱で、ほぼ同方向に並んでいた。各結晶粒の結晶主軸(c軸)は、柱の軸に垂直な横断面あるいはそれに近い面内に含まれていることが多かった。薄板は、単結晶の柱の軸に直角に切り出した。こうすれば、薄板に含まれる結晶粒のc軸が、薄板の面に平行か、それに近い

* 北海道大学低温科学研究所業績 第659号

ことになる。

圧縮試験に用いた薄板の大きさは、大部分が2~3 cm角のものであった。薄板を作るときの細かい注意事項は、報告Iの第II節にのべた通りである。

2. 実験装置

このようにして作った氷の薄板を一定速度で圧縮または伸張する装置は、筆者が積雪薄片を圧縮した際に用いたものと原理は全く同じである（積雪薄片の圧縮に関する論文II, 1960, 第1図参照²⁾）。ただ、モーターの回転を減速するためのベルトを歯車にかえ、また、減速比を簡単に切りかえられるように減速機構を改造した。装置全体を温度が $-10^{\circ}\sim-15^{\circ}\text{C}$ の低温実験室内におかれた恒温箱内に入れ、顕微鏡写真撮影その他一切の実験操作は、恒温箱の外からできるように工夫した。この報告でのべる実験は、 -4°C および -10°C の温度下でおこなった。

III. 多結晶氷の変形の例

前節でのべた実験装置を用いて、多結晶氷の薄板を圧縮すると、氷の組織に生じた種々の変化を顕微鏡の下で直接見ることができる。その変化のおもなものは、底面送り、結晶粒界での送り、結晶粒界の移動、結晶粒界の剝離、屈折面の形成、再結晶、局所破壊などである。これらの変化のすべては、筆者が積雪の薄片を圧縮した際に、積雪組織中に見いだされており、すでに報告した通りである²⁾。しかし、積雪とふつうの水とは、組織や構造がちがうので、一見同じように見える変化でも、くわしく調べると、かなりちがった現象であることに気づく。積雪も、小さな単結晶氷の粒が互に連結した網目組織のもので、多結晶氷の一種であるにはちがいない。ただ、積雪は、その内部に空隙が非常に多い点で、ふつうの多結晶氷とちがっている。たとえば、密度が 0.45 g/cm^3 の「しまりゆき」の空隙率は50%である。事実、積雪の組織を顕微鏡的に調べると、1個1個の水の粒子の周囲は、大部分が自由空間である。また、積雪中に含まれる結晶粒界は、一般に、ふたつの粒子の結合部に存在し、粒界面の周辺は自由表面である。このような粒界を「単独粒界」とよぶことにしよう。これに反し、池の水や市販の水など、ふつうの多結晶氷の空隙率は、ほとんど0であるから、積雪におけるような単独粒界は存在しない。薄板状の多結晶氷では、一般に、三つの粒界が一カ所に集まって、「三叉粒界」とでもいうべき粒界の交点を形成している。このため、多結晶氷の各結晶粒は、積雪粒子にくらべて、変形に対する自由度が低い。このような組織の相違が、両者の変形に際しておこる物理的変化の様相に影響を与えるのは当然なことであろう。また、多結晶氷でも、ごく少数の比較的大きな結晶粒からなるものと、多数の微細な結晶粒からなるものとは、変形のようにちがう。ひとつの試料に含まれる単位体積当りの結晶粒の数が少ないほど、一般に、変形の自由度は大きく、その数の多い氷ほど自由度が小さいからである。

次に、薄板状の多結晶氷をゆっくり圧縮したとき氷体におこる変化を、实例によって説明しよう。

1. 少数の結晶粒からなる多結晶氷の変形

図版 I-1 は、厚さが 0.7 mm、大きさが 7 mm 角くらいの、市販氷から切りだした氷の薄板の写真である(十字ポラロイドと 1/4 波長板とを併用して撮影した)。写真にみられるように、この薄板は 5 個の結晶粒 A, B, C, D, E からなり、各結晶粒の結晶主軸 (c 軸) は、ほぼ薄板の面内にあった。この薄板を、 -10°C の温度下で、写真の左右の方向から約 9%/hr の一定の歪速度で、歪が 14% に達するまで圧縮し、約一昼夜放置したのちにとった写真が図版 I-2 である(これは十字ポラロイドの下でとった)。これら 2 枚の写真をくらべてみると、氷体内にいろいろな変化のおこったことがわかる。結晶粒のいくつかに新しい粒界が発生し、結晶粒が 2~3 個の部分にわかれたのが顕著な変化である。たとえば、図版 I-1 の結晶粒 A 内は、ふたつの粒界 O_1S_1 , S_1S_2 が生じたため、図版 I-2 では 3 個の部分 A_1 , A_2 , A_3 にわかれた。また、結晶粒 B には、粒界 T_1T_2 , U_1U_2 ができて、B は 3 個の部分 B_1 , B_2 , B_3 にわかれた。偏光顕微鏡で調べると、あらたに発生した粒界はいずれも、各結晶粒の底面 (0001) にはほぼ垂直で、粒界 T_1T_2 , U_1U_2 を境にして結晶方位が十度前後のくいちがいをおこしたことがわかる。この新たに発生した粒界は、粒界といっても、はじめからあるふつうの結晶粒界とはちがう。隣接する結晶格子をほぼ対称的に分割する不連続面で、「対称境界 (tilt boundary)」とよばれ、上下にならんだ刃状転位の壁として説明されている。この結晶方位の不連続面は、また屈折面 (bend plane) とよばれ、六方晶物質におこる特徴的な現象である。

屈折面の形成のほかに目立つ変化として、結晶粒 A, B 間の粒界 \overline{OP} にそって生じた三角形の空隙 $O_1O_2T_1$ がある。これは、粒界 \overline{OP} の一部 $\overline{OT_1}$ で粒界が剝離した結果生じたものである。

氷体におこった底面迂りによる迂り線は、結晶粒 C の上方にみられる。そのほか、結晶粒 C の、結晶粒 A, B に対して張る角、 $\angle ROQ$ が、圧縮後に約 23° 増大したこと、いくつかの結晶粒の結晶主軸方向が薄板の面内で多少回転したことなどがわかる。

以上あげた底面迂り、結晶軸の回転、粒界の剝離による空隙の発生、屈折面の形成などの諸変化は、いずれも互に関連しておこったことで、独立に生じたのではない。次節 IV には、これらの諸変化がどのように関連しながらおこったかをのべる予定である。

2. 多数の結晶粒からなる多結晶氷の変形

図版 II-1 は、厚さが 0.7 mm、大きさが 2.0 cm 角くらいの矩形薄板状試料の一部で、大きなつららから切りだしたものである(十字ポラロイド板使用)。この薄板には、総計約 300 個の結晶粒が含まれており、周縁部をのぞき、各結晶粒に加わる束縛の度合は、図版 I の薄板氷よりも大きいと考えられる。この薄板氷を -10°C の温度下で、写真の左右の方向から約 3%/hr の一定の歪速度で、歪が約 0.15 になるまで圧縮したのちにとった同一部分の写真を II-2 に示した。II-2 に A, B, C, …… と印した部分は、変形前の II-1 に A, B, C, …… と記した結晶粒にそれぞれ対応する。C, D, R, S, T の結晶粒のように、変形前の形や相対位置を保っているものもあるが、A, G, H, J, L などは単独な結晶粒とはよばれないほどにひどく変形してしまった。とくに、結晶粒 A, G, H およびその周辺部は変形がはげしい。結晶粒 L, M,

N, P, W, Y の近辺は粒界移動がおこって、変形後、L を中心として、ひとつの大きな結晶粒にかわってしまった。ただし、結晶粒 L, M 間; L, N 間; L, Y 間などの粒界は変形後の II-2 でも痕跡がのこっていて、変形前の粒界の位置がわかる。結晶粒 A, B, I, K, Q, V などには再結晶がおこり、その近辺の歪エネルギーを解消しつつ、組織の再配列が行なわれた形跡もみえる。

底面 $\bar{1}$ りによる $\bar{1}$ り線は、結晶粒 C, T, V などにみられるが、そのほかの変化に比べると、あまり顕著ではない。結晶粒 V の左にある粒界の交点 α 付近では内部破壊がおこり、II-2 にみられるような空隙が生じた。

図版 I-2 と II-2 とをくらべると、ほぼ同一の歪を与えたのにも拘わらず、これらふたつの氷体におこった変化のようすがかなり違うことがわかる。前者の変化がわりあい単純なのにくらべて、後者の変化は複雑である。これは主として、図版 II のばあいでは組織の崩壊、再結晶、粒界移動が氷体のいたるところでおこった結果である。図版 I の結晶粒 A, B, C などのように、結晶底面の一端が自由表面になっているばあいには、結晶粒内部で発生した転位が自由表面から散逸できるため、自由な $\bar{1}$ り変形をおこしやすい。それに反して図版 II の薄板に含まれる大部分の結晶粒は、周縁が隣接の結晶粒に接しているため、 $\bar{1}$ り変形が束縛され、粒界の近くでは転位の堆積がおこり、とくに歪エネルギーが高くなる。それで、その部分で再結晶や歪粒界移動がおこる。

IV. 変形する多結晶氷体におこる組織の変化

前節でのべたように、変形する多結晶氷体におこる諸変化は、それぞれが独立におこるのではなくて、互に密接に関連しながらおこる。それゆえ、これらの変化をひとつひとつ独立にとりあげて説明するのは、元来、適切でない。それにも拘わらず、以下に代表的な変化のいくつかを別々にとりあげて説明するが、これはあくまでも説明の便宜のためである。

1. 結晶主軸の回転を伴う $\bar{1}$ り変形

図版 I に示した薄板状氷の結晶粒 C に着目して、結晶主軸の回転を伴う $\bar{1}$ り変形について説明しよう。

この薄板を構成する主な結晶粒 A, B, C, D の各結晶主軸は、ほぼ薄板の面内に含まれていた。黒い矢で、各結晶粒の結晶主軸方向を示した (以後、結晶 A, B, …… の主軸を、 c_A , c_B , …… で表わす)。結晶粒 A の主軸 c_A は、圧縮方向とほぼ直角なので、A の底面は圧縮方向に平行に近い。従って、圧縮に際して、A の底面には剪断応力が生じないので、A は底面 $\bar{1}$ りによる変形をおこしえない。一方、結晶粒 B, C の主軸 c_B , c_C は、圧縮方向に対して、それぞれ 60° および 52° 傾いているので、それらの底面にそって結晶方位に応じた剪断応力が生じ、かつ、底面の一端が自由端なので、B, C はともに $\bar{1}$ りによる変形が可能である。事実、圧縮後の図版 I-2 の結晶粒 C の上部に $\bar{1}$ り線がみられ、また、本節第 3 項でのべるように、結晶粒 B にも $\bar{1}$ りがおこった。

