解 説

氷床氷の流動則¹⁾

東 信彦²⁾³⁾

要 旨

南極やグリーンランド氷床では場所によって特異なファブリックが発達し、氷床氷の力学的性質も等方性氷とは全く異なることが、最近の深層掘削によって採取された氷コアの研究から明らかになった。氷床のモデリングやダイナミクスの研究に於いてGlenの流動則が使われているが、この流動則は多結晶氷の塑性が等方的であることを前提としたもので、特異ファブリックを持つ氷床氷には適用出来ない。筆者は最近、任意のファブリックを持つ多結晶氷に適用できる流動則を導出し、この流動則が氷床氷の流動特性をうまく記述することを示した。次にファブリック発達のメカニズムについて考察し、氷床中では粒内滑りによる結晶回転がファブリック発達を支配していることを示した。最後に何が氷床の流動を律速するかについて問題を提起した。

キーワード：氷の流動則、ファブリック、氷床コア、結晶回転モデル

Key words: flow law of ice, ice fabric, ice sheet core, crystal rotation model

1. はじめに

南極やグリーンランド氷床の水はその自重によって塑性変形し続け、内陸から海へと長い時間をかけて流れ下っていく。この氷床の過去から将来に亘る動態を把握することは地球の気候変動を予測する上で極めて重要なことである。氷床を掘削し氷床内部の水を分析することによって、過去の地球の環境や気候に関する情報を読みとったり、過去の氷床の状態を推定することが可能である。そのためにはその氷が過去、雪として氷床表面に降り積もった時から現在まで、どのように流れてきたかを正確に知らなければならない。一方、気候変動によって氷床が現在の姿から将来どのように変動していくかを大型計算機によってシミュレートする氷床モデリングも盛んに行われている。これらの研究のなかで構成方程式として常に用いられているのが次の氷の流動則である。

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_{ij} &= A \tau_e^{-2} \sigma'_{ij} \\ \tau_e &= \left[\left(\frac{1}{2} \right) \sigma'_{ij} \sigma'_{ij} \right]^{1/2}\end{aligned}$$

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \left(\frac{1}{3} \right) \delta_{ij} \sigma_{kk} \dots\dots\dots (1)$$

Aは温度に依存する因子、 τ_e は有効せん断応力、 σ'_{ij} は偏差応力テンソル、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ。

この式はGlenの式と呼ばれ多結晶氷に働く応力テンソル σ_{ij} と歪速度テンソル $\dot{\epsilon}_{ij}$ の関係を表したものであるが、氷の塑性が等方的であることを前提としている。ところが、氷の単結晶は主にc軸に垂直な面(基底面)のすべりによって変形する、塑性異方性の極めて強い物質である。式(1)は個々のc軸が無秩序に配向するような多結晶氷には成り立つが、c軸配向に偏りがあるような多結晶氷にはなり立たない。

後で述べるように、氷床中の深部の氷はc軸が特定の方向に配向しており、その様子も深さと流動経路によって変化することが、氷床深層掘削によって得られた掘削氷(コア氷)の種々の観察と実験から明らかとなった。本稿では氷床内部の氷の力学的性質ならびにその氷の組織構造について述べ、氷床の流動は式(1)に代る新しい流動法則に支配されていることについて述べる。

1) A new flow law of ice-sheet ice

2) 長岡技術科学大学

〒940-21 長岡市富岡町1603-1

(Nobuhiko AZUMA, Nagaoka University of Technology, Nagaoka 940-21, Japan)

3) 1994年度日本雪氷学会 平田賞受賞者

2. 氷床氷の流動パターンとファブリックの発達

2.1 氷床流動の駆動力と水平流速の鉛直プロファイル

図1は氷床内部(二次元)の氷の流れ(実線)とその駆動力となるせん断応力(σ_{xz})を模式的に示したもの

図1 氷床内部の水の流れ(実線)と氷床中の氷体に働くせん断応力

である。ある場所(底から z の高さ)の氷体に働くせん断応力 σ_{xz} は静力学的に決まり次の式で与えられる。

$$\sigma_{xz} = \rho g(h-z)\alpha \quad \dots\dots\dots (2)$$

ρ は水の密度, g は重力加速度, h はその場所の氷厚, α は表面傾斜である。偏差応力の垂直成分による変形は無視できると仮定し, 式(1)が氷床氷にも成り立つとすれば, 氷床の水平流動速度の鉛直分布は図2に示すように z の4乗の曲線となる。(ただし氷温が一定の場合である。)

