

## 花崗岩のダイレイタンスー異方性について

ANISOTROPIC DEVELOPMENT OF DILATANCY IN UNIAXIALLY  
COMPRESSED GRANITES

柳谷 俊\*・西山 哲\*\*・寺田 亨\*\*\*

By Takashi YANAGIDANI, Satoshi NISHIYAMA and Makoto TERADA

We examined the azimuthal distributions of circumferential strain, radial deformation, and  $V_p$ ,  $V_{SH}$ , and  $V_{SL}$  of seismic waves traveling through a specimen of granite as it was deformed to faulting under the uniaxial conditions. All measurements were made within the plane perpendicular to the loading axis. It is concluded that anisotropy in physical properties of granite arises from the inherent microcrack fabric and anisotropic ordered alignment of microcracks extended or produced during loading (dilatancy-induced-fabric). Dilatancy anisotropy is much higher than anisotropy due to the natural fabric. The symmetry of physical properties can be characterized by the symmetry of dilatancy-induced-fabric. Based on the Neumann's principle in crystallography, we can simulate the mechanical behavior of granite with dilatancy-induced-fabric as an orthorhombic crystal.

*Keywords*: dilatancy, anisotropy, dilatancy-induced-fabric, orthorhombic fabric

## 1. イントロダクション

地震, 山はねなど, 地殻や岩盤で生じる不安定現象のメカニズムを解明するために, 圧縮応力下の岩石試料がどのようなプロセスを経て巨視的破壊 (Faulting) に至るのかを明らかにすることは有効かつ重要である。過去の研究の結果, 次のことが明らかにされている。まず, 応力の増加とともに, 先在するマイクロクラックが伸展したり新たにマイクロクラックが発生したりして, 一様なダイレイタンスーが始まる<sup>1)</sup>。応力がさらに増加するとマイクロクラックの数はふえる<sup>2)</sup>, マイクロクラックどうしの交差・連結の機会がふえる<sup>3)</sup>。その結果, 変形が強く集中した領域ができ<sup>4)</sup>, 最後にその領域を通して断層面が形成されて破壊に至ることが明らかにされている<sup>5)</sup>。したがって, 一様に形成されたダイレイタンスーはどのような特徴・性質をもつか? また, 均一なダイレイタンスーが, いつどのようにして局所化するのか? そしてダイレイタンスーの局所化をコントロールする要

因はなにか? などが実験的に解決されなければならない次の問題である。

この研究では, 花崗岩が本来もっているマイクロクラックによる配向 (Orthorhombic fabric) も考慮し, ダイレイタンスーの異方的性質についての実験的研究を行う。このために, 一軸圧縮応力下で一定応力速度試験を行って花崗岩を破壊点近くまで載荷し, 載荷軸に直交する断面に焦点を当ててさまざまな測定を行った。測定が難しい載荷軸方向とそれに直交する面内の異方性については, 直交する断面の測定をもとに考察することにした。まず載荷軸と直交する断面の形状を, 周方向ひずみと径方向変位とを測定することにより観察した。それと同時に, その断面内を伝播する弾性波の速度分布 (P波速度:  $V_p$ , 載荷軸に平行に振動するS波の速度:  $V_{SH}$ , 載荷軸に垂直に振動するS波:  $V_{SL}$ ) も測定して, 断面形状とマイクロクラックの密度やジオメトリーとの間にはどのような関係があるか? さらに, ひずみや変形などの幾何学的性質や弾性波速度に代表される物性の異方性と, ダイレイタンスーを引き起こすマイクロクラックの密度とジオメトリーの間にはどのような関係があるか? を調べた。

\* 工修 京都大学助手 工学部資源工学科  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\* 工修 鳴海製陶(株)  
(〒458 名古屋市緑区鳴海町)

\*\*\* 正会員 工博 京都大学教授 工学部資源工学科  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

## 2. 花崗岩の異方性とそのキャラクタライゼーション

### (1) 花崗岩の異方性とマイクロクラックの配向

一般に、花崗岩のP波速度<sup>6)</sup>やダイレイタンスの発達<sup>5),7),8)</sup>は等方・均一ではなく、異方性をもつ。これらの異方性は、Fabricに起因することが明らかにされている。Fabricの対称性をもとに、花崗岩の物性は、斜方晶系(Orthorhombic:互いに直交する対称面をもつシステム)の結晶とみなせることが明らかにされている<sup>9)</sup>。今日の結晶学では、ある物質の内部の構造が結晶と同じであれば(規則的な空間配列をなせば)、外形が結晶の形をしていなくとも、やはり結晶として取り扱うことを許している<sup>10)</sup>。AppendixのFig. A-1に、花崗岩のFabricを扁平な楕円で近似したモデルを示す。

Fabricをもつ岩石を、結晶(弾性異方体)と考えると、その弾性的性質は弾性定数<有効弾性係数>によって記述できる。何本かの独立したパスで弾性波速度を測定することにより弾性定数は決定できる。しかしながら、応力がフリーの状態、花崗岩の9個の弾性定数を決定するというような最も基本的な場合でも、測定は面倒であるので、決定がなされた例は文献的にも知られていない。

一方、高い静水圧が岩石に作用すると、すべてのマイクロクラックが閉じ、岩石は等方的になることが知られている。非静水圧が作用した場合には、方向によってその閉じ方が異なり、新たな異方性(Stress-induced-anisotropy)が誘起される。さらに、応力が高くなると、岩石はダイレイタンスを引き起こし、弾性スティフネスやコンプライアンスは大きく変化する。岩石のダイレイタンスには強い異方性がみられることが、Hadley<sup>7)</sup>やScholz and Koczyński<sup>8)</sup>によって発見されている。したがって、さまざまな主応力の組合せのもとで、応力の関数として有効弾性係数を決め、岩石のダイレイタンスをキャラクタライズするということが考えられるが、このアプローチは不可能に近い。この点が、結晶と岩石とが著しく異なっている点である。