この薄板の変形で顕著なことは、圧縮量が左右半分で著しく不均一におこったことであ

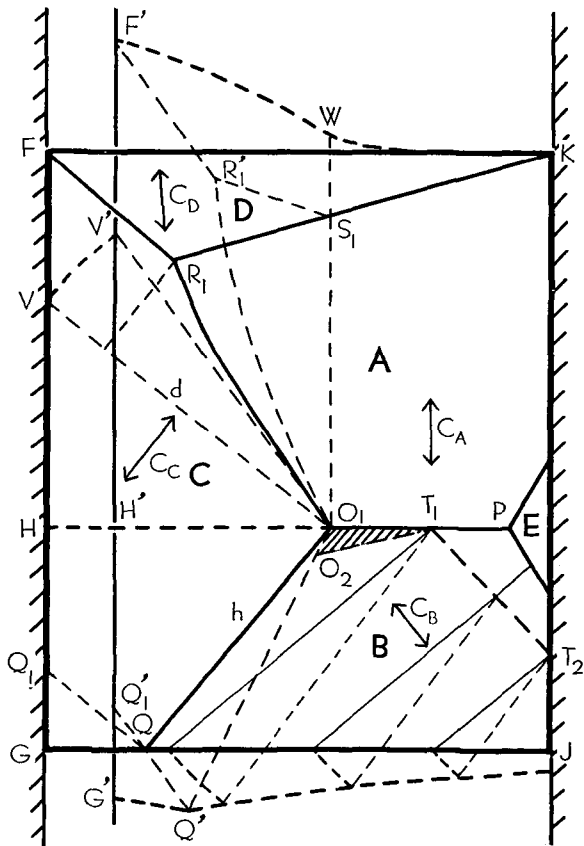
る。薄板に与えた圧縮歪は 0.14 であったが、三叉粒界の交点 O から左、結晶粒 C の占める部分の圧縮量が全圧縮量の 95% を占め、O から右の、A、B の部分ではわずか 5% にすぎなかった (C のうけた圧縮歪 ϵ_c は 0.27)。よって以後の議論では、点 O から右の部分の圧縮方向の歪は無視することにする。

圧縮の前後で結晶粒 C におこった変化を調べた結果、次の点がわかった。(i) C の結晶主軸 c_c が時計廻りに約 16° 回転した。(ii) 結晶粒 A、C 間の粒界 OR_1F の長さが約 18% のび、D、C 間の粒界 R_1F の長さはほとんど変化しなかった。(iii) C の A、B に対して張る角 $\angle QOR_1$ が約 22° 増大した。

粒界の長さが変化したり、ある結晶粒の隣接結晶粒に対して張る角が変化することは、粒界移動がおこらなくても、多結晶氷を変形させたばあいによくみられる現象である。このような変化は、結晶粒が底面迂りをおこしつつ、結晶主軸を回転することによっておこったにちがいない。ただ、これらの変化が相互に矛盾することなく、実験結果と量的にもよく合致するかどうかをたしかめなくてはならない。そこで次に作図によってこのことをたしかめてみよう。

第 1 図は、この薄板を圧縮したときの変形の様子を模式的に示した図である。図の左右の陰影をほどこした部分が圧縮板の端、その間にはさまれた矩形 $FGJK$ が圧縮前の氷の薄板、薄板内の実線で囲まれた部分 A、B、C、…… は各結晶粒を示す。各結晶粒の結晶主軸方向は、 c_A, c_B, c_C, \dots と印した矢で示してある。右の圧縮板を固定し、左の圧縮板を $\overline{F'G'}$ まで前進させて氷を圧縮したとき、この薄板がどのように変形すべきかを作図で求めてみる。結晶粒 C の変形はすべて、主軸 c_c の回転を伴った底面迂りによって行なわれたと考える。この際、結晶粒の体積は変化しないこと (非圧縮の条件)、および、各結晶底面の長さは変形に際して変らないという条件を考慮に入れなくてはならない。

第 1 図に示したように、結晶粒 C、B の粒界 $\overline{O_1Q}$ の両端 O_1, Q から C の主軸 c_c に垂線を下し、薄板



第 1 図 図版 I に示した多結晶氷の薄板 $FGJK$ を、 \overline{FG} の線から右に $\overline{F'G'}$ の線まで圧縮したとき、氷の組織におこった変化を模式的に示した図

の左端 \overline{FG} との交点をそれぞれ V, Q_1 とする。 $\overline{O_1V}, \overline{QQ_1}$ はいずれも結晶粒 C の結晶底面となる。点 O_1 から \overline{FG} に垂線 $\overline{O_1H}$ を下し、 $\overline{O_1H}$ と $\overline{F'G'}$ との交点を H' とする。点 O_1 を中心とし、 $\overline{O_1V}$ の長さ d を半径とする円をかき、 $\overline{F'G'}$ との交点を V' とする。圧縮前の底面 $\overline{O_1V}$ は、圧縮後もその長さが変わらないことから、 $\overline{O_1V'}$ にならなければならない。圧縮後の C の主軸 c_0 は底面 $\overline{O_1V'}$ に垂直だから、 $\angle VO_1V'$ が C の主軸の回転角となる。第 1 図で $\angle VO_1V'$ を測ると 16° となるが、この角度は上記 (4) で述べた実際の観測値の 16° と全く一致する。

次に、底面 $\overline{QQ_1}$ は、圧縮後も長さが不変で、かつ、 $\overline{O_1V'}$ に平行にならなければならない。また、氷の非圧縮の条件により、梯形 O_1VQ_1Q の面積は圧縮後も保存される。このことを利用すれば、底面 $\overline{QQ_1}$ が圧縮後どこに移動するかが容易に求められる。いま、底面 $\overline{QQ_1}$ の両端 Q, Q_1 が圧縮後それぞれ Q', Q'_1 に移動したとする。点 Q'_1 は $\overline{F'G'}$ 上にあり、 $\overline{Q'Q'_1} = \overline{QQ_1}$ 、 $\overline{Q'Q'_1} // \overline{O_1V'}$ 、 (面積 O_1VQ_1Q) = (面積 $O_1V'Q'_1Q'$) となるように点 Q', Q'_1 を求めればよい。梯形 O_1VQ_1Q の高さを h とする。 $\overline{O_1V'}$ からの距離が h で、かつ、 $\overline{V'O_1}$ に平行な線を引いて $\overline{F'G'}$ との交点を Q'_1 とし、 Q'_1 からその平行線上に $\overline{Q'_1Q'} = \overline{Q_1Q}$ となるように点 Q' をとる。 Q'_1, Q' が求むる点である。圧縮前の底面 $\overline{QQ_1}$ は、圧縮後、この $\overline{Q'_1Q'}$ に移動したのである。かくて、結晶粒 B, C 間の粒界 $\overline{O_1Q}$ は、圧縮後 $\overline{O_1Q'}$ になることがわかる。第 1 図によって $\angle QO_1H = 50^\circ$ が $\angle Q'O_1H = 63.5^\circ$ に増大することがわかるが、これは図版 II の写真から求めた実測値 64° と一致する。

次に、結晶粒 C の上方、梯形に近い形をした部分 O_1VFR_1 も、圧縮後どのように変形するかがすぐにきめられる。いま、近似的に O_1VFR_1 を梯形と考える。上辺 $\overline{R_1F}$ は、たまたま C の底面 $\overline{O_1V}$ に平行なので、圧縮後も長さが変らない。底辺 $\overline{O_1V}$ が $\overline{O_1V'}$ に移動することは上に述べた。梯形 O_1VFR_1 の高さは、圧縮後も保存されるはずである。それで、 $\overline{O_1V'}$ を底辺とし、梯形 O_1VFR_1 の高さにひとしい高さをもち、上辺 $\overline{R_1F}$ にひとしい上辺をもつ梯形を作図すればよい。これは極めて容易に求められ、図に $O_1VFR'_1$ で示した。この際、 \overline{FH} の長さが約 3 割増加して $\overline{F'H'}$ にならなければならないが、これも写真から求めた実測値と一致する。また、写真では、たしかに $\overline{R_1F'} = \overline{R_1F}$ となっている。 $\angle R_1O_1H$ は $\angle R'_1O_1H'$ に増加しなければならないが、これも実測値とはほぼ一致する。

結晶粒 C が、 A, B に対して張る角 $\angle R_1O_1Q = 105^\circ$ は、第 1 図からは、圧縮後 $\angle R'_1O_1Q' = 127^\circ$ になるべきであるが、これも実測値 127° に全く一致する。

以上のべたように、結晶粒 C の結晶主軸 c_0 が、薄板の面内で約 16° 、時計廻りの方向に回転しつつ底面を回りをおこしたと考えれば、結晶粒 C におこった変化のすべてを相互に矛盾なく量的にも説明できることがわかった。

結晶粒 C がこのように変形したとき、隣接する結晶粒 A, B も、 C の変形に適合しつつ変形しなければならない。たとえば、 B, C 間の粒界 \overline{OQ} が、 O を中心として反時計廻りに約 15° 回転して $\overline{OQ'}$ となったが、そのために B は、その分だけ変形しなければならない。 C が上述のような変形をおこす結果、粒界 \overline{OQ} を通して B の左端は写真の下方に向かって押される。 B, A 間の粒界 \overline{OP} で B は A に結合しているから、 B の底面は、右端を固定し、左端に重錘を吊した曲げのばあいに似た力をうける。その結果、 B の底面は上に凸に彎曲をおこし、次項 (2)

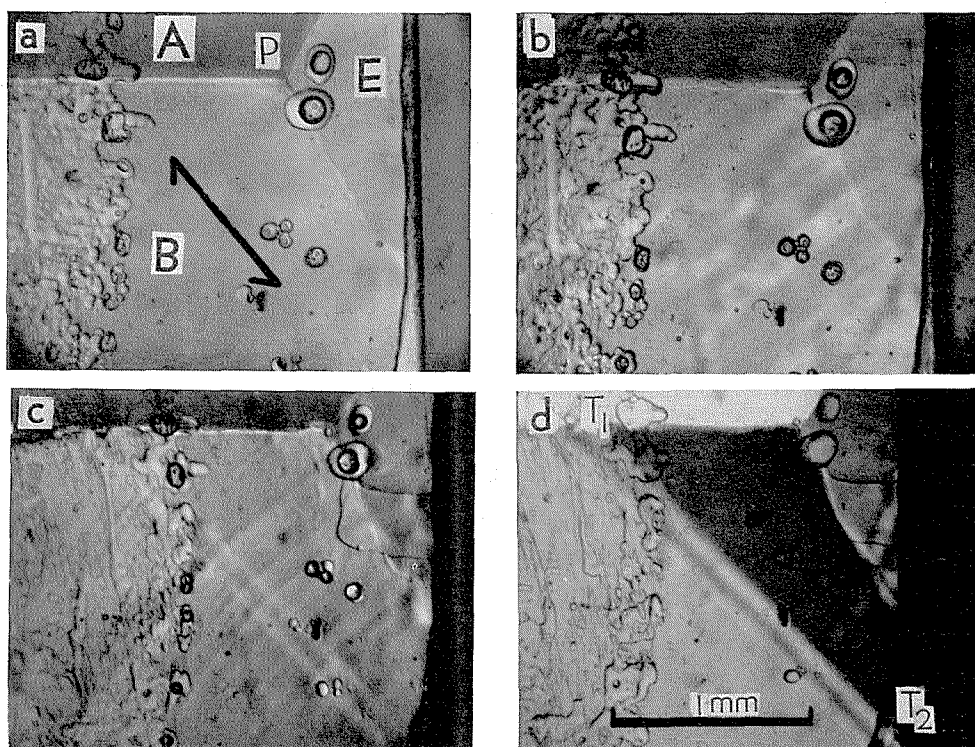
でのべるように、 $\overline{T_1T_2}$ を境にして底面が折り曲げられた。また、それに伴い、A、B間の粒界 \overline{OP} の一部 $\overline{T_1O}$ が剝離をおこし、三角形の空隙 $O_1O_2T_1$ を生じた。

