



Title	氷単結晶の塑性ねじり変形
Author(s)	福田, 明治; Fukuda, Akeharu
Citation	北海道大學工學部研究報告, 74, 73-82
Issue Date	1975-03-05
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/41258">https://hdl.handle.net/2115/41258</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	74_73-82.pdf



# 氷単結晶の塑性ねじり変形

福田 明治\*

(昭和49年7月30日受理)

## Plastic Torsion Deformations of Ice Single Crystals

Akeharu FUKUDA

(Received July 30, 1974)

### Abstract

Creep test under alternating torsion stress was used to investigate fatigue of single crystals of ice. Results show that the deformation is controlled by both the generation rate of dislocations and the velocities of dislocations inherently present in the crystal. The generation rate of dislocations is proportional to the density of dislocations in the crystal. The velocities of dislocations are proportional to the stresses exerted on the crystal.

Almost all dislocations can be easily moved by shear stresses at the basal planes, and work hardening did not occur. This is due to the fact that the dislocations in the crystal were rearranged in such a way that the resistance to its movement was minimal.

### 1. は し が き

氷単結晶の塑性の研究は種々の方法でなされているが、疲労試験に類する実験はほとんどない。これは、今まで氷の塑性変形の実験が多くなされた引張りや曲げ試験では、試料に大きな歪を与えると外形が大きく変化するので、応力を反転させ繰返し塑性変形を与えることがむずかしいからである。そして、氷は金属にくらべて脆性が大きいので、外形の変化を伴うような変形を繰返えすと容易に破壊してしまうのである。

氷単結晶での大きな塑性歪は、六方晶底面内でのすべりによって行なわれることが知られている。それで回転軸が氷単結晶の底面に垂直になるような円柱状試料を作ってねじり試験を行なうことを試みた。この場合は、大きな塑性歪を与えても外形に変化がなく、応力の反転はねじり方向を逆転するだけで行なえる、という利点がある。

この論文は、定応力下の繰返し歪に対応する歪速度の変化をしらべ、現象の特徴を転位論的に論じようとするものである。

### 2. 実 験 方 法

この実験には図-1に示すような回転装置を用いる。まず、断面が $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ で長さ5 cm程度の柱状の氷をメンデンホール氷河産の単結晶から切り出す。このとき柱状氷の長さ方向は氷

\* 応用物理学科 応用物性第一講座

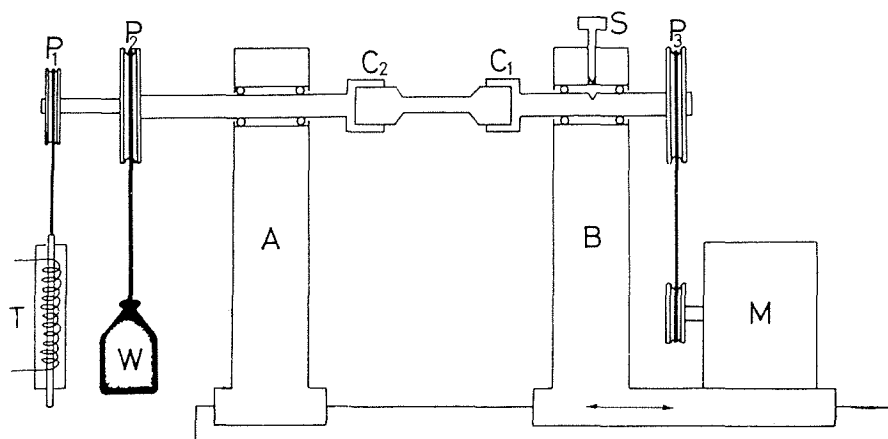


図-1

の  $c$ -軸方向と平行にとられる。この柱状の氷を図-1のチャック  $C_1$  に水を注入しながらはめこみ凍らせて固定する。ストッパー  $S$  を引き上げ、モーター  $M$  によって試料を回転させる。回転している試料に熱板をあてて表面を少しずつ融かし角をおとす。その後、他の支持台にとりつけた鋭利なバイトで完全な円柱状に仕上げる。削られた試料面は透明でほとんど傷がないように見える。しかし、目に見えないような傷を取除くためにアルコールで研磨して試料表面を約  $1\text{ mm}$  程度取り除く。試料表面の残留アルコールはヘキサンで洗いおとし、1日放置して表面を昇華させる。最終的には試料の円柱部分は長さ  $2\text{ cm}$ 、直径  $1\text{ cm}$  程度となる。支持台  $B$  を  $A$  の方向へ移動させて、試料の端をチャック  $C_2$  にはめこみ固定する。最後にストッパー  $S$  を下して  $C_1$  側が回転しないように固定する。