図2 氷床中の水平流動速度の鉛直プロファイル, Glenの流動則で $n=3$ の場合

2.2 深層掘削孔の変形から分かった氷床の流動パターン

近年の氷床掘削技術の発達により, 南極のバード基地やグリーンランドのキャンプセンチュリー, ダイスリー, ドームサミット等で, 岩盤に達する2000~3000mの氷床深層掘削が行われ, その掘削孔の傾斜を時間を経て測定することにより, 氷床の水平速度の鉛直分布が明らかになった。その結果は式(1)から予測される図1の曲線とは異なっている。その一例として図3にダイスリーの場合(Hansen and Gundestrup, 1988)を示す。流速プロ

ファイルは深さ1786m付近で折れ曲がっており, これは水平方向のせん断歪速度 ϵ_{xz} がこの深さで深で不連続的に大きくなっていることを示している。このように氷床の深部で, 水平方向のせん断に対して極めて軟らかい層が存在していることが明らかとなった。

図3 ダイスリーの掘削孔の傾斜速度から得られた水平流動速度の鉛直プロファイル (Hansen and Gundestrup 1988)。実線は氷床表面からの深さに対して描き, 破線は下部500mを拡大して岩盤からの高さに対して表示したもの。岩盤の深さは2037m。

2.3 氷床中のファブリック

上述した深層掘削によって氷床表面から深部に至る氷床中の水が採取された。Glenの流動則(式(1))が使えるかどうかは, その水の c 軸方位分布(ファブリック)が無秩序であるか或いは特定の方向に偏っているかを調べれば分かる。各氷床コア(掘削によって採取された円柱状の水を氷床コアと呼ぶ)のファブリック解析結果は次のようになっている。キャンプセンチュリー(Heron and Langway, 1982)とバード(Gow and Williamson, 1976)のコアでは共に表面付近では無秩序方位分布であったものが, 深くなるに従って c 軸が徐々に鉛直方向に向くようになり, 氷厚の3/4以深の深部ではほとんどの c 軸が鉛直方向に配向する単極大型となる。またバードの場合は岩盤近くで突然 c 軸の集中方位が複数となる。ダイスリーでも浅部では無秩序方位分布であっ

たものが深さと共に次第にc軸が鉛直方向に向くようになるがその傾向はゆっくりで、1786mを境にそれより以深では強い単極大型が発達している (Herron *et al.*, 1985, Lang-way *et al.*, 1989). ポストーク (Lipenkovich *et al.*, 1989) とみずほのコア (Fujita *et al.*, 1987) では表面では無秩序に分布していたものが深くなるにつれ特定の鉛直面内で無秩序に分布する大円ガードル型となっている。両コアとも深部のコアは採取されていないので深部でどの様に変化しているかは不明である。最近グリーンランドの中央高地ドーム頂部でヨーロッパ連合隊が、また南極のロードーム頂部でオーストラリア隊がそれぞれ3029mと1200mのほぼ岩盤までの掘削を行った。両コアともファブリックは表面での無秩序方位型から深さと共にc軸が鉛直方向に配向する単極大型にゆっくりと移行する (Dahl-Jensen 私信, Jacka 私信)。このように氷床中では場所によって特異なファブリックが発達する。

3. 氷床氷の流動則

3.1 エンハンスメント・ファクター

庄子 (1978) はバードで掘削された氷床コアを用いて一軸圧縮試験を行った。その結果、試料の切り出し方向によって硬さが違うこと、特に単極大型ファブリックの氷床コアでは圧縮軸がコア軸に対して45°になるように切り出した場合が最も軟らかいこと、この場合、同一応力では歪速度が無秩序分布型の約10倍速くなることを見出した。Russell-Head and Budd (1979) はロードームのコアを用いてせん断クリープ実験を行った。この場合、氷床中の変形に対応させて、コア軸に垂直な面がせん断面となるように試料を切り出している。この結果も庄子の結果と同様に単極大型が発達するほど歪速度が大きくなり、強い単極大型では無秩序分布型の10倍程度になる。彼らは次式のように式(1)にエンハンスメントファクター E という因子を用いてc軸の配向に偏りがある場合の氷の歪速度と応力の関係を表わそうとした。

$$\dot{\epsilon}_0 = EB\tau_0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$\dot{\epsilon}_0$ は八面体せん断歪速度、 τ_0 は八面体せん断応力、 B は温度に依存した因子。ファブリックが無秩序分布型の場合は $E=1$ であり、単極大型が発達するにつれて増加し、10程度になる。メルボルン大学のJackaを中心とするグループは、ファブリックが無秩序分布型の人工多結晶氷を用いて低応力下での一軸圧縮、一軸引張、単純せん断等のクリープ実験を歪が10%以上になるまで続け、変形中のファブリックの発達と歪み速度の関係を詳しく

