

宮守超塩基性岩体の進入機構について

福 留 高 明*

目 次

I. まえがき	1 頁	IV. 流動機構	16 頁
II. 地質および岩石の概要	2	1. 方法論	16
III. 岩体の内部構造と運動像	3	2. 転位構造	17
1. 構造要素	3	3. 流動応力	20
2. 岩石残留磁化方位	4	4. 変形条件	22
3. 岩体の内部構造	5	5. 流動則	24
4. かんらん石の格子ファブリック	9	V. まとめ	28
5. すべり系	9	引用文献	29
6. 剪断センスの決定	13		
7. 運動モデル	14		

I. ま え が き

造山帯に分布する「アルプス型かんらん岩体」の進入機構の解明は、造山運動過程での超塩基性岩活動の意義（必然性）を明らかにする上で、さらには造山運動の原因を追求する上で重要な課題のひとつとなっている。一方、上部マントルは主としてかんらん岩から構成されていると考えられているので、この「アルプス型かんらん岩体」は、地殻における諸運動の原動力の場をなす上部マントルのレオロジカルな性質や運動過程を明らかにするための有力な情報伝達者である。

これまで、世界各地のかんらん岩体について構造解析がなされてきているが、その結果を進入運動と結びつけて検討した例はきわめて少ない。かんらん岩体の進入運動の全貌を把握するには、マクロな視野から運動のパターンとその変遷過程を追跡し、かつ同時に、ミクロな視野で変形機構を明らかにすることが必要である。構造岩石学的手法は、運動学的解析においてもっとも適切なアプローチであると考えられる。すなわち、岩体の各部位における構造要素の統計的解析から、運動の方向とセンスを決定することによって、岩体全体の運動像が描き出される。

また、変形機構の解明には、変形の律速機構を原子のレベルでとらえ、同時に、応力・温度などの変形条件とひずみ速度との関係を方程式の形で記述することが必要かつ十分条件となる。結晶体においては、原子（イオン）の拡散による物質移動および転位 (dislocation) の運動が流動変形の本質となっている。したがって、岩石変形の議論に「転位論」の導入は不可欠である。転位論は、金属学の分野においてはすでに1950年代前半に一応の完成をみている。ところが、岩石・鉱物などの珪酸塩鉱物を対象とする地球科学への応用は著しく遅れ、この観点からの研究方法が注目されはじめたのはここ数年前からにすぎない。その理由のひとつに、珪酸塩鉱物の場合、高温・高圧下での変形実験とか転位の直接観察が金属に比べて技術的に困難であったことがあげられる。最近になって、低ひずみ速度による変形実験が可能な高温高圧三軸圧縮試験機、超高压電子顕微鏡、イオンエッチング装置など各種機器の普及により、比較的容易に実験・観察ができるようになってきた。とは言え、この種の研究は現在国内ではほとんどなされておらず、国外に

* 東北大学理学部地質学古生物学教室

おいてもまだ緒についたばかりの状態である。

筆者は以上のような状況のもとで、「アルプス型かんらん岩体」の進入時の運動像ならびに微視的変形（流動）機構を明らかにすることを目的として、進入時の構造が比較的よく保存されている南部北上山地の「宮守超塩基性岩体」を対象を選び研究を行なった。

宮守岩体の岩石学的性質については、近藤（1929）・関（1950, 1951 a, 1951 b）・Onuki（1965）など多くの業績があるが、構造に関しては、関（1952）が“火成岩”の流理構造・破碎構造という視点から岩体の貫入史を論じているにすぎない。しかしながら、後にも述べるように、現在岩体中に発達する構造要素の多くは塑性変形によるもの（tectonite）であって、マグマの結晶作用・流動に伴って形成されたもの（cumulate）ではない。筆者は、この変形構造要素の統計解析と微細構造の観察にもとづいて、進入運動を考察した。本論では前半で構造解析の結果から導かれた進入運動モデルについて述べ、後半ではかんらん石の転位構造をもとに変形機構ならびに変形条件について論じた。

この研究を進めるにあたり、御指導いただいた東北大学理学部地質学古生物学教室北村 信教授に厚くお礼申し上げる。同教室中川久夫助教授・大槻憲四郎氏、岩石鉱物鉱床学教室砂川一郎教授・大貫 仁助教授には貴重な御意見・御助言をいただいた。また地質学古生物学教室穴戸正明技官には多量の岩石薄片の作製をお願いし、デコレーション処理に際しては岩石鉱物鉱床学教室の電気炉を使用させていただいた。野外調査では、宮守村・東和町・遠野市各役場、建設省田瀬ダム管理所の方々にお世話になった。このほか地質学古生物学教室の職員の方々には種々の御協力をいただいた。これらの方々には深く感謝する。

II. 地質および岩石の概要

北上山地の超塩基性岩類は分布上から次の3つの体列に分けることができる（広川・吉田, 1954）。

- 1) 外側弧状体列
- 2) 内側弧状体列
- 3) 直線状体列

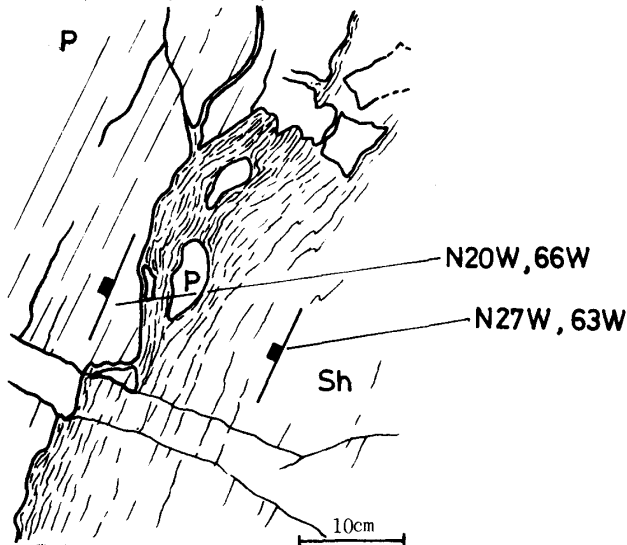


Fig. 1. Sketch showing the relation between the Miyamori ultrabasic body and Takasunoyama Formation.

P : Serpentinized peridotite of the Miyamori body.

Sh: Pelitic schist of Takasunoyama Formation.

宮守超塩基性岩体は、このうち内側弧状体列の主部をなし、北上山地でもっとも露出規模の大きい岩体（約 120 km²）である。本岩体は、石炭紀～二疊紀の陸棚性堆積物中に非調和的に進入している。岩体の東縁部のうち南半部分は、日詰—気仙沼断層（永広, 1977）によって切られているが、北半部ではさらにこの断層に沿ってより後期の小岩体が貫入しており、NNWにのびる直線状の配列をなす。岩体の北縁および南縁での古生層との直接的な接触関係は確認できないが、接触部と思われる近傍では超塩基性岩の圧碎・角礫化が著しくなる傾向がある。このことから、本岩体も、各地の「アルプス型かんらん岩体」で知られているように、周囲とは貫入断層（intrusive fault）で接しているものと考えられる。

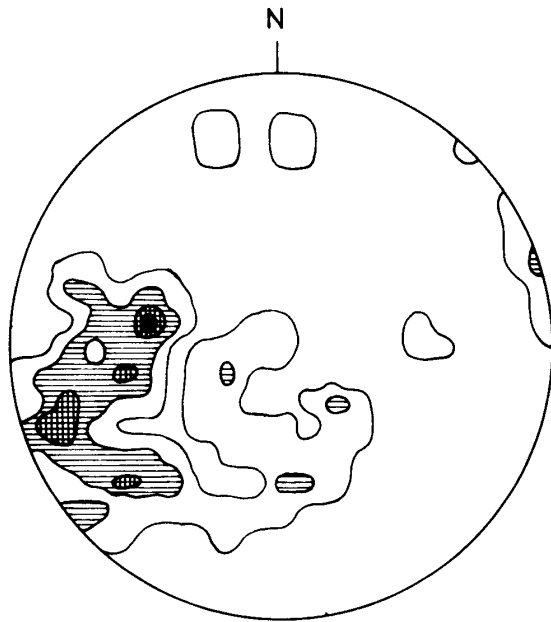


Fig. 2. π -diagram for the flow structure of hornblende gabbro.

入 (114–117 MY, 河野・植田, 1965) により接触変成をうけている。

本岩体を構成する岩石はダナイトを主とし、ウエールライト・斜方輝石ウエールライト・ハルツバージャイトおよび角閃石かんらん岩などをともなう。局部的にはレルゾライト質の部分も存在する。これらは、一般に著しい蛇紋岩化作用を受けており、新鮮なものは岩体の一部に限られている。輝石に富む部分は薄い層状構造 (layering) をなしており、単斜輝石のみからなる場合もある (Plate 1, figs. 4, 5, 6). これら超塩基性岩類の中に、岩脈状・ポケット状にコートランド岩・単斜輝石一角閃石岩・単斜輝石一角閃石はんれい岩・角閃石はんれい岩などが分布し、これらの岩相は互いに漸移している (Plate 1, fig. 2). 角閃石はんれい岩の多くには、角閃石の形態定向性で規定される流理構造が発達し、その方向は Fig. 2 に示すようにほぼ $N20^{\circ}W, 50^{\circ}\sim 60^{\circ}E$ で、岩体の伸びの方向に一致する。さらにこれら完晶質岩類を切って、輝緑岩および流紋岩が岩脈状あるいは岩床状に貫入している (Plate 1, fig. 3).

III. 岩体の内部構造と運動像

宮守岩体の進入時における運動像を明らかにするために、メソスコピック～マイクロスコピックな構造要素について統計的解析を行なった。なおここでは、かんらん岩の流動変形に関するものだけを対象としており、蛇紋岩化以後の変形についてはあつかっていない。

1. 構造要素

この岩体で定義される構造要素には、輝石に富む部分あるいは輝岩類の層状構造からなるレイヤーリング (S_0), この面上に発達する単斜輝石・角閃石・スピネルなどの線状配列 (L_0), かんらん石の粒界定向性によって規定される片理面 (S_1) および線構造 (L_1), などの可視的なもの (Plate 2, fig. 1), さらに、かんらん石の Z 軸極大域 (Z-max) と L_1 から決定される剪断面 (S_c), 剪断方向 (L_c), 剪断センスなど、投影図上で統計的に表現されるものまでが含まれる。岩体中の S_0 と S_1 , L_0 と L_1 の方向は、野外で観察される限り、それぞれ平行で一致している。これについては、「 S_1 は軸面劈開であり、大きな等斜褶曲の翼部のみを見ているため、ヒンジの部分が見えない」という見方

一方、絹雲母石英片岩～千枚岩・珪岩などの弱変成岩からなる鷹巣山層 (広川・吉田, 1956) との接触関係が岩体北部の拝峠 (Fig. 5 の Og) で観察される。露頭のスケッチ (Fig. 1; Plate 1, fig. 1) で示すように、両者はほぼ調和的に接しており、蛇紋岩中に発達する fracture cleavage の方向と片岩類の層面片理の方向とはほぼ一致する。また、片岩中には蛇紋岩のレンズ状小ブロックが挟み込まれている。これらのことから、蛇紋岩化以後の岩体の剪断運動と鷹巣山層の変形運動との間に密接な関係のあったことが想像される。おそらく、岩体が浅い位置に再進入してくる際の運動に起因したものであろう。

また、本岩体は周囲の岩石に接触変成をまったく与えていないことから、現在の位置へはかなり冷却した状態で進入してきたものと考えられる。岩体は、西接する人首花崗閃緑岩体の進

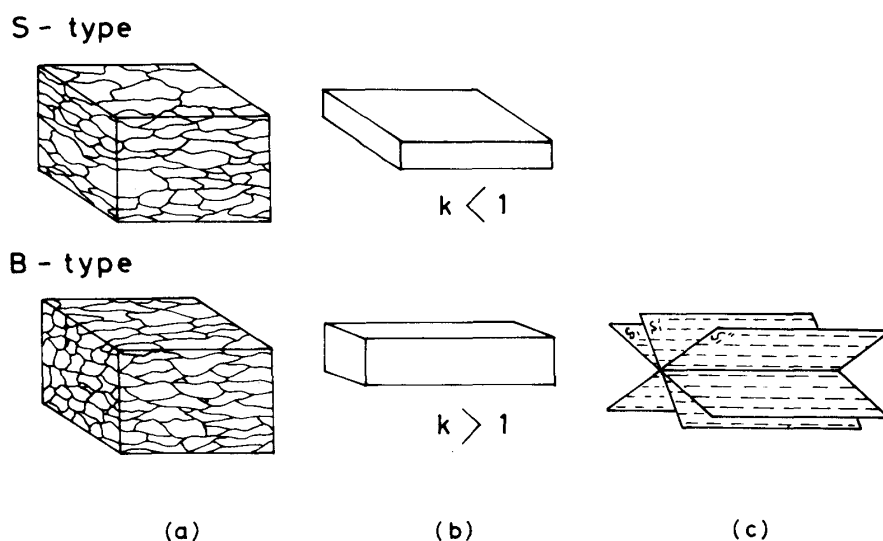


Fig. 3. Two types of grain shape.

- (a). Diagrammatic representation of the three-dimensional grain-boundary fabric of olivines.
 (b). Flinn's strain-ellipsoids type.
 (c). Intersecting set of schistosity, showing a feature of B-tectonite.

も可能ではあるが、岩体内部に等斜褶曲が発達しているという証拠はなく、後述のように、 $S_1 \cdot L_1$ は単純剪断変形の結果発達したと解釈されることから、レイヤーリングの形成は変形運動とほぼ同時に行なわれ、その形成に際しては剪断運動が何らかの寄与をしたものと考えられる。

かんらん石の粒界定向性には2つのタイプがみとめられる (Fig. 3)。ひとつは、片理 (S_1)の面構造が良く発達し、結晶粒形が Flinn (1962) の flattening type ($k < 1$) のひずみ楕円体に近似するもの (S-type) で、他は、面構造よりも線構造が良く発達し、いわゆる B-tectonite 的な特徴を有し、結晶粒形が constriction type ($k > 1$) のひずみ楕円体に近似するもの (B-type) である。B-type では、線構造を共有する数枚の面構造が発達することが多い (Fig. 3c)。

かんらん石の粒径は、粗粒部で2~4 mm、細粒部では0.5~1 mmとほぼ等粒状である。変形組織は、Mercier and Nicolas (1975) の区分にしたがうと、porphyroclastic type ないしは tabular equigranular type である。多くのかんらん石には、キックバンドの顕著な発達が見られる。このキックバンドは、後述のように、岩体はかなり高温の時期の進入 (変形) 運動にともなって形成されたものと考えられる。

スピネルは、すべて、かんらん石の粒界にのみ存在し、かんらん石中にポイキリティックに含まれることはない。粒径は0.2mm以下の微粒状のものが多く、かつ不規則な形態を示すが、 S_1 面上において L_1 に平行に線状配列する (Plate 2, fig. 2)。Mercier and Nicolas (1975) によれば、スピネルのこのような形状は、変形のかかなり進んだかんらん岩ゼノリスに特徴的であるという。

2. 岩石残留磁化方位

一般に、「アルプス型かんらん岩体」は複雑な変形史をもっており、蛇紋岩化後の剪断・傾動運動によって回転している可能性がある。したがって、測定された構造要素の方位がはたして岩体進入時のものであるかどうかをチェックするために、岩体全域における岩石残留磁化の方位を測定した。本岩体の超塩基性岩の場合、残留磁化は、かんらん岩が蛇紋岩化する時に析出した強磁性鉱物が獲得した化学残留磁化 (CRM) である。測定に際しては、不安定成分をとりのぞくために、前処理として180℃で熱消磁、150 Oeで交流消磁を行なった。測定の結果を Fig. 4に示す。

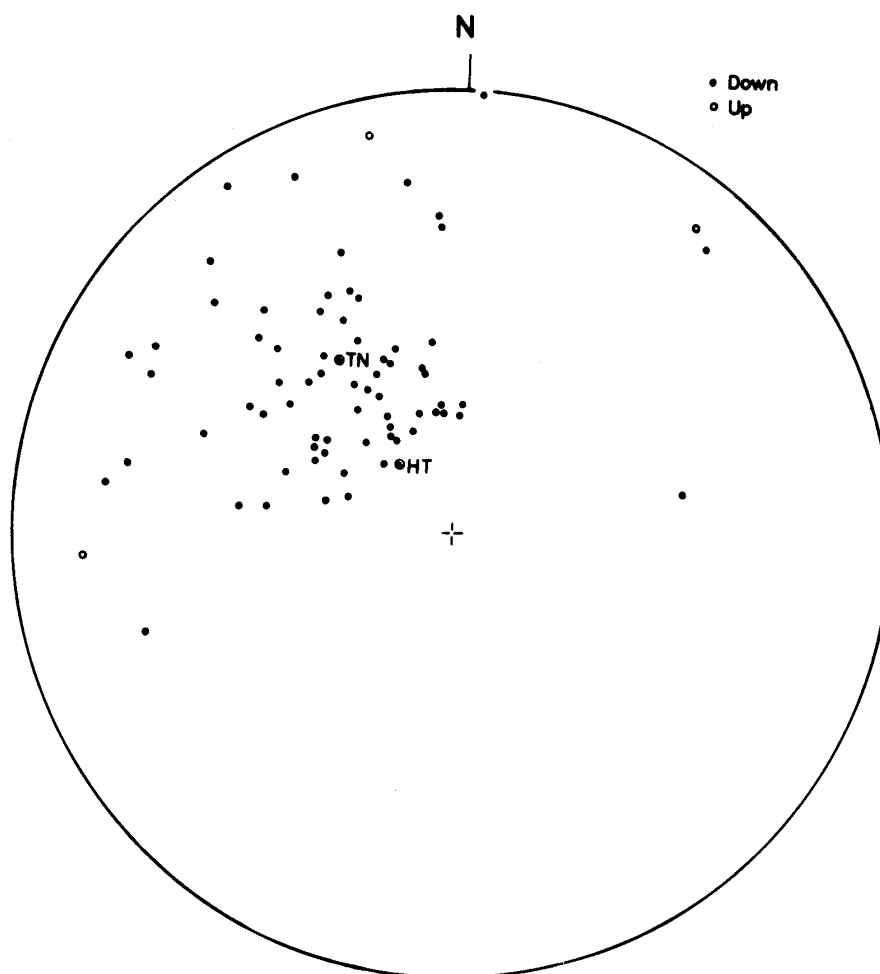


Fig. 4. Schmidt net projection of CRM direction of peridotites, and a comparison with TRM of the neighbouring Cretaceous granites.
TN: Tono Granite, HT: Hitokabe Granite.

消磁後の磁化強度は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ emu/cm² で、普通の火山岩の TRM なみの強さを保有している。図からわかるように、一部のものをのぞいて、偏角および伏角は N35° W, 55° N を中心に集中している。サンプリングあるいは測定時等の誤差を考慮すれば、集中度は良いものと考えられる。図中には、比較のために、Kawai *et al.* (1961) によって測定された人首花崗閃緑岩体 (HT), および Kato and Marui (1965) による遠野花崗閃緑岩体 (TN) の TRM を記入してある。宮守岩体の超塩基性岩の示す平均的磁化方位は、これら東北日本白亜紀花崗岩体の磁化方位とほぼ一致しており、宮守岩体の蛇紋岩化作用の時期を示唆している。

また、以上のことから、本岩体においては帯磁以後の傾動運動による岩体の回転はさほど著しくなかったと判断される。構造要素の統計解析にあたっては、磁化方位の大きくずれているものは除外した。

3. 岩体の内部構造

構造の均質性をみるために、岩体を任意に I~V の 5 区域 (subarea) に分け (Fig. 5 参照), 各区域の S₁ および L₁ に関する統計処理を行なった。また、本岩体中で構造・岩質ともに保存の良い「区域 I」については、より詳細な運動学的検討を行なった。

Fig. 6 に、区域 I の構造図および S₁ に関する π -ダイアグラムと L₁ に関する L-ダイアグラム

Fig. 5. Geologic and structural map of the Miyamori ultrabasic body.
 A: Peridotite, B: Clinopyroxenite, Cortlandite, Hornblendite and Hornblende-gabbro, C: Diabase, D: Rhyolite, E: Granodiorite, F: Paleozoic strata,
 G: Takasunoyama Formation, H: Contact aureole, I: Schistosity and lineation, J: Sense of shearing movement, K: Flow structure of gabbro, L: Fault,
 M: Subarea, N: Sampling locality, Og: Ogami-toge, Is: Ishioka, Hi: Hiriyuzan, On: Ohnara, Im: Imono, Iw: Iwanebashi, Mi: Miyamori, To: Tonomoriyama, Ma: Masuzawa, Go: Gorin-toge.