もし、ダイレイタンスによるマイクロクラックがいつも配向をなして伸展したり、新たに発生するのなら、すなわち、Scholz and Koczyńskiが述べたように、“ダイレイタンスの異方発達は、例外ではなく、自然のルールである”なら、その対称性を考えることにより、岩石のダイレイタンスの異方性(物性)は、結晶学の枠組み・概念を用いてさらによく理解できることが予想される。たとえば、結晶の中を伝播する弾性波の顕著な特徴は、1つのqP波と伝播速度の異なる2つのqS波が伝わることである。もし、岩石のダイレイタンスにもこのような特徴が観測されれば、弾性波速度の分布の対称

性を調べることにより、ダイレイタンスによるマイクロクラックの配向(Dilatancy-induced-anisotropy)を特徴づけることが可能になる。ここでは、まず、この予想を確かめることを目標として実験を行う。対称性を考えれば、Fabricの方向と主応力の方向の関係が特に重要である。ここでは、研究の範囲を絞り、最も単純で基本的な場合である。Fabricの方向と主応力の方向が一致した場合を重点的に、ダイレイタンスの異方性(変形と弾性波速度の分布)がどのような対称性をもつかを調べる。

### (2) 実験に使用した花崗岩

この研究に使用する岩石試料として、Westerly花崗岩(WG)と大島花崗岩(OG)を選んだ。WGを選んだのは、その物性がよく知られていることによる。また、OGは日本産の代表的な花崗岩として選んだ。

花崗岩を斜方晶系の単結晶とみなすと、任意の断面内での $V_p$ の方向による分布は、理論的には楕円ではない(Appendix参照)。しかし、われわれの経験の範囲では、任意の断面内の $V_p$ の分布は楕円で十分精度よく近似できることがわかっている。また、Rift planeに直交する方向の $V_p$ が一番遅くなるので、 $V_p$ の三次元分布(3D- $V_p$ )から、その方向を推定できる。

WGの場合には、実験のあと再度コアを抜いて、

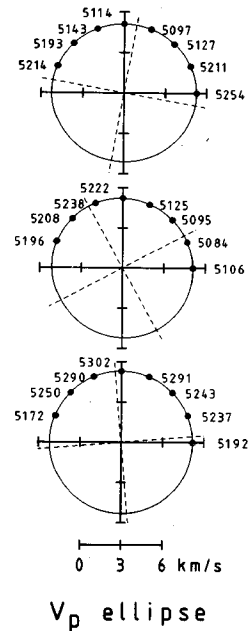


Fig. 1 The three-dimensional distributions of  $V_p$  in dry Westerly granite at  $\pi/4$  increments within three mutually perpendicular directions. The lower ellipse shows the anisotropy of  $V_p$  in the plane of radial deformation measurements.

$V_p$ の分布を測定したので、試料の方向のコントロールはなされていない。次に、OGに対するコアリング・コントロールの手順を述べよう。まず、Fabricを肉眼によって予想する。次に、Rift planeを含む互いに直交する3本のコアを抜き、中心軸の周りの $V_p$ を測定し、肉眼鑑定の結果と比較・検討した後、コアを採取する方向を決めた。

Fig. 1に、乾燥したWGの3D- $V_p$ を示す。この試料の場合には、Rift planeを肉眼では識別できなかった。測定値(●で表示)の楕円への近似には、Nye<sup>11)</sup>の方法(最小二乗法)を用いた。測定値の $V_p$ 楕円からのずれは±0.01 km/s(測定精度)以内である。しかし、最大速度(長軸)方向はコアリングの方向と一致していないことがわかる。最大速度と最小速度の差は0.13~0.16 km/sである。したがって、ほぼ等方・均一な試料とみなせる。実験に使った試料は、載荷軸に直交する断面の $V_p$ の分布がFig. 1の下段と同じである。Rift planeにたてた垂線と載荷軸の傾斜は約30°であると考えられる。WGの比重は2.67、空隙率は0.11である。

Fig. 2に、乾燥したOGの3D- $V_p$ を示す。コアリング方向とFabricの方向は一致していることがわかる。主P波速度は、 $V_{p1}=4.70\sim4.78$  km/s、 $V_{p2}=5.29\sim5.37$  km/s、 $V_{p3}=5.39\sim5.42$  km/sである(ばらつきは試料が異なることによる)。 $V_{p2}$ と $V_{p3}$ は接近しており、

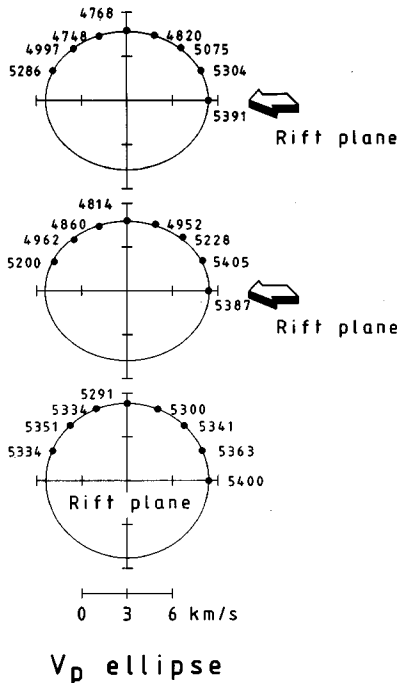


Fig. 2 The three-dimensional distributions of  $V_p$  in dry Ohshima granite. The upper ellipse shows the anisotropy of  $V_p$  in the plane of measurements.