結晶粒AおよびDもかなり大きな変化をおこしたのがみられる。これについては、すでに前節の(1)でのべたので、ここでは省略する。

以上のべたことからわかるように、結晶主軸の回転をともなう底面への圧縮は、多結晶氷の変形に重要な役割りを演ずる。一般に、主軸の回転は、圧縮のばあいには圧縮方向により近づくように、伸張のばあいには伸張方向から離れるような方向におこる。このことと、氷河水の選択方位組織とのあいだには密接な関係があることは容易に想像される。

2. 底面の彎曲と屈折面の形成過程

第2図にかかげた一連の写真は、多結晶氷を圧縮したとき、あるひとつの結晶粒に屈折面が形成されて行く過程を示したものである(写真はすべて偏光顕微鏡で撮影した)。図aは圧縮前の氷の薄板の一部で、これは図版Iの氷の結晶粒Bの右上方にあたる。結晶粒Bの結晶主軸(c軸)方向は薄板の面内に含まれており、図にそれを矢で示した。この薄板を、図の左右から圧縮し、薄板全体としての圧縮歪 ϵ が0.02になったときの同一部分の写真が図bである。



第2図 図版Iに示した氷の薄板を圧縮したとき、結晶粒Bにおこった結晶底面の彎曲と、屈折面の形成の過程。a; 圧縮前の結晶粒Bの一部。b; 歪 $\epsilon \sim 0.02$ のとき、底面の彎曲がみられた。c; $\epsilon \sim 0.05$ 。このころから屈折面が形成されはじめた。d; $\epsilon \sim 0.14$, 圧縮中止後一昼夜放置。b, cにみられた底面の彎曲を示すじが消滅した

結晶粒 B には、c 軸に垂直に幾条かのすじが現われた。この帯状のすじは圧縮のすすむにつれて次第に弯曲の度がまし、 $\epsilon \sim 0.05$ になるころ図 c に示すように、すでに垂直 (c 軸に平行) に 2 本の直線が見えはじめた。この直線は、その後の圧縮の進行とともに次第に明瞭となり、 $\epsilon \sim 0.14$ に達して圧縮を中断したときには (図 d)、この線を境にして、左右で偏光による着色に明瞭な差異を生じた。

圧縮中断後、この試料を -10°C のケロシンにつけて約一昼夜放置したところ、図 d にみられるように (図版 I-2 の結晶粒 B_1 , B_2 の境界)、c 軸に平行な直線 $\overline{T_1T_2}$ だけをのこして、すじ模様は完全に消失していた。新たに生じた結晶の境界 $\overline{T_1T_2}$ は、前節にのべた屈折面である。屈折面 $\overline{T_1T_2}$ をはさむ左右の結晶粒 B_1 , B_2 の結晶方位のくいちがいの角 θ を偏光顕微鏡で測定したところ、 $\theta \sim 13^{\circ}$ であった。

圧縮中に観察された底面に平行なすじは、氷の表面に形成された通常の意味の迂り線ではない。なぜなら、これらのすじは偏光下ではじめてみとめられ、通常光の下では見ることができなかったからである。また、結晶粒 B の主軸 c_B は薄板の面内に含まれていたので、B が底面迂りをおこしても、表面でくいちがいをおこし、そこに顕著な迂り線を形成することはない。このすじ模様は、結晶粒の結晶底面の弯曲に関連しておこった光弾性効果と考えられる³⁾。

ここで、第 2 図に示した底面の弯曲と屈折面の形成過程を、転位論の立場から眺めてみよう。この氷の薄板を写真の左右の方向から圧縮すると、各結晶粒の結晶の底面には、各結晶方位に応じた大きさの剪断応力が生ずる。結晶粒 B の結晶主軸 (c 軸) c_B は、圧縮方向と 60° の角をなし、また、ほぼ薄板の面内にあったので、底面は圧縮方向と 30° の角をなしている。圧縮の進行にともない、底面にそう剪断応力が増大すると、底面に含まれている転位の増殖源が活動をはじめ、次々に転位を発生する。正の刃状転位は、底面上を結晶粒 B の右上に向ってすすみ、負の刃状転位は左下に向って前進する。自由端に達した転位は、底面の端から外部に散逸する。このような過程については、報告 II に詳細に報告したので、文献 (1) を参照されたい。

結晶粒 B に含まれている底面の左端は、大部分が自由端であるが、右端は隣接する結晶に接して自由端ではない。このため、B 内に発生して B の右上方にすすむ正の刃状転位は、底面外に自由に散逸できず、B の右上の部分に堆積される。これに反し、左下に向った負の刃状転位は、比較的容易に散逸しうる。第 2 図 c の写真をとった瞬間に B の右上部 (底面の弯曲部) に存在していた正の刃状転位の総数を n_1 、負のものを n_2 とする。上にのべたことから、B の右上部では当然 $n_1 > n_2$ なることが予想され、正の刃状転位が負のものよりも $(n_1 - n_2)$ 本だけ多く存在するであろう。このことは、この部分に上に凸の底面の弯曲を生じたことによって裏づけられる。

1 本の正の刃状転位のひきおこす底面の弯曲は、1 本の負の刃状転位によって打ち消される。結晶粒 B の、第 2 図 c に示した部分には、実際には、総計 $(n_1 + n_2)$ 本の刃状転位が存在するのだが、底面の弯曲ということに関しては、 $(n_1 - n_2)$ 本の正の刃状転位だけがあるのと同等になる。次に、この過剰分の正の刃状転位の転位密度を求めてみよう。

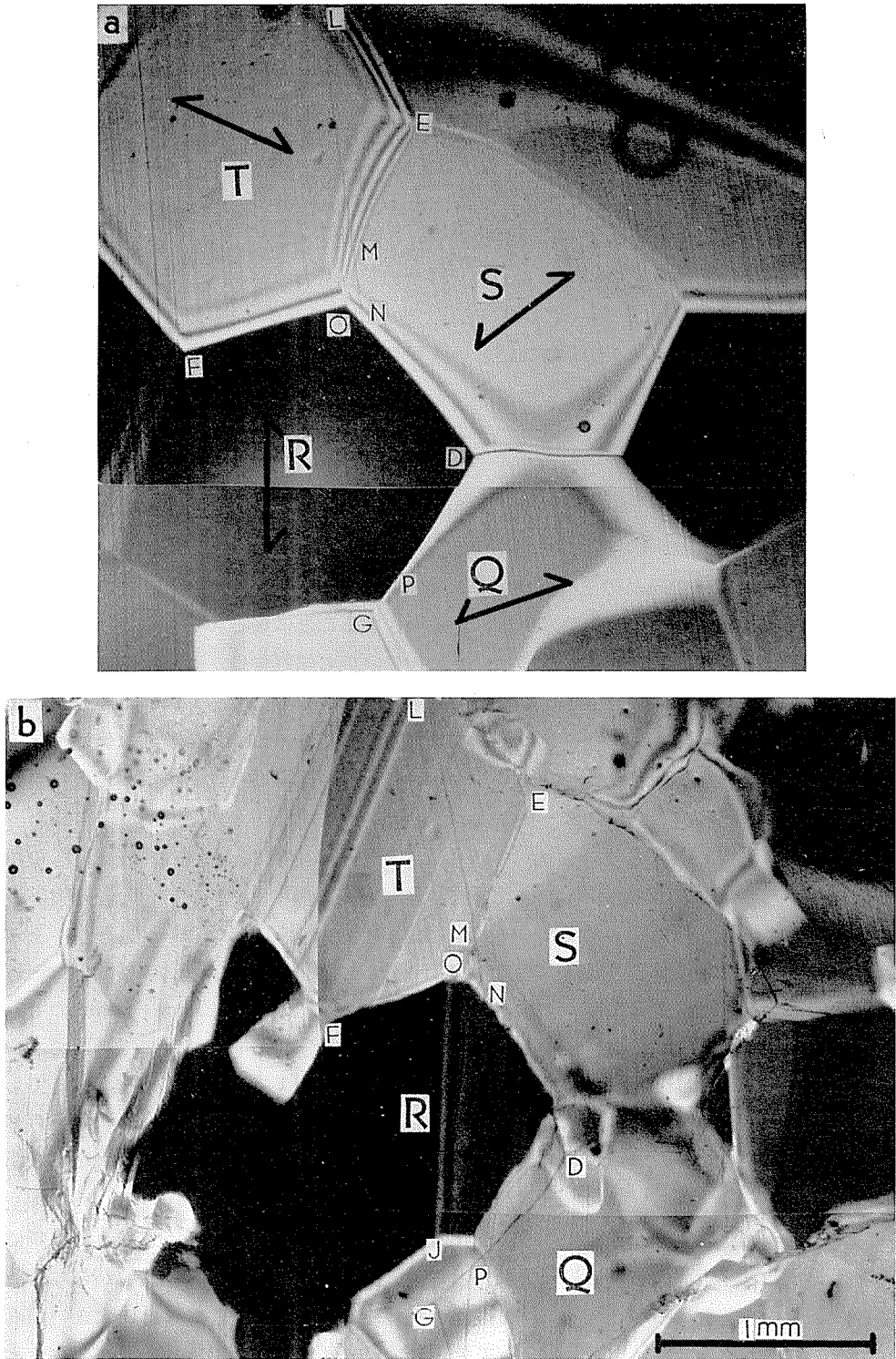
転位論でよく知られているように、同符号の転位密度が ρ なる部分に生ずる底面の弯曲の

曲率半径 r は、 $r=1/\rho b$ である⁵⁾ (b はバーガース・ベクトルの大きさ)。この関係を利用すれば、底面湾曲部での正の双状転位の過剰分の転位密度がすぐ求められる。第2図 **c** の写真から湾曲した底面の曲率半径 r として、 $r \sim 3.7 \text{ cm}$ がえられる。氷の b は、 $b \sim 4.5 \times 10^{-8} \text{ cm}$ だから、 $\rho \sim 6 \times 10^6 / \text{cm}^2$ 。これが、正の双状転位の過剰分の転位密度である。

さきに、図版 I に示した多結晶氷の薄板を圧縮中に結晶粒 B に発生した底面湾曲を示すすじは、圧縮終了後急速に消失し、湾曲部には屈折面 $\overline{T_1 T_2}$ が形成されることを示した。転位論によると、屈折面は上下にならんだ同符号の双状転位の壁である。この考えを屈折面 $\overline{T_1 T_2}$ に適用してみよう。結晶粒 B に発生した正の双状転位の過剰分は、圧縮中すでに多角形化 (ポリゴンゼーション) をおこして、同一直線 $\overline{T_1 T_2}$ 上に並んで屈折面を形成した。この過程は、氷体に蓄積された歪エネルギーを低める、いわゆる軟化の過程である。次に、屈折面 $\overline{T_1 T_2}$ にそって並んだ双状転位間の平均間隔 δ を求めてみよう。よく知られているように、対称境界をはさむふたつの結晶粒の結晶方位のくいちがいの角度を θ とすると、 δ と θ との間には、 $(b/\delta) = 2 \sin(\theta/2)$ という関係がある。ここに b は、これら双状転位のバーガース・ベクトルの大きさである。 θ の実測値は約 13° だったので、上の関係から $\delta \sim 4.4 b$ がえられる。これは、結晶粒 B の結晶主軸方向にそって、双状転位が $4.4 b$ の間隔で上下にならんでいることを意味する。 $b \sim 4.5 \text{ \AA}$ であり、また、氷の結晶の主軸方向の格子定数 c は、 $c \sim 7.6 \text{ \AA}$ だから、主軸方向にそって単位胞が約 3 個重なるごとに 1 本の双状転位が挿入されることになる。これでは屈折面ふきんの結晶格子の歪みが大きすぎて、実際には実現できないかも知れない。しかし、内部破壊がおこるほど強く変形させた氷に発生した屈折面の多数の例について、結晶方位の不連続角 θ を測定してみると、多くのばあい、 $\theta \sim 12^\circ, 13^\circ$ のていどであって、 θ が 15° をこえた例は今までに観測されなかった。これから、 $\theta \sim 13^\circ$ というのが、屈折面、すなわち、対称境界における結晶方位の不連続の極限を示すものと考えられる。