を、また、Fig. 7には S_1 の β -ダイアグラムを示す。一般に、 β 解析は cylindrical fold の褶曲軸をもとめる際に有力な方法であると考えられている。しかし、褶曲が non-cylindrical の場合には β -ダイアグラム上の極大域 (β -max) は必ずしも褶曲軸に一致しない (Ramsay, 1963)。たとえば conical fold の場合には、 β 軸は褶曲軸を中心とする小円に沿う分布をなす。とくに、elliptic conical fold (Haman, 1961; Stauffer, 1964) の場合には、 β 軸の分布は β -max を 1 個ないし数個含む楕円状部分ガードルを示す。むろん、この場合にも楕円の中心が褶曲軸となる。Fig. 7 に示した β -ダイアグラムはこのような例とみることができる。一方、Fig. 6 の π -ダイアグラム・L-ダイアグラムからも同じような構造が読みとれる。したがって、区域 I における $S_1 \cdot L_1$ のパターンは、統計的には、水平方向に楕円の短軸をもち南へゆるくブランチした褶曲軸 (中心軸) をもつ elliptic conical fold の特徴を示している。構造図上の $S_1 \cdot L_1$ の配列もあわせて考えると、さらに具体的となり、「楕円放物面」状の構造がも定められる。このような構造は、elliptic conical syncline の上に elliptic conical anticline を重ねたものであるとみなすこともできる。

区域 II~V における S_1 の π -ダイアグラムと β -ダイアグラム、および L_1 の L-ダイアグラムを Fig. 5 に示してある。

区域 II: π -ダイアグラムの極大域は $N30^\circ E, 45^\circ S$ にある。これは、この方向を中心とする半径約 15° の小円ガードルとみることできる。 β -ダイアグラムは、 $N25^\circ E, 40^\circ S$ を極とする大円ガードルをえがく。 L_1 は測点個数が少なく、しかもばらつきが大きい、 β -ダイアグラムのガードルに載る傾向をみせる。このことから、この区域においては単斜構造ないしはゆるい半ドーム状の構造が読みとれる。

区域 III: π -ダイアグラムは、 $N25^\circ E, 70^\circ S$ を中心とする半径 30° の小円ガードルを示す。 β -ダイアグラムおよび L-ダイアグラムは、 $N75^\circ W, 30^\circ N$ を極とする大円ガードルをえがく。この区域においても、ゆるい半ドーム状の構造が読みとれる。

区域 IV: この区域での S_1 の測定個数は 6 個にすぎないが、 β -ダイアグラムはほぼ $N75^\circ E, 50^\circ N$ を極とする大円ガードルの傾向を示す。地質図上に表現された地質構造とあわせてみると、半ドーム状の構造が読みとれる。

区域 V: π -ダイアグラムは、 $E-W, 35^\circ W$ に 1 個の極大域と、 $N60^\circ W, 25^\circ N$ を極とする大円ガードル状の弱い集中分布とを示す。 β -ダイアグラムにも、1 個の極大域と大円ガードルが存在するが、極大域の位置ならびに大円の極はそれぞれ π -ダイアグラムのガードルの極と極大域とに対応する。線構造は、 $N45^\circ W, 20^\circ N$ を中心とする半径 $30^\circ \sim 40^\circ$ の小円ガードルに近いパターンを示している。このように、区域 V では 2 種類の構造が含まれており、おそらく時期の異なる 2 回の変形が重複している可能性がある。

区域 II~V 全体では、一見不均質かつ非連続的な構造を呈するが、各区域のパターンは上述のように比較的単純であるので、区域 I で確認された elliptic conical fold 状構造、ないしはドーム状構造の一部とみなしても矛盾はない。また、岩体全体としては、これらの構造の複雑な集合体とみなすこともできる。

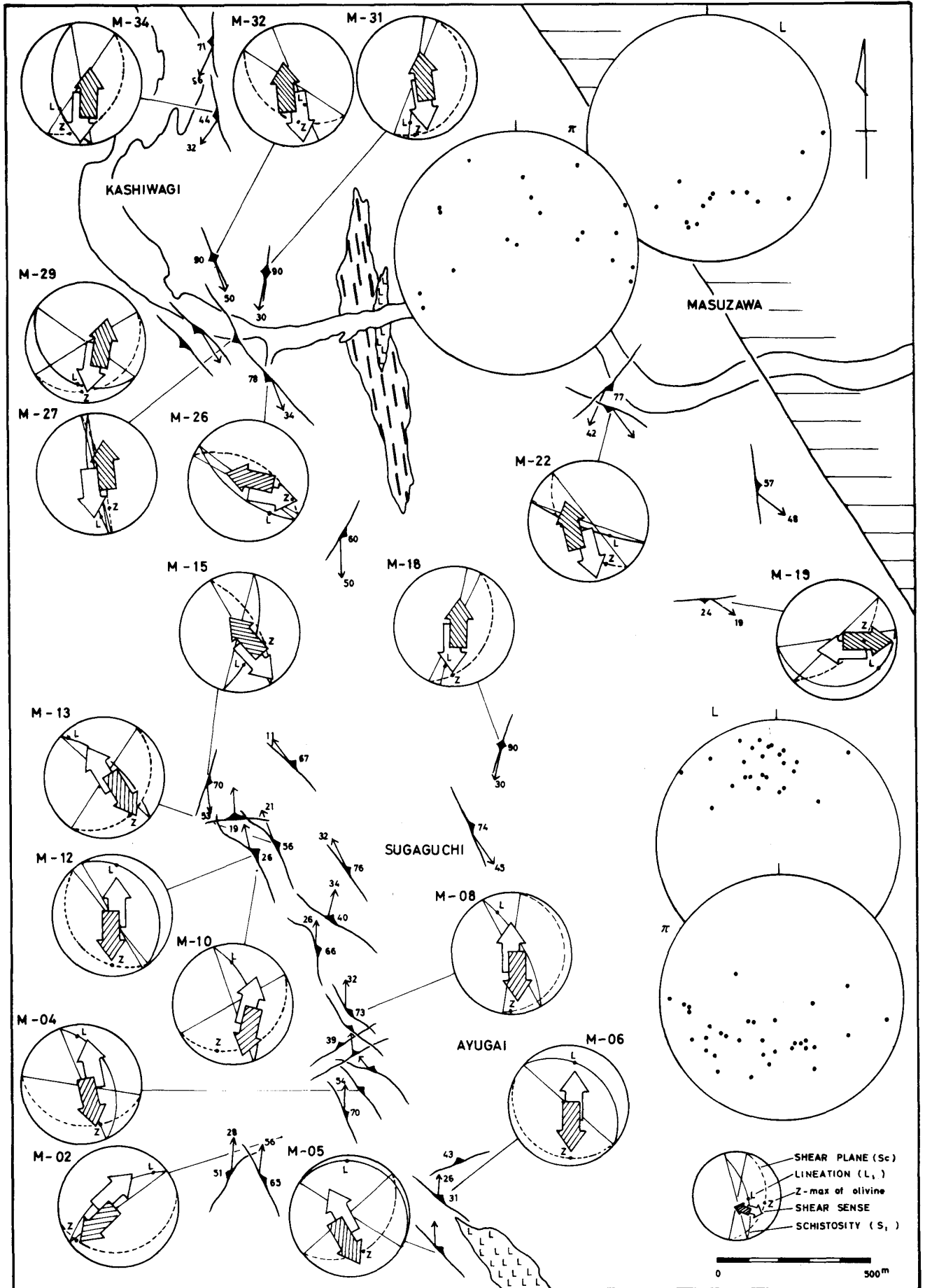


Fig. 6. Structural map of subarea I.

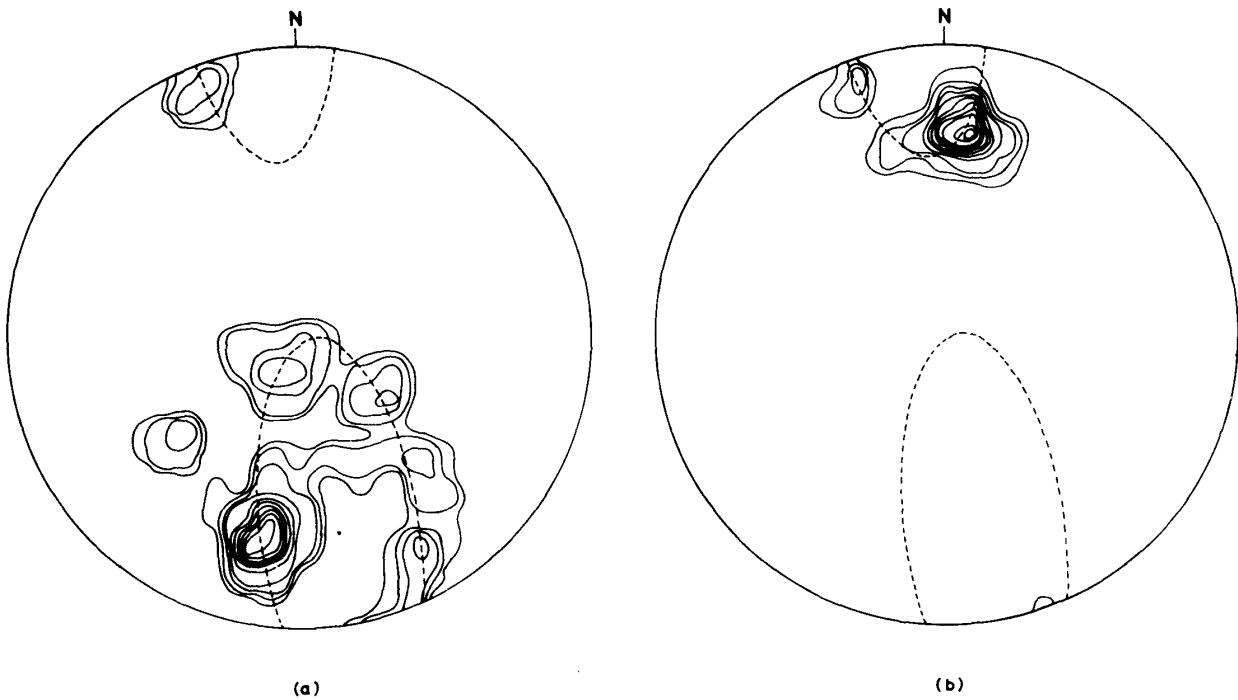


Fig. 7. β -diagrams for S_1 in subarea I.
 (a). Northern part. (b). Southern part.

4. かんらん石の格子ファブリック

かんらん石に関する格子定向性を調べるために、かんらん石の光学弾性軸 ($X = [010]$, $Y = [001]$, $Z = [100]$) について格子ファブリック解析を行なった。岩体中より比較的蛇紋岩化の程度の低い60個のサンプルについて、各々100個の結晶粒の方位を測定した。

その結果の一部を Fig. 8 に示す。ファブリック・パターンは、おおむね次の3通りに分類できる。

A. X-max \perp Y-max \perp Z-max

例 M-12, M-51

B. X-girdle \perp Z-max (Y-max)

例 M-2, M-31, M-34, M-46

C. XY-girdle \perp Z-max

例 M-19

これらのパターンのうち、比率的にはBのタイプがもっとも多い。

区域 I のかんらん石の Z-max は常に線構造 (L_1) に近い角度位置にあるが、完全に一致することではなく、低角度で斜交する。これに対し、区域 V のものでは一致する場合が多い。

一般に、X軸は部分ガードルを示すことが多く、また、Y軸は集中度が悪い。

M-56 では、定向性のない散点ダイアグラムの特徴を示す。この岩石は岩体の西縁近くの、人首花崗閃緑岩体の進入による接触変成の影響をもっとも強く受けた部分から採集したもので、おそらく、静的焼きなましによる消向の結果であろう。

5. すべり系

かんらん石のキンクバンドを利用して、すべり系の方向を決定することができる (Raleigh, 1968)。

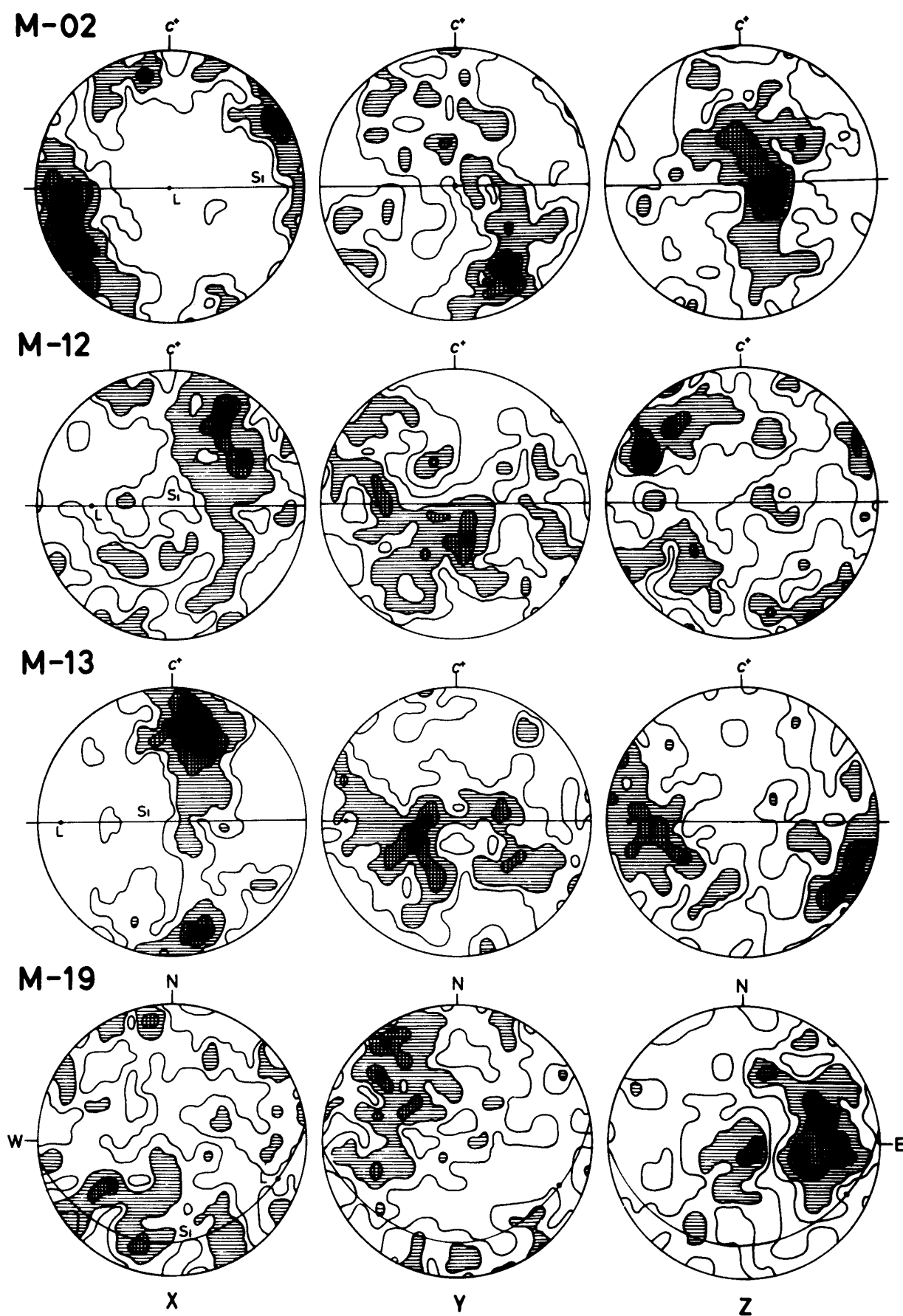
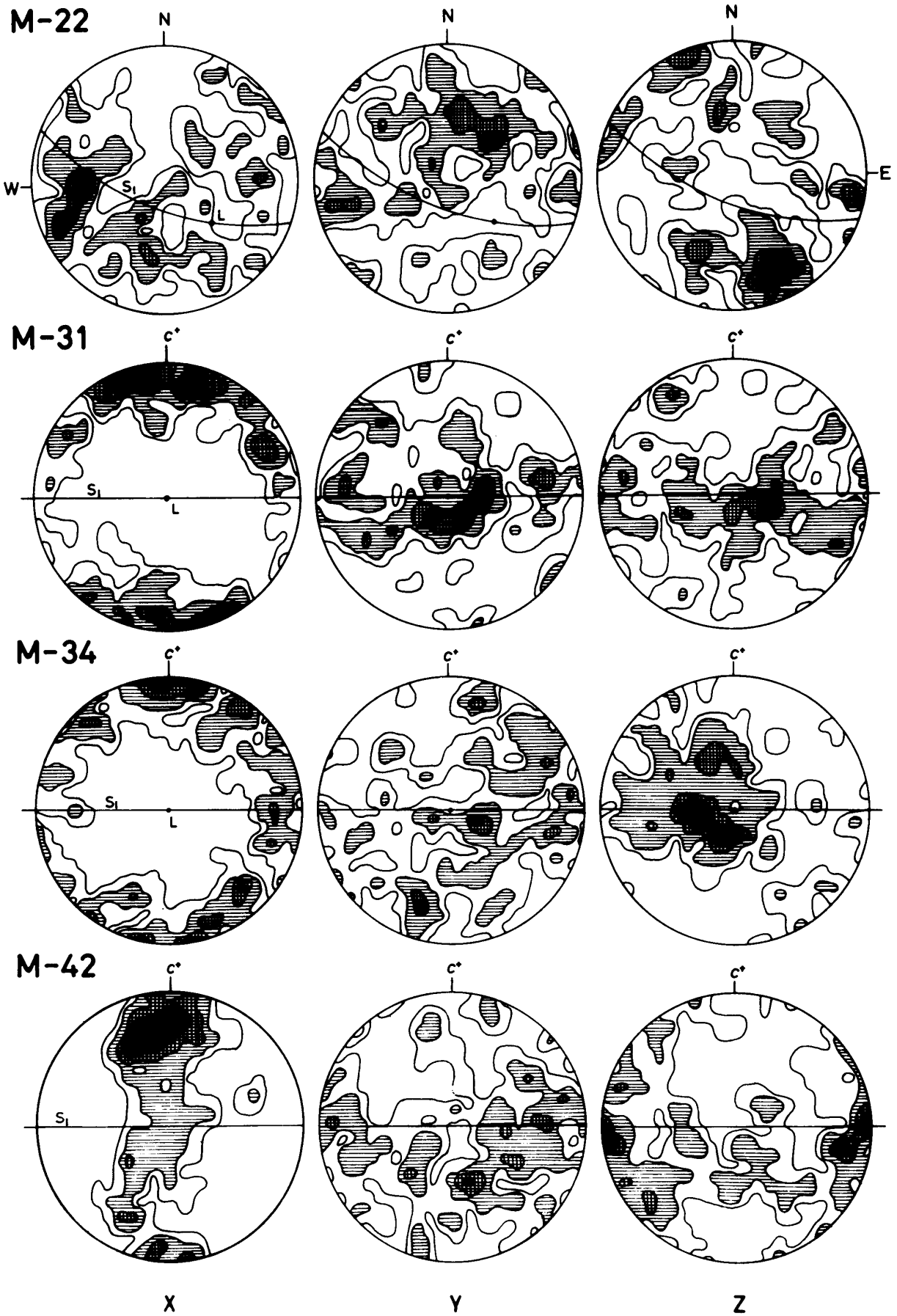
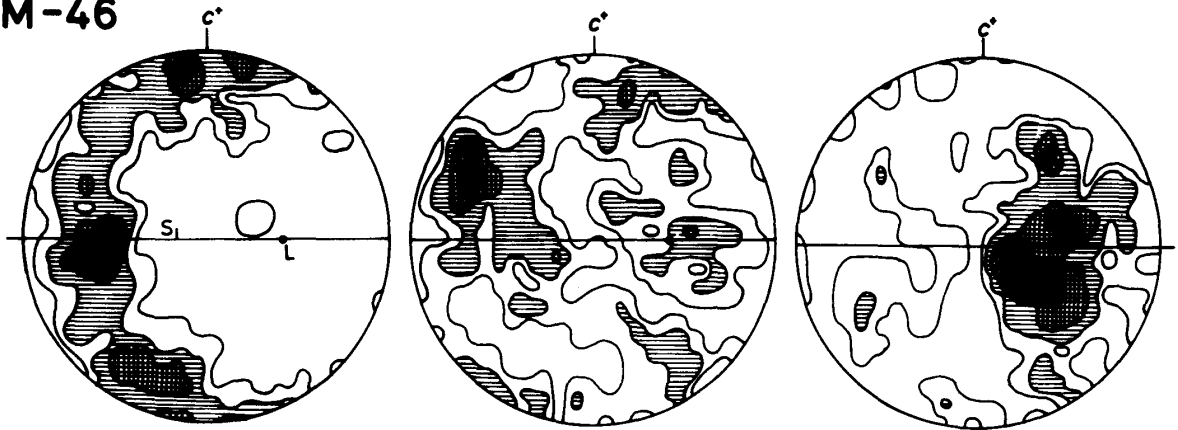


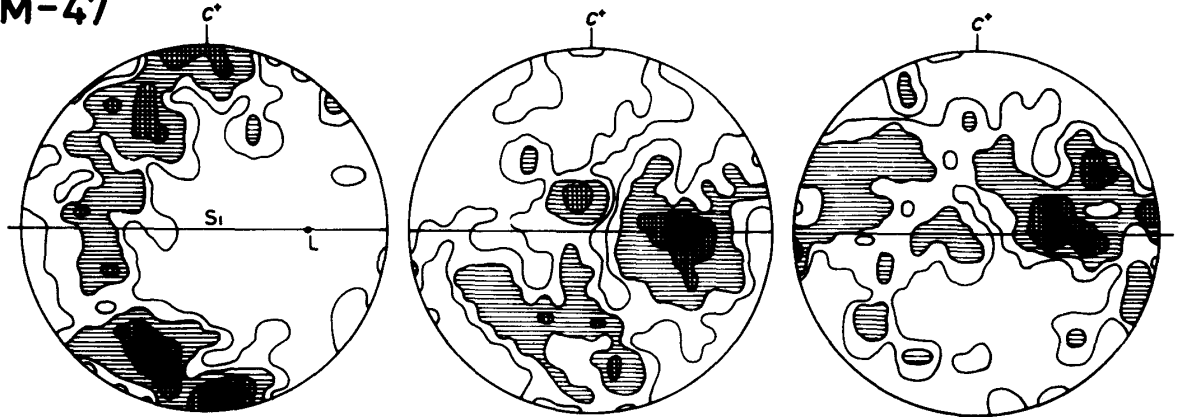
Fig. 8. Orientation diagrams for X-, Y-, and Z-axes of 100 olivine grains. Contours 6-4-2-1% per 1% area.