斜方晶系というより、六方晶系というべきかもしれない。この結果をもとに、載荷軸に直交する断面の $V_p$ の分布が図の上段になるように、すなわち、Rift planeに平行に圧縮されるように試料を作成した。OGの比重は2.65、空隙率は0.3である。

### 3. 実験の概要・方法

#### (1) 実験試料

試料の形状は、正確には円柱ではなく、側面を切削して平面を出し、正16角柱に整形されている。側面を切削した理由は、弾性波速度を測定するためのトランスデューサーをしっかりと接着するためと、試料が圧縮され変形しても、差動トランスの接触子が試料の表面を円滑に移動することを可能にするためである。あとで示すように、差動トランスは、試料ではなくジグに固定されるため、試験片の圧縮によって、半径方向変位の測定点は変化する。そのため、切削された平面の粗さ、および端面に対する側面の垂直度が測定精度を左右する。ここでは、垂直度を1 mrad(100 mmに対して0.1 mm)以下にした。試料の直径は44.6 mmで、直径と高さの比は2.5である。両端面、および向かい合った側面の平行度は±0.005 mm以内である。

#### (2) 半径方向の変位と周方向ひずみの測定

試料の半径方向の変位(膨張)は、試料の中央部に8本の差動トランスを配置して測定した。測定精度は±0.5 μmである。測定の様子をFig. 3に示す。半径方向変位を測定する中央断面から上下に10 mm離れたところに、おのおの8枚のひずみゲージ(ゲージ長8 mm, ゲージ幅7 mm)を接着して周方向ひずみを測定した。さらに、8枚のひずみゲージ(ゲージ長8 mm, ゲージ幅3 mm)を用いて、90°ごと4方向の載荷軸方向のひずみを測定した。試料の展開図をFig. 4に示す。

#### (3) 弾性波速度の測定

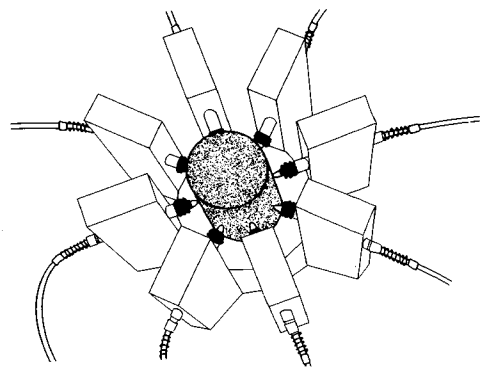


Fig. 3 Experimental arrangement of LVDTs for mapping radial deformations.

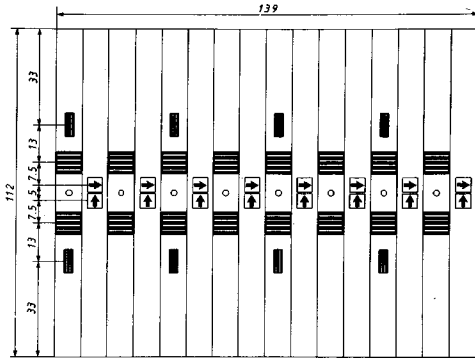


Fig. 4 Development of the Ohshima granite specimen that has sixteen surfaces. This arrangement was adopted for  $V_p$  measurements (second run). Sixteen PZT-7 elements are used. The arrows show the directions of displacement of S waves. In the case of  $V_p$  measurements (first run), eight transducers were glued at the center. Circles show the contact points of LVDT. The locations of 8 axial, and 16 circumferential strain gauges are also shown.

半径方向変位の測定断面と同じまたはごく近い断面で、弾性波速度を測定した。ただし、16側面のうち、1側面ごとに半径方向の変位測定を行い、残りの側面を弾性波速度の測定（4方向）に使った。弾性波速度測定のためのトランスデューサーとして、圧電磁器振動子（PZT-7）を用いた。P波用は直径5mmの円板で厚み振動によって、主としてP波を放射し、S波用は一辺が5mmの正方形角板で厚みずれ振動によって、主としてS波を放射する。接着方向をコントロールして変位の振動方向を変えた（Fig. 4参照）。どちらのトランスデューサーも共振周波数は1MHzである。 $V_p$ と $V_s$ は、別々の試料を用いて測定した。WGでは弾性波速度の測定は行わなかった。

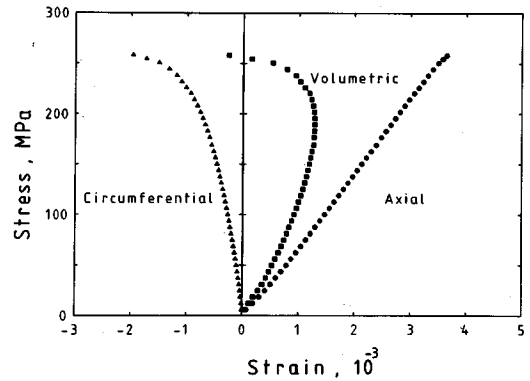


Fig. 5 The relationships between stress and average strains during uniaxial compression of Westerly granite. Strain rate was  $1.0 \times 10^{-3}$  MPa/s.

(4) 一定応力速度圧縮試験

試料の载荷には、直径が試料の直径より1mm大きく、長さが試料長の1/2の円柱形エンド・ピース（SNCM 8）を用いた。载荷速度は約 $1.0 \times 10^{-3}$  MPa/sである。AE レートをモニターして破壊を予測し、破壊直前に除荷した。温度変化によって生じる熱膨張をなくすために、試料を恒温槽のなかに入れたまま実験を行った。槽内の温度は $40 \pm 0.1^\circ\text{C}$ に維持した。

4. 実験結果

(1) 断面形状の変化-半径方向変位と周方向ひずみの分布

Fig. 5にWGの応力-ひずみ関係を示す。载荷軸方向は8か所、周方向ひずみは16か所の平均値である。体積ひずみは平均値を用いて計算した。Fig. 6に、载荷軸方向ひずみの変化を同心4角形（圧縮を正にとる）、周方向ひずみと半径方向変位（膨張を正）の変化を同心8

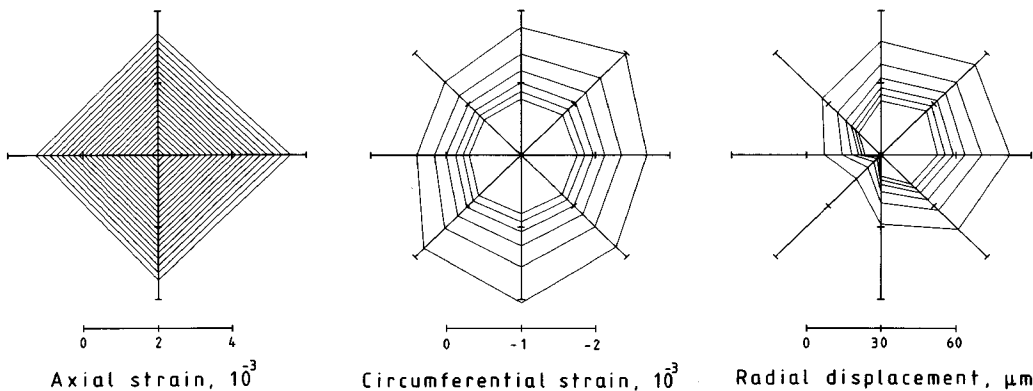


Fig. 6 Axial and circumferential strain, and radial deformation (rose) diagrams for Westerly granite. Bulging in radial direction is positive. The interval of contour lines was about 10 MPa. The inner contour shows strains and deformations at 160 MPa. The outside contour shows the strains and deformations at 209 MPa.