上でえられた $\delta \sim 4.4 b$ をそのまま用いると、この屈折面と薄板の面との交線 $\overline{T_1 T_2}$ の単位長さ当りに挿入している正の双状転位の数 n は、 $n = 1/\delta \sim 5 \times 10^6$ 本となる。 $\overline{T_1 T_2}$ の実際の長さは約 2 mm だから、 $\overline{T_1 T_2}$ に含まれている双状転位の実数は 1×10^6 本である。一方、上述のように、底面の湾曲部における正の双状転位の過剰分の密度は $6 \times 10^6 / \text{cm}^2$ のていどであった。底面の湾曲がおこった実際の面積は、第2図 **b, c** からわかるように、 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ のていどであったから、この部分に含まれている正の双状転位の過剰分は $1/4 \times 10^6$ 本のていどである。従って、この湾曲部分に分布していた正の双状転位の過剰分が 1 本のこらず集ったとしても、 $\theta = 13^\circ$ の屈折面を形成することはできない。これは、湾曲部近辺に存在していた過剰分以外の正の双状転位のかなり多くのものが、屈折面の形成にあずかると考えることによって説明されるであろう。

以上のべた例は、直径が 5 mm ていどの比較的大きな結晶粒が少数集ってできた試料に生じた底面の湾曲と屈折面の形成過程であった。この薄板は、わずか 5 個の結晶粒からなり、各結晶粒の周辺の一部が自由端となっているので、変形に対する自由度がわりあい大きい。直径が 1 mm ていどの小さな結晶粒が多数集ってできた試料では、全周縁が隣接する結晶粒でとり

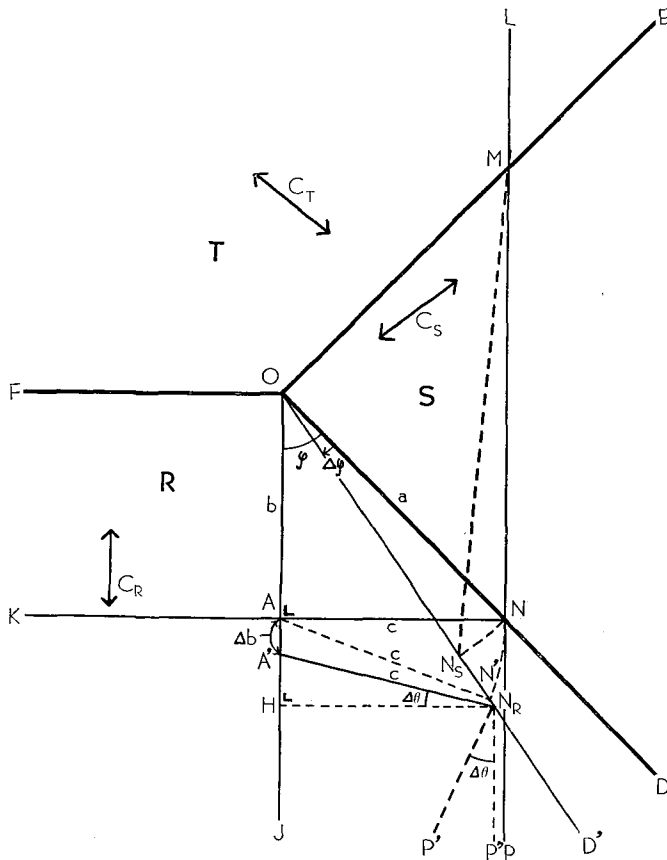


第 3 図 多結晶氷にみられた粒界迂りの例。a; 圧縮前の氷の薄板の一部。LMNP と印した直線状のすじに注目しよう。b; 薄板を写真の左右の方向に約 15% 圧縮したのちの a と同一部分の写真。a に示したすじ LMNP が、粒界 OD 上の点 N のところでくいちがいを起こし、2 本の彎曲したすじに分れたことがわかる。これは、結晶粒 R と S とが粒界 OD にそって迂りをおこした証拠である

かこまれ、両端とも自由端でない底面をもつ結晶粒が多数含まれている (図版 II-1)。このような試料では転位の堆積がおきやすく、従って、底面の湾曲や屈折面が形成されやすい。図版 II の結晶粒 R に生じた屈折面はその一例である。

屈折面が形成されるときは、結晶粒の変形を伴うので、周囲の結晶粒もそれに応じて変形しなければならない。周囲の結晶粒が変形し難い方位をもっているばあいには、何らかの形で破壊がおこらない限り屈折面は形成しえない。従って、屈折面は破壊現象に伴って形成されるばあいが非常に多い。上にのべた例では、結晶粒 A, B の粒界 \overline{OP} の一部が剝離して三角形の空隙 $O_1T_1O_2$ を生じた。 $\angle O_1T_1O_2$ は約 13° で、これは屈折面 $\overline{T_1T_2}$ における結晶方位のくいちがいの角度に丁度ひとしい。これは、屈折面 $\overline{T_1T_2}$ と、粒界 \overline{OP} における粒界剝離が相伴っておこった結果にほかならない。

また、結晶粒内で破壊が進行する際には、破壊の先端はつねに屈折面を伴っている⁴⁾。結晶粒内に「三角形破壊」が発生するときにも、つねに三枚の屈折面が形成される⁴⁾。これらの現象については、その報告でくわしくのべる予定である。



第 4 図 第 3 図 a に示した薄板の、結晶粒 R, S 間の粒界 \overline{OD} におこった粒界じりの発生機構を説明するための図

3. 結晶粒界り

塑性変形させた多結晶氷を注意深く観察すると、結晶粒界にそってりのおこったのがみとめられる。従来、氷には粒界りはおこらないといわれ、また、粒界りについての報告も見当らないようである。筆者はさきに、積雪の薄片を圧縮した際に、積雪組織中に生じた明瞭な粒界りを見出した²⁾。積雪も多結晶氷の一種であるから、この実験によっても氷に粒界りのおこることが実証されたわけである。しかし、積雪における結晶粒界は、前述の「単独粒界」であって、二結晶粒体 (bicrystal) の粒界に相当する。単独粒界のばあい、粒界面の周縁は自由表面で、四囲からの束縛が弱い。それで、隣接する二個の粒子が粒界面にそって平行に移動して粒界りをおこすことが容易にできる。これに反し、ふつうの多結晶氷の粒界は、一般に、前述の「三叉粒界」である。ひとつの結晶粒は隣接する5~6個の結晶粒でかこまれているので、積雪粒子よりも変形の自由度がずっと小さい。それにも拘らず、多数の結晶粒からなる氷の薄板のほぼ中央ふきんの結晶粒界に、粒界りが見出されたのである。

第3図に、多結晶氷の薄板を圧縮した際にみられた粒界りの例をかかげた。図aは、図版IIにかかげた薄板の一部である。結晶粒Q, R, S, Tに記入した矢は、それぞれの結晶主軸(c軸)方向を示している。各c軸はいずれも、ほぼ薄板の面内に含まれていた。結晶粒RとS, SとT, TとR, RとQとの間の粒界をそれぞれOD, OE, OF, OGとする。結晶粒R, S, Tなどの表面に、上から下に向って走る多数の細かいすじは、試料を作るときにできた匏のきずあとである。これは、氷を変形させた際に変形が目じるしとなるので、わざとそのままとしておいた。この薄板を、写真の左右方向に約15%圧縮したのちの同一部分の写真が図bである。図aにLMNPと印した顕著なすじに着目してみよう。この写真を模式化した第4図に示したように、圧縮前には直線だったのが、圧縮後の図bでは粒界OD上の点Nのところできいちがいをおこし、二本のすじLMN_sとN_RP'とにわかれた。これは、結晶粒RとSとが粒界ODにそってり、相対的に移動したことを示している。

しかし、結晶粒R, Sが粒界ODにそって第4図の $\overline{N_s N_R}$ にひとしい距離だけ互に平行移動して単純な粒界りをおこしたとは考えられない。もしそうだとすると、結晶粒R, Sは、粒界ODの両端O, Dにおいても $\overline{N_s N_R}$ にひとしいくいちがいをおこし、粒界 \overline{OF} , \overline{DG} などにそって、 $\overline{N_s N_R}$ にひとしい分の空隙、または物質の重畳がおこらなければならない。実際にはこのような物質の不連続はみとめられないから、点Nでのすじのくいちがいは、単純な平行移動による粒界り以外の何かの機構で説明されなければならない。そこで次に、その機構について考えてみよう。

圧縮前の第3図aと、圧縮後の図bとを比較し、粒界の交点Oで互に接している三個の結晶粒R, S, Tの近辺に生じた顕著な変化を列挙してみると、

(イ) 結晶粒Rのうち、点Oを通り、 \overline{LMNP} にほぼ平行な直線 \overline{OJ} (第4図)の右側の部分で結晶主軸(c軸)方向が約13°時計回りに回転し、Rの内部に新しい粒界 \overline{OJ} ができた。 \overline{OJ} は前述の屈折面である。

(ロ) $\angle JOD$ が圧縮後約5°減少した。

(イ) すじ \overline{LMNP} が圧縮後、粒界 \overline{OD} を境にして、二本の平行でないすじ \overline{LMN}_s と $\overline{N}_R P'$ とに分れた。

(ロ) 結晶粒 R, Q 間の粒界 \overline{DG} が、結晶粒 Q から結晶粒 R の方向に移動した。

第4図は結晶粒 R, S, T のふきんを拡大し、模型化したものである。すじ \overline{LMNP} は \overline{OJ} にほぼ平行で、これらは結晶粒 R の c 軸 (c_R) にほぼ平行なので、 $\overline{LMNP} // \overline{OJ} // c_R$ とする。結晶粒 T が、点 O で張る角 $\angle EOF$ は、圧縮の前後でほとんど変化していないので、粒界 \overline{OE} , \overline{OF} を基準にとる。圧縮前後の写真 (第3図 a, b を \overline{OE} , \overline{OF} が一致するように重ねると、粒界 \overline{OD} が、圧縮後 \overline{OD}' に移動したことがわかる。今、 $\angle JOD = \varphi$ とし、 φ の変化 $\angle DOD'$ を $\Delta\varphi$ とすると、 $\Delta\varphi \sim 5^\circ$ である。 $\Delta\varphi$ は、結晶粒 S の c 軸 (c_s) の回転角にひとしいと考えてよい。すじ \overline{LMNP} は変形後 \overline{LMN}_s と $\overline{N}_R P'$ とに分れたが、 $\overline{N}_R P'$ と \overline{OJ} とのなす角 $\Delta\theta$ は、結晶粒 R の \overline{OJ} から右の部分における c 軸の回転角にひとしい。 $\Delta\theta \sim 13^\circ$ である。今、粒界 \overline{OD} 上の点 N から \overline{OJ} に垂線 \overline{NK} を下し、 \overline{OJ} との交点を A とする。 $\overline{NAK} \perp \overline{OJ} // c_R$ だから、 \overline{NAK} は結晶粒 R の一枚の底面となる。結晶粒 S の c 軸 c_s は、粒界 \overline{OD} とほぼ直交しているので、S の底面は \overline{OD} と平行にちかい。それゆえ、S の一枚の底面の一部 \overline{ON} は、圧縮後も長さが保存されたまま、角 $\Delta\varphi$ だけ時計回りに回転して \overline{ON}_s になったと考えてよい。実際に、第3図 a, b から、 $\overline{ON} \sim \overline{ON}_s$ であることがたしかめられる。

