

## 粗粒土の粒子配向に関する光学的研究

三輪 晃一

(農地工学研究室)

昭和54年8月20日 受理

### The Optical Study on the Grain Orientation of Coarse Grained Soil

Koichi Miwa

(Laboratory of Farm Land Engineering)

#### 目 次

第1章 緒 論	
第2章 偏光による粒子配列の測定	
2・1 まえがき	
2・2 偏光顕微鏡を利用した測光装置	
2・3 集合複屈折比による粒子配列の表現	
2・4 まとめ	
第3章 粗粒子の配向の二次元的解析	
3・1 まえがき	
3・2 ベクトル表示による配向解析	
3・3 集合複屈折比による配向解析	
3・4 まとめ	
第4章 セン断領域における粒子配向の評価 (集合複屈折比の適用例)	
4・1 まえがき	
4・2 実験方法	
4・3 破壊面の観察	
4・4 セン断破壊域における粒子配向	
4・5 まとめ	
第5章 シラス粒子の配向解析への応用 (集合複屈折 比の利用範囲)	
5・1 まえがき	
5・2 シラス粒子の配向測定	
5・3 シラスのセン断強さに及ぼす粒子配向の 影響	
5・4 まとめ	
第6章 総括論議および要約	
謝 辞	
文献	

#### 第1章 緒 論

土質工学における土壌構造の研究は Terzaghi の単

粒, ハチの巣, 綿毛構造の概念に始まり, Goldsmit  
の粘土のカードハウス構造, Casagrande によるハチ  
の巣構造の生成論を経て, Tan の堆積粘土の構造模式  
図の提示<sup>29)</sup>, Lambe<sup>22,23)</sup> の締固め粘土の構造説明,  
最近における電子顕微鏡の活用<sup>4,11,14)</sup> へと進展してき  
た. このような工学的立場での土壌構造は外力作用下  
で経時変化する力学的組織とみなされ, 構造の定義は  
土粒子の幾何学的配列と粒子間に作用する結合力の性  
質と強さの組合せであると整理できる<sup>19,22,43,44)</sup>. この  
意味における土壌構造は主として粘土の示す複雑な工  
学的挙動の解釈に適用されてきた. 例えば Mitchell<sup>30)</sup>  
は圧密過程における粘土粒子の配向について論議し,  
Skempton<sup>46)</sup> は進行性破壊にともなう粘土のセン断抵  
抗の低下の原因を粒子の部分的平行配向の存在に求め  
た. これらの研究は Lambe の示した締固めにともな  
う配向構造形成論の影響を受け, 外力作用下の粘土粒  
子の配向性が実証された段階にある. このように工学  
上は外力による土壌構造の変動に対する理解が重要で  
あり, 土の骨格構造を形成する粒子の幾何学的配列の  
定量的取扱いが焦点になってきた.

これまでも粒子配列の定量的測定の試みがいくつ  
かあり, Martin<sup>25)</sup> の X線による解析法とこの方法の  
適用例である Quigley ら<sup>42)</sup> の圧密現象解明への応用,  
Morgenstern ら<sup>32,33)</sup> による偏光の利用がその代表で  
ある. しかしながらこれらの測定は細粒子を対象とし  
ており, Trollope ら<sup>50)</sup> が与えた粗粒子を含む土壌構  
造には適用されていない. その理由は粘土の構造解明  
を主眼として, 主に土壌学の影響下で展開されたこと  
による. これに対して土質工学のもう一つの隣接分門  
である地質学では粗粒子の配向解析が行なわれている.  
このうち地殻変動に関係する研究は岩石中の結晶の変  
形を問題にし, 熱力学的作用と結晶軸の関係が理論的  
に実験的に論じられている<sup>6,8)</sup>. 他方, 堆積流の方向

の解明には粗粒子の配列を論議し、Krumbein の研究<sup>10)</sup> に代表される。両系列の論文で粒子配向の用語が使用されるが、前者は結晶軸の配向であり、後者は粗粒子の長軸方向の幾何学的配列を意味する。したがって工学上の土壌構造の解明には後者の解析法が有力な手段である。

このように隣接分野においても土壌構造解明のための直接的、間接的方法の開発に努力が払われているが、工学的条件下で変動する土壌構造の場合、粗粒子を含む粒子配列の測定方法の確立が重要である。この観点から、本論文では細粒子および粗粒子からなる粒子配列の量的表示を目的として、第2章では粒子配列と偏光の強さとの関係を確立する。第3章では分布関数の導入による粒子配列の偏光解析法を展開し、その応用として第4章ではセン断破壊にともなう粒子再配列の過程を追跡する。土粒子の偏光現象は当然その光学的性質に関係するから、偏光の適用は制限される。このため光学的等方性および異方性粒子の混在するシラス粒子を用いて、本解析法の適用限界を第5章で検討する。

## 第2章 偏光による粒子配列の測定

### 2.1 まえがき

粘土粒子が平行配列をなして集合すれば、その集合体は単粒子と同様の光学的異方性を示すが、不規則に集合したとき各単粒子の複屈折が互いに打ち消されるために集合体は見かけの光学的等方体になる。この現象は土壌粘土鉱物に対してよく知られているが<sup>24,45)</sup>、粗粒子配列の測定に上述の関係を拡張する。このため偏光顕微鏡を利用した簡単な測光装置を組み立て、偏光測定にもとづく粒子配列の表示法について述べる。