角形（ローズ・ダイヤグラム）を用いて示す。3D- $V_p$ の軸とローズ・ダイヤグラムの軸は一致していない。

载荷軸方向ひずみの分布から、その分布形状は载荷のごく初期に形成され、大きさを変えるだけなので、初期

の分布形状との相似性（自己相似性）を維持していることがわかる。周方向ひずみは、破壊に至るまで、ほぼ楕円で近似できるような分布（近似した楕円は書き込まれていない）をしているが、破壊の直前になって自己相似性をわずかに喪失した。これは、ダイレイタンスーの局所化による。半径方向の変位も自己相似性を維持している。しかし、ローズ・ダイヤグラムが作る六角形の重心のシフトが実験を通じてみられる。これは試料の真の変形というより、試料とエンド・ピース、エンド・ピースと加圧盤、さらに球座が固定されていないことなどに起因して、試料の中心軸が傾いたり、移動したりすることによる変位と考えられる。このようなシフトを除外すれば、半径方向の変位も楕円性を維持していると考えられる。

周方向ひずみと半径方向の変位の測定結果から明らかになった最も重要なことは、両者の分布の直交性である。すなわち、载荷の初期から強度点近くに至るまで、試料断面は異方的かつ均一なひずみ場を維持していると結論できる。均一なひずみ場が形成され自己相似性も維持さ

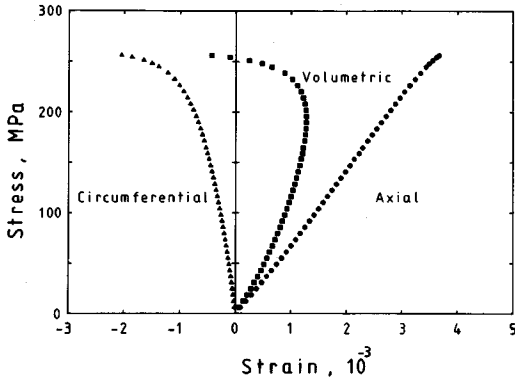


Fig. 7 Typical relationships between stress and average strains during uniaxial compression of Ohshima granite. Strain rate was  $1.0 \times 10^{-3}$  MPa/s.

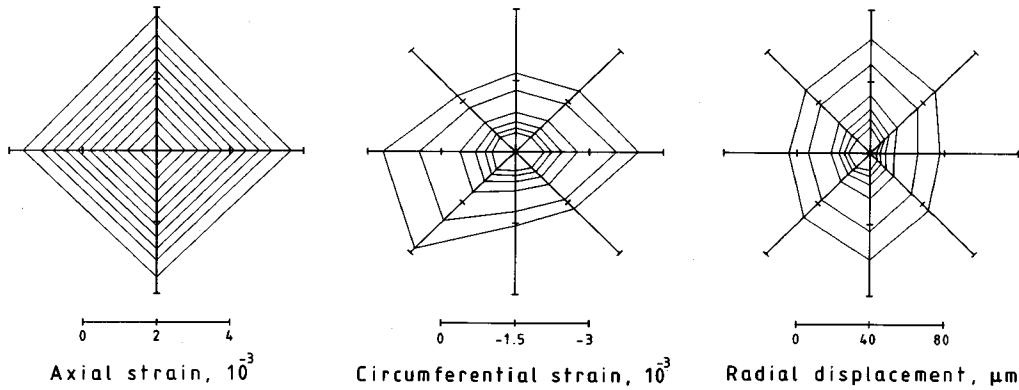


Fig. 8 The rose diagrams for Ohshima granite at the first run. The interval of contour lines was about 25 MPa. The circumferential strains and radial deformations are drawn from 150 MPa. The outside contour shows the strains and deformations at 256 MPa instead of 250 MPa.

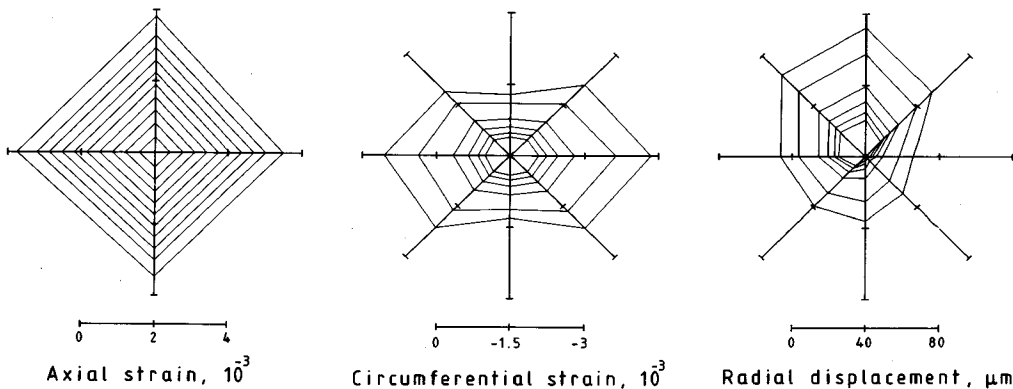


Fig. 9 The rose diagrams for Ohshima granite at the second run. The outside contour shows the strains and deformations at 258 MPa instead of 250 MPa. See also the caption of Fig. 8.