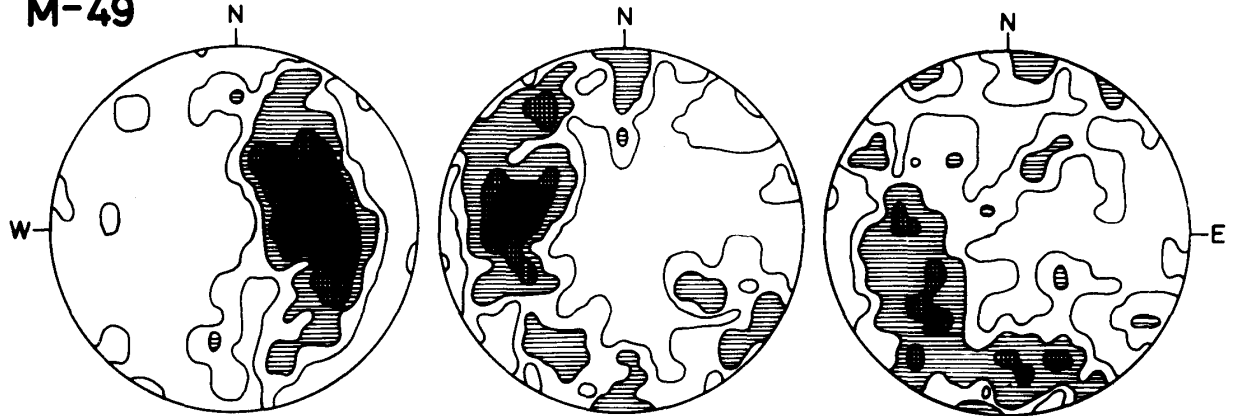
M-46



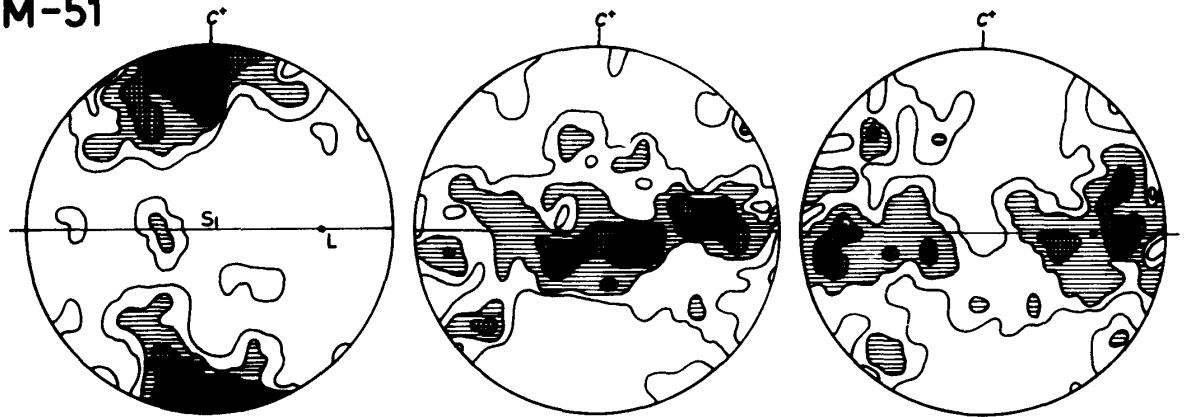
M-47



M-49



M-51



X

Y

Z

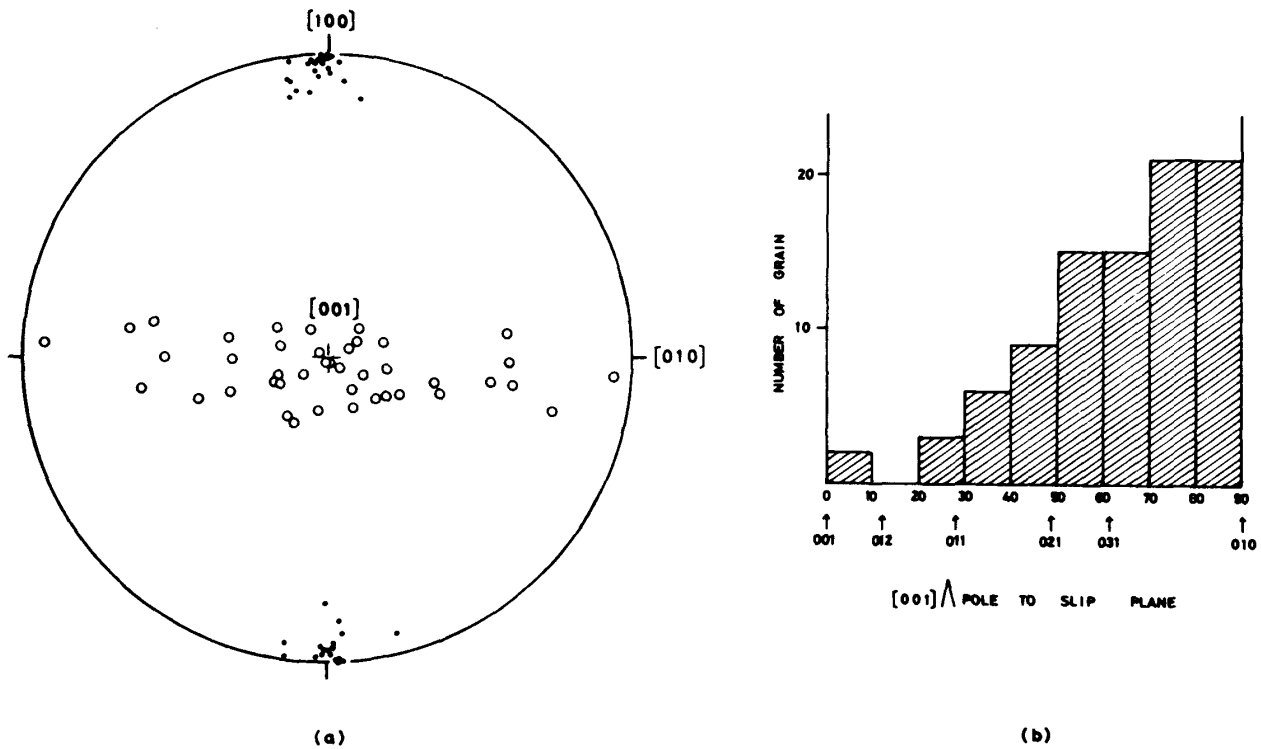


Fig. 9. Slip system of olivine.
 (a). Axes of external rotation (large open circle) and poles of KKB (dots) plotted on Schmidt net projection of olivine crystal axis.
 (b). Frequency of slip plane on $\{0kl\}$ versus angle between pole to slip plane and $[001]$.

本岩体のキンクバンドをもつかんらん石からもとめたすべり系についての測定結果を Fig. 9 に示す。Fig. 9a は、キンクバンドの外回転軸 (ER) が $[001]$ と $[010]$ との間に帯状分布することから、すべり面は $\{0kl\}$ の “Pencil glide” であることを表わしている。このことは、先に述べたかんらん石粒界定向性の B-tectonite 的特徴と符合する。また、キンクバンド境界 (KKB) の極が $[100]$ のまわりに集中することから、すべり方向はすべて $[100]$ であることを表わしている。

Fig. 9b にはすべり面の頻度分布を示す。すべり面は $\{0kl\}$ に関して一様な頻度をとらず、 (010) を中心とした正規型分布を示す。

6. 剪断センスの決定

個々のかんらん石について、結晶の伸長方向とすべり方向 ($Z = [100]$) との関係を見ると、両者は常に密接な関係をもちながらも、ほとんど一致することなく、斜交する場合が多い (Fig. 10a)。

この斜交関係は、単純剪断 (simple shear) 変形によってのみ説明が可能である。なぜならば、晶癖に支配されてできるファブリック——たとえば、液相中での重力沈積あるいはマグマの流動による形態定向配列——、あるいは純粋剪断 (pure shear) 変形とか変形時再結晶による場合などは、すべて、結晶の伸長方向と結晶軸とは斜交することなく常に平行するからである。したがって、伸長方向とすべり方向との幾何学的な位置関係から剪断センスを決定することができる (Fig. 10b)。たとえば、この図の場合には右ズレのセンスということになる。

一方、かんらん石の格子ファブリックからも、 Z 軸極大域 (Z -max) が線構造 (伸長方向の統計的卓越方向) と密接な関係にあることをすでに述べた。このことから、ファブリック・ダイアグ

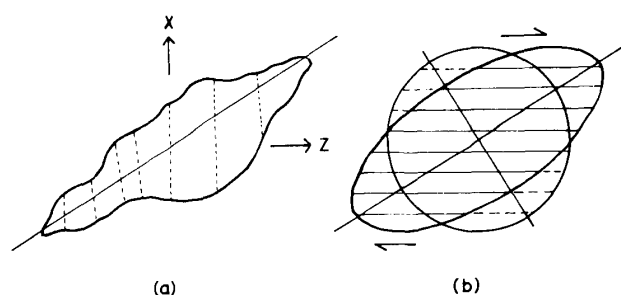


Fig. 10. Schematic diagrams illustrating relation between the elongation direction and the slip direction (Z-max) of olivine grains.
 (a). Sketch of actual grain shape, and direction of optic elasticity axis.
 (b). Diagram indicating simple shear in explanation of the relative orientation between them.

ラムを検討することにより、岩体内部の各位置での統計的な剪断面・剪断方向・剪断センスをもとめることができる。すなわち、Z-max は平均的剪断方向 (Lc) を表わし、Z-max および L_1 に直交する方向と Z-max とを結ぶ大円が平均的剪断面 (Sc) を表わすことになる。

7. 運動モデル

区域 I で、上述の方法によってもとめた剪断面・剪断方向・剪断センスのパターンを Fig. 6 に示す。剪断センスの分布は、この区域の南半部では「正断層型」の剪断を示し、北半部では「逆断層型」の剪断を示す。

Fig. 11a には Sc に関する β -ダイアグラムを、Fig. 11b には Lc の方向をプロットしてある。この 2 つのダイアグラムより、運動方向の平均的方位として、 $N20^\circ W, 30^\circ S$ が読みとれる。これは、Fig. 7 で示した S_1 に関する β -ダイアグラム上の楕円の中心 (elliptic conical fold の中心軸) にはほぼ一致し、この方向が進入軸となる。

このような剪断方向・剪断センスのパターンと、前述の $S_1 \cdot L_1$ の楕円放物面状パターンから、区域 I での進入運動に関する次のようなモデルを導くことができる。

Fig. 12 に示されるように、運動のパターンは、楕円管の中を流れる粘性流体にたとえることができる。すなわち、管の中の流線 (剪断方向) と片理面との関係は剪断方向とひずみ楕円の長軸とのなす角度で与えられ、変形が単純剪断のみによる場合 (いわゆる層流) には、片理面のパターンは 3 次元的には楕円放物面となる。そのような管の中の単純剪断による流れは、流体力学で Hagen-Poiseuille laminar flow と呼ばれているものである。

流線と剪断センスのみについて見れば、他の機構による場合——たとえば、2 枚の半円管にはさまれた粘性流体が側方からの圧縮によってしぼり出されてくるような場合——にも同じような単純剪断流動を生じる (Nadai, 1963)。しかし、この場合には、流れの方向と平行に伸張ひずみ加わるので、片理面は放物面パターンにはならず、全く異なったパターンとなる。したがって、Hagen-Poiseuille laminar flow による流れは、円管 (岩体) に加わる外部の力によって生じるのではなく、流体自身の圧力勾配 (流体圧) によって生じたと考えることができる。そのような地質構造体としては、密度差に基づく、浮力による岩体の上昇——すなわち、ダイアピル——を考慮することができる。

ところで、このダイアピル運動の主たる場は、上部マントルあるいは浅くともせいぜい地殻最下部付近までであったろうと推察される。その第一の理由は、地殻中では明らかに地殻物質の方が密度が小さいので浮力は生じえないからである。第二の理由は次のことがあげられる。すなわち、地殻浅部では、低温・ H_2O の影響のために容易に蛇紋岩化が進む。このため、たとえ地殻中で密度の逆転状態が生じたとしても、ほとんどすべてのひずみはその部分に集中して、かんらん石の大規模な単純剪断変形が生じることはないと考えられる。上部マントルにおいて、周囲より低密度の状態が期待されるのは、いわゆる“上部マントル低速度層”である。宮守岩体に発達する構造は、この低速度層に起源をもつ物質のダイアピル運動による変形の結果であろうと解釈される。

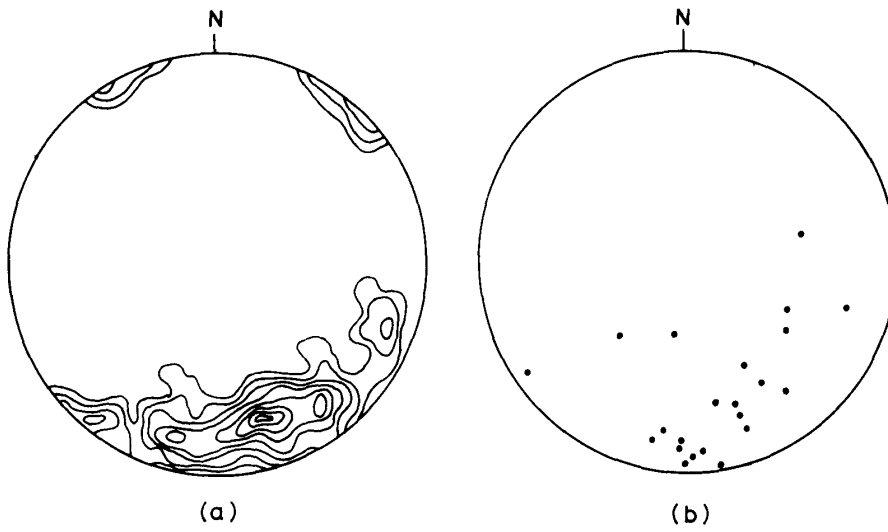


Fig. 11. (a). β -diagram for shear planes (Sc).
 (b). L-diagram for shear directions (Lc).

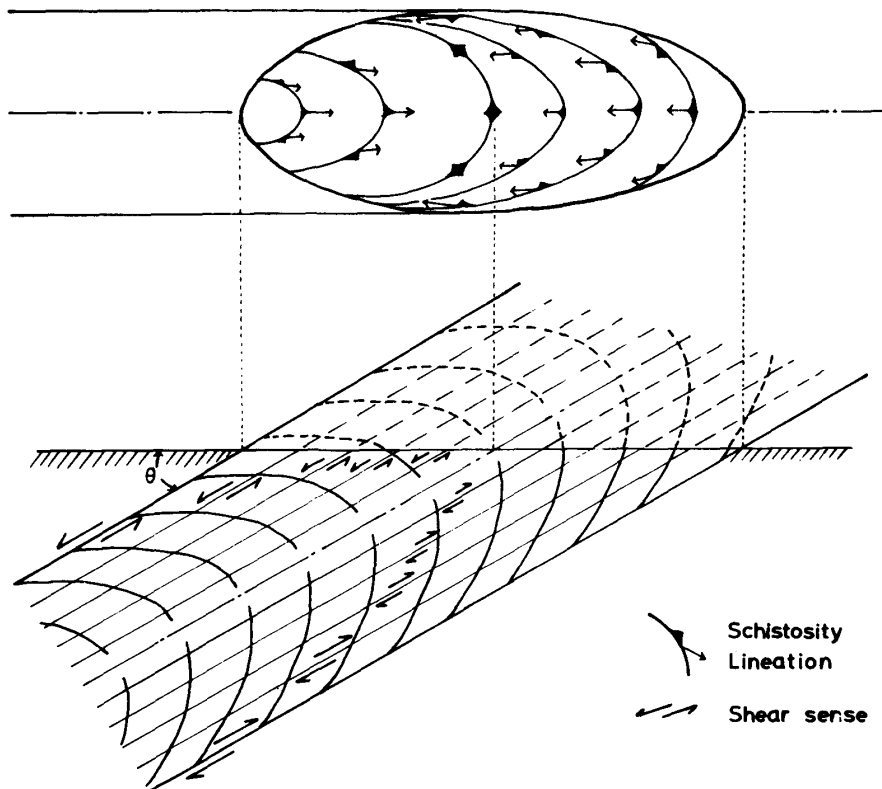


Fig. 12. Diagrammatic representation of the pattern of schistosity, shear planes and shear senses as a result of Hagen-Poiseuille laminar flow during the intrusion of a mantle diapir at subarea I.
 Upper: Horizontal section.
 Lower: NNW-SSE cross section.

IV. 流 動 機 構

1. 方法論

固体物質の流動変形において転位は重要な役割を演じている。ことに、変形の律速過程が結晶内変形の場合には転位の運動速度が系全体の変形速度を支配する。したがって、この転位の性質・挙動を明らかにすることが、変形機構・流動則を論ずる際の第一歩であると言える。

もともと、金属の分野で確立された転位論は、他の材料(たとえばセラミックス・高分子・氷)にも適用できることが示され、当然の成り行きとして、地殻・マントルを構成する珪酸塩鉱物あるいは酸化鉱物に対してもこの立場からの追求がなされつゝある。転位論の立場からのアプローチの最も重要な意義は、天然の岩石で観察される転位の諸特徴を、変形実験でえられた転位構造に照らし合わせることによって、あるいは、すでに確立された転位の諸性質についての理論から導かれるものと対比させることによって、変形条件・変形機構に関する定量的な解答がえられることである。

最近、かんらん岩の主成分であるかんらん石について、高温・高圧下での変形実験が行われてきており (Carter and Ave'Lallemant, 1970; Raleigh and Kirby, 1970 など), また、この変形かんらん石の透過型電子顕微鏡 (TEM) 下での観察により、変形条件と転位構造との対応が明らかになってきつつある (Green and Radcliffe, 1972 a, b, c; Phakey *et al.*, 1972; Boland, 1974 など)。

天然の岩石と実験・理論とを対比させる場合のパラメーターとして次のものがあげられる。

- (1). Dislocation feature and dislocation density within grains or subgrains
 - a. Slip system (slip plane; Burgers vector)
 - b. Direction of dislocation line
 - c. Homogeneity of distribution
 - d. Configuration
 - ex.) straight, curved, tangling, jog, kink, loop (circular, rectangular), bowing out
 - e. Array
 - ex.) pile-up, parallel array, net-work
 - f. Rate of screw/edge component
 - g. Dislocation density
- (2). Sub-boundary
 - a. Kind of sub-boundary
 - ex.) tilt boundary, twist boundary, prismatic subgrain
 - b. Structure of sub-boundary
 - ex.) tangling, tilt boundary, net-work
 - c. Diameter (spacing) of subgrain
 - d. Misorientation

転位の観察法には、TEM法のほかエッチピット法・デコレーション法・X線トポグラフィック法など種々の方法がある。本研究では、デコレーション法によって観察を行なった。この方法は、かんらん石については、Carter and Ave'Lallemant (1970) が用いた方法—— Mn 微粒子を高温下で拡散させると、不透明酸化物 (MnO_2) が転位芯に沿って析出する。このような処理法により透過光で観察できる —— がある。この方法は非常に簡便であるという利点がある反面、拡散処理にかなりの高温・長時間を要する。このために、回復が起きてしまってもともとの転位配列を

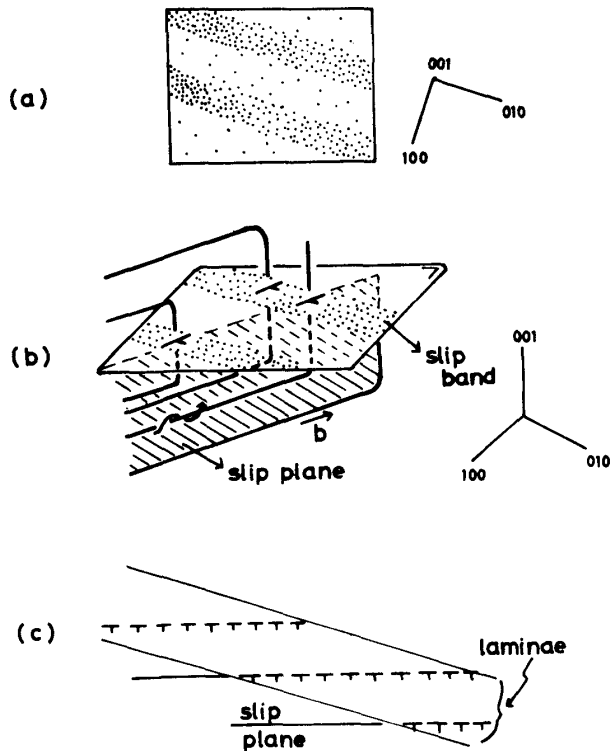


Fig. 13. Dislocation substructure of slip band.
 (a). Two-dimensional array.
 (b). Three-dimensional substructure.
 (c). Dislocation model (Christie et al., 1964).