実験はプリー  $P_2$  に巻きつけたワイヤーの端に重錘  $W$  を下げて  $C_2$  にトルクを与える。トルクを与えられた氷はねじり変形をはじめ。この変形量はプリー  $P_1$  の回転によって伝えられ、これを歪計  $T$  で測定して、自動的に記録される。試料が  $\theta$  だけ変形したとき重錘をつるしたワイヤーをプリー  $P_2$  に逆方向に巻きかえてトルクを反転する。これで試料は逆方向にねじり変形をはじめ。次にねじり量が  $-\theta$  になったときトルクを元にもどして  $\theta$  まで変形させる。以後この操作を繰り返す。

この試料作製と実験はすべて  $-20^\circ\text{C}$  の低温室内で行なった。

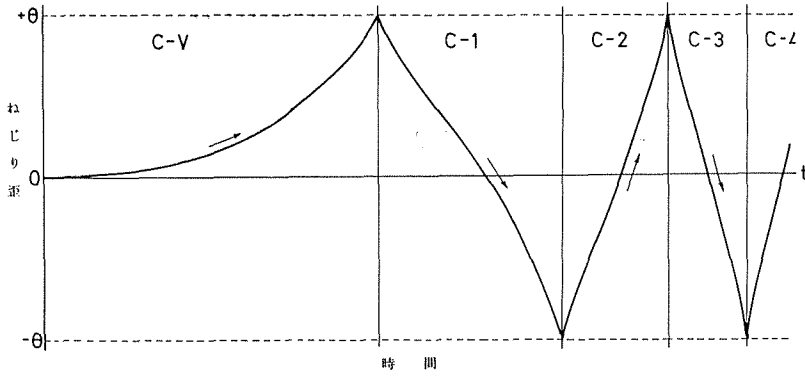
### 3. 実験結果

記録された時間対歪曲線の一例を図-2に示す。曲線  $C-V$  は、初めに  $\theta$  だけねじり変形を行なったもので、今後、これを初期ねじり曲線と呼ぶことにする。曲線  $C-1$  は初期ねじりと反対方向に  $2\theta$  だけのねじり変形を表わし、 $C-2$  は初期ねじりと同方向である。しかし、 $C-1$ 、 $C-2$ 、 $C-3$ 、… は今後まとめて反転ねじり曲線と呼ぶ。

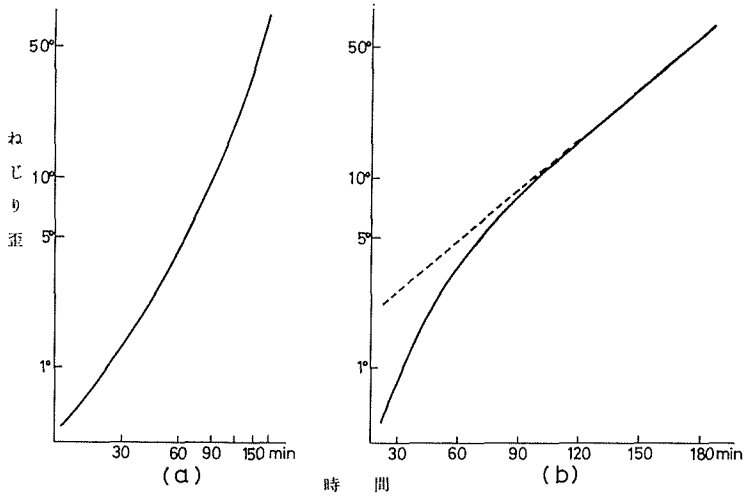
#### 3-1 初期ねじり曲線について

水の引張り変形などの実験結果では、時間対歪曲線は歪が時間の  $n$  乗 ( $n \approx 1.5$ ) に比例するという報告<sup>1)</sup>がある。それで、初期ねじり変形を全対数紙に描いてみると図-3(a)に示すように次第に勾配が大きくなり、単なる  $n$  乗則には合わない。そこで、これを半対数紙に描くと図-3(b)に示すように次第に勾配が小さくなり、ある直線に漸近するような曲線となる。