れることから、WGが本来もっている異方性は $V_p$ の差にして約3%程度であるにもかかわらず、ダイレイタンスーに強い異方性が現われることがわかる。190~209 MPaでは、周方向ひずみ、変位が加速し、ともに右側の側面でわずかに大きく変形している。このことは破壊に先立ってダイレイタンスーが局所化したことを示している。

次に、OGの代表的な応力-ひずみ関係をFig. 7に示す。 $V_p$ と $V_s$ を測定するために、2回実験を行った。2回の強度推定値の差は1%、平均ひずみのばらつきはプロットしたシンボルの大きさよりも小さい。応力-ひずみ関係には再現性があったので、2つのRunの測定結果を、直接比較する。また、OGを用いた実験では、試料の方向をコントロールしたので、以下の図ではRift planeにたてた垂線に直交する方向を横軸にとった。

Fig. 8とFig. 9に2つのRunの载荷軸方向ひずみ、周方向ひずみ、半径方向変位のローズ・ダイアグラムを示す。

OGの場合も、周方向ひずみと半径方向の変位の変化、および両者の関係はWGの場合と同じである。半径方向の変位と周方向ひずみの楕円は、ダイレイタンスーが始まると(125~150 MPa以後)、徐々に自己相似性を喪失してゆくことがわかる。さらに、破壊が近づくと、変形は加速的に進み、長軸方向に大きく成長して異方性をenhanceさせた。以上の結果から、一軸応力下でも、ダイレイタンスーは、まず均一・異方的に発達し、次に不均一になってFaultingに至ることがわかる。明らかに、ダイレイタンスーの異方性はFabricによってコン

トロールされていることがわかる。

## (2) 弾性波速度の異方性

Fig. 10に、OGの中を伝播するP波波形の応力の増加に伴う変化を示す。 $V_p$ はダイレイタンスーが始まると減少し、同時に振幅も低下し始めることがわかる。次に、Rift planeに対して、 $\pi/8$ と $3\pi/8$ の方向の $S_{11}$ と $S_{\perp}$ の波形の変化をFig. 11に示す。 $S_{11}$ と $S_{\perp}$ のパスは異なっているが、それらの差を観察しやすくするために、 $S_{11}$ と $S_{\perp}$ を重ね合わせて書くこととし、極性を合わせて、初動の半波長部分を黒く塗りつぶした。 $\pi/8$ と $7\pi/8$ 方向、 $3\pi/8$ と $5\pi/8$ 方向に伝播するS波の波形は似ているので省略した。

Fig. 12に、 $V_p$ 、 $V_{s11}$ と $V_{s\perp}$ の分布と大きさの変化を示す。3D- $V_p$ の場合と同様に、弾性波速度の分布は楕円で近似された。ひずみや変位の場合より、弾性波速度分布の楕円への近似は良好である(厳密には $V_p$ と $V_{s\perp}$ の分布の楕円への近似は正しくない。しかし、 $V_{s11}$ の分布は楕円になる; Appendix参照)。

$V_p$ と $V_{s\perp}$ には顕著な異方性が観察され、 $V_p$ 、 $V_{s11}$ 、 $V_{s\perp}$ の順に異方性が強い。また、ダイレイタンスーが始まると異方性はenhanceするが、花崗岩のFabricによる異方性の方向を破壊に至るまで維持することが観察され、弾性波速度の分布は軸対称になっていることがわかる。 $V_{s11}$ と $V_{s\perp}$ の値は同一ではなく、その差はRift planeと伝播パスのなす角度によって変化していることがわかる。0 MPaのときには、 $V_{s11}$ と $V_{s\perp}$ の異方性の大きさの違いはわずかであるが、ダイレイタンスーの発達とともに $V_{s\perp}$ は減少し、その分布は等方的になる。

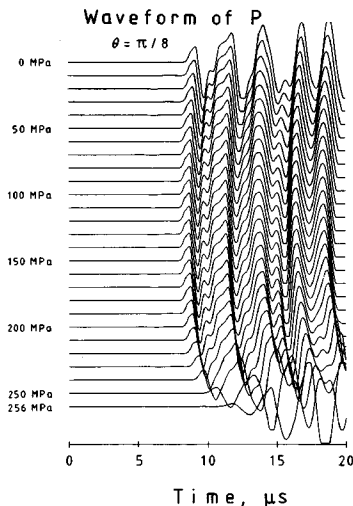


Fig. 10 The changes of the traces of P wave whose propagating direction is  $\pi/4$  from the abscissa (the orientation of rift plane).

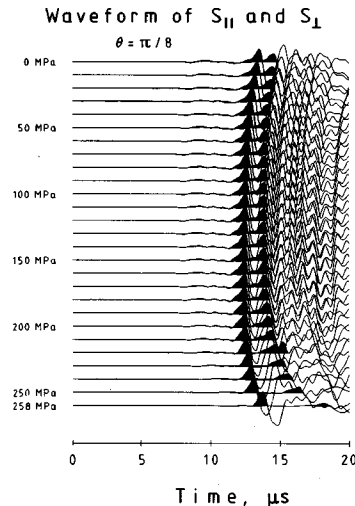
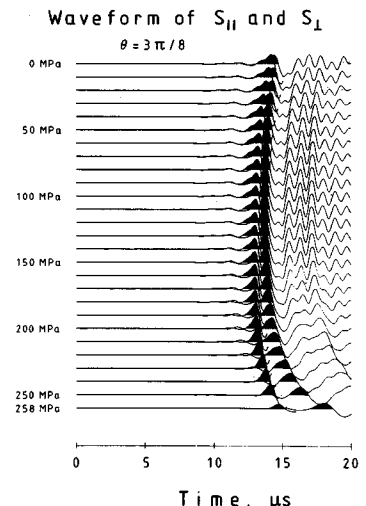
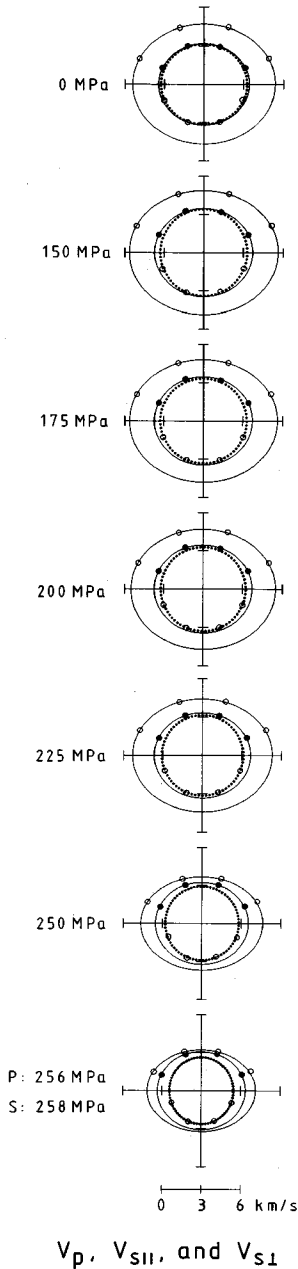


Fig. 11 The changes of waveforms of  $S_{11}$  (first arrival) and  $S_{\perp}$  (second arrival), whose propagating directions are  $\pi/8$  and  $3\pi/8$ , from the abscissa. The traces of two modes are superposed. The half cycles of the first motion are painted black.