決定することは不可能である。しかしながら、Raleigh (1968) の光学的方法によって決定したすべり系と TEM によって決定したすべり系とは完全に一致するものであることが証明されている (Blacic and Christie, 1973)。先に、宮守岩体中のキックバンドをもつかんらん石のすべり方向 (バーガース・ベクトル) はすべて $b = [100]$ であることを述べたが、このことから、デコレーション法で観察される転位もすべて $b = [100]$ のバーガース・ベクトルをもつものとみなされる。

転位線の結晶学的方位は、らせん転位の場合 $l = [100]$ で、刃状転位の場合は $l = [0kl]$ であるがこのうち $l = [001]$ 方位のものが卓越する。このことは、キックバンドをもつかんらん石からもとめたすべり面も (010) が卓越するという事実と符合する。転位の形状は、直線状のものが多く、混合成分をもつものはもつれ (tangling) している場合を除くとごくわずかである。また、刃状転位とらせん転位の比率を比べると、刃状転位の方が圧倒的に多い。

宮守岩体の変形かんらん石の転位構造はとくに、すべり帯 (slip band) の発達と刃状転位の壁 (kink wall) の形成によって特徴づけられる。すべり帯は、結晶によって、きわめてよく発達する場合とほとんどあるいはまったく発達しない場合とがある。図版に示されるように、各すべり帯の幅はおよそ $2 \sim 8 \mu\text{m}$ で、これがほぼ等間隔 ($10 \sim 20 \mu\text{m}$) に平行配列する。すべり帯の内部は高密度の刃状転位の濃集体となっており、これらの転位を含むすべり面が *en échelon* 状配列をなしている (Fig. 13a, b; Plate 4, fig. 4; Plate 5, figs. 1, 2, 3, 4)。Christie et al. (1964) は、光学的に観察される変形ラメラは、同符号の刃状転位がすべり面上で局所的に集中配列したものであるという転位モデルを提唱した。宮守岩体のかんらん石に観察されるすべり帯は、彼らのモデルとよく一致する (Fig. 13c)。ところが、宮守のかんらん石の場合には、このようにすべり帯がよ

変えてしまうので、天然のサンプルには適用できないという欠点があった。

そこで、筆者は Mn を結晶に添加させるかわりに、かんらん石自身が Fe^{2+} を有することに着目し、これを空气中で高温酸化 (800°C , 約 1.5 時間) させるという新しい方法を開発し、同様な不透明析出物を得ることに成功した。かんらん石の回復の活性化エネルギーは $140 \pm 30 \text{ kcal/mol}$ ともめられており (Goetze and Kohlstedt, 1973)、他方、焼きなまし実験から回復は $1,100^\circ\text{C}$ の時 1.0 時間以上で起きるとされている (Goetze and Kohlstedt, 同上)。したがって、この処理温度・時間内で転位の配列が変化する可能性はないものとみてよからう。

ここでは、宮守岩体のかんらん石のうち代表的なものについて、上述の方法で観察した転位構造を記述するとともに、最近の変形実験の成果ならびにクリープ理論をもとに若干の考察をこころみる。

2. 転位構造

デコレーション法では、任意のすべての転位についてそのバーガース・ベクトルを

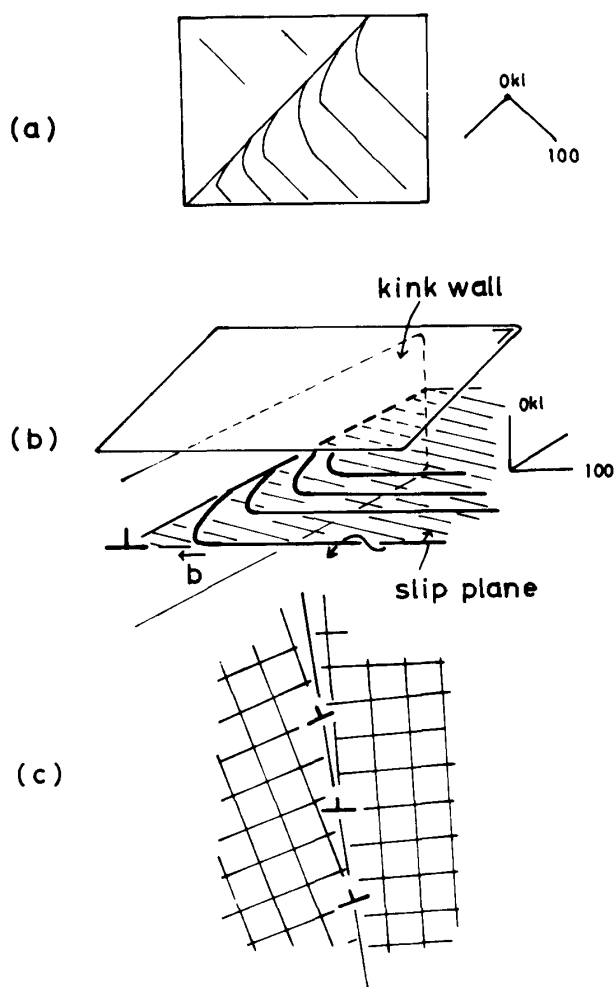


Fig. 14. Dislocation substructure of kink wall.
 (a). Two-dimensional array.
 (b). Three-dimensional substructure.
 (c). Dislocation model (small-angle tilt boundary).

配列し，三次元的には平行四辺角柱状のセル構造を示す．このような2方向のセットをなすすべり帯は，同じかんらん石を使った Green and Radcliffe (1972a) の変形実験でも報告されている．

刃状転位の壁 (kink wall) は $[0kl]$ 刃状転位の， (100) 面への平行配列によって構成されている．刃状転位の壁にはさまれる部分では，直線状のらせん転位 ($l = [100]$) が刃状転位の壁に垂直に配列するが，刃状転位の壁との接点近くでは急角度で湾曲 (bowing out) し，その先端は刃状転位の壁において刃状転位にくぎづけされたような状態となっている．このらせん転位の構造は刃状成分を刃状転位の壁にもつ rectangular loop の一部分とみることでもできる (Fig. 14a, b; Plate 3, fig. 2; Plate 7, figs. 2, 3). 刃状転位の壁はクロスニコル下で観察される KBB に一致する．このような刃状転位の壁は，転位の刃状成分が上昇運動によって並び替わることによって形成されるもので，粒界に関する転位モデルのうち「小角度傾角粒界」に相当する (Fig. 14c). 小角度傾角粒界の外側にはらせん転位がとり残される．このように同符号の刃状転位がすべり面に垂直な方向に等間隔に並ぶと，力学的に安定な配列となる．転位の上昇運動は回復機構であるから，刃状転位の壁の形成には拡散のおこる高温条件が必要である．

宮守のかんらん石中には，このほか，転位のもつれ (tangling) ・転位双極子 (dislocation dipole) ・キック (kink of dislocation line) ・転位ループ (dislocation loop) ・堆積転位 (pile-up) などの

く発達するにもかかわらず，ラメラ現象としてはみとめることができない．この理由は，次のように考えられる．変形ラメラは一種の光弾性効果によって屈折率の差を生じる現象であるから，すべり帯の中の転位密度が低く，そのために長範囲弾性ひずみが小さい場合——すなわち，光学的ひずみが小さい場合——には，その効果はほとんど現われないであろう．

すべり帯の結晶学的方位は必ずしも低指数の面ではなく，むしろ高指数の面であることの方が多い．すべり帯はすべり面とは斜交する．一般に，交差する角度は $20^\circ \sim 30^\circ$ の低角度である (Plate 6, figs. 1, 2) が，まれに 80° といった高角度の場合もみとめられる (Plate 3, fig. 1). Ave'Lallemant and Carter (1971) および Tullis *et al.* (1973) は石英の変形実験から，変形ラメラ (すべり帯) とすべり面との交差角が変形条件に応じて変化することを見出した．かんらん石については，まだ，このような関係は確認されていない．もし同様の関係がかんらん石にも存在するとすれば，変形条件を示す有効なパラメーターとして利用できる．

また，一部の結晶では，約 45° で交差する2方向のすべり帯の発達するのがみられる (Plate 6, fig. 3, 4; Plate 7, fig. 1). この場合も，同じ方向のすべり帯は等間隔に平行

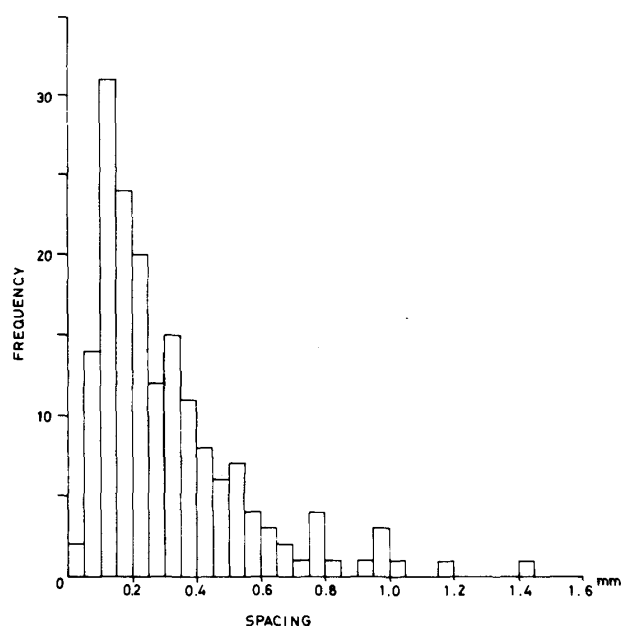


Fig. 15. Frequency diagram for spacing of kink wall.

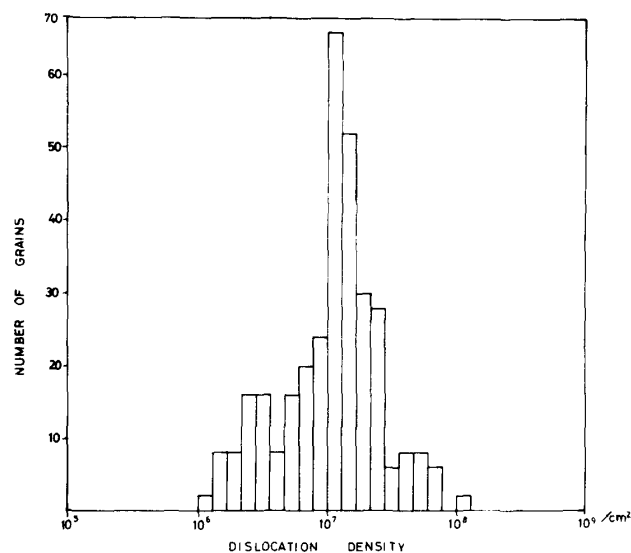


Fig. 16. Frequency diagram of dislocation density.

諸構造が観察される。転位のもつれは、ちょうどゆるんだ糸のような形状を示すものである (Plate 8, figs. 3, 4; Plate 9, figs. 1, 2)。もつれの原因には次の2通りがある。ひとつは、2種のバーガス・ベクトルが存在し、主すべり面上と交差すべり面上とを運動するこれらの異なったバーガス・ベクトルをもつ転位同士の交切によって、もつれを生じる場合である。この交切は、上昇の起きない条件下では転位の運動の妨害となるジョグを生み出す。他は、長いらせん転位のクロスすべりによって生じる場合である。この場合にもジョグや双極子を生み出す。宮守岩体のかんらん石の場合はバーガス・ベクトルは [100] のみであるから、主原因はおそらく後者であったであろう。

転位双極子は、らせん転位の掃過したあとに正負刃状転位の対がすべり面に垂直に上下向かいあって直線上に配置したものである。せまい双極子のひきずり (Plate 9, fig. 3) や、これより吐き出されたと考えられる小さいループの並びが観察される (Plate 9, fig. 4; Plate 10, figs. 1, 2)。このような小さいループの形成は次のようなプロセスによると考えられている。刃状転位双極子の間隔が次第に接近していくと、転位の芯を流れる一種の自己拡散により熱的に不安定になり、一定時間後には保存型の上昇運動により一連のループに変わっていく。転位ループにはこのほか *rectangular loop* が見られる (Plate 10, figs. 3, 4; Plate 11, fig. 1)。このループは文字通り長方形の形状を示し、混合成分をまったく含まず純粋に刃状成分とらせん成分とからなる。そして、常に、らせん成分に比べて刃状成分の方がはるかに長い。

キンク・堆積転位・*net-work sub-boundary* については、その一例をそれぞれ Plate 11, figs. 2, 3, 4, に示す。

宮守岩体のかんらん石における刃状転位の壁の間隔および転位密度の平均値をもとめるために、岩体全体から無作為抽出し測定した。Fig. 15 に刃状転位の壁の間隔の頻度分布を示す。そのモード値はおおよそ $150 \mu\text{m}$ である。また、Fig. 16 は孤立転位密度の頻度分布を示す。ほぼ $1.0 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$ をピークとする正規分布をなしている。

3. 流動応力

外部差応力 ($\sigma_1 - \sigma_3$) と転位密度 (N) との間には次の関係があることが、種々の物質を用いた実験から知られている。この式は理論的にも導かれる。

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_d = \beta \mu b \sqrt{N} / (1 - \nu) \quad (1)$$

ここで μ : 剛性率, ν : ポアッソン比, b : バーガース・ベクトルの大きさ. β は転位の相互作用の仕方によって決まる定数であるが、一般に実験によって決定される。かんらん石については、Kohlstedt and Goetze (1974) が $\beta \approx 4$ という値を出している。

一方、亜結晶粒の径 (d) も変形応力に依存し、 $d \propto (\sigma_1 - \sigma_3)^{-1}$ の関係が成立することが明らかにされている。Weertman (1968) は次の理論式を与えた。

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_s = \mu L_0 / d \quad (2)$$

ここで L_0 は定数で、Raleigh and Kirby (1970) はかんらん石の実験から $L_0 = 3 \times 10^{-5} \text{cm}$ という値を出している。

先にもとめた転位密度 $1 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$ と亜結晶粒径 (刃状転位の壁の間隔) $150 \mu\text{m}$ から、両関係式を用いて外部差応力を算出すると、それぞれ次のようになる。なお、かんらん石の物性常数は、 $\mu = 0.8 \times 10^{12} \text{dynes/cm}$, $\nu = 0.24$ (Birch, 1966), $b = 5 \times 10^{-8} \text{cm}$ 。

$$\begin{aligned} (\sigma_1 - \sigma_3)_d &= 500 \text{ bar} \\ (\sigma_1 - \sigma_3)_s &= 1,500 \text{ bar} \end{aligned}$$

上の2通りの方法でもとめた応力値は互に著しく異なっている。この原因は、次のような事情によるものと考えられる。上記の Kohlstedt らの実験は、外部差応力 100 bar ~ 1 kbar という比較的低応力域で行なわれたものであり、これは天然サンプルの転位密度値を充分補間しうる範囲である。また、彼らの実験の測定数は8個である。これに対し、Raleigh らの実験は外部差応力 9.5 kbar および 4.6 kbar という高応力域で行なわれ、彼らの実験で得られた亜結晶粒の径は天然のものに比べてはるかに小さく、これは天然のものにまったく補間しえない。そこで、この僅か2個の測定から無理に低応力側へ直線外挿せざるをえない。したがって、実験の行なわれた応力域およびデータ数の2点からみて、現在のところでは転位密度からもとめた値の方を信頼すべきであろう。

この外部差応力の大きさは、宮守岩体の進入運動において何を意味するのであろうか。III-7で提案した Hagen-Poiseuille laminar flow モデルの場合について考察する。

直径 R の円管中を流れる粘性層流の場合には、ニュートン流動および非ニュートン流動を問わず、管の半径方向における剪断応力の変化は管の中心からの距離の一次式で表わされ、管中心でゼロ、それより管壁にむかって直線的に増加する。したがって、平均流動応力は管中心から管壁までの距離の $\frac{1}{2}$ の位置 ($R/4$) での剪断応力に等しい。外部差応力の最大剪断応力がこの平均流動応力 (τ) に等しいとすれば、

$$\begin{aligned} \tau &= (\sigma_1 - \sigma_3)_d / 2 \\ &= 250 \text{ bar} \end{aligned}$$

となる。また、管内層流において、平均流動応力と圧力勾配 ($\delta p / \delta Z$) との間には次のような関係がある。

$$\tau = \frac{\delta P}{\delta Z} \cdot \frac{R}{4} \quad (3)$$

圧力勾配が、ダイアピル内部と周辺マントルとの密度差によって発生する浮力によるものであるとすると、

$$\frac{\delta P}{\delta Z} = \Delta\rho \cdot g \quad (\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1) \quad (4)$$

の関係が成り立つ。ここで、 ρ_1 : ダイアピルの平均密度、 ρ_2 : 周辺マントルの密度 ($\rho_1 < \rho_2$)、 g : 重力加速度。密度差がダイアピル内部と周辺マントルとの温度差 (ΔT) だけによるものであるとすると、

$$\Delta T = \Delta\rho / (\rho_2 - \rho_1) \cdot \alpha \quad (5)$$

となる。ここで、 α : 体膨脹係数。あるいはまた、密度差がダイアピル中に液相を胚胎することだけによるものとする、その容積比 (L_q) は、

$$L_q = \Delta\rho / (\rho_2 - \rho_l) \quad (6)$$

となる。ここで、 ρ_l : 液相の密度。

たとえば、ダイアピルの径が20km, 100km, および200kmの場合について、それぞれ $\Delta\rho \cdot \Delta T \cdot L_q$ をもとめると次の通りになる (および Fig. 17 を参照)。ただし、 $\alpha = 4.8 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ (Skinner, 1966), また ρ_2 および ρ_l は計算精度からみて結果にはさほど影響しないのでそれぞれ $\rho_2 = 3.2 \text{ g/cm}^3$, $\rho_l = 2.5 \text{ g/cm}^3$ (玄武岩質マグマ) とした。

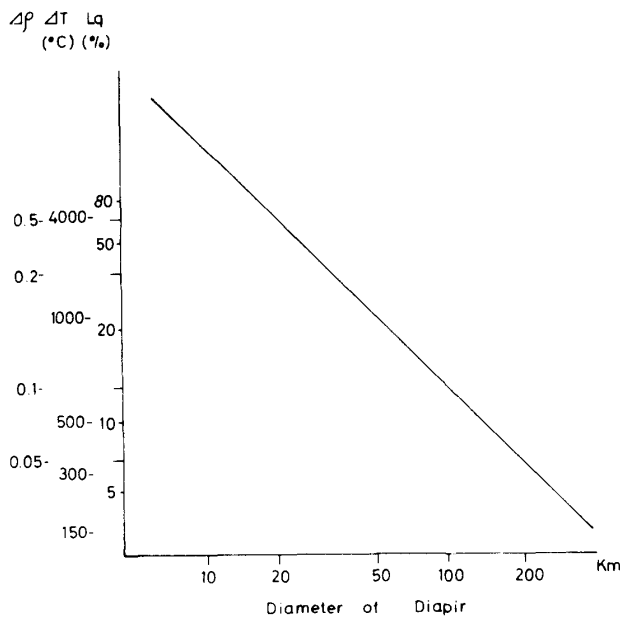


Fig. 17. Graphical relationship between the diameter of diapir and $\Delta\rho$, ΔT and L_q .