調べた (Jacka and Maccagnan, 1984; Gao and Jacka, 1987; Jacka and Budd, 1989)。その結果、はじめ無秩序分布型であったファブリックが、一軸圧縮と一軸引張ではc軸が応力軸に対して30°から60°傾いた方向に配向する小円ガードル型が発達し、単純せん断ではc軸がせん断面に対して垂直な方向に配向する単極大型ファブリックが発達すること、またその場合、一軸圧縮のエンハンスメント・ファクターは約3に、単純せん断のエンハンスメント・ファクターは約8になることを見出した。ダイスリーのコアではShoji and Langway (1989) がバードの場合と同様の一軸圧縮実験を行い、1786m以深の単極大型ファブリックが発達した氷ではエンハンスメント・ファクターが最大16倍にまでなるという報告をしている。

3.2 エンハンスメント・ファクターを用いることの矛盾

Dahl-Jensen (1989) や Reeh (1988) はダイスリーの氷の年代や氷床内部の流速分布を求めるのにGlenの流動則 (式(1)) にエンハンスメント・ファクターを掛けた計算を行った。つまり次式中でウィスコンシン氷期の氷に対しては $E=3$ とし、その他の氷には $E=1$ とした。

$$\dot{\epsilon}_{ij} = EA\tau_0\sigma'_{ij} \quad \dots\dots\dots (4)$$

最近氷床のモデリングや流動計算にもエンハンスメント・ファクター E を入れた式(4)がよく用いられる (例えば、Kostecka and Whillans, 1988; Schott *et al.*, 1992)。ところでGlenの流動則を用いる限り応力、テンソルの前の係数 E はスカラーでしかあり得ないので、氷床内部の氷体の変形は応力の加える方向に無関係である。

ダイスリーのコアではコア中に含まれている固体微粒子や酸性物質の分析が詳細に行われ、単極大型ファブリックが発達する1786m以深のウィスコンシン氷期の氷にはこれらが高い濃度で存在していることが明らかとなった (Hammer *et al.*, 1985 参照 Herron and Langway, 1985)。もしウィスコンシン氷期の氷の異常な ($E=16$) 軟らかさがファブリックに起因するものでなく、含有不純物によるものであれば、軟らかさは等方的であり、式(4)は成立する。しかし 3.1の末尾に挙げたShoji and Langwayの実験結果が示しているように、単極大型ファブリックを持つウィスコンシン氷期の氷はコア軸に垂直な面でのせん断には軟らかく、コア軸に平行かまたは垂直な圧縮には極めて硬い。従ってスカラーのエンハンスメント・ファクターを深さによって変えて式(4)を氷床氷の流動則に用いるようなやり方は根本的に誤りで、ファブリックの型を考慮したテンソル表示の係数を有する新しい流動則を導入する必要がある。

4. 新しい流動則の算出

c 軸方位分布に偏りを持った氷床コアに対しては、たとえエンハンスメント・ファクターで補正しても Glen の流動則が成り立たないことが明らかとなったので、本節では図4の中央に示したような優先 c 軸方位を有する（例えば単極大型ファブリック）氷の変形に対して塑性異方性を考慮した流動則を導く。

一般に多結晶体の流動則を理論的に導出する場合、問題となるのは試料全体に働く応力および歪と個々の結晶粒に働く応力および歪の関係である。これには二つの対照的な仮説がある。一つは Taylor-Bishop-Hill モデル (Taylor, 1938; Bishop and Hill, 1951) と呼ばれるもので、個々の結晶の歪は試料全体の歪と等しいとするものである（均一歪モデル）。これには5つの独立したすべり系が必要である。岩石学や金属学ではこのモデルがよく使われるが、氷の場合は基底面すべり以外では殆どすべらないのでこのモデルは使えない。もう一つのモデルは Sachs モデル (1928) である。これは個々の結晶粒に働く応力は試料全体に働く応力に等しいとするものである（均一応力モデル）。氷ではこのモデルがよく使われる（例えば Van der Veen and Whillans, 1994）が、これには難点がある。結晶の方位に関係なく、等し