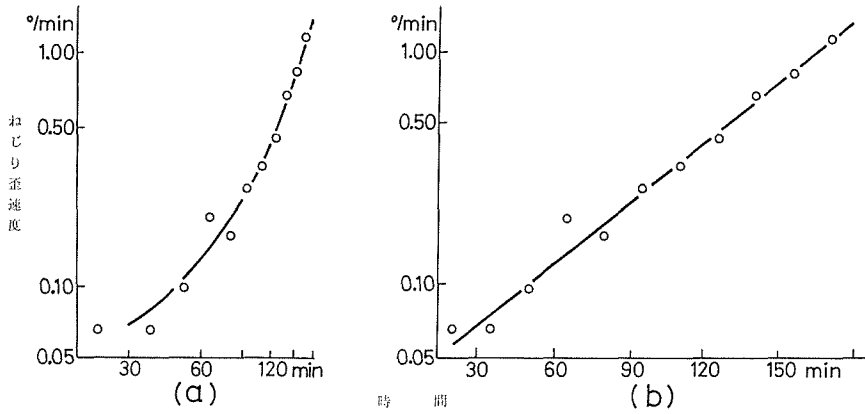
初期ねじり曲線を一定時間間隔で切り、この間の歪量を測って平均歪速度を求める。この歪



図—2



図—3



図—4

速度を全対数及び半対数紙に描いたものが、それぞれ図-4の(a)と(b)である。全対数では曲線となり、半対数ではほとんど直線とみられる。

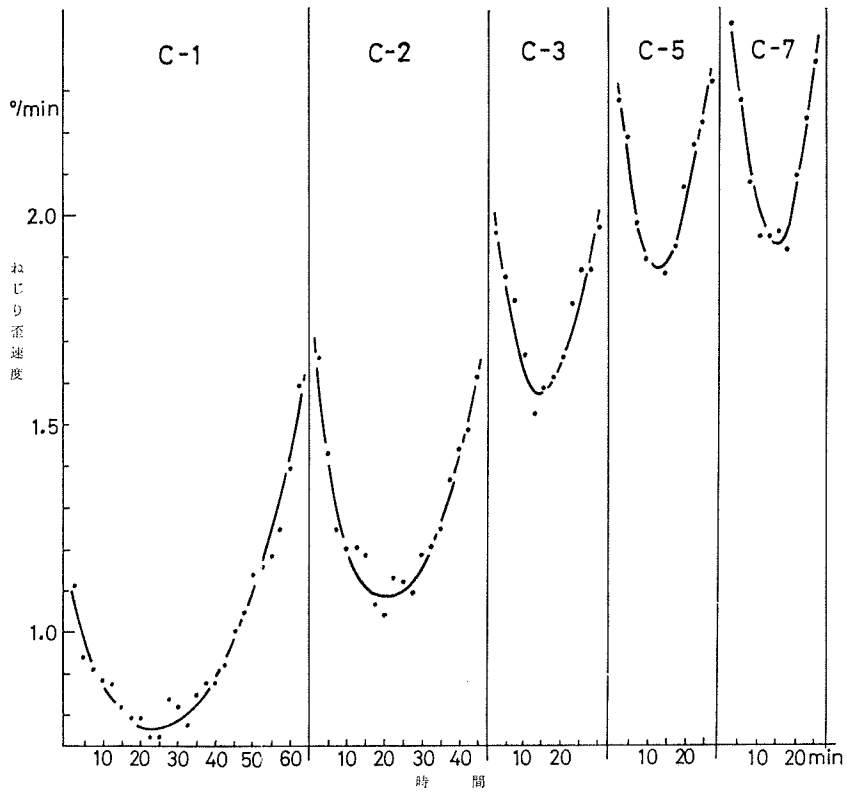


図-5

### 3-2 反転ねじり曲線について

反転ねじり変形の平均歪速度を描くと図-5のようになる。C-1, C-2, …等の区分けは図-2のそれに対応している。歪速度は反転された直後で大きく、次第に減少し極小値をとり、その後また大きくなっていく。この歪速度の時間依存性を半対数紙に描いてみる。例として図-5のC-2を描くと図-6の白丸で示したものとなる。ここで直線aとbをえらんで、その和をとると破線のようになり、歪速度の実測値と良く一致する。このように歪速度の時間変化が2つの直線の和で表わされるのは、最初の数回の反転ねじりだけでその後は誤差が大きくなって困難になる。しかし、分離した直線の減少部の勾配は、始めの数回は次第にわずかずつ大きくなり、数回後では一定の値になるようにみえる。