R = 20km のとき

$$\Delta\rho = 0.51 \text{ g/cm}^3$$

$$\Delta T = 3,900^\circ\text{C}$$

$$L_q = 73 \%$$

R = 100 km のとき

$$\Delta\rho = 0.10 \text{ g/cm}^3$$

$$\Delta T = 670^\circ\text{C}$$

$$L_q = 14 \%$$

R = 200 km のとき

$$\Delta\rho = 0.05 \text{ g/cm}^3$$

$$\Delta T = 330^\circ\text{C}$$

$$L_q = 7 \%$$

上の結果からみて、径が数10km程度の小さなダイアピルでは必要な浮力は望めない。では、100kmのダイアピルを考えた場合はどうであろうか。宮守岩体の場合、塩基性火成岩類の存在からみて、ある程度の量の液相 (マグマ) を含んでいたことは確実であるから、たとえ径がこれ程の大きさだとし

ても、密度差を生み出すに必要な温度差はもっと小さくてもすむ。宮守岩体の場合、どの程度の容積の液相を含んでいたか正確に知る材料がないが、約1割のマグマが存在し、かつ同時に、周辺マントルと180°Cの温度差があると仮定するだけで、ダイアピルとして充分上昇する浮力を生じるわけである。Onuki (1963, 1965) は、北上山地に分布する超塩基性岩体群 (宮守岩体のほか早池峯岩体・田河津岩体など) はすべて同時代に貫入した再動岩体で、岩石・鉱物学的にも共通する点がきわめて多いと述べている。これにしたがえば、これらはもともとひと続きの岩体で

あったものが、後の運動によってスライスされて現在のような配列・分布をなすに至った可能性も考える。これらの岩体群の分布面積からみると、径 100 km のダイアピルが存在したと考えることもけっして非現実的なものではない。

4. 変形条件

実験によれば、かんらん石のすべり系は温度・ひずみ速度との対応において鋭敏に変化することが知られている (Raleigh, 1968; Carter and Ave'Lallemant, 1970; Raleigh and Kirby, 1970). それらによると、与えられた条件下での優勢すべり系は低温領域 (高ひずみ速度領域) から高温領域 (低ひずみ速度領域) の方へ $\{110\} [001] \rightarrow \{0kl\} [100] \rightarrow (010) [100]$ と変化していく。これらは、キンクバンドを利用して光学的に調べられたものであるが、その後 TEM 下での観察からも同様の関係のあることが確認されている (Blacic and Christie, 1971; Green and Radcliffe, 1972c など)。

Green and Radcliffe (1972b, c) は天然の変形かんらん石に $\{0kl\} [100]$ すべりが多いことから、とくにこのすべり領域の変形様式の変化に注目して詳細な TEM 観察を行なった。彼らは、Raleigh and Kirby (1970) の変形実験によって得られたサンプルについて観察を行なった。Raleigh らの実験は差応力 4 ~ 9 kbar, 温度 800 ~ 1,500°C, 封圧 15 kbar, ひずみ速度 $10^{-4} \sim 10^{-6}/\text{sec}$ の範囲で行なわれている。観察の結果は次の通りである。すなわち、このすべり領域の低温側 (800 ~ 900°C) では、rectangular loop の保存運動が卓越し、障害物の前面におけるすべり帯の発達がみられた。高温になると、転位は上昇して障害物をのりこえ、すべり帯は次第に減少・消滅していく。また、この上昇運動により、転位の刃状成分は (100) に平行な刃状転位の壁への並びかえを行ない、一方、とり残されたらせん転位はその先端を刃状転位の壁において刃状転位にくぎづけされる。このらせん転位は刃状転位の壁に対してほぼ直交するが、接点付近では急角度で湾曲するという。刃状転位の壁におけるこのような特徴は、前に述べた宮守岩体のかんらん石が示すものとまったく同一である。さらに高温 (1,200°C 以上) では、らせん転位は孤立転位となり、(001) に平行な壁にクロスすべりを行ない、最後には [010] に長軸をもつ prismatic subgrain を形成する。

Phakey *et al.* (1972) は差応力 1.5 ~ 12.8 kbar, ひずみ速度 $10^{-4} \sim 10^{-5}/\text{sec}$, 温度 600 ~ 1,250°C の条件下での実験を行ない TEM 観察を行なった結果、次のような特徴的な変化を見出した。転位のもつれは 800°C から出現し、1,000°C ではほぼ普遍的に発達する。とくに発達の著しい結晶では、高密度のもつれの壁からなるセル構造をつくる。600°C では転位は保存運動をするだけであるが、800°C 以上でクロスすべり、1,000°C 以上で上昇運動をともなってくる。また、低温ではらせん転位が卓越するが、高温になるにしたがって刃状転位が増加していく。

Blacic and Christie (1973) は差応力 19 kbar, ひずみ速度 $7.5 \times 10^{-6}/\text{sec}$, 温度 800°C および 900°C の条件下で実験を行なった。いずれの温度でもらせん転位が観察された。そのバーガス・ベクトルは 800°C では [001] のみであったが、900°C では [001] と [100] の 2 方向がありこのうち [100] 方向のものが卓越することがみとめられた。また、800°C では (100) および $\{110\}$ に平行な変形ラメラ、(001) に平行なキンクバンド、(001) に平行な dense tangled zone などの発達がみられた。

Boland (1974) は差応力 3.6 kbar, ひずみ速度 $10^{-7}/\text{sec}$, 温度 800°C の条件下で実験を行なった。この条件下で (101) および (110) の 2 方向の変形ラメラが観察され、バーガス・ベクトルは [001] が同定された。ラメラの外の部分では、刃状転位は少なからせん転位が卓越し、一般に刃状転位は粒界やクラックの近傍に堆積することが多いことがみとめられた。

Carter and Ave'Lallemant (1970) によると、ひずみ速度が $10^{-3}/\text{sec}$ の時 1,050°C で、Phakey

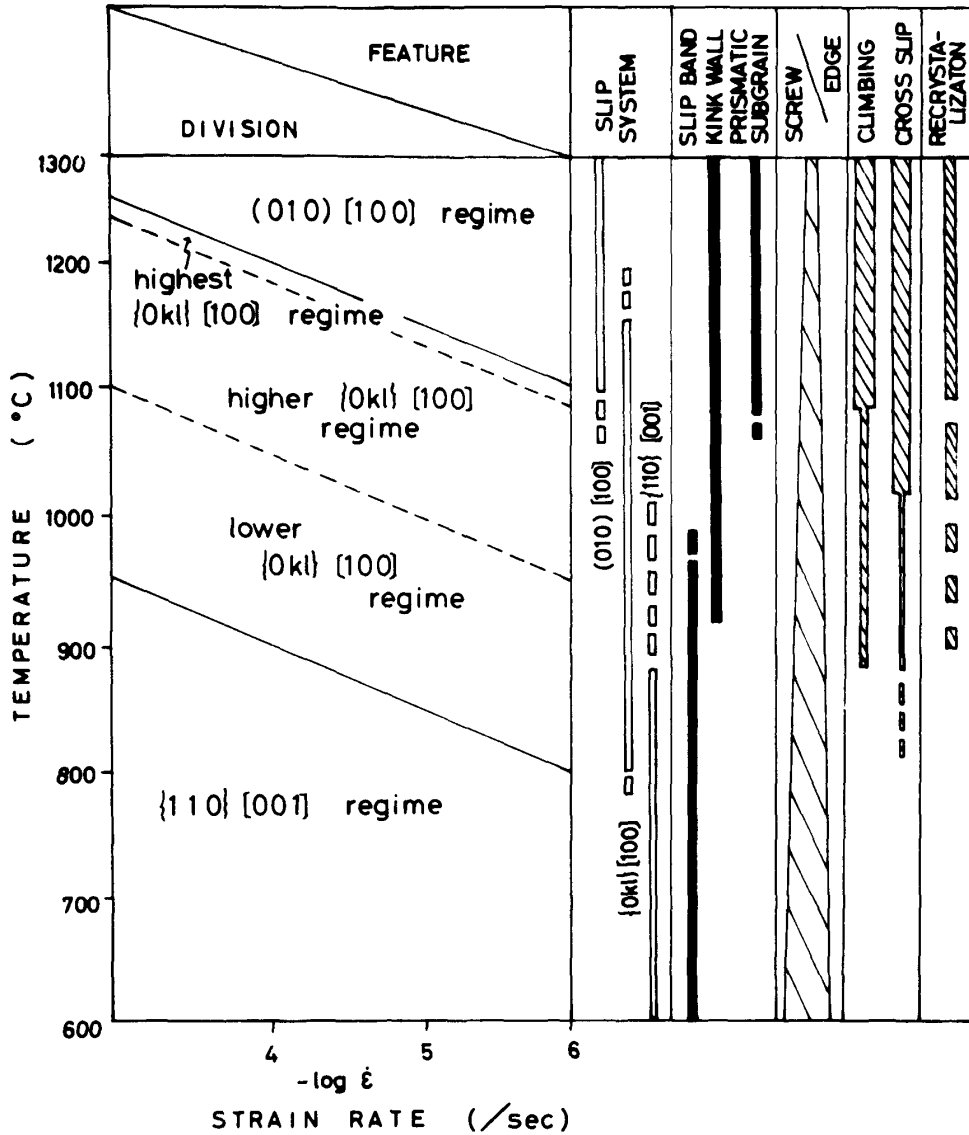


Fig. 18. Predominant slip system and dislocation features in experimentally deformed olivines as functions of temperature and strain-rate. (Compiled from several authors.)

et al. (1972)によると $10^{-4} \sim 10^{-5}/\text{sec}$ の時 $1,250^\circ\text{C}$ で再結晶の始まりがみられている。

以上の実験・観察結果を総合すると、主として Carter and Ave'Lallemant (1970) の優勢すべり系の変化、および Green and Radcliffe (1972b, c) による $\{0kl\}[100]$ での転位構造の変化から、変形条件の範囲は、変形様式に応じてほぼ次の5つの領域に区分することができる。すなわち、Fig. 18に示すように、 $\{110\}[001]$ regime, lower $\{0kl\}[100]$ regime, higher $\{0kl\}[100]$ regime, highest $\{0kl\}[100]$ regime, $(010)[100]$ regimeと定義される。図は差応力が約5 kbar (各研究者の実験は種々の大きさの差応力で行なわれているので、すべてこの値に補正しコンパイルした) の場合の温度・ひずみ速度領域を示してある。かんらん石の場合、静水圧の効果は、石英などの場合に比べてその影響はきわめて小さいとされている。

各領域の特徴は次の通りである。

{110}{001} regime

すべり系 {110}{001} の卓越する領域である。すべり帯の発達が頻繁にみられる。刃状転位に比べらせん転位の比率が高く、純粋ならせん転位のみからなる場合もある。

Lower {0kl}{100} regime

{0kl}{100} すべりのうちの低温領域で、すべり帯の発達で特徴づけられる。

Higher {0kl}{100} regime

{0kl}{100} すべりのうちの高温領域で、(100) に平行な刃状転位の壁の形成で特徴づけられる。この領域のうち、比較的低温側ではすべり帯がみられることもあるが、温度の上昇とともに減少・消滅していく。また、温度の上昇とともに刃状転位の壁の発達が明瞭になる。

Highest {0kl}{100} regime

この領域は prismatic subgrain の発達によって特徴づけられる。すべり帯はまったく発達しない。

(010) [100] regime

すべり系 (010) [100] の卓越する領域である。

このほか、漸移的に変化する特徴として次のものがある。らせん転位に対する刃状転位の比率は高温 regime ほど高くなり、刃状転位の上昇・らせん転位のクロスすべりといった回復機構も高温部になるほど著しくなる。また、higher {0kl}{100} regime 付近から再結晶粒の発達がみとめられることもある。

以上に区分した変形条件領域に宮守岩体のかんらん石で観察された諸特徴を照らし合わせてみると、{0kl}{100} すべり系の活動・すべり帯と刃状転位の壁の共存・刃状成分の卓越……等の転位構造からみて、宮守岩体の変形条件は higher {0kl}{100} regime のうち低温側の領域に対比しうる。

5. 流動則

地殻や上部マントルにおける流動変形は、変動開始後のきわめて初期のステージを除いては、定ひずみ速度で進行する「定常クリープ」とみなしてよい。これまで、定常クリープに関する多くの理論が提案されている(たとえば, Garofalo, 1965; 及川, 1974に紹介)。定常クリープは、主な支配機構から、拡散クリープと転位クリープとに分けることができる。これらは巨視的にはそれぞれニュートン流動と非ニュートン流動に対応する。定常クリープ速度($\dot{\gamma}$)は次の実験式(Dornの式)で示されることが多い。

$$\dot{\gamma} = A \cdot \frac{\mu b D}{k T} \cdot \left(\frac{\tau}{\mu} \right)^n \quad (7)$$

ここで、Dは拡散係数、kはボルツマン定数、Tは絶対温度、Aとn(応力指数)は実験的にもとめられる定数である。

定常クリープでは、その理論的根拠とされている転位の運動・相互作用に関する転位モデルは、光学顕微鏡下あるいはTEM下の転位の配列・構造に反映されているはずである。したがって、変形結晶の内部状態を詳しく観察して、クリープ変形速度を支配した微視的機構が何であるかを正しくとらえることによって、理論と結びつけることができる。変形機構を議論するためには、実験による明確な裏づけが必要である。実験でもとめられた応力指数nと結晶内部の転位構造の変化とを対応させることによって、クリープ理論の妥当性を検定することができる。しかしながら、現実には、同一の材料を用いて天然とまったく同じ変形条件下で実験を行なうことは不可能である。そこで、一般には、同じクリープ変形機構を実現させるために、因子の間の互換性が成り立つことを仮定したもとで実験が行なわれている。物質のレオロジカルな性質は、同一の物質

でも温度・封圧・応力・ひずみ速度などの変形条件によって多様に変化する。すなわち、各クリープ律速過程は種々の因子に対してそれぞれ特有の依存性を示し、変形条件によりいくつものクリープ式が成立する。

これまで提案された各種クリープ理論のうち、主なものとして次の8つがあげられる。

	応力指数
Diffusion creep	
Nabarro-Herring creep	n = 1
Cobble creep	n = 1
Dislocation creep	
Subgrain creep	n = 3
Nabarro creep	
Lattice diffusion model	n = 3
Dislocation core diffusion model	n = 5
High temperature recovery creep	
Edge climbing model	n = 4.5
Jog-dragging screw model	n = 6
Micro-creep (Dislocation glide creep)	n = 3

拡散クリープには、結晶格子拡散による物質移動が流動速度を支配している場合(Nabarro-Herringクリープ)と、結晶粒界に沿った拡散が主体である場合(Cobbleクリープ)とがある。いずれの場合も、結晶中の転位はまったく移動せずに原子あるいはイオンの拡散による物質移動によって変形することができるので、結晶内部の転位はエネルギーのもっとも低い配置(三次元的な網目構造)をとる。Nabarro (1948)とHerring (1950)は格子拡散による機構の場合、そのクリープ速度は

$$\dot{\gamma} = (5D/L^2) (\tau\Omega/kT) \quad (8)$$

で表わされるとした。ここで、L：平均粒径、 Ω ：原子体積。

Weertman (1968)は、結晶中に亜結晶粒(subgrain)が含まれる場合、sub-boundaryは空孔の良い発生・吸収源となり(8)式のLは $L = L_0(\mu/\tau)$ で置き換えることができ、この場合のクリープをsubgrainクリープと呼んだ。したがってクリープ速度は、

$$\dot{\gamma} = (5D/L_0^2) (\tau/\mu)^2 (\tau\Omega/kT) \quad (9)$$

と表わされる。ここで、 L_0 は(2)式のものと同じ定数。

Nabarroクリープは、転位の上昇運動が変形を支配している場合である。転位が比較的まばらで、ある種の安定配列に近い分布となり、ほとんどすべり運動を行なわない場合でも、孤立転位の上昇のみによる結晶の変形が可能となる。転位の上昇には点欠陥の拡散が必要である。Nabarro (1967)は、拡散が格子拡散による場合と転位芯に沿う拡散による場合があるとして、それぞれ次の理論式を導いた。

格子拡散による場合

$$\dot{\gamma} = (\pi\theta^2D/10b) (\tau/\mu)^2 (\tau\Omega/kT) \quad (10)$$

$$\theta = \frac{1}{3}$$

転位芯拡散による場合

$$\dot{\gamma} = 4Db\tau^5/\pi^4\mu^4kT \quad (11)$$

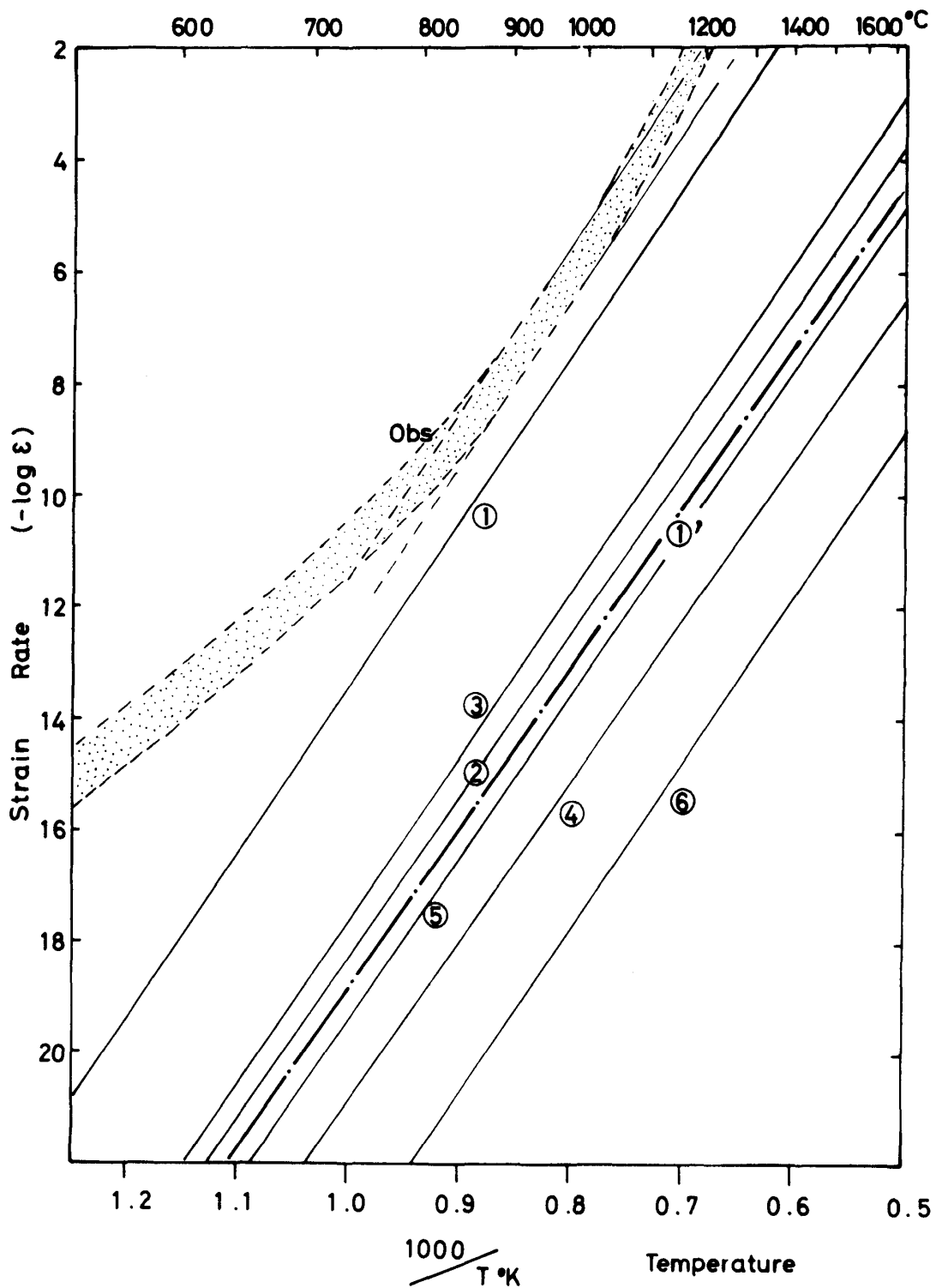


Fig. 19. Temperature/strain-rate relation calculated from some creep equations and different value of stress.

- 1: High temperature recovery creep (edge climbing model). At $\sigma = 5$ kbars.
- 1': High temperature recovery creep (edge climbing model). At $\sigma = 250$ bars (this study).
- 2: Micro-creep. At $\sigma = 5$ kbars.
- 3: Nabarro creep (lattice diffusion model). At $\sigma = 5$ kbars.
- 4: Nabarro creep (dislocation-core diffusion model). At $\sigma = 5$ kbars.
- 5: Subgrain creep. At $\sigma = 5$ kbars.
- 6: Nabarro-Herring creep. At $\sigma = 5$ kbars.

Obs (dotted area): Estimation from the observation of the dislocation substructures (see Fig. 18).

Nabarro クリープでは転位のすべり運動は無視している。これに対して、Weertman (1968), Weertman (1970), Weertman and Weertman (1970) は、転位のすべり運動は無視できないものとして、新たなクリープモデルを設定した。この場合でも、クリープの律速機構は上昇運動であると考えられている。律速過程としては、ある障害物によってすべりを止められた刃状転位の上昇・消滅（上昇モデル）、あるいはジョグをもつらせん転位のすべり運動（ジョグモデル）などがある。前者の場合、クリープ速度は次の式で与えられる。

$$\dot{\gamma} = aD(\tau/\mu)^{3.5} (\tau Q/kT) \quad (12)$$

$$a = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

マイクロクリープは、転位のすべり運動そのものが変形を支配している場合である。この場合のクリープ速度は次の式で与えられる (Weertman and Weertman, 1970)。

$$\dot{\gamma} = a'D(\tau/\mu)^2 (\tau Q/kT) \quad (13)$$

$$a' = 2.26 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

すべり運動の際の摩擦抵抗の原因としては種々のものが考えられているが、その代表的なものとしてコットレル雰囲気のひきずり抵抗がある (Weertman and Weertman, 1970)。これは、刃状転位によって生じる格子ひずみを解消するように、転位の周りに集まった母イオンと大きさの違う不純物イオンの集団（コットレル雰囲気）を転位がひきつけて運動する際に生じる抵抗である。しかしながら、Kirby and Raleigh (1973) は、かんらん石の場合不純物の拡散の活性化エネルギーはかんらん石の高温クリープ活性化エネルギーに比べてはるかに小さいので、このタイプのクリープは起こりえないだろうと考えている。

先に述べたように、宮守岩体では、かんらん石の転位構造の観察から転位のすべりと上昇の両方のプロセスが働いていることが明らかとなった。すなわち、すべり帯・堆積転位・双極子の存在はすべり運動によるひずみ硬化が起っていることを示すものであり、また、刃状転位の壁への刃状転位の並びかえ・双極子からの小さいループの吐き出しの存在は上昇運動が律速機構として働いていることを示している。一方、結晶中にらせん転位に比べ刃状転位が多いこと、rectangular loop において刃状成分が長いことは、らせん転位の方が移動速度が大きいということの意味する。すなわち、変形速度は刃状成分（移動速度の小さい方の成分）によって支配されていることを示すものである。これらのことからみて、各種クリープ理論のうち、Weertman (1968, 1970) の提案した理論——刃状転位の上昇モデルに基づく「高温回復クリープ理論」——を適用するのがもっとも妥当であろう。したがって、彼の理論式（15式）において、応力を指定すればひずみ速度—温度の関係を示す曲線が得られ、さらに何らかの方法で温度が決定されればひずみ速度がもとまることになる。

ところで、この式から導かれる変形条件は、転位構造から推定した変形条件（前節）とは矛盾しないであろうか。そこで、まず、実験の場合 (Fig. 18 参照) と同じ差応力 (5 kbar) について $T-\dot{\gamma}$ 曲線をもとめて比較してみる。

その結果は Fig. 19 に示してある。①は高温回復クリープ（上昇モデル）、②はマイクロクリープ、③は格子拡散の場合の Nabarro クリープ、④は転位芯拡散の場合の Nabarro クリープ、⑤は subgrain クリープ、⑥は Nabarro-Herring クリープである。なお、拡散係数 (D) は Goetze and Kohlstedt (1973) によってもとめられたものを用い、また $Q = 20 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$ として計算した。Goetze らは、温度 1,290°C において $D = 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、1,450°C において $D = 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{sec}$ の値を出した。これによると、拡散係数は絶対温度の逆数に反比例する。したがって、図においても横軸は絶対温度の逆数で示されている。

Carter and Ave'Lallemant (1970) の slip field の境界線は、線形スケールの温度軸に対して直線となっている (Fig. 19, Obs のうちの曲線部分). しかし、クリープ式を見れば明らかなように、温度は絶対温度の逆数の形で含まれているから、実験範囲外への境界線の外挿は絶対温度の逆数スケールについて行なうべきであろう (Fig. 19, Obs のうちの直線部分).