い応力がかかっているとすると、応力軸に対して容易滑りの方向に向いた結晶は速く変形してしまい、硬い向きの、まだ変形していない結晶に応力が集中することになって、このモデルの仮定が崩れてしまう。

筆者は氷多結晶に適応するモデルを構築するために行った薄片の一軸圧縮変形実験から次のような結果を得た (Azuma, 1995)。

1) ある結晶粒の変形はその結晶を取り囲む周りの結晶の硬さに依存する。つまり、硬い結晶（基底面上のせん断応力が小さくなる方向に向いている結晶）に取り囲まれている結晶は、たとえその結晶が軟らかい向きに向いていてもあまり変形しないのに対し、周りの結晶が軟らかい場合は、その中心にある結晶は硬くても、多結晶全体はよく変形する。この結果を定量的に示すと、ある結晶の基底面上のせん断歪速度はそれを取りまく周りの結晶粒を含む領域（この場合最近接粒子をとる）の平均基底面上の平均せん断歪速度に等しいということになる。

2) 試料全体の巨視的な歪速度は個々の結晶粒の歪速度の平均値に等しい。

そこで筆者は上述の結果を基に塑性異方性を考慮した新しい流動則を提案した (Azuma, 1994)。この中では次のことを仮定している。

Glen の 流動則

新しい流動則

Glen の 流動則

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \tau_{\sigma}^{n-1} \sigma_{ij}$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)^{n+1} A \sigma^n & 0 & 0 \\ 0 & \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)^{n+1} A \sigma^n & 0 \\ 0 & 0 & -2\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)^{n+1} A \sigma^n \end{pmatrix}$$

新しい流動則

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \beta (G_{ij} + G_{ji}) \tau^n$$

$$G_{ij} = \begin{pmatrix} 0.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.5 \end{pmatrix} \quad (i, j = \zeta, \eta, \xi)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} 0.5^{n+1} \beta \sigma^n & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.5^{n+1} \beta \sigma^n \end{pmatrix}$$

図4 Glenの流動則と塑性異方性を考慮した流動則(12式)による異方性氷の変形パターンと夫々の構成方程式 (Azuma, 1994)

- 1) 個々の結晶粒は基底面滑りでのみ変形する。
- 2) 薄片実験で得られた上述の結果1)と2)が三次元的試料(バルク)にも成り立つ。
- 3) 個々の結晶粒の基底面上のせん断歪速度 $\dot{\gamma}_{(g)}$ とせん断応力 $\tau_{(g)}$ の関係は次の式(Weertman, 1983)で与えられる。以下サフィックス(g)は個々の結晶粒を表す。

$$\dot{\gamma}_{(g)} = \beta \tau_{(g)}^3 \dots\dots\dots (5)$$

$$\beta = \beta_0 \exp(-Q/kT)$$

- 4) 個々の結晶粒内の基底面上の滑り方向は試料全体に働く巨視的な最大せん断応力方向に最も近い方向とする。
- 5) 多結晶氷の巨視的な歪速度成分は個々の結晶粒内の歪速度成分の平均値に等しい。すなわち

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{N_T} \sum_{g=1}^{N_T} \epsilon_{ij(g)}$$

これらの仮定を基に以下のように流動則を導出した。ある応力 $\sigma_{(g)}$ がある結晶粒に働いているとき、その基底面上に働く合応力ベクトル $p_{(g)}$ は

$$p_{(g)} = \sigma_{(g)} \cdot c_{(g)} \dots\dots\dots (6)$$

となる。 $\sigma_{(g)}$ は結晶粒に働く応力テンソル、 $c_{(g)}$ はその結晶のc軸に平行な単位ベクトルである。従って、その結晶の基底面滑り方向の単位ベクトルを $m_{(g)}$ とすると、基底面上での滑り方向のせん断応力 $\tau_{(g)}$ は

$$\tau_{(g)} = p_{(g)} \cdot m_{(g)} = \sigma_{(g)} \cdot c_{(g)} \cdot m_{(g)}$$

$$= \sigma_{ij(g)} c_{j(g)} m_{i(g)} \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここで次のような2階のテンソルを定義する。