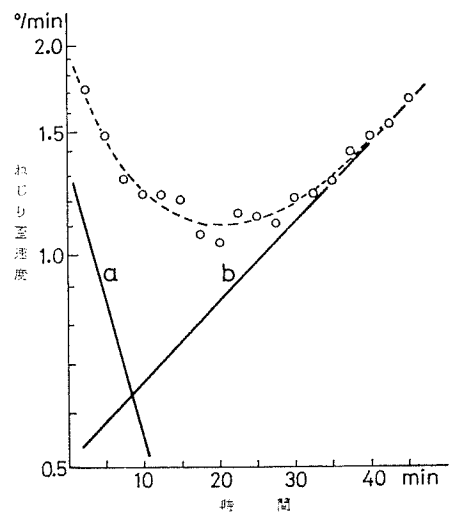


図-6

### 3-3 歪速度の飽和

繰返し反転ねじりを行なうと、図-5に見られるように各回毎に歪速度が大きくなっていくが、次第にその増加の仕方が小さくなるようにみえる。そこで各20のねじりの所要時間で20をわたった平均的歪速度が繰返し回数と共に増大していく様子の一例を図-7に示した。この図から歪速度がある一定値に漸近していく傾向がみられる。

### 3-4 X線によるねじりの分布観察

この観察については、すでに報告してある<sup>2)</sup>ので補足的なものだけ記すことにする。ラウエ斑点のアステリズムによる観察では、ねじりの分布は中心軸から動径方向に向って全く一様であることが示されている。ただし、この方法では1°以内のねじれの違いは識別できない。この一様性は後の議論にとって重要な条件である。

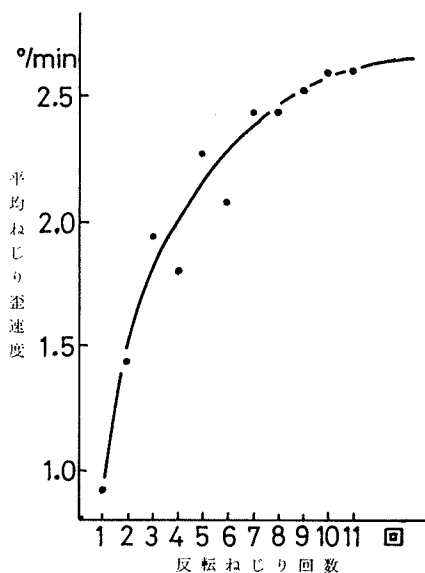


図-7

## 4. 考 察

### 4-1 ねじり変形におけるすべり面内の転位の分布

単結晶にねじり塑性変形を与えた場合、それには2組以上のらせん転位の分布が関与する必要がある。氷の場合、ねじり変形が六方晶底面内のすべりだけで行われるとき、 $b_1=(a/3)[2110]$ 、 $b_2=(a/3)[1\bar{2}10]$ 、 $b_3=(a/3)[11\bar{2}0]$ のバーガース・ベクトルをもつらせん転位がすべて同じ密度で分布しなければならない。この3つのバーガース・ベクトルの向きを正とし、このときのねじれの方向を正としておく。もし、バーガース・ベクトルの向きが上記と逆向き、すなわち負である転位を分布させれば、ねじれは上記と逆方向になる。このときのねじれの方向を負とする。従って、正と負のベクトルをもつ転位が同じ密度で分布しているものは、外部にねじり量として現われない。それで真の転位密度はねじれとして現われるものより大きい。しかし、ここでは、まず、ねじれとして現われる転位の密度についてだけ考える。

先の3種のらせん転位の総密度を $\rho$ とすれば、試料長さ1 cmあたりのねじれ角 $\theta$ ラジアンは

$$\theta = \frac{\rho b}{2} \quad (1)$$

となり、 $b$ はバーガース・ベクトルの大きさを $4.5 \times 10^{-8}$  cmである。更に、この密度 $\rho$ はねじり軸から動径方向には一様でなければならない。もし、この密度が動径方向に変化すれば結晶に外力を与えなくても内部応力を発生するのである。この様な内部応力を考える前にまず $\rho$ が一様な場合から考えていく。