図から明らかなように、高温回復クリープ (上昇モデル) 理論式によってもとめた $T-\dot{\gamma}$ 曲線 (①) は、実験との直接の対比によって推定した変形条件 (図の Obs の領域: higher $\{0kl\}[100]$ regime) にほぼ近い領域を占める. これに対し、他のクリープ式による曲線は大きく低ひずみ速度・高温側へずれる. このことは、Weertman の理論式の適用が第一近似としては適切であることを裏づけている.

Weertman の式から、宮守岩体の場合 ($\tau=250$ bar) について $T-\dot{\gamma}$ 曲線をもとめると、Fig. 19 の①' (鎖線) の通りとなる. つぎに、何らかの方法で温度が決まれば、この曲線から剪断ひずみ速度をもとめることができる. しかし、宮守岩体の場合には変形温度を独自に決定することは現時点では不可能である.

そこで、一例として、次のような仮定をおいた試論を行なってみることにする. 現在岩体中に残されている変形構造は、おそらく侵入運動の最末期のものであろうかと考えられるから、その位置 (深さ) はモホ面付近と考えてよいであろう. 当時のモホ面の深さを現在と同じく約 20~30 km 付近であるとすると、この深さでの温度は海洋地域の場合だいたい 700°C 前後である (Mercier and Carter, 1975). ダイアピル内部では、これより数百度は高いと考えられる. 今ここで仮に 200°C 高いとして、つまり $T=900$ °C とすると、この温度での剪断ひずみ速度は、

$$\dot{\gamma} = 5 \times 10^{-15}/\text{sec}$$

となる. この値は、たとえば径 100 km のダイアピルの場合、平均上昇速度

$$\begin{aligned} \bar{v} &= R \cdot \dot{\gamma} \\ &= 1.5 \text{ cm/year} \end{aligned}$$

という速さに相当する.

V. ま と め

本研究では、とくに次の 4 点が明らかになった.

1) 宮守超塩基性岩体のかんらん石は、すべり方向と伸長方向の関係からみて、単純剪断により変形した.

2) 本岩体の片理面・線構造・剪断面・剪断方向・剪断センス等のパターンは、Hagen-Poiseuille laminar flow に近似される. すなわち、その地質学的運動形態としてダイアピル運動が示唆される.

3) かんらん石の転位密度から、剪断応力は $\tau=250$ bar の値が得られる. この応力値は径 100 km 以上のダイアピルを想定すると、浮力によって充分生じうる大きさであり、この浮力の原因は温度差および液相の賦存にもとめられる.

4) かんらん石の転位構造の観察から、変形条件は、実験の場合の higher $\{0kl\}[100]$ regime に対比できる. 同様に転位構造から判断される変形律速機構は、転位のすべり運動+上昇運動である. このことから、Weertman のクリープ理論の適用が可能であり、彼の理論式よりもとめた $T-\dot{\gamma}$ 曲線は、実験との対比によって推定された変形条件と調和的である.

引用文献

- Ave'Lallemant, H. G. and Carter, N. L., 1971, Pressure dependence of quartz deformation lamellae. *Amer. Jour. Sci.*, v. 270, p. 218-235, 9 figs., 1 tab.
- Birch, F., 1966, Compressibility; Elastic constants. In Jr. S. P. Clark, (Ed.), Handbook of physical constants, *Geol. Soc. Amer. Mem.* v. 97, p. 97-173, 22 tabs.
- Blacic, J. D. and Christie, J. M., 1973, Dislocation substructure of experimentally deformed olivine. *Contr. Min. Petrol.*, v. 42, p. 141-146, 4 figs.
- Boland, J. N., 1974, Dislocation substructures in naturally and experimentally deformed olivine. In P. R. Swann, (Ed.), High Voltage Electron Microscopy, p. 312-316, 3 figs.; *Academic Press*, London.
- Carter, N. L. and Ave'Lallemant, H. G., 1970, High temperature flow of dunite and peridotite. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 81, p. 2181-2202, 12 figs.
- Christie, J. M., Griggs, D. T. and Carter, N. L., 1964, Experimental evidence of basal slip in quartz. *Jour. Geol.*, v. 72, p. 734-756, 6 figs., 2 tabs., pls. 1-4.
- 永広昌之, 1977, 日誌—気仙沼断層——とくにその性格と構造発達史的意義について——. 東北大地質古生物研邦報, no. 77, p. 1-37, 16図.
- Flinn, D., 1962, On folding during three-dimensional progressive deformation. *Quart. Jour. Geol. Soc.*, v. 118, p. 385-433, 16 figs., 6 tabs.
- Garofalo, F., 1965, Fundamental of Creep and Creep Rupture in Metals. 258 p., 112 figs., 14 tabs., *Macmillan*, New York.
- Goetze, C. and Kohlstedt, D. L., 1973, Laboratory study of dislocation climb and diffusion in olivine. *Jour. Geophys. Res.*, v. 78, p. 5961-5971, 9 figs.
- Green, H. W. and Radcliffe, S. V., 1972a, The nature of deformation lamellae in silicates. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 83, p. 847-852, 4 figs.
- and ————— 1972b, Dislocation mechanism in olivine and flow in the upper mantle. *Earth Planet. Sci. Letters*, v. 15, p. 239-247, 4 figs.
- and ————— 1972c, Deformation processes in the upper mantle. In H. C. Heard, I. Y. Borg, N. L. Carter, and C. B. Raleigh, (Ed.), Flow and Fracture of Rocks, *Geophys. Monogr. Ser.*, v. 16, p. 139-156, 16 figs.; *AGU*, Washington, D. C.
- Haman, P. J., 1961, Manual of stereographic projection. *West Can. Res. Pub., Geology Related Sciences*, v. 1, p. 1-67.
- Herring, C., 1950, Diffusional viscosity of polycrystalline solid. *Jour. Appl. Phys.*, v. 21, p. 437-445, 6 figs., 1 tab.
- 広川 治・吉田 尚, 1954, 5万分の1地質図, 人首図幅および同説明書, 33 p., 4図, 4表, 地質調査所.
- , 1956, 5万分の1地質図, 大迫図幅および同説明書, 31 p., 2図, 同上.
- Kato, Y. and Marui, I., 1965, Paleomagnetic studies of the Cretaceous granitic rocks in northeastern Japan. *Ann. Progr. Rept. Rock Magnetism Res. Group, Japan*, p. 179-187.
- Kawai, N., Ito, H. and Kume, S., 1961, Deformation of the Japanese Islands as inferred from rock magnetism. *Geophys. Jour. Roy. Astro. Soc.*, v. 6, p. 124-129, 9 figs., 2 tabs.
- 河野義礼・植田良夫, 1965, 本邦産火成岩の K-A dating (II), 北上山地の花崗岩類. 岩鉱物鉱床会誌, v. 53, p. 143-154, 5図, 1表.
- Kirby, S. H. and Raleigh, C. B., 1973, Mechanism of high-temperature, solid state flow in minerals and ceramics their bearing on creep behavior of the mantle. *Tectonophysics*, v. 19, p. 165-194, 10 figs., 1 tab.
- Kohlstedt, D. L. and Goetze, C., 1974, Low-stress high temperature creep in olivine single crystals. *Jour. Geophys. Res.*, v. 79, p. 2045-2051, 9 figs., 1 tab.
- 近藤信興, 1929, 陸中宮守付近の過塩基性岩に就きて. 地質学雑誌, v. 36, p. 49-76, 3図, 3表, 4図版.
- Mercier, J. -C. and Carter, N. L., 1975, Pyroxene Geotherms. *Jour. Geophys. Res.*, v. 80, p. 3349-3362, 11 figs., 2 tabs.
- and Nicolas, A., 1975, Texture and fabrics of upper-mantle peridotites as illustrated by xenoliths from basalts. *Jour. Petrol.*, v. 16, p. 454-487, 17 figs. 1 tab.

- Nabarro, F. R. N., 1948, Deformation of crystals by the motion of single ions. *In* Rept. Conf. on Strength of Solids, p. 75-90, 5 figs.; *The Physical Society*, London.
- , 1967, Steady-state diffusional creep. *Philos. Mag.*, v. 16, p. 231-237, 3 figs.
- Nadai, A., 1963, The distribution of pressure in thin layers of viscous material under compression, chapter 11. *In* A. Nadai, Theory of flow and fracture in solids, v. 2, p. 349-356, 8 figs.; *McGraw-Hill Book Co., Inc.*, New York.
- 及川 洪, 1974, 結晶体の高温クリープ. 上田誠也(編), 固体の流動, p. 263-282, 16図, 1表, 東海大学出版会, 東京.
- Onuki, H., 1963, Petrology of the Hayachine ultramafic complex in the Kitakami mountainland, northern Japan. *Tohoku Univ., Sci. Rept., Ser. 3*, v. 8, p. 241-295, 20 text-figs., 21 tabs.
- , 1965, Petrochemical research on the Horoman and Miyamori ultramafic intrusives, northern Japan. *Tohoku Univ., Sci. Rept., Ser. 3*, v. 9, p. 217-276, 18 text-figs., 18 tabs.
- Phakey, P., Dollinger, G. and Christie, J., 1972, Transmission electron microscopy of experimentally deformed olivine single crystals. *In* H. C. Heard, I. Y. Borg, N. L. Carter, and C. B. Raleigh, (Ed.), Flow and Fracture of Rocks, *Geophys. Monogr. Ser.*, v. 16, p. 117-138, 12 figs., 3 tabs.; *AGU*, Washington, D. C.
- Raleigh, C. B., 1968, Mechanism of plastic deformation of olivine. *Jour. Geophys. Res.*, v. 73, p. 5391-5407, 16 figs.
- and Kirby, S. H., 1970, Creep in the mantle. *Min. Soc. Amer. Spec. Pap.*, 3, p. 113-121, 12 figs.
- Ramsay, J. G., 1963, The use and limitation of beta-diagrams and pi-diagrams in the geometrical analysis of folds. *Quart. Jour. Geol. Soc.*, v. 120, p. 435-454, 12 figs.
- 関陽太郎, 1950, 岩手県宮守地方における花崗閃緑岩による超塩基性岩類の変成現象について——透輝石・角閃石岩の変成現象. 地質学雑誌, v. 56, p. 407-413, 5図.
- , 1951 a, 岩手県宮守地方における花崗閃緑岩貫入に伴う超塩基性岩類の変成現象について——蛇紋岩起源のものについて. 地質学雑誌, v. 57, p. 35-47, 5図.
- , 1957 b, 岩手県宮守地方の超塩基性岩類の研究(その3)——蛇紋岩化作用について. 地質学雑誌, v. 57, p. 217-224, 5図.
- , 1952, 岩手県宮守地方の超塩基性岩類の研究(その4)——構造的研究. 地質学雑誌, v. 58, p. 505-516, 8図.
- Skinner, B. J., 1966, Thermal expansion. *In* Jr. S. P. Clark, (Ed.), Handbook of physical constants, *Geol. Soc. Amer. Mem.*, v. 97, p. 75-96, 13 tabs.
- Stauffer, M. R., 1964, The geometry of conical folds. *N. Z. Jour. Geol. Geophys.*, v. 7, p. 340-347, 5 figs.
- Tullis, J., Christie, J. M. and Griggs, D. T., 1973, Microstructures and preferred orientations of experimentally deformed quartzites. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 84, p. 297-314, 12 figs.
- Weertman, J., 1968, Dislocation climb theory of steady-state creep. *Trans. Amer. Soc. Metals*, v. 61, p. 681-694, 17 figs., 2 tabs.
- , 1970, The creep strength of the earth's mantle. *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 8, p. 145-168, 9 figs., 2 tabs.
- and Weertman, J. R., 1970, Mechanical properties, strongly temperature dependent, chapter 16. *In* R. W. Cahn, (Ed.), Physical Metallurgy, 2nd Edition, p. 983-1010, 18 figs.; *North Holland Publishing Co.*, Amsterdam.

Emplacement Mechanism of the Miyamori Ultrabasic Rock Body, Kitakami Mountainland, Northeast Japan

Takaaki Fukudome

Abstract

The Miyamori ultrabasic rock body which intrudes the Paleozoic strata in the Kitakami mountainland, Northeast Honshu, Japan, is examined from deformation mechanism and kinematical point of view. Peridotites in this ultrabasic rock body show textures of a tectonite, and have a strong lattice preferred orientation. Layerings (S_0), mineral lineations (L_0), schistosity (S_1) and lineations (L_1) defined by the elongation of olivine crystals are all well developed. S_0 and L_0 are parallel to S_1 and L_1 , respectively. The dimensional fabric of olivine is classified into two types, S-type and B-type; they are approximated a flattening type of Flinn's strain-ellipsoids and a constriction type, respectively. The latter is dominant, and often shows a feature of B-tectonite.

No marked rotation of the ultrabasic rock body during and after serpentinization was corroborated by the measurement of CRM. A detailed analysis of the internal structure was mainly made in the southeastern area of the rock body (i. e. subarea *I*) where the degree of serpentinization is minimal and the deformation structure is well preserved extensively.

The slip system determined by kink band in olivines is $\{0kl\} [100]$. This slip system corresponds to so-called "pencil glide", and is in harmony with the B-tectonic feature of the dimensional fabric. The slip direction is always close to the elongation of olivine, with a small angle. The statistically determined preferred orientation of $[100]$, Z-max, is also often oblique to L_1 at a small angle. This deviation may be regarded as a result of the simple shear flow. Accordingly, the flow elements are assimilated into the lattice and the dimensional fabric elements. The plane, direction and sense of shearing movement in each portion of the body, were determined from their geometrical relations. As shown in Fig. 6, the sense of shearing movement thus determined from the northern part of subarea *I* is of "thrust type", while, that of the southern part is of "normal-fault type". The β -diagram of S_1 and the L-diagram of L_1 show an elliptic conical fold-like feature; its central axis gently plunges toward the south and the short axis of elliptic section is nearly horizontal. Combining with the disposition of S_1 and L_1 on the structural map, an elliptic paraboloidal structure was obtained. Its principal axis may coincide with the mean direction of movement. Such a paraboloidal structure is regarded as a structure made by putting the elliptic conical anticline on the elliptic conical syncline. In synthesizing the patterns of S_1 and L_1 with the inverse relation of the shear sense, the Hagen-Poiseuille laminar flow model was adopted to deduce the kinematics of emplacement at subarea *I*. This flow can only be generated by a diapiric upwelling, not a lateral compression. Inclined axis of emplacement, obtained from the β -diagram of S_c and the L-diagram of L_c , is N20° W, 30° S. It is interpreted that the Miyamori body is probably a fragment of mantle diapir which originated at the low-velocity layer of the upper mantle.

Dislocation substructures in olivine were investigated by the use of the oxidation decoration method. The most characteristic feature of dislocation in olivine of the Miyamori peridotite is the coexistence of slip band and kink walls. All small loops, rectangular loops, tanglings and dipoles were observed. An edge component of dislocation is dominant over a screw component. Dislocation densities and wall spacings are $1.0 \times 10^7/\text{cm}^2$ and $150\mu\text{m}$, on the average throughout the body. Deformation conditions were estimated by comparison of the dislocation substructures with the results of recent experimental studies made by several workers. The flow stress was about 250 bars, as derived from dislocation density. This corresponds to 10 bars/km of buoyancy gradient, and 0.1 g/cm^3 of density difference, assuming that the diameter of the diapir is 100 km. This difference in density may be attributed to super-heating and/or inclusion of liquid phase within the diapir.

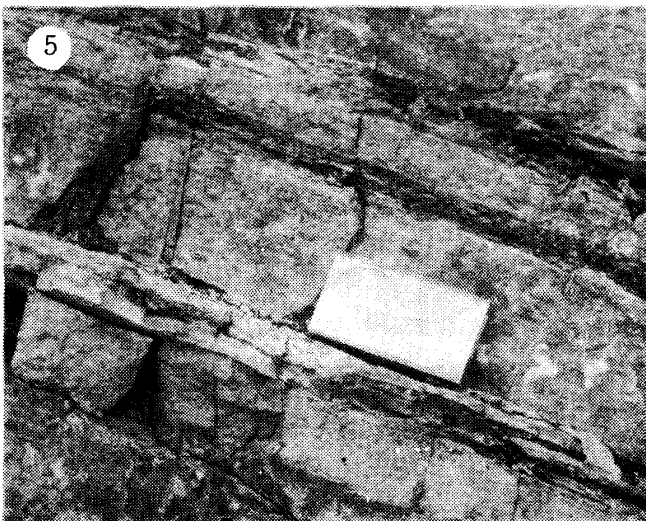
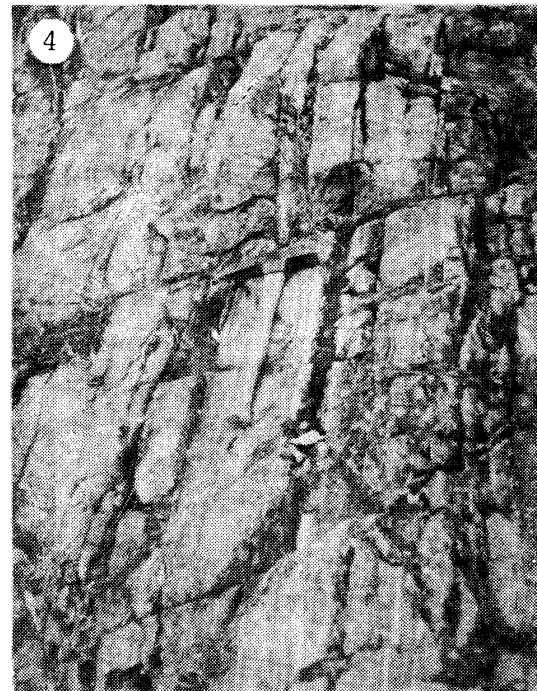
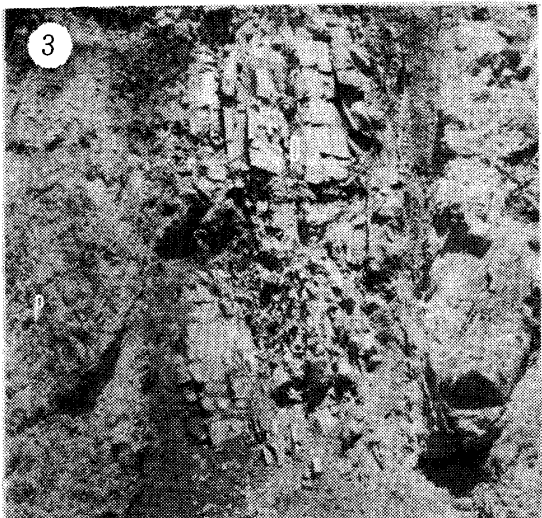
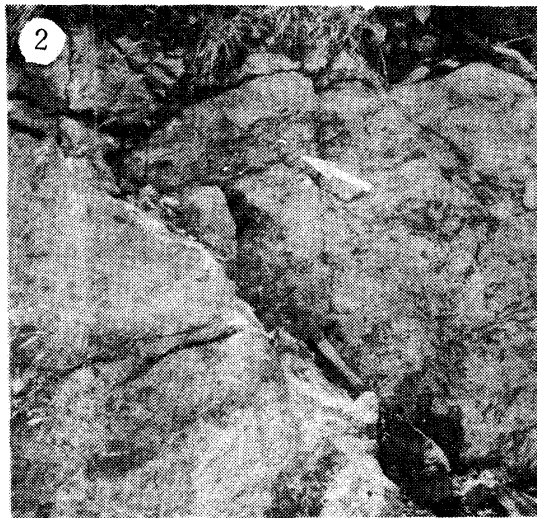
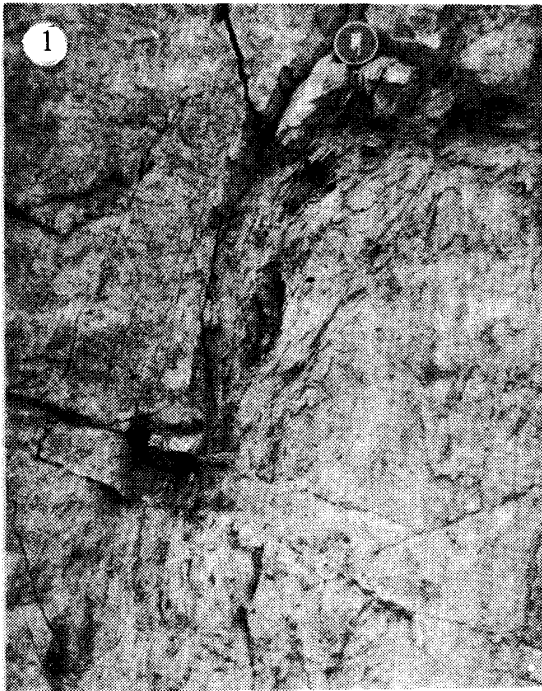
Judging from the dislocation substructures, the deformation-rate controlling mechanism is slip + edge climbing. Therefore, the application of Weertman's creep theory (high temperature recovery creep theory) can be approved. $T-\dot{\gamma}$ curve, calculated from his theoretical equation, is concordant with the deformation conditions estimated by the observation of dislocations.