$$G_{(g)} = m_{(g)} \otimes c_{(g)} \dots\dots\dots (8)$$

$\otimes$ はテンソル積を意味する。つまり $G_{ij(g)} = m_{i(g)} c_{j(g)}$ とすると(7)式は次のようになる。

$$\tau_{(g)} = \sigma_{(g)} : G_{(g)} \dots\dots\dots (9)$$

ここで $\sigma_{(g)} : G_{(g)}$ の演算は $\sigma_{ij(g)} G_{ij(g)}$ を示す。ここで、ある局所領域(ある結晶粒とそれを取り囲む最近接粒子を含む領域)の幾何学因子テンソル(滑り方向とc軸方位で決まる) $G_{(L)}$ を次のように定義する。

$$G_{(L)} = \langle G_{(g)} \rangle \dots\dots\dots (10)$$

$\langle \rangle$ は局所領域中の結晶粒に亘って平均をとる演算記

号で、 $\langle \rangle \equiv \left(\frac{1}{N_L} \right) \sum_{g=1}^{N_L}$ である。仮定(2)、(3)と式(10)より

個々の結晶粒の基底面上の滑り方向 $m_{(g)}$ に対するせん断歪速度は

$$\dot{\gamma}_{(g)} = \beta \tau_{(g)}^3 = \beta (\sigma : G_{(L)})^3 = \beta \tau_{(L)}^3 \dots\dots\dots (11)$$

σ は局所領域全体に働く応力テンソルで、これは多結晶氷に働く巨視的な応力テンソルに等しい。またダブルドット積 $\sigma : G_{(L)}$ は $\sigma_{ij(L)} G_{ij(L)}$ を表す。 $\tau_{(L)}$ は局所領域の平均基底面上のせん断応力である。

式(11)を巨視的な試料座標系に座標交換し、仮定(1)と(5)を用いることによって次に示すような塑性異方性を含む流動則を得た。

$$\dot{\epsilon} = \beta [G] \tau^3, \quad \tau = G : \sigma, \quad G = \langle G_{(g)} \rangle$$

$$[G] = (1/2)(G + G^T) \dots\dots\dots (12)$$

$\dot{\epsilon}$ は多結晶氷の歪速度テンソル。 G は多結晶氷のc軸方位と応力状態から決まる幾何学因子テンソル、 G^T は G の転置テンソル、 σ は多結晶氷に働く応力テンソルである。 $\langle \rangle$ は多結晶氷中の結晶粒全体に亘って平均をとる演算記号とする。式(12)中で $\tau = G : \sigma$ は $G : \sigma'$ と等しくなるので $\tau = G : \sigma'$ としてもよい。これが図4の下右側に示した式である。

c軸方位がランダムな多結晶氷に対しては、以下に示すようにGlenの流動則と等価になる。例えば一軸引張りの場合、

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (13)$$

とすると、仮定(4)により G テンソルは次のようになる。

$$G_{ij} = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/6 & 0 \\ 0 & 0 & -1/6 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (14)$$

従って、

$$\tau = G_{xx} \sigma'_{xx} + G_{yy} \sigma'_{yy} + G_{zz} \sigma'_{zz} = \left(\frac{1}{2} \right) \sigma'_{xx}$$

$$= -\sigma'_{yy} = -\sigma'_{zz} \dots\dots\dots (15)$$

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{1}{6} \beta \left(\frac{1}{2} \sigma'_{xx} \right)^2 \sigma'_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6} \beta \left(\frac{1}{2} \sigma'_{xx} \right)^2 \sigma'_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} \beta \left(\frac{1}{2} \sigma'_{xx} \right)^2 \sigma'_{zz} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (16)$$

また単極大型ファブリックの氷に対して図5のように一

軸圧縮した場合、式(12)によれば実際に起きる平面歪み変形を旨く表すことが出来る。さらにこの流動則によれば、実験や掘削孔の傾斜速度から得られるエンハンスメントファクターをファブリックの効果によって旨く説明できる。