次に、 $\triangle ONA$ について考えてみよう。結晶粒 R の $\angle DOJ$ 内の部分の c 軸は、 $\Delta\theta$ だけ時計回りに回転し、同時に、粒界 \overline{OD} が \overline{OD}' となった。 $\triangle ONA$ の底辺 \overline{NA} は、結晶粒 R の一枚の底面の一部なので、圧縮後もその長さ ($\overline{NA} = c$) は不変である。また、底辺 \overline{AN} の一端 N は、圧縮後、粒界 \overline{OD}' 上にこなくてはならない。R の結晶底面の一部 AN が、点 A を中心として単に $\angle NAN'$ だけ回転して、 \overline{AN}' となり、 $\triangle ONA$ が $\triangle ON'A$ になったとする。 $\triangle ONA$ と $\triangle ON'A$ の面積を比べると、 $\triangle ONA > \triangle ON'A$ である。従って、 $\triangle ONA$ の部分の氷が ($\triangle ONA - \triangle ON'A$) に相当する分だけ圧縮されたことになり、氷の非圧縮性に反する。それで、底面 \overline{KAN} は点 A で折れて折線 \overline{KAN}' になるだけでなく、 $\triangle ONA$ の面積と \overline{AN} の長さが不変という条件をみたすように変形しなければならない。このためには、第4図に示すように、 $\overline{AN}' = \overline{A'N}_R$, $\triangle ONA = \triangle ON_R A'$ となるように、 \overline{AN}' が $\overline{A'N}_R$ に移動すればよい。

そこで、次に、点 N_R の \overline{OD}' 上における位置を求めてみよう。いま、点 N_R が \overline{OD}' 上に求められたとして、点 N_R から \overline{OJ} に垂線 $\overline{N_R H}$ を下すと、 $\angle A'N_R H$ が、結晶粒 R の \overline{OJ} から右の部分の c 軸の回転角 $\Delta\theta$ にひとしいことになる。

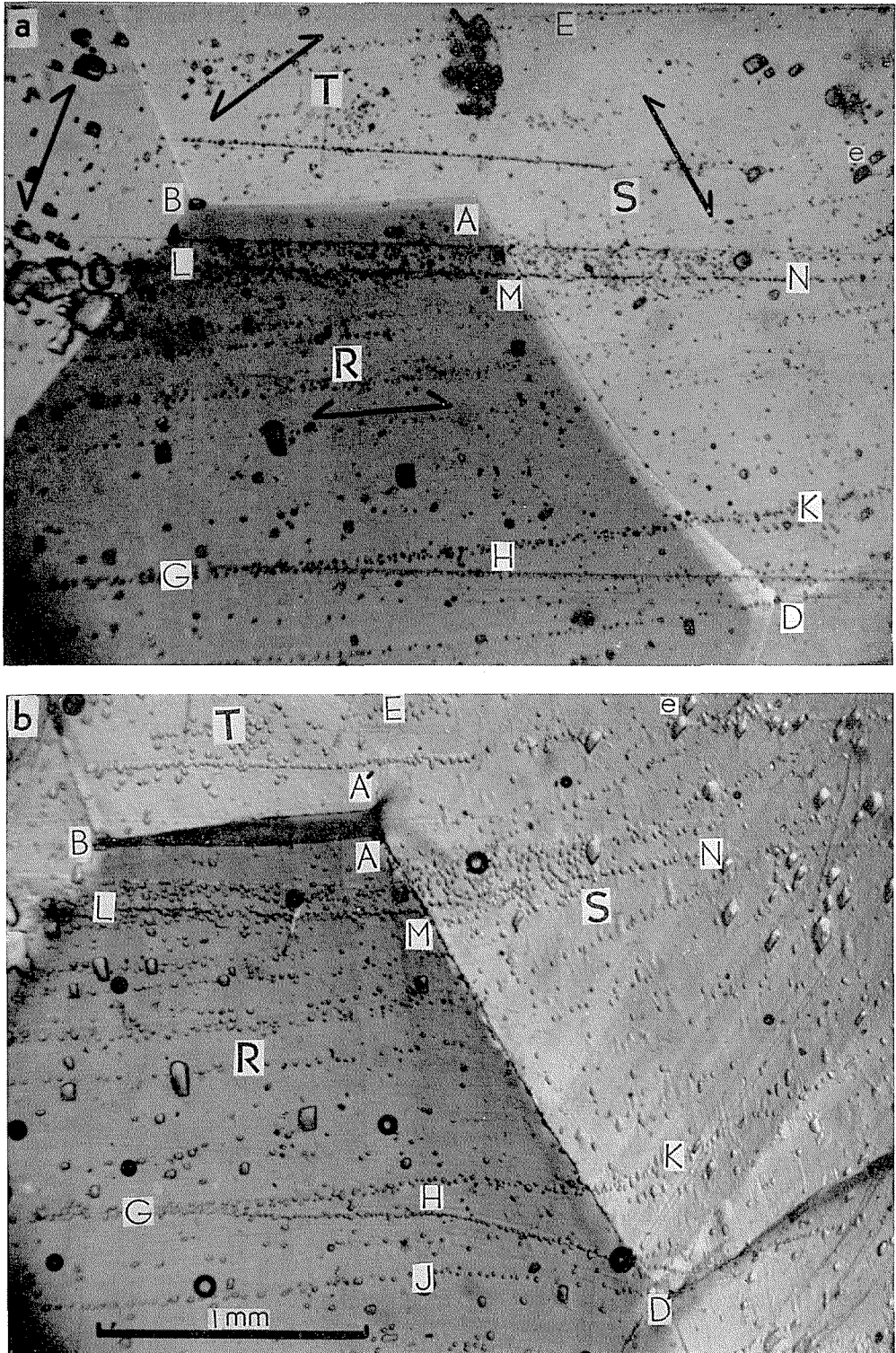
$\triangle ONA$ の一辺 \overline{ON} の長さを a とすると、すぐに次式が求まる。

$$\overline{ON}_R = a \left\{ \sin \varphi \cdot \cos \Delta\theta / \sin (\varphi - \Delta\varphi) \right\}$$

これが \overline{OD}' 上の点 N_R の位置を与える式である。

ただし、この際、 φ , $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$ の間には

$$\tan \varphi \cdot \cos \Delta\theta = \frac{\sin (\varphi - \Delta\varphi)}{\cos (\varphi - \Delta\varphi + \Delta\theta)}$$



第 5 図 粒界迂りと粒界剝離とが同時におこった例。a; 圧縮前の氷の薄板の一部。LMNと印した直線にそって、氷の表面につくった小さな蝕像の列がみられる。b; 薄板を写真の左右の方向に約15%圧縮したのちのaと同一部分の写真。aの蝕像の列LMNは、粒界AD上の点Mでくいちがいをおこし、結晶粒R, Sが粒界ADにそって迂ったことを示している。同時に、粒界ABが剝離して、三角形の空隙ABA'を生じた

なる関係がなりたたなければならない。実際の観測値： $\varphi \sim 34^\circ$, $\Delta\varphi \sim 5^\circ$, $\Delta\theta \sim 13^\circ$ は、この関係式をほぼ満たしていることがわかる。

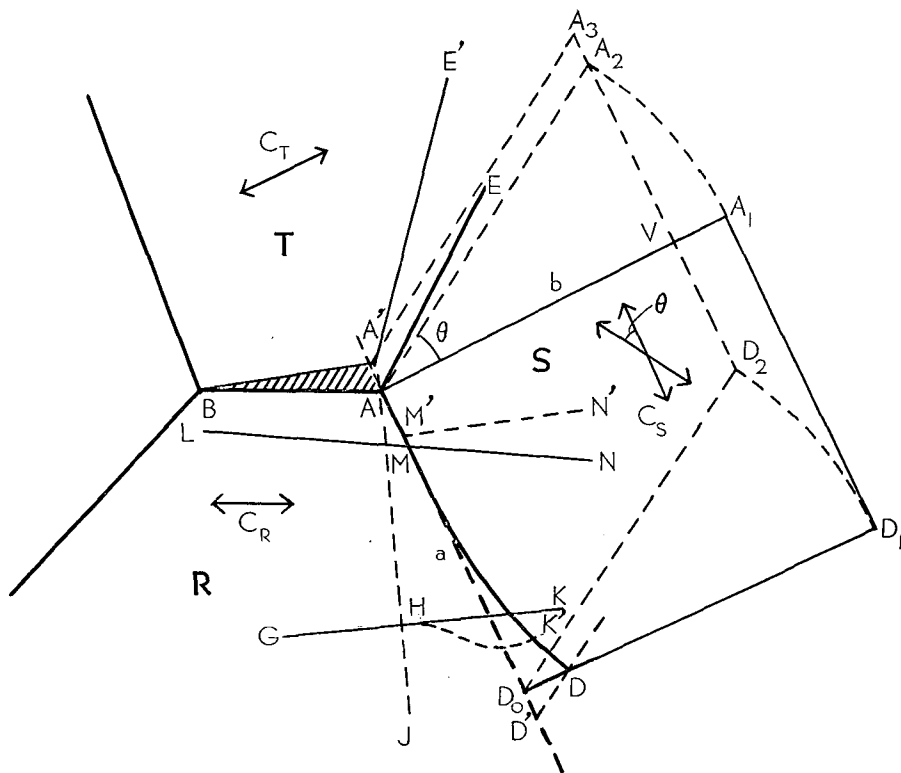
点 N におけるくいちがいの量 $\overline{N_S N_R}$ は、 $\overline{N_S N_R} = \overline{O N_R} - \overline{O N_S} = \overline{O N_R} - \overline{O N}$ なので

$$\overline{N_S N_R} = a \left\{ \frac{\sin \varphi \cdot \cos \Delta\theta}{\sin (\varphi - \Delta\varphi)} - 1 \right\} \quad (1)$$

それで、 φ , $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$ の上記の実測値を (1) 式に代入すると、 $\overline{N_S N_R} \sim 0.15a$ となる。一方、実際に第 3 図 b から求められる $\overline{N_S N_R} / \overline{O N_S}$ ($= \overline{N_S N_R} / a$) の値は約 0.2 で、上式から得た値とほぼ一致する。