$V_{s1}$  の分布は、150~250 MPa では対称性が高く円に近い。理論的には、0 と  $\pi/2$  の位置で  $V_{s1}$  は同じ値になる。一方、 $V_{s1}$  の減少は  $V_{s1}$  に比較して少なく、破壊に至るまで自己相似性を維持している。このことは、Fabric をもった岩石の弾性波のふるまいを、結晶でシ



$V_p$ ,  $V_{SH}$ , and  $V_{S1}$  ellipse

Fig. 12 The changes of the ellipses of  $V_p$  (solid line with circles),  $V_{SH}$  (solid line with solid circles), and  $V_{S1}$  (dotted line with circles) are shown. The distributions of velocities are mirror symmetry with respect to the ordinate throughout loading.

ミュレートすることが適切であることを示している。

### 5. 討 論

#### (1) 断面形状の変化のマイクロクラックの配向による解釈

われわれは、一軸圧縮下の岩石のダイレイタンスーが幾何学的（周方向ひずみや半径方向変位）にも、物性的（弾性波速度）にも、異方的に発達し、きわだって対称的な性質をもつことを実験的に示した。Newmann's principle<sup>10)</sup>（結晶あるいは物質の物理的性質は、少なくとも、その結晶の点群の対称性をもたなければならない）に照らして考えれば、Fabric に起因して現われる物理的性質は、Fabric の対称性を含まなければならないことがわかる。したがって、ここでは、ダイレイタンスーの異方性を Fabric を構成するマイクロクラックの性質、またはその変化（マイクロクラッキング）の幾何学（対称性）に還元して説明することが妥当であると考えられる。Fabric は、マイクロクラックの選択的並びによって定義されるが、結晶内の空間格子の配列とは異なり、統計的に定義される量である。

Fig. 13 に、OG の Fabric と、ひずみ、変位、弾性波速度の（ここでは、花崗岩がダイレイタントになってからの）幾何学的関係を模式的に示す。すでに述べたように、岩石が本来もっている初期異方性の方向は維持され、異方性の大きさだけが変化している。このことは、マイクロクラックの数とアスペクト比は変化するが、方向は変化しないことを示唆している。すなわち、岩石がダイレイタントになり、先在するマイクロクラックが、自分自身の方向を維持しながら伸展することを意味している。また、みずからが応力集中源となって、新たなマイクロクラックが発生するときも、その方向をコント

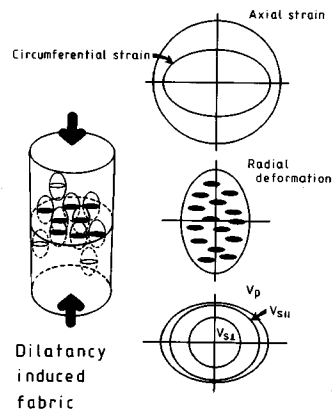


Fig. 13 The symmetry of various physical properties must include all the symmetry elements of geometry produced by dilatancy-induced-fabric.

ロールするだろう。その結果、載荷軸に直交する断面内でみると、やはり異方性は enhance されるだろう。ここでは、このようにしてできるダイレイタンスー異方性を Dilatancy-induced-fabric とよぶことにする。

## (2) Dilatancy-induced-fabric

次に、対称性の概念を用いて、岩石のダイレイタンスーがどのような特徴をもつかを検討してみよう。まず、圧縮応力が岩石試料に作用し、しだいに増加して破壊に至るプロセスを考えよう。ここでは、マイクロクラックはランダムに分布していると仮定しよう。応力を増加させると、載荷軸に直交する方向のマイクロクラックは閉じる。すなわち、この段階ではマイクロクラックが異方的に閉じるだけであるので、その後のダイレイタンスーに比較して、コンプライアンスや弾性スティフネスに及ぼす影響は少ない。ダイレイタンスーが始まると、先在するマイクロクラックが伸展したり、新たに発生するが、それらはほとんど載荷軸に平行な方向（最小主応力に垂直）を向く。その結果、載荷軸を含む面内で、試料は著しく異方的になる。載荷軸に直交する面内では等方的である。載荷軸に平行に伝播する弾性波速度はほとんど変化しないが、載荷軸に直交する方向に伝播する弾性波の速度は著しく減少する。また、載荷軸方向のコンプライアンスは減少し、載荷軸に直交する方向のコンプライアンスは増加する。

次に、載荷軸に直交する断面内に異方性がある場合を考えよう。一軸圧縮応力下では、載荷軸に直交する断面内のダイレイタンスーはマイクロクラックの配向によって決定されることが、OGの実験によって明らかである。一軸圧縮の載荷軸と Fabric 軸とが一致していない WG の場合も、載荷軸に直交する断面内にはダイレイタンスーの異方性（対称性）が現われた。

軸対称の封圧がかかっている場合 ( $\sigma_2 = \sigma_3$ ) にも、Fabric がダイレイタンスーの方向をコントロールすることが明らかにされている<sup>7),8)</sup>。さらに、Scholz and Koczyński<sup>8)</sup> は断層の走向は最大ダイレイタンスーの方向と直交することを見出した。すなわち、岩石の Faulting は、体積変化が伴わないようにせん断モードで起こるが、それに先立って形成されるダイレイタンスーが異方的である場合も、この法則が拡張できることを示唆している。