5. ファブリック発達のメカニズム

2節で述べたように氷床中では深くなると共にその場所特有のファブリックが発達する。この発達の要因として、1) 個々の結晶内での滑りに伴う結晶の回転、2) 再結晶によるc軸の選択配向、3) 特定方位に配向した結晶粒の優先的成長が考えられる。2)は核生成を伴う再結晶であるのに対して、3)は核生成を伴わない再結晶と言い換えることが出来るので、3)も2)の中に入れることが出来る。氷床中ではこれらは同時に起きているのでファブリック発達に対する各々の寄与を分離することは難しい。Azuma and Higashi (1985)は結晶回転の効果調べるために再結晶が起きないように多結晶氷薄片を一軸圧縮し変形中の個々の結晶の挙動をその場観察して、結晶粒の回転角度と歪量の関係を明らかにした。この結果を用いて無秩序方位分布型ファブリックの氷を一軸圧縮した場合のファブリック発達を計算によってシミュレートし、単極大型が発達することを予測した。Fujita *et al.* (1987)やLipenkov *et al.* (1989)はこの結晶粒回転を一軸引張に適用し、みずほコアやボストークコアに見られる大円ガードル型ファブリックの発達をうまく説明した。またAlley (1988)は一軸圧縮、一軸引張、純粋せん断、単純せん断の4つの応力状態の場合、結晶粒回転モデルによってどのようなファブリックが発達するかを定性的に述べている。最近筆者は結晶回転モデルを新しい流動則(式(12))と結合させることによって、Azuma and Higashi (1985)の結果をさらに発展させ、任意の組み合わせ応力下で発達するファブリックを定量的に予測した(Azuma, 1994)。

氷床中や実験室の変形実験ではこの結晶の回転効果に再結晶による結晶配向の効果が加わる。これは特に再結晶が活発に起きる高温部では効いてくるであろう。氷床中や氷の変形実験では大部分が転位すべりによる変形領域なので常に粒内滑りによる結晶の回転を伴うため、再結晶の効果だけを調べるのは難しい。これまでの多くの氷の変形実験では一軸圧縮または一軸引張りの場合応力軸を特異軸とする小円ガードル型ファブリックが発達し、純粋せん断では圧縮と引張り軸の中間に極を持つ二極大型が、また単純せん断ではせん断面に垂直な方向に極を持つ単極大型が発達することが知られている。これは再

結晶によるものとされてきた(例えばBudd and Jacka, 1989)。つまり容易滑りが起きやすいように基底面が最大せん断応力面と一致するように再結晶が起きると言うKamb (1972)の説をとっている。一軸変形の場合はその軸を中心として、その軸に対して45°傾いた円錐面が最大せん断応力面となり、純粋せん断では圧縮軸と引張り軸に対して45°の角度で交わる面が最大せん断応力面となるからである。しかしこのKambの説は変形のエネルギーを最小にするという静的な熱力学的アプローチから来たものであり難点がある。その理由の一つは、容易滑りが起きやすいような方位を持った再結晶粒は転位滑り量が多く、すぐに歪みエネルギーを蓄積してしまい、成長が止まってしまって逆に浸食されてしまうと考えられるからである。

筆者は再結晶粒の核生成の段階で優先的方位が応力軸と母結晶のc軸方位によって決まって来るのではないかと考え、双結晶氷を用いて変形実験を行った(東, 1986)。種々のc軸方位の組み合わせを持つ双結晶氷を一軸圧縮し、粒界に発生する再結晶核の形成メカニズムとその結晶方位を詳細に調べた。その結果、変形によって粒界付近に堆積した刃状転位が亜結晶粒界を形成し、歪量の増加と共に亜結晶核と母結晶とのc軸方位差が大きくなってやがて再結晶核となることが明らかとなった。この場合、再結晶核のc軸と圧縮軸との角度は母結晶c軸と圧縮軸間角度より30°~60°大きくなる(この量は母結晶の歪量に依存する)。この双結晶氷の結果をそのまま多結晶氷に適用することは出来ないが、このようなメカニズムで再結晶が多結晶氷中でも起きている可能性がある。

6. 応力状態に対する安定ファブリック

Jackaらは一軸圧縮および一軸引張りにおける安定ファブリックは小円ガードルであり、単純せん断では単極大型が安定ファブリックであると主張している(Jacka and Budd, 1989)。彼らは再結晶によって一軸変形の場合は小円ガードル型が、また単純せん断の場合は単極大型が発達し定常状態となると考えている。しかし、南極氷床、グリーンランド氷床の頂部から平行流域にかけては水温が低いので再結晶はあまり活発に起こらない。このような条件下ではファブリックの発達は滑り変形に伴う結晶の回転に支配されると考えられる。筆者は再結晶が無視される場合、種々の応力条件で無秩序分布型の氷結晶が変形によって如何なるファブリックに変化するかのシミュレーションを行った(Azuma, 1994)。

その結果、最終的には、一軸圧縮の場合はc軸が圧縮軸と平行になる単極大型が、一軸引張りの場合はc軸が

図5 氷床の応力状態(a)と6節のシミュレーションから予測されるファブリック(b)
A：発散流域，B：平行流域，C：収束流域
(Azuma, 1994). ファブリックの円の中心軸は氷床の平行(y軸)方向。