図 版 1 ~ 11

Plate 1

Photographs showing the mode of occurrence of peridotites and basic rocks in outcrops of the Miyamori ultrabasic body.

- Fig. 1. Relation between the Miyamori ultrabasic body and Takasunoyama Formation. (See Fig. 1.)
Locality: Road cutting of Ogami-toge (Og in Fig. 5).
- Fig. 2. Clot-like occurrence of partial fusion products in the peridotite (arrowed), having a indistinct contact. Dimension: about 25 cm x 70 cm. Locality: Cliff, 500m north of Gorin-toge.
- Fig. 3. Diabase dyke (D) intruded into the Miyamori peridotite (P), having sharp contacts. Locality: Western part of Akazawa-gawa.
- Fig. 4. Layered structure (Layering: S_0) of peridotite. Locality: Mouth of Otomo River (Loc. No. M-26).
- Fig. 5. Layered structure of peridotite. Darker part shows clinopyroxenite layer. Locality: Near to Tatesawa.
- Fig. 6. Layering in the Miyamori peridotite. C shows clinopyroxenite layer. Locality: Cutting of Tase Forest-Road.



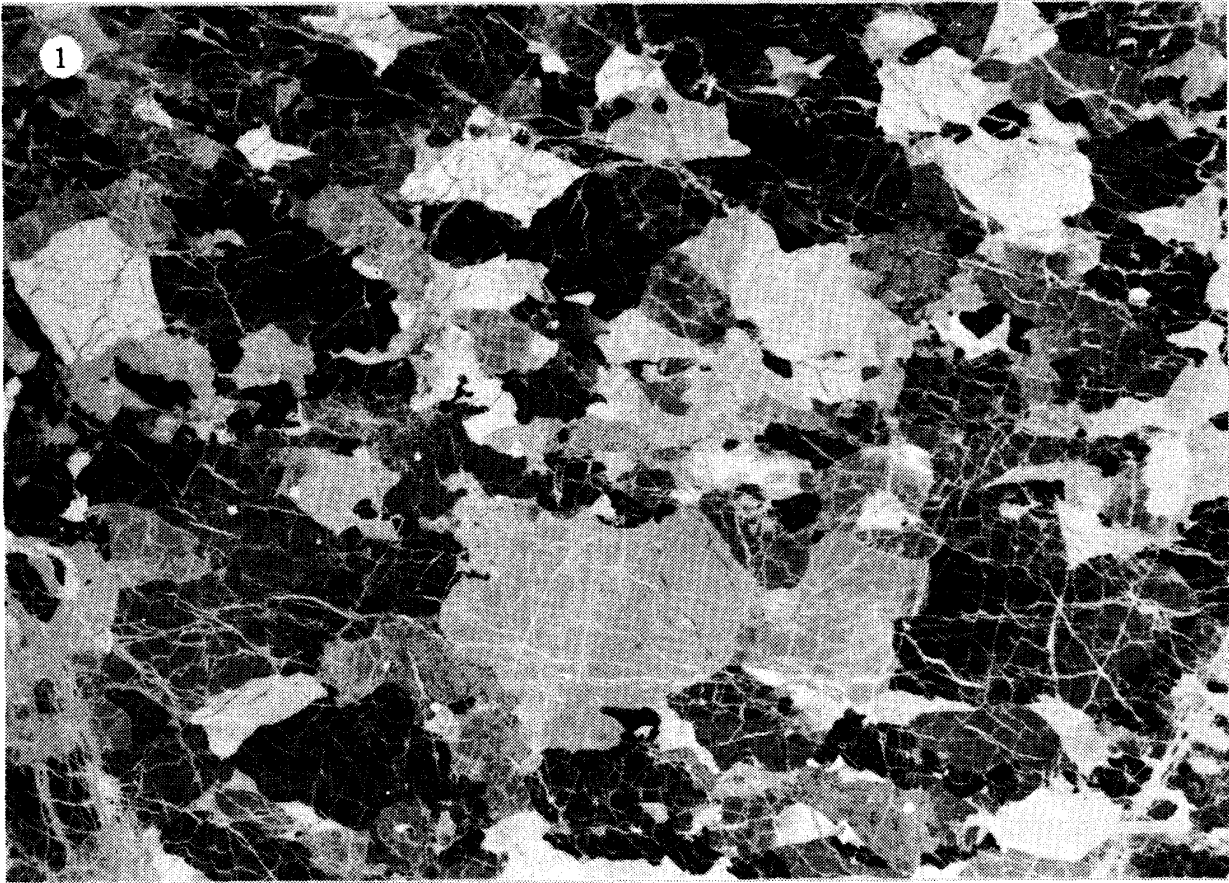


Plate 2

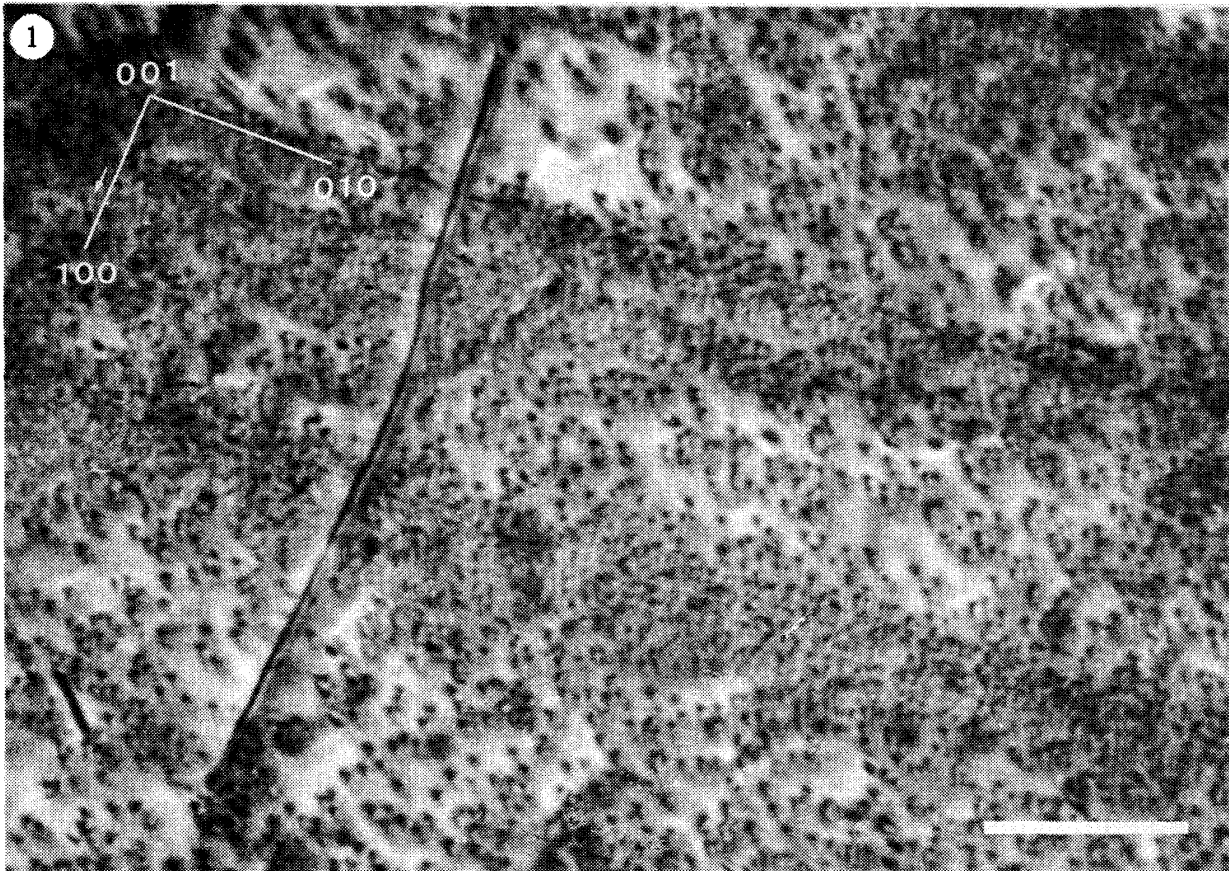
Fig. 1. Negative photograph of peridotite thin-section viewed between crossed polarizers showing a porphyroclastic texture. Elongate porphyroclasts define a dimensional preferred orientation (i. e. schistosity: S_1). Scale bar in figure represents 2.0 mm. Sample No. M-32c.

Fig. 2. Negative photograph of peridotite thin-section viewed between crossed polarizers. White bleb-like minerals whose row defines a lineation (L_0) are Cr-spinels. Scale bar in figure represents 2.0 mm. Sample No. M-07.

Plate 3

Typical substructures developed in decorated olivine crystals in the Miyamori peridotite.

- Fig. 1. Example of slip band composed of high density of dislocation. Dislocation line is perpendicular to photograph, and slip plane is (010). See textfigure (Fig. 13). Labeled 100, 010 and 001 are plunging directions of zone-axis of olivine crystal. Angle of plunge is qualitatively as a length of line. The long line represents nearly horizontal direction, the shorter nearly vertical. Sample No. M-22-d. Scale bar, 10 μm (x 2,300).
- Fig. 2. Example of subgrain. Dislocations trending across the bands are [100] screws (S) and can be seen to bow out where they are pinned at band boundaries (K). Bowing-out part is indicated by arrow. Sample No. M-17-d. x 2,300.



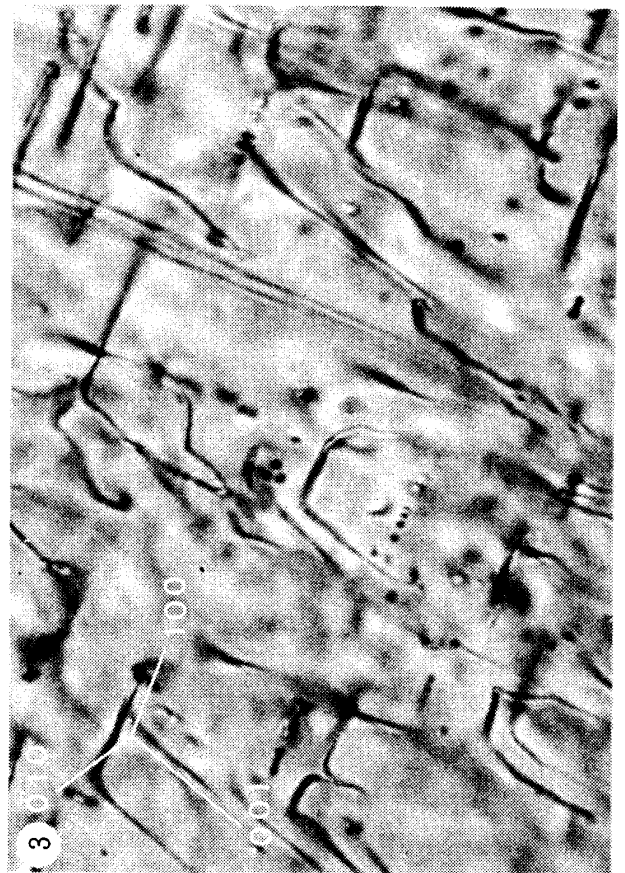
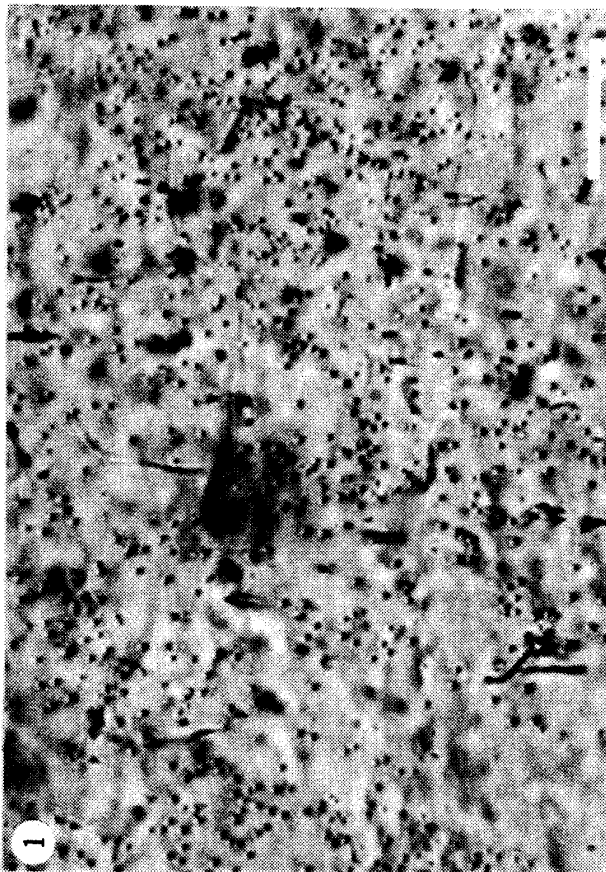
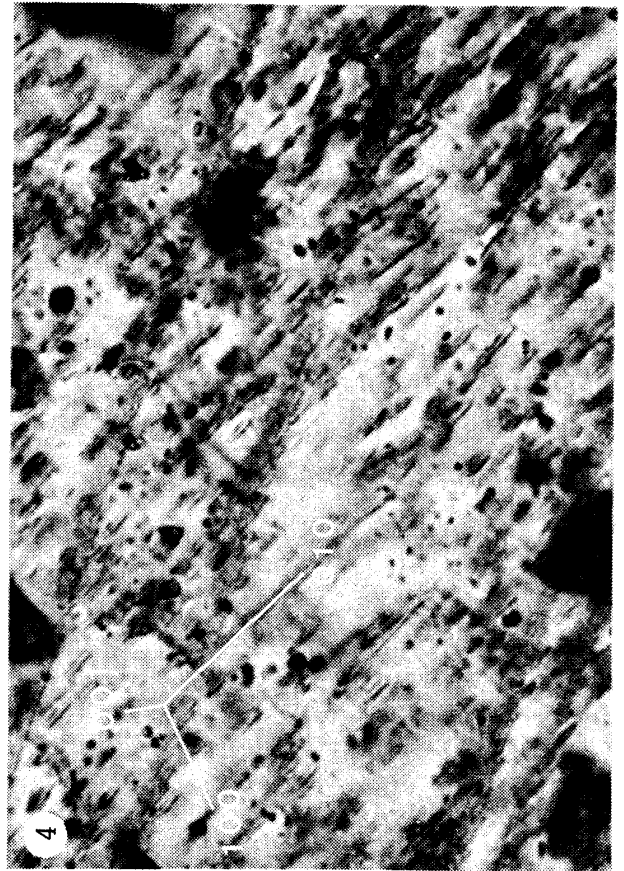
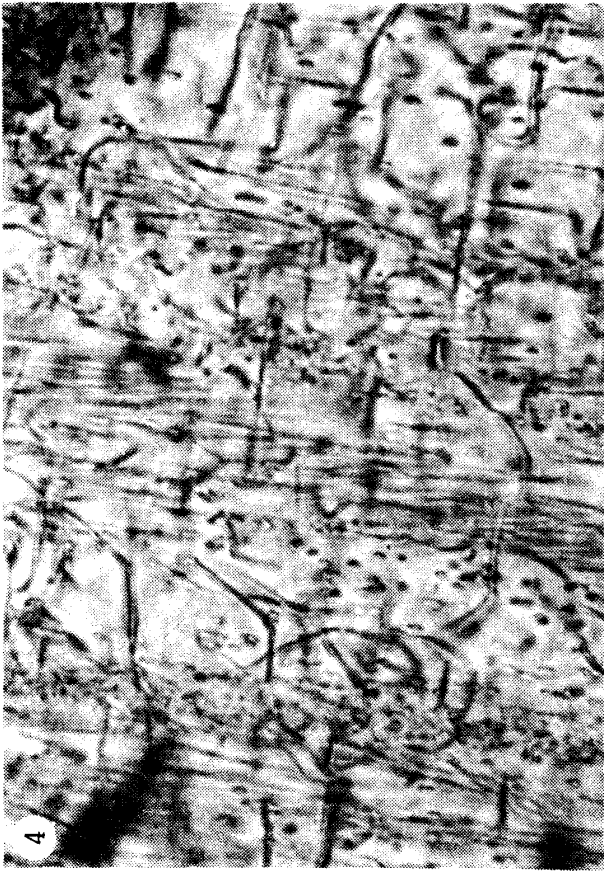


Plate 4

- Fig. 1. Dislocation pits. Dislocation line is perpendicular to the photograph. Sample No. M-32-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).
- Fig. 2. Homogeneous array of dislocations. Note dislocations of a little mixed component. Sample No. M-32-d. x 1,600.
- Fig. 3. Arrangement of $b=[100]$ dislocations. Slip plane is (010). Sample No. M-12-d. x 1,600.
- Fig. 4. *En échelon* array of $\{0kl\}$ slip planes within slip band. Sample No. M-32-d. x 1,600.

Plate 5

- Fig. 1. Slip band. Slip plane is $\{0kl\}$. Sample No. M-12-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).
- Fig. 2. Slip band. Slip plane is (010). Angle of intersection between slip plane and band is 65° .
Sample No. M-22-d. x 1,600.
- Fig. 3. Slip bands showing high dislocation density. Sample No. M-22-d. x 1,600.
- Fig. 4. Slip band. Sample No. M-32-d. x 1,600.



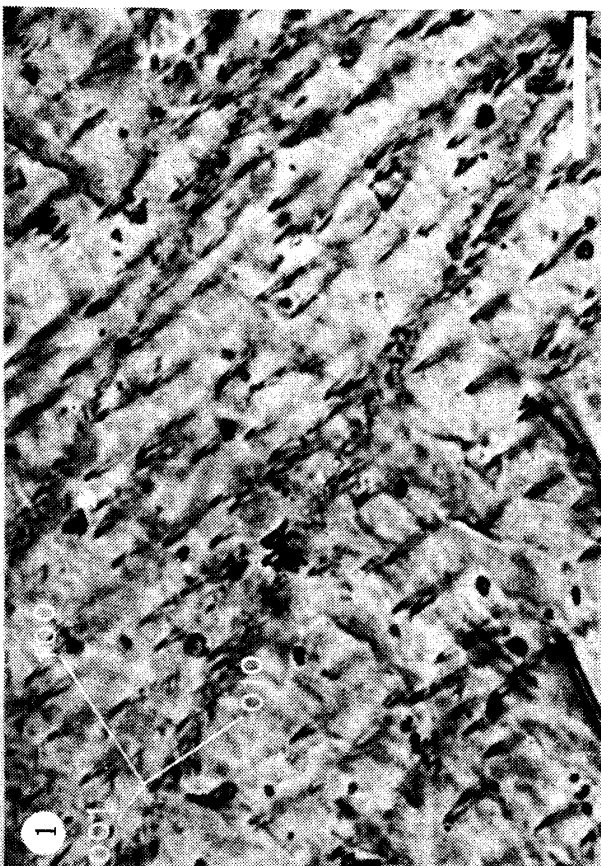
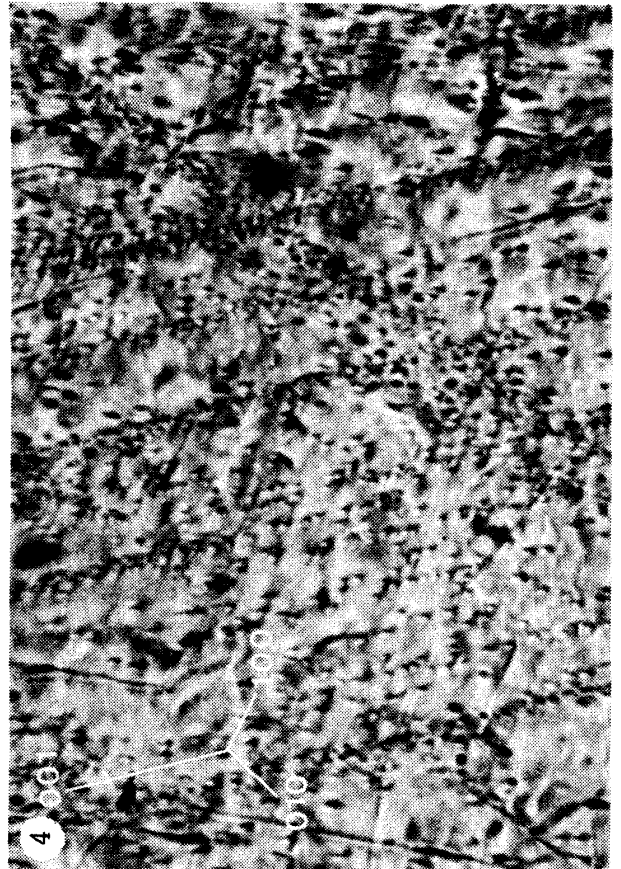
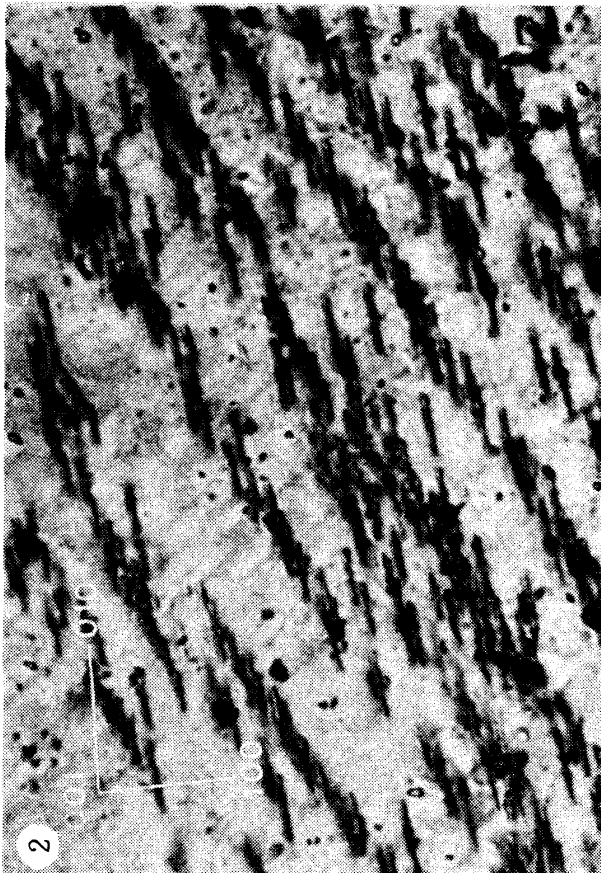


Plate 6

Fig. 1. Slip band. Sample No. M-12-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).