ここで、残された問題について論じよう。一般的な三軸状態 ( $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ ) では、主応力に対する Fabric の方向と中間主応力の大きさがダイレイタンスーの異方発達に大きな影響をもつと予想されるが、この問題を正確に知るには、さらにたくさんの実験が必要である。Mogi<sup>12)</sup> は、真の三軸下で、稲田花崗岩のダイレイタンスーの異方性を測定した (Fabric の方向は記載されて

いない)。その結果、膨張はもっぱら最小主応力方向に起こることが明らかにされている。このことは、“ダイレイタンスーを引き起こすマイクロクラッキングは最小主応力方向に直交する”という法則が、一般的な応力場に拡張できることを示している。以上をまとめれば、中間主応力の方向が、載荷軸に直交する面内のダイレイタンスー異方性を決めるのに決定的な役割を果たすことを意味する。すなわち、マイクロクラックがランダムに分布する花崗岩に、一般的な応力場が作用しダイレイタンスーを引き起こすならば、Dilatancy-induced-fabric は、主応力の直交性を反映するような、したがって、斜方晶系と等価な構造（マイクロクラックの配向）をもつダイレイタンスーが形成されるであろう。

したがって、互いに直交する配向構造をもつ花崗岩に、主軸が配向軸と一致しない真の三軸圧縮応力が作用した場合には、Fabric と Dilatancy-induced-fabric が重ね合わせられ、対称性が減少し、厳密には三斜晶系 (Triclinic; 点対称を1つもつ結晶) に移行することが予想される。

われわれは、花崗岩のダイレイタンスーは必ず異方的に発達することを実証した。そして、その特徴はマイクロクラックが配向することに起因する異方性であることを示した。さらに、ダイレイタンスー領域を伝播するS波はスプリットングを引き起こすことを示した。このことは、これを利用してダイレイタンスーが起こっている領域をみつけようとする Crampin<sup>13)</sup> らの提案に対して実験的基礎を与えるだろう。

## Appendix

(1) 斜方晶系結晶の弾性定数と弾性波速度との関係  
マイクロクラックが配向した岩石のキャラクタライゼーションにはさまざまな方法が考えられるが、斜方晶

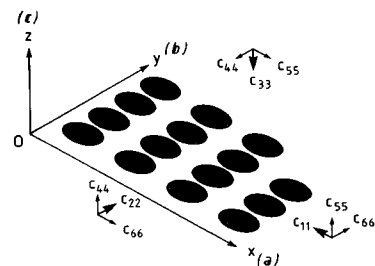


Fig. A-1 The model of microcrack fabric. The shape of aligned microcracks is an oblate spheroid with the minor diameter  $c$  much less than the major diameters  $b$  and  $a$  ( $a > b \gg c$ ) to simulate the orthorhombic properties. The aligned ellipses show the cross-sectional view of aligned microcracks along the major and intermediate axes.



系の単結晶と力学的に同様にふるまう異方弾性体とみなして、その弾性的ふるまいを記述することが試みられている<sup>9),14)</sup>。ここで、花崗岩の配向面である、Rift plane, Grain plane, Hardway plane (割りやすい順)は互いに直交するので、これらの方向を結晶軸 ( $a, b, c$ ) と仮定する。結晶軸にあわせて ( $x, y, z$ ) 座標系 (Right-hand Cartesian) を定める。Fig. A-1 に Rift plane 面と座標系の関係を図示する。物性の異方性が現われるような配向を、ここでは、扁平な楕円体のマイクロクラック・アレーでモデル化してある。長軸、中間軸、短軸比 ( $a : b : c$ ) のとり方で、Transversely isotropic な場合や、Isotropic な場合も表現できる。このモデルは、花崗岩の Orthorhombic な性質をよく表わしていることが直感的に理解できる。

さて、結晶の弾性的ふるまいを記述するには、一般化された Hooke の法則を用い、運動方程式を解く必要がある。すなわち、応力  $\sigma$  によりひずみ  $e$  が生じたとすると、応力とひずみの関係は  $\sigma_{ij} = C_{ijkl} e_{kl}$ 、または、 $e_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl}$  ( $i, j, k, l = 1, 2, 3$ ) である。ここで、 $\sigma_{ij}$  と  $e_{kl}$  は 2 階のテンソル、 $C_{ijkl}$  と  $S_{ijkl}$  は 4 階のテンソルで、それぞれ、弾性スティフネス、コンプライアンスとよばれる。斜方晶系の場合には、ゼロでない独立な 4 階テンソルの成分をベクトル要素で書くと、 $C_{11}, C_{22}, C_{33}; C_{23}, C_{13}, C_{12}; C_{44}, C_{55}, C_{66}$  の 9 個である。

単結晶の中を伝播する平面弾性波を記述する式は、変位の伝播を表わす式を、運動方程式に代入して得られる。この式は、ふつう、単結晶に固定した座標系に対してある方向 (方向余弦  $n_j$  で表わされる) に伝播する弾性波速度の式 (Kelvin-Christoffel の方程式) に直して取り扱う<sup>18)</sup>。

$$[\Gamma_{ik} - \rho V^2 \delta_{ik}] = 0 \dots\dots\dots (A-1)$$

ここで、 $\Gamma_{ik}$  は弾性スティフネスを係数にもつ  $n_j$  の 2 次関数で、Christoffel スティフネスとよばれる。 $\rho$  は密度、 $V$  は位相速度である。この式から 3 つの実体波の伝播速度が求められる。

斜方晶系の場合、任意の方向の弾性波速度は 9 個の弾性定数に依存するので、弾性波速度から弾性定数の決定は繁雑である。さらに、振動方向を決める変位の単位ベクトルは、一般に、弾性波の伝播方向に対して平行でも垂直でもない。このようなモードの弾性波は、qP 波 (擬縦波) または qS 波 (擬横波) とよばれる。弾性波速度は 2 つ以上の弾性定数に依存する。1 つの弾性定数にのみ依存する純粋モードの実体波の伝播方向は、結晶軸方向のみである。3 つの結晶軸方向の弾性波速度からは、6 個の弾性定数  $C_{11}, C_{22}, C_{33}; C_{44}, C_{55}, C_{66}$  が求められる。 $a-b$  面、 $b-c$  面、 $c-a$  面では、qP 波、qS 波 (準純粋モード) が伝播する。これらの面内での弾性波速度は残りの