(1) 式によれば、粒界でのくいちがいの量 (すべり量) は、 $\overline{O N}$ の長さ a に比例する。すなわち、粒界 $\overline{O D}$ 上、原点 O から離れるほど、くいちがいの量が大きくなる。 $\overline{O D}$ 上、結晶粒 Q に近い部分のくいちがいは、かなり大きな値になるが、実際には第 3 図 b の粒界の交点 D の近傍にみられるように、粒界移動、再結晶などがおこって、粒界迹りは観察できない。粒界移動、再結晶がおこったのは、この附近の変形が強く、歪エネルギーの大きかったことを示すものにほかならない。

第 5 図の写真は、別な氷の薄板の圧縮の例であるが、これにも本項で示したような粒界迹



第 6 図 第 5 図に示した粒界迹りと粒界剝離の現象が、主軸の回転を伴う底面迹りによっておこったことを示すための図

りがみられる。図 **a** の LMN と印した点の列（蝕像の列；次項でのべる）が、圧縮後の図 **b** では、粒界 AD 上の点 M のところでぐいちがいをおこしている。これは、粒界 AD にそって、隣接する結晶粒 R と S とが相対的に迂りをおこしたことを示している。このばあいには、結晶粒 R, T の粒界 AB が剥離して三角形の空隙 AA'B を生じ、また、結晶粒 R, S, T がともに顕著な底面迂りをおこしている。これらの変化の関連を次項でくわしく説明することにする。

4. 結晶粒界迂りと粒界剥離

第 5 図 **a** は、薄板に切った多結晶氷の一部を圧縮前にとった偏光顕微鏡写真である。この試料は、8個の結晶粒できていたが、そのうち、図に R, S, T と印した結晶粒にとくに着目してみた。これらの結晶粒間の粒界に、それぞれ、AB, AD, AE などと名をつける。試料の表面には、矩形あるいはそれに近い無数の小さな模様が見られる。これは、各結晶粒の結晶方位を知るために、あらかじめ試料の表面につくった蝕像である。これはまた、圧縮時に各結晶粒内におこるこまかい変形の様子を知る手がかりにもなる。蝕像は、試料を鉋でけづったきずあとにそってできやすいので、蝕像の多くは、図の点 G, H, K; L, M, Nなどを結ぶ直線上に並んでいる。蝕像の形および偏光顕微鏡によつて、各結晶粒の結晶主軸 (c 軸) 方向を求めた。各 c 軸はいずれもほぼ薄板の面内にあり、第 5 図の模式図である第 6 図に c_R, c_S などの矢で示されている。

この薄板を、写真の左右から約 15% 圧縮したのちの同一部分の写真が同図 **b** である。各結晶粒には多数の迂り線が生じ、また、矩形の蝕像が平行四辺形に変形し、氷が底面迂りによつて変形したことを示している。そのほか、圧縮後にみられる顕著な変化として、写真中央、結晶粒 R, T 間の粒界 AB が剥離をおこして、長い三角形の空隙 ABA' を生じたこと、結晶粒 S が、結晶粒 R, T に張る角 DAE の角度が、圧縮後かなり増大したこと、結晶粒 R の右側の粒界 AMD が、圧縮後ほぼ直線状の AMD' となったことなどである。さらにこまかく観察すると、直線 \overline{LMN} 上にならんだ小さな蝕像の列が、圧縮後、結晶粒 R, S 間の粒界 AD 上でぐいちがいをおこし、 \overline{LM} と $\overline{MN'}$ とにわかれたことがわかる。これは、結晶粒 R, S が、粒界 AD にそって、 $\overline{MM'}$ にひとしいだけ相対的に移動したことを示している。これも、前にのべた粒界迂りにほかならない。

M 点における粒界迂りと、粒界 AB での剥離はごく近接した場所でおこっているため、これらの間には何らかの関係があることが予想される。筆者はこのことを次のように考えた。

結晶粒 R の、粒界の交点 A で張る角 $\angle BAM$ は、圧縮の前後で変化がなく、約 117° である。圧縮とともに、粒界 \overline{AB} が剥離をおこして三角形の空隙 ABA' を生じ、これに伴い、粒界 \overline{AE} が反時計回りに回転して $\overline{A'E'}$ となった。結晶粒 S は底面迂りをおこしつつ、c 軸が反時計回りに 24.5° 回転した。この間の事情を第 6 図に模式的に示した。

圧縮前の結晶粒 S の c 軸 c_S は、粒界 AMD にほぼ平行なので、底面は粒界 AMD にほぼ垂直である。粒界 AMD はやや湾曲しているため、便宜上、仮想的な直線状の粒界 $\overline{AMD'}$ を考え、D から $\overline{AMD'}$ に下した垂線の足を D_0 とする（粒界 AMD は、圧縮後、実際に直線粒界 $\overline{AMD'}$ になった）。結晶粒 S の底面はすべて、この粒界 $\overline{AD_0}$ に垂直である。 $\overline{AD_0} (=a)$ を底辺と

し、適当な長さ b の高さをもつ矩形 $AD_0D_1A_1$ を考える。S の底面はすべて、この矩形の辺 AA_1 , D_0D_1 に平行である。圧縮変形後、この矩形は c_s の回転に伴って、平行四辺形に変形するはずである。事実、第5図 a に e と印した矩形の蝕像が、圧縮後の図 b では平行四辺形に変形したのがみられる。この際、氷の非圧縮性、すなわち、はじめの矩形の面積が、変形後も保存されることを考慮しなければならない。 $\overline{AA_1}$, $\overline{D_0D_1}$ は結晶粒 S の底面の一部だから、変形後もその長さは変わらない。 c_s が角 θ だけ回転したとすると、変形後にできる平行四辺形の高さ (図の \overline{AV}) は、 $\overline{AV} = b \cos \theta$ である。それゆえ、他の辺 $\overline{AD_0}$ の長さ a が Δa だけ変化して、非圧縮条件; $ab = (a + \Delta a) \cdot b \cos \theta$ を満たさなければならない。この式から

$$\Delta a = a(1 - \cos \theta) / \cos \theta$$

今、実際の観測値 $\theta \sim 24.5^\circ$ をこの式に代入すると、 $\Delta a \sim (1/10)a$ となる。すなわち、圧縮後では、粒界 AD は、もとの長さ a が約 10% 増加して、 $1.1a$ の長さの粒界となる。実際にそうなっているかどうかをたしかめてみよう。D 点は圧縮後、図の D' 点にきた。そこで、点 D' を原点とし、 $\overline{D'A}$ 上に $1.1a$ の長さをとると、他の端は、ほぼ A' 点と一致する。

以上のことから、粒界 \overline{AB} が剥離して三角形空隙 ABA' を生じたのは、結晶粒 S が主軸の回転を伴う底面迂りをおこし、また、氷が非圧縮であるという条件のためにおこったものと解釈できる。蝕像の列 LMN が M 点で $\overline{MM'}$ のくいちがいを生じたのも、この過程でできたものと考えられる。

前項および本項でのべたふたつの例でわかるように、多結晶氷の結晶粒界におこる粒界迂りは、結晶軸の回転を伴う底面迂りによって生じた粒界での相対運動の結果であるといえる。それと同時に、氷体内に生ずる破壊 (粒界剥離など) も、同じ原因でおこることがわかった。このように、多結晶氷におこる粒界迂りは、積雪薄片で観察された単純な相対的平行移動による粒界迂りとはかなりちがった種類のものである。

5. 多結晶氷の組織の崩壊と再結晶

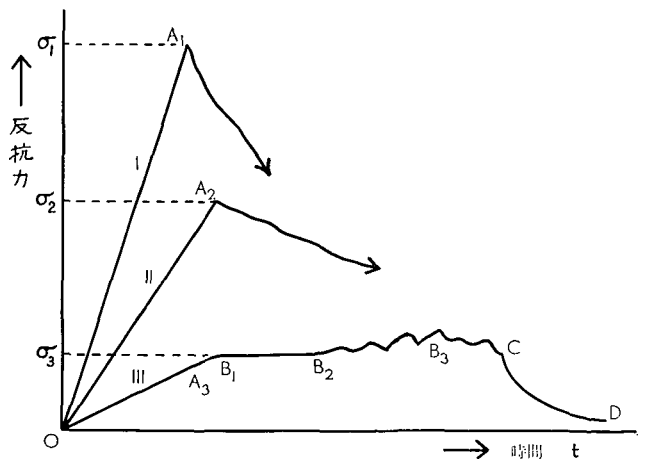
多数の微細な結晶粒からなる多結晶氷の薄片を塑性変形させたばあいには、粒界移動、再結晶などの変化が顕著におこることは、すでに第 III 節でものべた (図版 II の結晶粒 L および V の近辺にはそれぞれ、粒界移動、再結晶がおこっている)。また、結晶粒が多数の微小な部分にわかれ、原形が判別できないほど強い変化をおこすこともまれではない。同図版の結晶粒 A, G, H などがその例である。これは、積雪薄片を圧縮した際にみられた結晶粒の細胞化²⁾ よりももっと激しい変化で、組織の崩壊とでもいべきものである。その後、この部分には再結晶がおこり、組織の再配列が行なわれた。

この種の激しい変化は、図版 I にかかげたような、比較的大きな、少数の結晶粒からなる試料ではみられなかった。これは、前述のように、各結晶粒の変形に対する自由度の大小によると考えられる。多数の微小結晶粒からなる氷体では、ひとつの結晶粒は周囲の結晶粒に変形を制限され、自由な変形ができない。結晶粒内の転位の増殖源から発生し、底面上を移動する転位は、結晶粒界に運動を阻止されるため、結晶は自由な底面迂りができず、そこに転位の堆積がおこる。転位論によると、両端から転位が散逸しえない、長さが L なる迂り面に剪断応力

τ が働いたばあい、この迂り面上に堆積しうる転位の総数 n は、大よそ、 $n = \pi L \tau k / Gb$ で与えられる⁵⁾。ここに k は、物質および転位の種類によってきまる常数で、刃状転位のばあい、 $k = 1 - \nu$ (ν : ポアソン比)。 G は剛性率、 b は転位のバーガース・ベクトルの大きさである。氷のばあい、 $\nu \sim 1/4$ 、 $G \sim 3 \times 10^{10}$ dyne/cm²、 $b \sim 4.5 \times 10^{-8}$ cm である。ここに行なった実験では底面にそう剪断応力 τ_B は、結晶粒の方位によってことなるが、最大 5 kg-wt/cm² のていどであった。よって、上式により、単位長さの迂り面 (底面) 上に堆積しうる転位の総数 n は、 $n \sim 1 \times 10^4$ 本/cm と考えてよいであろう。図版 II に示した薄板の結晶粒の大きさは、直径が 1 mm のていどだから、一枚の底面に実際に堆積しうる同一符号の転位の数 n' ($\sim n/2$) は、 $n' \sim 5 \times 10^2$ 本のていどである。一方、 n 本の同符号の転位が同一の迂り面上に堆積して並び平衡状態に達したとき、その先頭転位が障害物 (いまのばあいは粒界) に及ぼす力は $n\tau_B$ のていどであることが知られている⁶⁾。この式が氷にもそのまま成りたつとして、 $n = 5 \times 10^2$ 、 $\tau_B = 5$ kg-wt/cm² を代入すると、 $n\tau_B = 2.5 \times 10^3$ kg-wt/cm² となる。すなわち、ごく局所的にはあるが、粒界のところで、氷は実に 2.5 ton/cm² の力をうけていることになる。もちろんこの値はいろいろな仮定に基いてえたものであり、また、この値は、粒界から離れるに従って急速に減少する (この迂り面上の集積転位の転位密度が迂り面の端から離れるにつれて急速に減少するので)。しかし、粒界およびその近傍では、結晶粒の内部に比べて非常に大きな力が働いていることはたしかである。図版 II の写真をみると、粒界移動、組織の崩壊、再結晶などの激しい変化は、すべて粒界ではじまっていることがわかる。これは、上にのべたような事情にもとづいておこるものと考えられる。粒界移動や再結晶は、応力を緩和するいわゆる軟化の過程である。転位の堆積によっておこった強い歪は、これらの過程によって解消され、その部分の応力が緩和されるのである。