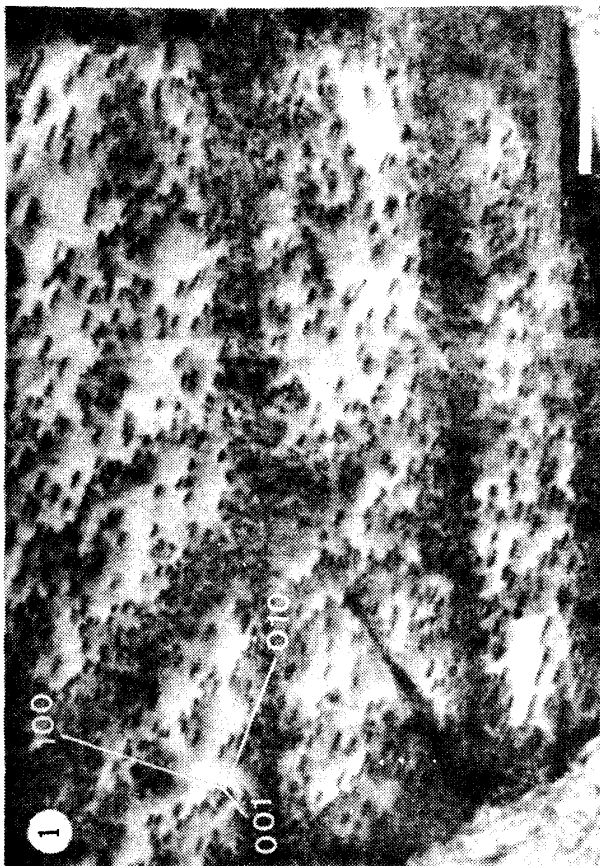
Fig. 2. Northeast-trending slip bands of very high dislocation density are separated by region of distinctly lower densities. Sample No. M-32-d. x 1,600.

Fig. 3. Intersecting sets of slip bands. Sample No. M-32-d. x 1,600.

Fig. 4. Development of intersecting slip bands. Sample No. M-32-d. x 1,600.

Plate 7

- Fig. 1. Development of intersecting slip bands. Sample No. M-22-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).
- Fig. 2. Formation of kink wall. [100] screw (arrowed) pinned to their edge components in the band boundaries bow-out within the wall (K). Sample No. M-12-d. x 1,600.
- Fig. 3. Kink wall. Screw dislocations (S) transverse to kink band are pinned at kink wall and bow-out within band. Sample No. M-17-d. x 1,600.
- Fig. 4. Development of slip band (X) and kink wall (K). Sample No. M-32-d. x 1,600.



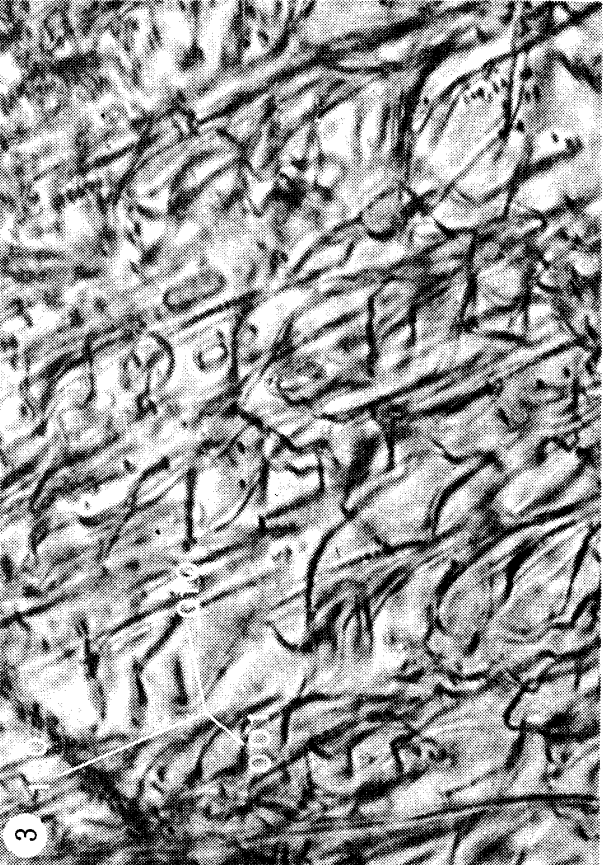
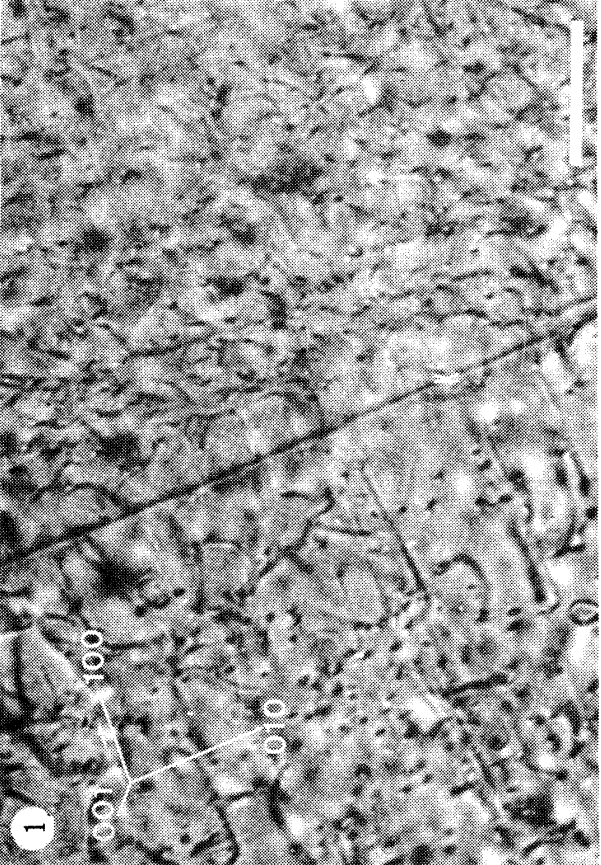
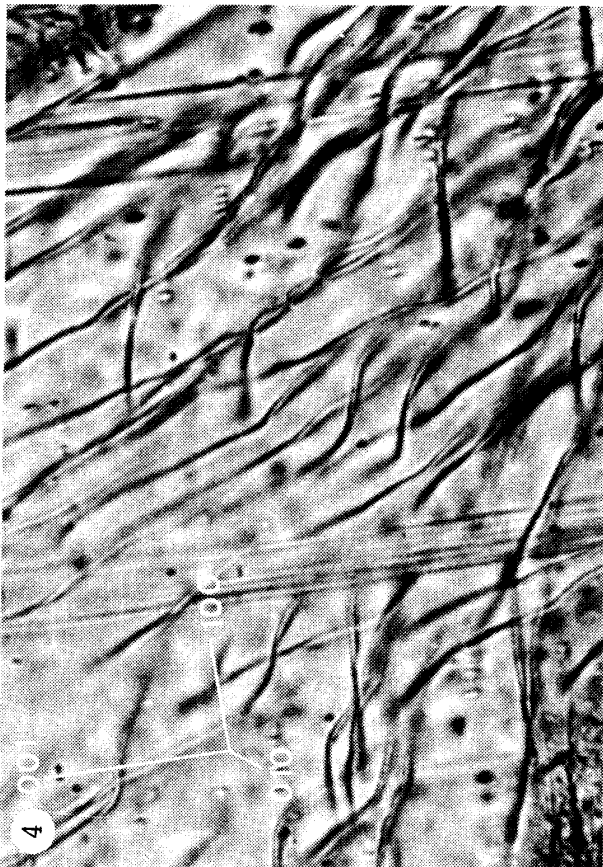
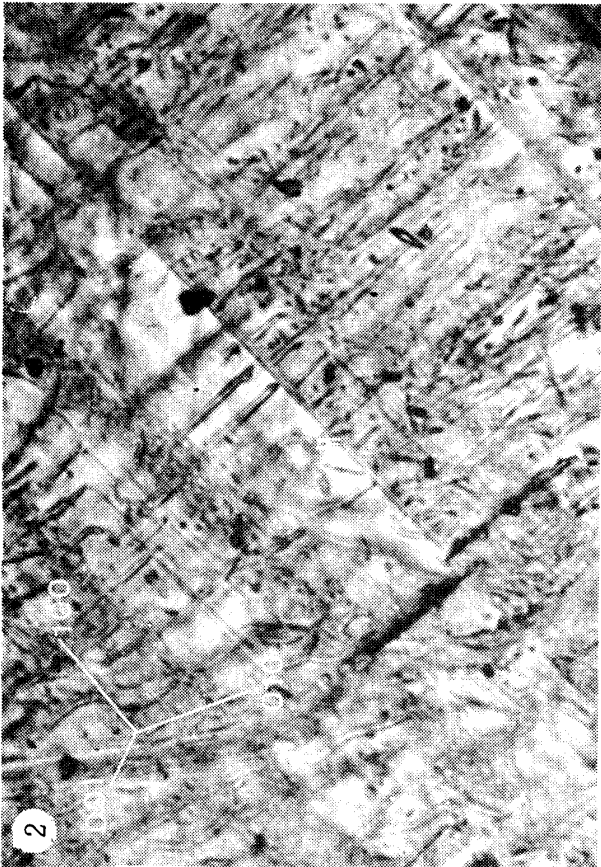


Plate 8

Fig. 1. Development of typical kink wall. This wall corresponds to KBB. Sample No. M-17-d. x 1,600 (scale bar 10 μm).

Fig. 2. Development of micro kink-walls (M). Spacing of walls is about 20 μm . These walls are not visible under crossed nicols. Sample No. M-32-d. x 1,600.

Fig. 3. Tangling of dislocations. Sample No. M-12-d. x 1,600.

Fig. 4. Tangling of dislocations, curved segment resulted from cross-slip and/or climb. Sample No. M-32-d. x 1,600.

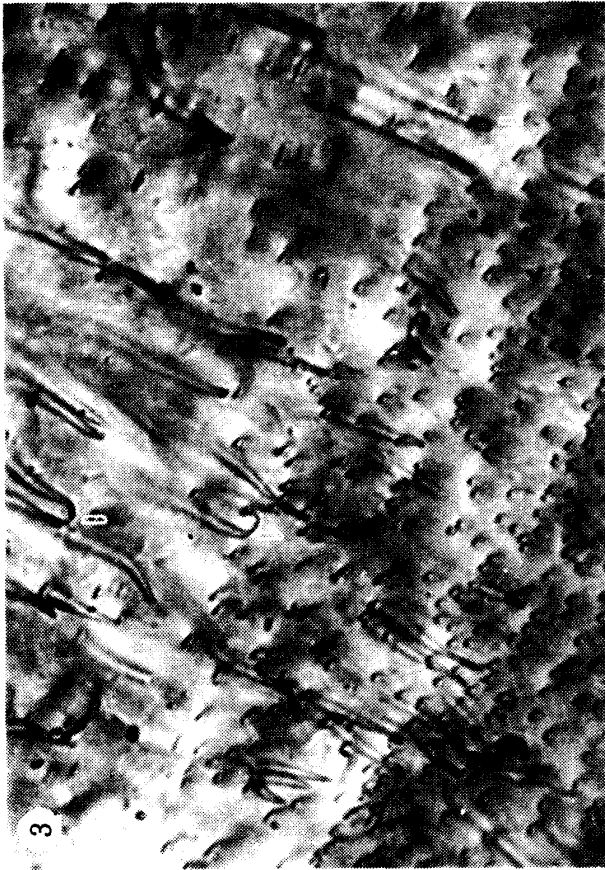
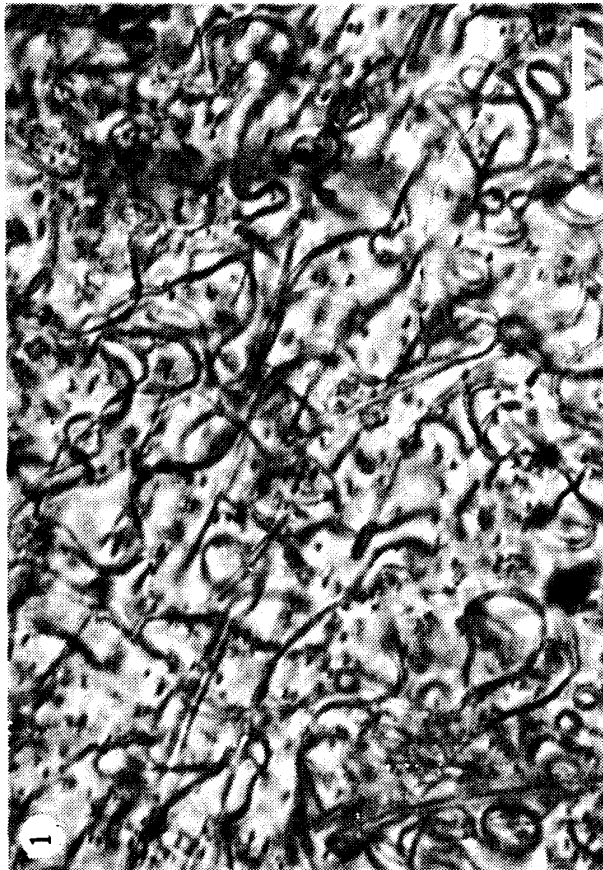
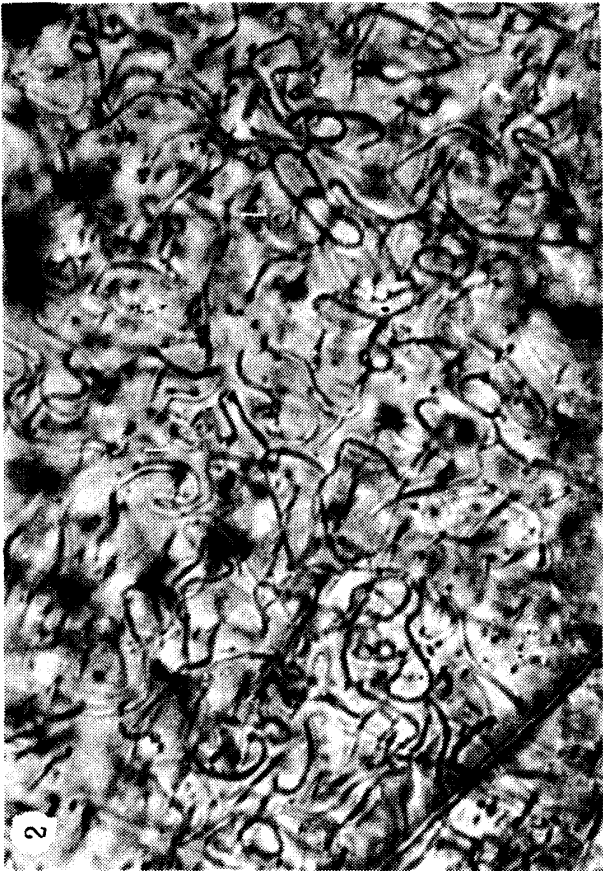
Plate 9

Fig. 1. The tangle dislocations that are distributed fairly uniformly throughout the crystal. Sample No. M-32-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).

Fig. 2. Complicated arrangement of free dislocations. Tangling and cluster of small circular loops (L). Sample No. M-07-d. x 1,600.

Fig. 3. Dislocation dipole (a pair of edge dislocations having opposite sign). Labeled D. Sample No. M-17-d. x 1,600.

Fig. 4. Small circular loop (L) emitted from dislocation dipole (D). This process is rised by climbing. Sample No. M-17-d. x 1,600.



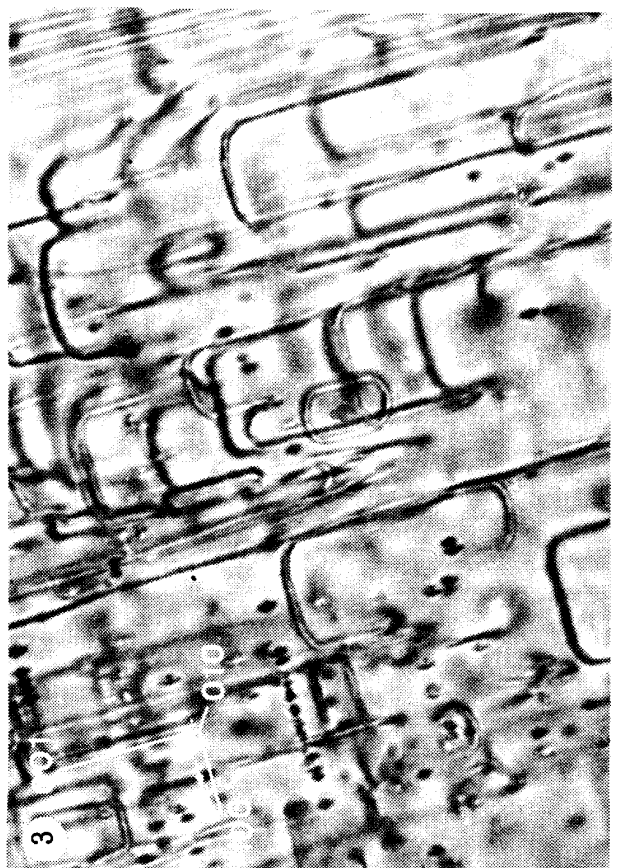
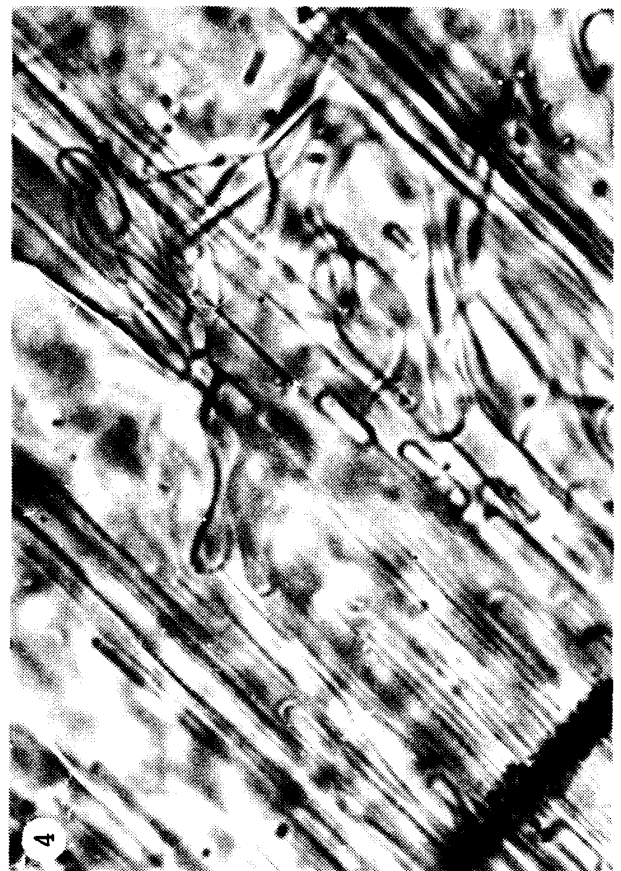


Plate 10

- Fig. 1. Good example showing a small circular loop (L) emitted from dipole (D). Sample No. M-17-d. x 1,600, (scale bar, 10 μm).
- Fig. 2. Curved dislocation producing many dipoles (D) which transform into loops and then split into smaller loop (L). Sample No. M-22-d. x 1,600.
- Fig. 3. Rectangular loops. Remark the edge component is longer than the screw component. Sample No. M-12-d. x 1,600.
- Fig. 4. Rectangular small loop. Sample No. M-07-d. x 1,600.

Plate 11

Fig. 1. Rectangular loops. Sample No. M-12-d. x 1,600 (scale bar, 10 μm).

Fig. 2. The straight screw dislocations with a small step are pinned at kink wall (labeled K). This small step (S) is on the (010) slip plane, therefore, that is not a jog but a kink. Sample No. M-12-d. x 1,600.

Fig. 3. Pile-up array of dislocations within the kink band, which indicates a process of strain hardening. Sample No. M-17-d. x 1,600.

Fig. 4. Net-work sub-boundaries (arrowed). Sample No. M-12-d. x 1,600.