引張り軸に垂直になる大円ガードル型が、単純せん断の場合はc軸が圧縮軸と平行になる単極大型が、単純せん断の場合はc軸がせん断面に垂直になる単極大型が発達することがわかった。この結果を図5(a)に模式的に示した氷床の発散流域、平行流域、収束流域の応力条件に対応させ、氷床中の氷のファブリックの変化に焼き直したのが図5(b)である。これらのファブリックの特徴は2.3節に述べたロードームやグリーランド、ドームサミットを発散流域、キャンブンチュリー、バード、ダイスリーを平行流域、ポストークとみずほを収束流域と考え、2.3節で述べた各ボーリング・コアのファブリックの特徴とよく一致する。この場合、単純せん断を除いては定常状態は存在しない。

図6は無秩序方位分布型氷を一定応力で各種の変形を行った場合、結晶回転によるファブリックの発達を考慮して、歪速度がどの様に変化するかを式(12)によってシミュレートしたものである(Azuma, 1994)。図の縦軸はエンハンスメント・ファクターで示してある。単純せん断以外の変形様式では歪の増加と共に軟らかくなった氷は再び硬くなり、再結晶が起きない限りは、転位クリープ機構ではあまり変形しなくなることを示している。

図6 種々の変形モードにより、変形の進行に伴うエンハンスメントファクターの変化。横軸は圧縮歪量(γ はせん断歪量)。de E_{uc} ：一軸圧縮、 E_{ue} ：一軸引張、 E_{ps} ：単純せん断寝 E_γ ：単純せん断 (Azuma, 1994)

7. 終わりに

前節で述べたように氷床水中の各所におけるファブリックがファブリック形成のシミュレーションの結果とよく合致していることは氷床中のファブリックは滑り変形に伴う結晶の回転に支配されるという筆者の説を支持しているように思われる。つまり結晶回転機構がファブリックの発達を支配し、さらには氷の流動を支配することになる。氷床氷の流動則(式(12))によれば、ドーム頂部では深さと共に単極大型が進むので鉛直方向の一軸圧縮に対して益々変形しにくくなる。言い換えれば年層が薄くなる速度が鈍るということである。さらに面白い問題をここに提起したい。ドーム頂部以外の氷床表面が傾斜している流動域では氷床深部では水平せん断によって単極大型が発達している。図5(a)で示した平行流域ではこのような単極大型ファブリックが発達すればするほど氷床は速く流れることが出来る。しかし、発散流域や収束流域では流動方向に垂直な方向(水平方向)に伸張または圧縮されなければ氷は流れることは出来ない。もし氷床深部に単極大型が発達しているとすると、これは水平方向の伸張や圧縮に対して極めて硬い氷である。つまりこの層の水平方向の伸張や圧縮が氷床流動を律速していることになる。このようなことが真理であるかどうか

を知るには、とにかく氷床中のもっと多くの場所で深層掘削を行い、採取されたコアのファブリック解析および力学試験と掘削孔の検層を行う必要がある。大氷床の岩盤近くまでの深層掘削はまだ数か所しかないからである。