円柱状試料の両端に硬い板をはりつけて、この板にトルクを与えて試料を弾性的に変形させて固定する。このときの弾性ねじり角を単位長さあたり $\theta$ とすると、近似的に $\tau(r) = \mu \theta r$ の剪断応力がすべり面上に分布する。ここで $\mu$ は剛性率、 $r$ は中心軸からの距離。次に試料表面から転位を入れて弾性変形をすべて塑性変形に変える。このとき必要な転位の量は(1)式に示した密度 $\rho$ で一様に分布するものとなる。このとき試料内部の応力はなくなるのでトルクは0となり、両端を硬い板からはなしても変形は元に戻らない。一方、試料に全く力を及ぼさないように両端を

固定して前述の転位を結晶内に入れると、内部に、 $\tau(r)=\mu\theta r$  の応力を発生することになる。なぜなら両端を固定していなければ、この転位の導入によって試料両端は互いに  $\theta l$  だけ回転 ( $l$  は試料の長さ) しなければならないが、両端を固定してあるので弾性的に変形したことに相当するからである。

次に転位分布が一様でない場合を考える。これには上記の後者の考え方をつかって論ずる。ここでは転位密度が、

$$\rho' = \lambda r \quad (2)$$

になるような例で考える ( $\lambda$  は定数で、 $r$  は中心軸からの距離)。すなわち転位密度は円柱内で中心軸から遠ざかるほど増加するような分布を持たせるものとする。

転位の入っていない試料両端に固い板をはりつけて、この板が回転しないように固定する。そして転位を表面から内部に入れて (2) 式であらわされるような分布をさせると、このとき中心軸から  $r$  の円筒表面を通過する転位の数は、円筒の単位長さあたり  $\lambda r^2/2$  となる。それで、この通過転位の生ずべき塑性剪断変形は  $\lambda r^2 b/2$  である。しかし、円柱試料の両端は固定されているので、 $\tau'(r)=\mu\lambda b r^2/2$  の応力が試料内に発生する。このとき試料両端には、

$$N = \int_0^a 2\pi r \cdot dr \cdot \frac{\mu\lambda b r^2}{2} \cdot r \quad (3)$$

のトルクを生ずる ( $a$  は試料の半径)。次に、固い板をはりつけたまま両端の固定を解放すると試料両端は回転してトルクはなくなる。このとき試料両端には固い板がはりつけてあるので、試料の各部分には  $\theta' r$  だけ戻りの剪断変形がある。従って全トルクが 0 になることから、

$$\int_0^a 2\pi r \cdot dr \left( \frac{\mu\lambda b r^2}{2} - \mu\theta' r \right) r = 0 \quad (4)$$

となる。この式から  $\theta'$  を求めると  $2\lambda b a/5$  になる。それで、試料内部には

$$\tau''(r) = \frac{\mu\lambda b r^2}{2} - \frac{2\mu\lambda b a r}{5} \quad (5)$$

の応力が残る。よって転位密度が (2) 式に示すような分布になれば、外力がなくとも (5) 式に示すような内部応力がある。

このような内部応力が試料変形中に発生して、試料表面近くで、外力による応力と同じ程度になれば、表面近くでの応力は両者が相殺してしてなくなる。後に述べるように、氷単結晶においては試料表面は転位発生的重要な源であるから、表面での応力がなくなることは、転位の発生がなくなることになる。従って、塑性変形が続行されないこととなる。それで、このような分布の最大値の目安として、例えば、 $a=0.5$  cm の試料に 1 kg-cm のトルクを与えた (実験は、この条件のもとで行われている) ときに、表面近くで、このトルクによる応力が (5) 式で  $a=0.5$  cm としたものと等しいとして  $\lambda$  を求める。この  $\lambda$  の値を (2) 式に代入して、転位の表面近くでの密度を求めると  $6.5 \times 10^4$  cm<sup>-2</sup> となる。