V. 多結晶氷の圧縮反抗力曲線

第 II 節でのべた装置を用いて多結晶氷の薄板を一定の速度で圧縮し、変形中の氷の組織におこる変化を観察するとともに、圧縮に対する氷の反抗力の時間的変化をも記録させた。これを多結晶氷の圧縮反抗力曲線とよぼう。第 7 図にそれを模型的に示した。横軸は時間軸であるが、歪に比例する量と考えるもよい。圧縮速度 $\dot{\epsilon}$ が非常に小さいので ($2 \sim 40 \times 10^{-5}$ cm/sec)、氷は一定の歪速度で変形すると



第 7 図 多結晶氷の圧縮反抗力曲線

考えられるからである。

反抗力の変化のようすは、温度、結晶粒の大きさとその分布状態、結晶方位の分布、歪速度などによってことなる。多数の微細結晶粒からなる試料のばあいには、歪速度と温度が重要な因子となる。実験回数が少いため、反抗力の温度依存性、結晶方位分布との関係などについては、まだはっきりしたことはいえない。ここでは主として、反抗力と歪速度との関係をごく簡単にのべるにとどめる。

同じ大きさの多結晶氷の薄板を三枚切りだし、同一温度下で大中小三種類の歪速度でそれぞれを圧縮すると、反抗力は歪速度の大小に応じて第7図の曲線 I, II, III のように変化する。曲線 III は、歪速度 $\dot{\epsilon}_3$ が 1%/hr~数%/hr でいどに小さいばあいのものである。これは、報告 I⁹ の第2図に示した単結晶氷の反抗力曲線 II, III と非常によく似ている。力は O から直線的に増加し、A₃ 点での値 σ_3 に達すると、それ以後しばらくの間はほぼ一定の値に保たれる。その後、力は漸次増加し、氷が圧縮によって硬化することを示す。さらに圧縮がすすむと、氷に小さな割れ目が発生しはじめ、力はほぼ一定に保たれるか、あるいは漸減の傾向を示す。

変形が進行しつつある段階のある瞬間、図の C₃ 点で圧縮を急にとめると、力は曲線 C₃D₃ にそって急激に減少し、応力緩和の現象を呈する。

歪速度 $\dot{\epsilon}_2 (> \dot{\epsilon}_3)$ が 10%/hr でいどのばあいには、力は O から急激に増大し、力の増加率は $\dot{\epsilon}_3$ のばあいよりも大きい。力が σ_3 よりも大きい値 σ_2 に達すると、氷体内に破壊がおこって割れ目を生じ、力は減少しはじめる (図の曲線 II)。さらに圧縮しつづけると、割れ目は益々大きくなり、力は漸次減少する。

歪速度 $\dot{\epsilon}_1 (> \dot{\epsilon}_2)$ が数十%/hr という大きな値になると、力は σ_2 より更に大きな値 σ_1 に達し、そこで氷は破壊しはじめる。それ以後は、図の曲線 I に示したように、 $\dot{\epsilon}_2$ のばあいよりも急速に反抗力が減少する。

前報告 I~IV で、氷の塑性変形を転位論的な立場から眺め、単結晶氷の反抗力曲線、応力緩和などの現象の説明を試みた。次に、多結晶氷にもこの考えをそのまま適用し、変形に伴う反抗力の変化について考えてみよう。ただし、複雑な変化を伴う多結晶氷の変形を量的に説明することは容易ではないので、ここでは単に定性的な議論をするにとどめる。

報告 I~IV でのべた単結晶氷の変形のばあいには、氷体全体を通じて、結晶底面に働く剪断応力は一様であった。また、単結晶氷には結晶粒界がないため、転位は自由表面から外部に自由に散逸でき、底面よりは自由に進行できた。これに反し、多結晶氷は結晶方位のことなる単結晶粒の集合体なので、単純圧縮のばあいでも、各結晶粒ごとに底面にそう剪断応力の値がことなる。

氷の変形速度は、結晶体内を移動する転位が単位時間当りに走査する面積の総和に比例する (報告 II)。従って、変形速度は、転位の増殖速度および移動速度に比例することになる。これらの量はいずれも底面に働く剪断応力の大きさに比例するので、多結晶氷では結晶粒ひとつひとつの変形速度がことなる。

また、多結晶氷にはいたるところに粒界が存在して、転位の自由な運動を妨げ、氷体内に

転位の堆積がおこるので氷は次第に硬化する。しかし、すべての転位が蓄積されるわけではない。転位のあるものは、試料の周縁の自由表面から単結晶氷におけると同様散逸するし、また、熱作用によっても逸出する。またあるものは転位の多角形化をおこし屈折面を形成して歪エネルギーを低める。多結晶氷の圧縮を中断すると応力緩和の現象がおこることが(図の曲線 C_3D_3 の部分)その証拠である(多結晶氷の応力緩和に関しては報告 III の第 III 節参照)。転位が氷体から逸出すると、圧縮中でも氷体内の応力が緩和し、氷は軟化する。

第 7 図の多結晶氷の反抗力曲線のうち、点 O から A_3 、 A_3 から B_3 までの変化は、単結晶氷のばあいと全く同様に解釈することができる。圧縮の初期には、氷に加わる力が小さいので、転位の発生速度も、その移動速度もともに小さい。これらの量は圧縮の進行につれて大きくなるので、氷自身の変形速度も急速に増大する。やがて、転位の発生、移動によっておこる氷自身の変形速度と、外から与える変形速度とがひとしくなると、反抗力は一定の値に保たれる(図の $\overline{B_1B_2}$ の部分)。この部分では、圧縮による応力の増加速度(硬化率)と、転位の移動による応力の緩和速度(軟化率)とが釣りあうといってもよい。

歪速度が小さいばあい($\dot{\epsilon}_3$)、粒界への転位の堆積速度が小さいので、熱作用などによる転位の氷体外への逸出が転位の堆積による硬化を打ち消しうる。大きな歪速度($\dot{\epsilon}_2$)で圧縮したばあいには、転位の発生速度、移動速度がともに増大するので、粒界への転位の堆積速度は急激に増大し、熱作用などによる転位の逸出では、硬化を打ち消しきれなくなる。転位が氷体内に蓄積される一方となり、氷は硬化しつづける。このようにして、前節の第 5 項でのべたような転位の列ができると、粒界のところに応力集中がおこり、ついには破壊するにいたる。歪速度が小さいばあい($\dot{\epsilon}_3$)でも、歪が大きくなると硬化がおこる(図の B_2B_3 の部分)。これは、歪の増大につれて底面湾曲、屈折面、再結晶粒の発生、粒界移動による粒界の湾曲化などがおこり、転位の運動に対する障害が大きくなるためにおこると考えられる。この硬化過程では、図の B_2B_3 の部分に模型的に示したように、反抗力が一時減少することがある。これは、図版 II-2 の点 x のふきんにみられるような内部破壊が発生し、その周辺での応力が解放されるためにおこると考えられる。

歪速度の大きいばあいには、氷体内のいたるところで内部破壊がおこり、そのうちのいくつかが大いなる割れ目に発達するため、ひとたび破壊がおこって反抗力が減少しはじめると、あとは急激に軟化してしまう(図の曲線 I, II)。

以上が、圧縮にともなう多結晶氷の反抗力の変化の定性的な説明である。

VI. ま と め

前報告 I~IV の単結晶氷の変形にひきつづき、今回は多結晶氷の薄板を単純圧縮する際に氷体におこる諸変化を偏光顕微鏡の下で追跡し、同時に氷の変形に対する反抗力を記録した。実験は -4°C および -10°C に調節した恒温箱内でおこなった。多結晶氷は一般に $1\text{mm}\sim 1\text{cm}$ のていどの大きさの、結晶方位のちがう多数の結晶粒の集合体である。このため、多結晶氷では、単結晶氷の変形にはみられない独特の変形形式がみられる。この報告 V では、そのうち

から、結晶軸の回転を伴う底面迂り、屈折面の形成、粒界迂り、粒界剝離などについてとくにくわしくのべた。最後に、多結晶氷の示す反抗力曲線を転位論の立場からごく簡単に説明した。以上をまとめると次のようなことがいえる。

(1) 多結晶氷の塑性変形は、単結晶氷における同様、基本的には底面迂りでおこなわれる。ただ、多結晶氷の底面迂りは一般に、結晶軸の回転を伴うという点でちがう。各結晶粒の底面の長さ、および、氷の体積がつねに保存されることを考慮し、結晶軸の回転を伴う底面迂りで多結晶氷におこる諸変化をうまく説明することができた。圧縮のばあい、結晶主軸は一般に圧縮方向に近づくように回転し、結晶粒全体としての圧縮方向の長さをちぢめつつ、直角方向にひろがろうとする。その際、図版 I の薄板のように少数の結晶粒からなる多結晶氷では、結晶粒相互の束縛が比較的弱いので、氷体内の弱い部分、たとえば粒界にそって破壊(剝離)がよくおこる。図版 I-2 の中央ふきん、および第 5 図にその例がみられる。

(2) 第 2 図の一連の写真に多結晶氷の変形時によく見られる底面の弯曲と、それにつづいておこる屈折面の形成過程を示した。

(3) 氷には粒界迂りがおこりにくいといわれていたが、さきに積雪組織でみいだした粒界迂りにつづき、多結晶氷の変形の時にも明瞭な粒界迂りのおこった証拠をみいだした。第 3 図、第 5 図にその例を示した。ただし、隣接する結晶粒が粒界に平行に相対的に移動して迂るのではなくて、上にのべた結晶軸の回転を伴う底面迂りの結果として結晶粒が粒界で迂ったものと考えた。この考えに基づき、簡単な幾何学的解析を行なった結果、実験事実がかなりよく説明できることがわかった。

おわりに、御指導をいただいた吉田順五教授に厚く御礼を申し上げます。また、当研究所の雪氷研究グループの方々、東大理学部鈴木秀次教授には、いろいろと御批判、御討論していただいたことに感謝致します。実験装置の改良には、田畑忠司教授および当研究所附属工場の大方由松、小笠原英治両技官に負うところが多大であった。記して謝意を表わします。

なお、この研究に費した費用の一部は、文部省の科学研究費から支出された。

文 献

- 1) 若浜五郎 1962 氷の塑性変形について. I~IV. 低温科学, 物理篇, **20**, 57-130.
- 2) 若浜五郎 1960 積雪の薄片を応用した積雪の組織と内部歪の研究. I~II. 低温科学, 物理篇, **19**, 37-96.
- 3) 若浜五郎 1964 氷の塑性変形について. VI. 低温科学, 物理篇, **23** に発表の予定.
- 4) 若浜五郎 1964 氷の破壊について. 低温科学, 物理篇, **23** に発表の予定.
- 5) Cottrell, A. H. 1953 Dislocations and Plastic Flow in Crystals. Oxford.
- 6) Eshelby, J. D., Frank, F. C. and Nabarro, F. R. N. 1951 The equilibrium of linear array of dislocations. Phil. Mag., **42**, 351-364.