謝辞

本論文をまとめるにあたって図の作成を手伝っていたいた王的さん、ご校閲いただいた東 晃名誉教授に感謝致します。

文 献

- Alley, R. B., 1988 : Fabrics in polar ice sheets : Development and prediction. *Science*, **240**, 493-495.
- Azuma N. and Higashi A., 1984 : Mechanical properties of Dye 3 Greenland deep ice cores. *Ann. Glaciol.*, **5**, 1-8.
- Azuma N. and Higashi A., 1985 : Formation processes of ice fabric pattern in ice sheets. *Ann. Glaciol.*, **6**, 130-134.
- 東 信彦, 1986 : 極地氷床氷の集合組織と力学特性に関する実験的研究. 北海道大学学位論文
- Azuma N., 1994 : A flow law for anisotropic ice and its application to ice sheets. *Earth and Planetary Science Letters*, **128**, 601-614.
- Azuma N., 1995 : A flow law of anisotropic polycrystalline ice for uniaxial compressive deformation. *Cold Regions Science and Technology*, **23**, 137-147.
- Bishop, J. F.W and Hill, R., 1951 : A theory of plastic distortion of a polycrystalline aggregate under combined stresses. *Philos. Mag.*, **42**, 414-427
- Budd W. F. and Jacka T. H., 1989 : A review of ice rheology for ice sheet modelling. *Cold Regions Science and Technology*, **16**, 107-144.
- Dahl-Jensen D., 1989, Two-dimensional thermomechanical modelling of flow and depth-age profiles near the divide in central Greenland. *Ann. Glaciol.*, **12**, 31-36.
- Fujita S., Nakawo M. and Mae S., 1987 : Orientation of the 700m Mizuho core and its strain history. *Proc. NIPR Symposium on Polar Meteorology and Glaciology*, **1**, 122-131.
- Gao X. Q. and Jacka T. H., 1987 : The approach to similar tertiary creep rates for Antarctic core ice and laboratory prepared ice. *J. Physique C-1*, **48**, 289-296.
- Gow A. J. and Williamson T., 1976 : Rheological implications of the internal structure and crystal fabrics of the West Antarctic icesheet as revealed by deepcore drilling at Byrd Station. *CRREL Report*, **76**(35).
- Hammer C. U., Clausen H. B., Dansgaard W., Neftel A., Kristinsdottir, P. and Johnson, E., 1985 : Continuous impurity analysis along the Dye 3 deep core. *Am. Geophys. Union Monog.*, **33**, 90-94.
- Hansen B. L. and Gundestrup N.S., 1988 : Resurvey of bore hole at Dye 3, South Greenland. *J. Glaciol.*, **34**, 178-182.
- Herron M. M. and Langway C. C. Jr., 1985 : Chloride, nitrate, and sulfate in the Dye 3 and Camp Century, Greenland ice cores. *Am. Geophys. Union Monog.*, **33**, 77-84.
- Herron S. L. and Langway C. C. Jr., 1982 : A comparison of ice fabrics and textures at Camp Century, Greenland and Byrd Station Antarctica. *Ann. Glaciol.*, **3**, 118-124.
- Herron S. L., Langway C. C. Jr. and Brugger K., 1985 : Ultrasonic velocities and crystalline anisotropy in the ice core from Dye 3 Greenland. *Am. Geophys. Union Monog.*, **33**, 23-31
- Jacka T. H. and Maccagnan M., 1984 : Ice crystallographic and strain rate changes with strain in compression and extension. *Cold Regions Science and Technology*, **8**, 269-286.
- Jacka T. H. and Budd W. F., 1989 : Isotropic and anisotropic flow relations for ice dynamics. *Ann. Glaciol.*, **12**, 81-84.
- Kamb W. B., 1972 : Experimental recrystallization of ice under stress. *Am. Geophys. Union Monog.*, **16**, 211-241.
- Kostecka J. M. and Whillans I. M., 1988 : Mass balance along two transects of the west side of the Greenland ice sheet. *J. Glaciol.*, **34**, 31-39.
- Langway, C. C. Jr., Shoji H. and Azuma N., 1989 : Crystal size and orientation patterns in the Wisconsin Age ice from Dye 3, Greenland. *Ann. Glaciol.*, **10**, 109-115.
- Lipenkov V. Ya., Barkov N. I., Duval P. and Pimenta P., 1989 : Crystalline texture of the 2083m ice core at Vostok Station, Antarctica. *J. Glaciol.*, **35**, 392

-398.

- Reeh N., 1988 : A flow-line model for calculating the surface profile and the velocity, strain-rate and stress fields in an ice sheet. *J. Glaciol.*, **34**, 46-54.
- Russel-Head D. S. and Budd W. F., 1979 : Ice sheet flow properties derived from bore-hole shear measurements combined with ice-core studies. *J. Glaciol.*, **24**, 117-130.
- Sachs G., 1928 : Zur Ableitung einer Fließbedingung. *Z. Ver, Dtsch. Ing.*, **72**, 734-736.
- Schott C., Waddington E. O. and Raymond C. E., 1992 : Predicted time-scales for GISP2 and GRIP bore holes at Summit, Greenland. *J. Glaciol.*, **38**, 162-168.
- 庄子 仁, 1978 : 極地氷床氷の物性的研究. 北海道大学学位論文
- Shoji H. and Langway C. C. Jr., 1989 : Flow-law parameters of the Dye 3, Greenland, deep ice core. *Ann. Glaciol.* **10**, 146-150.
- Taylor G. I., 1938 : Plastic strain in metals, *J. Inst. Metals.* **62**, 307-324.
- Van der Veen C. and Whillans I., 1994 : Développement of fabric in ice. *Cold Regions Science and Technology.* **22**, 171-195.
- Weertman J., 1983 : Creep deformation of ice. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **11**, 215-240.

(1995年3月30日受付)