次に一様な密度  $\rho$  で転位が分布して単位長さあたり  $10^9$  のねじれがある場合、(1) 式から  $\rho = 7.8 \times 10^6$  cm<sup>-2</sup> になる。従って、上記の転位分布が、この  $\rho$  なる分布に重なっているとしても、無視できる程度のものである。又 (2) 式に示すような密度が大きくなれば、ねじり変形中に与えられたトルクによる応力より大きくなる。よって、このような分布をしている転位があれば、大きな内部応力によって転位に力を及ぼし一様な密度になっていくであろう。このことは、前述の X 線による観察と一致している。

これまで、外部にねじれとしてあらわれる分の転位分布についてのみ述べた。しかし、先に述べたように真の転位密度は、これらと正と負のバーガース・ベクトルをもつ転位が任意の領域内で同じ密度で混在している分との和である。更にこの正負の密度が等しければ、正負の密度の和が各領域内で異なってもよい。それで、このねじられた試料内のすべての転位についてみると、必ずしも一様とはいえないことになる。しかし、次の考察から、付加された正負の転位密度も動径方向には一様であると考えられる。

まず最初に一つのすべり面上に正負の転位が混在していると考える。この転位に応力をかければ正と負の転位は互いに反対方向に動き、正と負が合体して転位は消滅する。この結果、最初に混在していた正負で数の多い方の転位だけが残る。つまり一つのすべり面上には一方の符号のもののみとなる。このすべり面を含む薄い円板で上記の応力について考えれば、転位は一様に分布する。次に新しい転位が、このすべり面に入ってくれば、同符号ならば、この部分の間隔が小さくなる。しかし入ってくる転位の量が先に存在している転位量にくらべて小さければ、転位の運動中に、この部分的な密度の増加は緩和される。異符号ならば、すべり面内の一つの転位と合体消滅して、この部分の間隔が大きくなり部分的に転位密度は減少するが、やはり上と同様に緩和される。

このことから、変形中の転位の分布は、一つのすべり面上には同符号の転位のみが存在し、動径方向に一様な分布をしていると仮定できる。

#### 4-2 初期ねじりの歪速度

前節に述べたように、初期ねじり変形の歪速度は時間に対して指数函数的に増加したのであるから、歪速度を

$$\dot{\varepsilon}(t) = ae^{\alpha t} \quad (6)$$

と仮定して、図-4(b)に適用すれば、 $\alpha = 0.021 \text{ min}^{-1}$ 、 $a = 0.033^\circ \text{ min}^{-1}$ となる。次に上式を積分すれば、歪量が得られ

$$\varepsilon(t) = \frac{a}{\alpha} e^{\alpha t} + C \quad (7)$$

となる。この式に上記の  $a$  と  $\alpha$  の値を入れて初期条件を  $t=0$  で  $\varepsilon=0$  とすれば、 $C$  は  $1.57^\circ$  となる。この値は図-3(b)の歪量を表わす曲線と破線で示された直線の縦軸上の差に一致する。

歪速度に可動転位の量とその速度の積に比例すると考えるのが、ふつうの塑性変形に関する転位論的な考え方の基本である。そこで、まず転位の速度について考察する。初期ねじり変形が終了する直前の歪速度は、次の反転ねじり変形の開始直後の歪速度にくらべてかなり小さい。この両者では転位密度の違いはほとんどないであろう。従って、上記の事実を説明するためには転位運動について次のようなことを考えなくてはならない。

円柱状氷結晶内の基底面 (0001) に正と負のバーガース・ベクトルをもつ転位が分布しているとしよう。これらに正方向のねじりを起こすトルクを与えると、正の転位は中心軸に向って、負の転位は試料表面に向う力をうける。負の転位は運動して表面から排出され、その密度は減少する。しかし、もし新しい転位の発生がなければ、正の転位の方はほとんど動くことができない。なぜならば、正の転位が中心軸方向に運動すれば次第に中心軸近くの密度が大きくなり、表面近くに正の転位がなくなって、転位の分布が一様でなくなる。これは先に述べたような大きな応力を発生し正負両方の転位を引きもどす力となるからである。それで今の場合、最終的には負の転位の大部分は排出され、正の転位はほぼ元の位置に残って、それ以上の変形は起こらなくなると考えられる。新しい転位が転位対として導入されれば、負の転位は表面に向って運動し、正の転

位は既存の正の転位群に組みこまれ、正の転位の密度を大きくする。

ねじり変形はこのように進行するから歪速度は新しく導入される転位の発生率（時間的割合）に依存していることになる。この発生率が(6)式の形、すなわち時間に対し指数函数的であるとすれば、(7)式と組合わせて、歪量に比例することになる。すなわち転位密度に比例していると考えられる。