Summary

In previous experiments, thin rectangular plates cut from a single crystal of ice were laterally compressed or extended at a constant slow speed. The results obtained in these

experiments were analysed and a simple theory of plastic deformation of ice was developed on the basis of the theory of dislocations (See the previous papers I-IV).

In the present experiments, thin plates of polycrystalline ice (1 mm thick, $(1-3 \text{ cm})^2$ in area) were compressed with the same apparatus used in the previous experiments on single crystals. Two kinds of ice plates were used: plates composed of a few large grains which were cut from commercial ice (Pl. I-1) and plates composed of a large number of small grains which were cut from icicles (Pl. II-1). They were compressed at -10°C under a polarizing microscope to observe the process of deformations occurring in each of the ice grains of the plates. The photographs in Pl. I-2 and Pl. II-2 show the ice plate contracted about 15%. Various kinds of deformations or changes are seen in the ice grains of these plates. The mechanisms of the deformations occurring in the ice grains were studied in detail, which can be summarized as follows.

(a) Basal slip accompanied by rotation of the *c*-axis of the ice grain.

Most of the ice grains were found to have undergone basal slip accompanied by the rotation of the *c*-axis of the ice crystal in the deformation of the ice plate. In order to make clear how the ice plate is deformed by this mechanism, the changes in configuration of the grains of the ice plate illustrated in Pl. I are schematically shown in Fig. 1. By compression, the ice plate FGJK was deformed to F'G'JK. During the deformation, grain C changed from FGQO₁R₁F to F'G'Q'O₁R₁F' by basal slip, rotating its *c*-axis clockwise by $\angle VOV'$ with no change in the original area and the initial length of basal plane {the area of FGQO₁R₁F = the area of F'G'Q'O₁R₁F', $O_1V = O_1V'$ (length of the basal plane of the grain C)}.

It should be remarked that *c*-axis tends always to rotate so as to approach the direction of compression during deformation.

(b) The formation of a bend plane or a small-angle boundary.

The series of photographs **a** to **d** in Fig. 2 illustrate the process of lattice bending and the formation of a bend plane occurring in grain B of the ice plate shown in Pl. I-1. Photo. **a** was taken prior to compression, while Photos. **b**, **c**, **d** were taken at contractions of 2%, 5% and 14% respectively. In an early stage of compression, many streaks parallel to the basal plane began to appear in grain B (Photo. **b**). These streaks were visible only through polarized light, which implies that they are a photoelastic phenomenon induced by strain. In time, the streaks became more distinct. In Photo. **c** of Fig. 2 a bend plane has appeared, perpendicular to those streaks. Photo. **d** was taken one day following compression, when all the streaks had disappeared leaving the bend plane (T_1T_2 in Photo. **d**). The difference between the crystallographic orientations of the grains on either side of line T_1T_2 is about 13° which was the largest angle observed in a series of experiments of the same kind.

(c) Slip at grain boundary

Some evidence was found of slip at grain boundaries. Photographs in Fig. 3 illustrate an example. Photo. **a** is a small part of the ice plate shown in Pl. II-1 and Photo. **b** is the same portion after compression. Note that the straight line LMNP (scratch) in Photo. **a** had in Photo. **b**, curved and dislocated at point N, the intersection of this line and the grain boundary OD. This is evidence that slip had occurred along the grain

boundary OD between the grains R and S. The author attributes this to the basal slip accompanied by the rotation of the *c*-axis of ice occurring in the right half of the grain R. The situation is schematically shown in Fig. 4 in which the full lines OD, OE, OF indicate the initial positions of the boundaries between the grains R, S, T. With compression, the boundary turned from OD to OD' by rotating clockwise by the angle $\Delta\varphi$. The line OJ is the bend plane formed in the grain R. LMN, the upper, larger part of the scratch LMNP, changed to LMN_s, while the remaining portion NP to N_RP'. By a simple geometrical consideration the next formula can be derived for the amount of the dislocation N_RN_s;

$$N_R N_s = \left\{ \frac{\sin \varphi \cdot \cos \Delta\theta}{\sin (\varphi - \Delta\varphi)} - 1 \right\} \cdot a$$

where φ and $\Delta\theta$ are respectively the angle JOD and the angle of rotation of the *c*-axis associated with the formation of the bend plane OJ. The letter *a* means the length ON. Substituting the observed values $\varphi \sim 34^\circ$, $\Delta\varphi \sim 5^\circ$, $\Delta\theta \sim 13^\circ$ into the formula, we get $N_R N_s \sim 0.2a$ in approximate agreement with the value obtained from the Photo. **b**, Fig. 3.

(d) Formation of a cavity associated with separation of grain boundary.

Photo. **a**, Fig. 5 shows a part of a thin plate of polycrystalline ice before compression. The dots scattered or arranged in lines on the surface of the plate are thermal etch pits produced in advance. Etch pits allow us to determine the crystallographic orientation of each grain (large pits, for instance, are marked "e" in grain S), as well as to know the local deformation of the ice grains. Here we have another example of slip at grain boundaries: the straight line of etch pits LMN in Fig. **a** is curved and dislocated at point M in Fig. **b** illustrating the state following compression. Basal slip accompanied by the rotation of the *c*-axis is particularly noticeable in the grain S, in which the rectangular etch pits in Photo. **a** change into parallelograms (Photo. **b**). The distortion of grain S forced the grain boundary AD to increase its length by the amount Δa which can easily be shown to be $a(1 - \cos \theta) / \cos \theta$, where θ is the angle of rotation of the *c*-axis *c*_s and *a* is the initial length of the boundary AD. Substituting the observed angle of rotation $\theta \sim 24.5^\circ$ into the formula gives $\Delta a \sim 0.1a$. This increase in length of the boundary AD compels the boundary AB to separate at the point A by the amount of Δa and to form the triangular cavity AA'B there. The actual ratio of AA' to AD obtained on photograph **b** in Fig. 5 is about 1/10, which agrees well with the value calculated above. The dislocation occurring at the point M can also be explained quantitatively.

(e) Break-down of the texture and recrystallization observed in the plate of polycrystalline ice.

As stated before, an extensive break-down of the texture and remarkable recrystallization were often observed in plates of polycrystalline ice composed of large numbers of grains (Pl. II-2). These phenomena can rarely be seen in a plate composed of few grains. This implies that the constraining action between neighbouring grains produces high concentrations of stress. Taking advantage of certain theorems in the theory of dislocations, the degree of the concentration of stress in polycrystalline ice is found to be of the order of 10^3 , which may give rise to the breakdown of the texture of the ice grains.

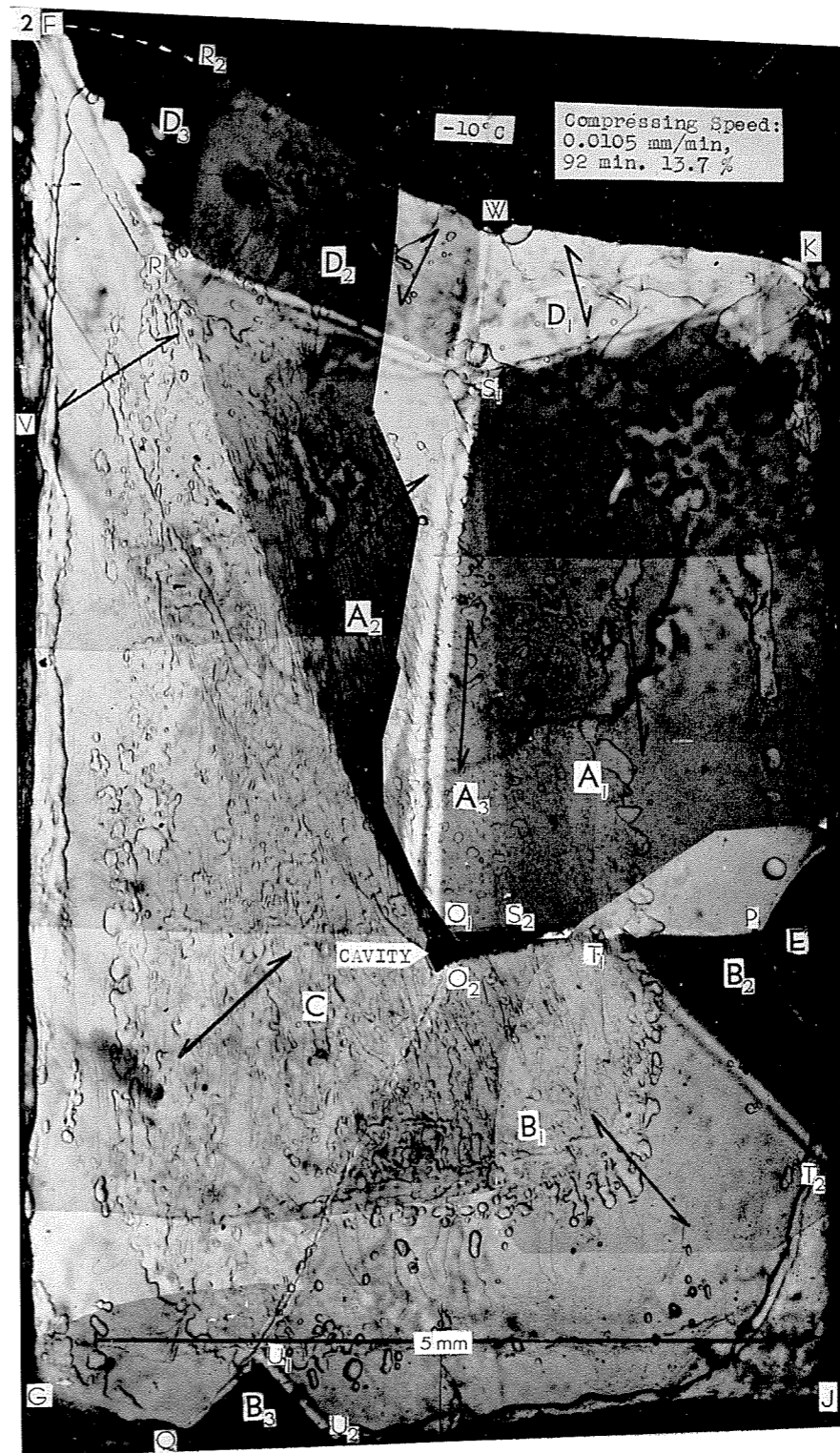
図 版 説 明

図版 I 多結晶氷の塑性圧縮変形に際しておこった氷組織の変化を示す。1は圧縮前の多結晶氷の薄板で、 $1/4\lambda$ 板を伴用した偏光下で撮影してある。2は、写真の左右の方向にそって約14%圧縮したのちの組織(十字ポラロイドの下で撮影)。

図版 II 多数の微小結晶粒からなる多結晶氷の圧縮に際しておこった氷組織の変化を示す。1, 2とも十字ポラロイドの下で撮影。

1; 圧縮前の氷の薄板の一部。

2; 約15%圧縮を与えたときの1と同一部分の写真。



Pl. II-1

Pl. II-2