$C_{12}, C_{23}, C_{13}$  も関係するので、3 つの面内で弾性波速度を測定すれば、それらを求めることができる。

次に、ある面内での弾性波速度の分布を考えよう。一般的な表現は繁雑になるので、結晶軸を含む面内の弾性波速度の分布を考えよう。たとえば、 $c-a$  面内で、 $c$  軸から  $\theta$  方向に伝播する qP 波の速度  $V_p(\theta)$  と 2 つの qS 波 (粒子の振動方向が、ほぼ  $b$  軸方向の S 波と、粒子の振動方向が、ほぼ  $c-a$  面内の S 波) の伝播速度を  $V_{sn}(\theta), V_{s\perp}(\theta)$  とすると、

$$V_p(\theta) = [(A+B)/2\rho]^{1/2}$$

$$V_{sn}(\theta) = [(c_{44} \cos^2 \theta + c_{66} \sin^2 \theta)/\rho]^{1/2}$$

$$V_{s\perp}(\theta) = [(A-B)/2\rho]^{1/2}$$

ここで、

$$A = C_{33} \cos^2 \theta + C_{55} + C_{11} \sin^2 \theta$$

$$B = \{ C_{33} \cos^2 \theta + C_{55} + C_{11} \sin^2 \theta \}^2$$

$$- 4 \{ (C_{33} \cos^2 \theta + C_{55} \sin^2 \theta) \times (C_{55} \cos^2 \theta + C_{11} \sin^2 \theta) - (C_{55} + C_{13})^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \}^{1/2} \dots\dots\dots (A-2)$$

で表わされる<sup>15)</sup>。この式から明らかなように、 $S_{11}$  の速度分布は楕円になるが、P 波と  $S_{\perp}$  の速度分布は楕円ではない。

(2) 斜方晶系結晶の結晶軸方向に応力が作用した場合に生じる変形

応力  $\sigma$  によりひずみ  $e$  が生じたとすると、応力とひずみの関係は、 $e_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl}$  である。次に結晶軸と応力軸が一致した最も簡単な条件下での円柱の変形を考えよう<sup>16)</sup>。ここでは、 $b$  軸と円柱 (直径  $2r$ , 長さ  $l$ ) の中心軸を一致させ、 $b$  軸に平行に単純な圧縮:  $\sigma_1 = 0, \sigma_2 \neq 0, \sigma_3 = 0$ , を作用させる。円柱の片側の端面の位置が固定されているとしよう。この条件下の結晶軸方向のひずみは、 $e_1 = S_{12}\sigma_2, e_2 = S_{22}\sigma_2, e_3 = S_{32}\sigma_2$  で表わされ、 $e_4 = e_5 = e_6 = 0$  であるから、これらは主ひずみである。 $c-a$  面に関する  $c$  軸から  $\theta$  方向のひずみは 2 階のテンソルに対する変換則から得られ、

$$e = e_1 \cos^2 \theta + e_2 \sin^2 \theta \dots\dots\dots (A-3)$$

である。このことは、はじめの断面が円でも、楕円形に変形することを意味する。結晶軸方向の変形 ( $u, v, w$ ) は、積分によって得られ、

$$u = \sigma_2 S_{12} r, v = \sigma_2 S_{22} l, w = \sigma_2 S_{32} r \dots\dots\dots (A-4)$$

である。

参 考 文 献

- 1) Brace, W.F., Paulding, B.W. and Scholz, C.H. : Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, J. Geophys. Res., Vol. 71, pp. 3939~3953, 1966.
- 2) Scholz, C.H. : Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression, J. Geophys. Res., Vol. 73, pp. 1417~1432, 1968.

- 3) Kranz, R.L. : Crack-crack and crack-pore interactions in stressed granite, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol.16, pp.37~47, 1979.
- 4) Spetzler, H. : Seismic velocity changes during fracture and frictional sliding, *Pure Appl. Geophys.*, Vol.116, pp.732~742, 1978.
- 5) Yanagidani, T., Ehara, S., Nishizawa, O., Kusunose, K. and Terada, M. : Localization of dilatancy in Ohshima granite under constant uniaxial stress, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, pp.6840~6858, 1985.
- 6) Thill, R.E., Willard, R.J. and Bur, T.R. : Correlation of longitudinal velocity variation with rock fabric, *J. Geophys. Res.*, Vol.74, pp.4897~4909, 1969.
- 7) Hadley, K. : Azimuthal variation of dilatancy, *J. Geophys. Res.*, Vol.80, pp.4845~4850, 1975.
- 8) Scholz, C.H. and Kocynski, T. : Dilatancy anisotropy and the response of rock to large cyclic loads, *J. Geophys. Res.*, Vol.84, pp.5525~5534, 1979.
- 9) Nur, A. : Effect stress on velocity anisotropy in rocks with cracks, *J. Geophys. Res.*, Vol.76, pp.2022~2034, 1971.
- 10) Paterson, M.S. and Weiss, L.E. : Symmetry concepts in the structural analysis of deformed rocks, *Geol., Soc. Am. Bull.*, Vol.72, pp.841~882, 1961.
- 11) Nye, J.F. : *Physical Properties of Crystals*, Oxford University Press, 1957.
- 12) Mogi, K. : Dilatancy of rocks under general triaxial stress states with special reference to earthquake precursors, *J. Phys. Earth*, Vol.25, Suppl., S203~S217, 1977.
- 13) Crampin, S. : Seismic anisotropy-the state of art : II, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, Vol.76, pp.1~16, 1984.
- 14) Hudson, J.A. : Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, Vol.64, pp.133~150, 1981.
- 15) Musgrave, M.J.P. : *Crystal Acoustics : Introduction to the Study Elastic Waves and Vibrations in Crystals*, Holden-Day Inc., 1970.
- 16) Lekhnitskii, S.G. : *Theory of Elasticity of an Anisotropic Elastic Body*, Holden-Day Inc., 1963.

(1986.6.26・受付)

---