水の応力による転位の発生は、小傾角境界と結晶表面から起こる<sup>3),4)</sup>。小傾角境界からの発生は刃状成分をもつ短い転位が高速で運動し後方にらせん転位対を残す。小傾角境界自身は転位を発生しながら分解し消滅する。ある程度歪をうけた結晶内には、それでほとんど転位の発生源がなくなる。表面からの発生は転位群が表面に露頭している近傍から起こる。従って転位の発生量は結晶表面に露頭している転位の数に依存しているのである。

図-3で示した以外の実験による $a$ 値及び $\alpha$ 値を比較すると、 $a$ は数10パーセント、 $\alpha$ は10パーセント以内の変動がある。これは、試料の個性によるものと考えられる。この実験に使用したメンデンホール氷河産単結晶は、亜境界を含んでいるものが多い<sup>5)</sup>。それで転位の初期発生量は試料によって異なり、(6)式の $a = \varepsilon(0)$ に影響する。又、亜境界から発生した転位群が結晶表面に露頭するとき、亜境界の分布に依存するであろう。このため、その後の転位の発生率にいくぶんの影響を及ぼし、 $\alpha$ が異なるのであろう。

#### 4-3 反転ねじりによる転位の排出

前節の2に述べたように、反転ねじりの歪曲線は、時間的に減少する直線部分と増加する直線部分の和からなっているとみられた。増加する方は初期ねじりと同様に転位の発生によるものと考えられるが、減少する歪速度の方については転位の排出によるものとして考察してみよう。

まず、正方向のねじりで試料内に蓄積された正の転位は、次の負方向のねじりで排出される。この正の転位とは、先にのべた3種のバーガース・ベクトルをもつものが同密度で分布しているものである。従って、1種の転位の底面内での間隔を $x$ とし、底面と垂直方向すなわちねじり軸に沿う方向の間隔を $a$ とすると、正の転位の全密度は、

$$\rho^+ = \frac{3}{ax} \quad (8)$$

となる。応力による転位の運動は、ほとんど底面内だけでおこるから、 $a$ は一定に保たれる。更に底面内で転位が動くとき動径方向に沿っての密度が場所によって変わらないという前述の要請を考えると、 $x$ は時間だけの函数である。それで、ねじり歪速度は(1)と(8)から

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{b}{2} \frac{d\rho^+}{dt} = -\frac{3b}{2a} \cdot \frac{1}{x^2} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (9)$$

となる。実験結果から減少部が指数函数的にみられるから、 $d\theta/dt \propto \exp(-ct)$ として、(9)式を解いて、

$$x = x_0 e^{ct} \quad (10)$$

$$\rho^+ = \rho_0^+ e^{-ct} \quad (11)$$

となる。ここで $\rho_0^+$ は正の転位の初期密度である。次に、中心軸から距離 $r$ のところまでの間にある転位の数は $r/x$ であるから、ここでの転位の速度は、(10)式を用いて、

$$v(r) = \frac{r}{x} \cdot \frac{dx}{dt} = cr \quad (12)$$

となる。与えられたトルクによる応力分布は

$$\tau(r) = \frac{2N}{\pi a^4} \cdot r \quad (13)$$

であるとして ( $a$  は試料の半径), (12) 式を用いて  $r$  を消去すれば,

$$v = \frac{\pi a^4 C}{2N} \cdot \tau \quad (14)$$

となる。 $c$  を図-6 に示したような減少部直線の勾配から求めると, (14) 式の定数部分は, (2~8)  $\times 10^{-5} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$  となる。この値は転位の速度の直接観察<sup>3)</sup> による値とよく一致している。

#### 4-4 平均的歪速度の飽和

(11) 式によれば, 排出転位による歪速度は蓄積された転位の量に比例する。平均的歪速度が飽和して定常状態にある場合を考える。まず, 正の方向の反転ねじりが終了したところからはじめる。このとき正の転位密度は  $\rho_0^+$  とする。負の方向へねじり, 正の転位を排出させ, ねじりを終了する。このとき正の転位の残量は, (11) により,

$$\rho_R^+ = \rho_0^+ e^{-\tau t_0} = \lambda \rho_0^+ \quad (15)$$

となる。ここで  $t_0$  は一回の反転ねじりに要する時間であり, 定常状態であるから各回とも一定の値をとる。すなわち  $\lambda$  なる定数で残留率を表わされる。このねじりを終了したときの負の転位の量を  $\rho_0^-$  とすれば, 塑性ねじり歪に必要な転位の量は,

$$\rho_0 = \rho_0^- - \rho_R^+ = \rho_0^- - \lambda \rho_0^+ \quad (16)$$

である。いま定常状態であるから  $\rho_0^+$  と  $\rho_0^-$  は等しいとしてよい。よって

$$\rho_0 = (1 - \lambda) \rho_0^+ \quad (17)$$

となる。実験結果から  $c$  及び  $t_0$  を推定して,  $\lambda$  を最も大きな値にとっても 2/3 程度である。これによると, 正と負の転位の密度の和, つまり結晶内の転位の総密度は, 外部にねじれとしてあらわれる転位密度の 5 倍以内である。

#### 4-5 転位の分布配列

減少部の勾配から, 転位の排出速度が反転ねじりのはじめの 3 ないし 4 回目あたりまで, わずかであるが増加することがわかる。これは, はじめのうちは亜境界や表面の傷等によって発生した比較的ランダムな転位分布のため, 正負の転位が近接した基底面内を行き交うことになる。従って, 正負の転位は相互作用を受け一時的に停止し, 平均転位速度を小さくしているためであろう。その後, ある程度転位密度が大きくなると, 表面近くの正負の転位が混存しているところでは局所応力が小さいが, 逆に同符号の転位の集まっているところでは局所応力が大きくなり, 転位の発生源となる。このような過程が進めば, 各符号の転位はそれぞれのすべり帯を作り, 異符号のすべり帯の間には不活性な層を残すであろう。このように分布すれば, 正負間の相互作用は小さくなり, 転位の平均速度はいくぶん大きくなると考えられる。

塑性変形をした氷の光学的観察で基底面に沿う縞が観察されている<sup>9)</sup>。このことから, このような分布は可能性がある。更に, 引張り試験の試料を長時間放置又は焼鈍しても回復が起らない<sup>7)</sup> ことも, このような分布を裏付けている。もし, 転位が上記のような分布でなく, ランダムであれば, 近接している正負の転位は熱的な運動で合体消滅して, いくぶんかの回復があつてよいと考えられるからである。

## 5. 結 論

- (1) ねじり変形による転位の分布は動径方向については一様である。

(2) 反転ねじり変形の歪速度は蓄積されていた転位の排出速度に支配されるものと、転位の発生率に支配されるものからなる。

(3) 排出される転位の速度は応力に比例する。

(4) 転位の発生率は、かなり大きな歪量になるまで、転位密度に比例する。

変形が進むと、結晶内の転位は運動に対する抵抗を少なくするように分布していく。このため、固着転位は少なく、加工硬化はあらわれない。

## 6. あとがき

本実験は、著者が1963年頃、本学大学院理学研究科において行ったものであるが、当時、この結果を転位論的に論じても憶測の域をでられないので、現象のみを物理学会の講演会で報告しただけであった。その後、応用物理学科における我々の研究室にX線顕微法カメラ（ラング・カメラ）が備えられ、氷の転位の直接観察が行われるようになり、氷の転位の分布、運動、発生が次々と明らかにされた。この研究報告の考察は、これらの直接観察の結果にもとづいて行ったものである。

この実験及び報告作成にあたり、本研究室の東 晃教授に懇切な御指導と御助言を戴いたことを記し、深く感謝の意を表します。

## 文 献

- 1) Jones, S. J. and J. W. Glen: *J. Glaciol.* 8 (1969), p. 463-473.
- 2) 東 晃, 福田明治: *日本結晶学会誌* 13 (1971), p. 57-67.
- 3) Fukuda, A. and A. Higashi: *Physics of Ice* (1969), p. 239-250, Plenum Press.
- 4) Fukuda, A. and A. Higashi: *Cryst. Lattice defect* 4 (1973), p. 203-210.
- 5) Fukuda, A. and A. Higashi: *J.J.A.P.* 8 (1969), p. 993-999.
- 6) 中谷宇吉郎: *金属物理* 4 (1958) 3, p. 89-96.
- 7) Readey, D. W. and W. D. Kingery: *Acta Met.* 12 (1964), p. 171-178.