### 2.2 偏光顕微鏡を利用した測光装置

偏光顕微鏡において光源より偏光子を通過した振幅  $A_0$  の平面偏光波を

$$A_0 \sin \omega t \quad \text{ここに } \omega: \text{角周波数, } t: \text{時間} \quad (2.1)$$

で表わす。この平面偏光波は載物台上に置かれた粒子を通過することによって  $X'$  および  $Z'$  なる互いに垂直な振動方向を有する2つの偏光（常光線と異常光線）に分解される。この2つの偏光は検光子によって1つの偏光に合成されるが、この関係を Fig. 2-1 のようにとる。粒子を通過したことによる遅れを  $\delta_{x'}$ ,  $\delta_{z'}$ , また両光線に対する透過率を  $k_{x'}$ ,  $k_{z'}$  とおけば、透過光の  $X'$  および  $Z'$  成分は (2.1) 式および Fig. 2-1 から

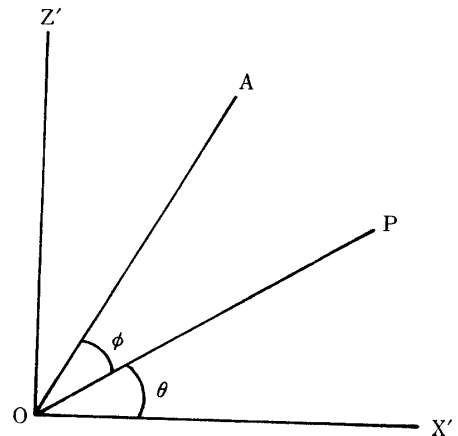


Fig. 2-1. Polarized light in a crystal grain.

$OX', OZ'$ : vibration directions of ordinary and extraordinary light

$OP, OA$ : vibration directions of light passed through polarizer and analyzer

$$X' = k_{x'} A_0 \sin(\omega t + \delta_{x'}) \cos \theta$$

$$Z' = k_{z'} A_0 \sin(\omega t + \delta_{z'}) \sin \theta$$

最後に検光子を通過した光の振幅は

$$X' \cos(\theta + \phi) + Z' \sin(\theta + \phi)$$

となるから、その透過光の強さ ( $I$ ) は

$$I = I_0 \left[ \{k_{x'} \cos \theta \cos(\theta + \phi) + k_{z'} \sin \theta \sin(\theta + \phi)\}^2 - 4k_{x'} k_{z'} \sin \theta \cos \theta \sin(\theta + \phi) \cos(\theta + \phi) \sin^2 \left( \frac{\delta_{x'} - \delta_{z'}}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

ただし、 $I_0 = A_0^2$  (入射光の強さ)

直交ニコル下での透過光の強さ ( $I_{\perp}$ ) は (2.2) 式において  $\phi = \pi/2$  とおけば (Fig. 2-1 で  $OP \perp OA$ )

$$I_{\perp} = \frac{I_0}{4} \sin^2 2\theta \left\{ (k_{z'} - k_{x'})^2 + 4k_{x'} k_{z'} \sin^2 \left( \frac{\delta_{x'} - \delta_{z'}}{2} \right) \right\} \quad (2.3)$$

粒子を透過した光の  $X', Z'$  方向の位相差は

$$\delta_{x'} - \delta_{z'} = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (2.4)$$

ここに、 $d$ : 厚さ、 $\lambda$ : 入射光の波長  $\Delta n$ : 複屈折で与えられるから<sup>51)</sup>、(2.3) 式は  $\theta$  の変化にともなって正弦関数的に変わり、粒子の複屈折の大きさに関係する。

(2.3) 式で表わされる透過光の強さの測定には、受

光器の種類によって視感測光, 写真測光, 熱電測光および光電測光がある. 現在は光電測光のような物理測光が使用されるが<sup>36)</sup>, この物理受光器にも光起電力効果の利用, 光導電効果の利用および光電子効果の利用の3種類がある. また偏光顕微鏡のような光学系を通過してくる微弱光の検出に用いる受光器の具備すべき条件は次のように整理できる<sup>7)</sup>.

- (i) 微小粒子が照射される場合でも十分応答可能な感度を有すること.
- (ii) 入射光の強さに対してその応答が直線性であること
- (iii) 応答が波長選択性でないこと.
- (iv) その分光応答が可視光線全体にわたって良好であること.

これらの条件を考慮して Fig. 2-2 に示す測光装置を組み立てた. 本装置では条件 (i) を満足する受光器として分光特性 S-4 の光電子増倍管を用いた. 光源には顕微鏡用フィラメント, ランプ (6V, 2.5 A) を使用し, 安定化電源に接続する. この光源から放出された光は受光器の分光特性に合せたフィルタを経て偏光子に入射させる. これによって条件 (iii) と (iv) を緩和する. 偏光子を通過した偏光は供試体, 検光子を通過して受光面に到達する. ここで光電流に増幅変換されたのち, 改良したフォトメータにより測定範囲 0~50 mA で計測される. 条件 (ii) は計測器の直線性として Fig. 2-3 に示すようにニコルの角度を変えて測定した曲線の直線部分を用いることで解決した. また本装置は写真撮影装置を用いるので, 計測時の供試体をファインダで観察でき, 写真に記録できる.

Fig. 2-2 の光学系ではレンズの反射による損失の影響があり<sup>13)</sup>, また各種の鉱物粒子で構成される土粒子

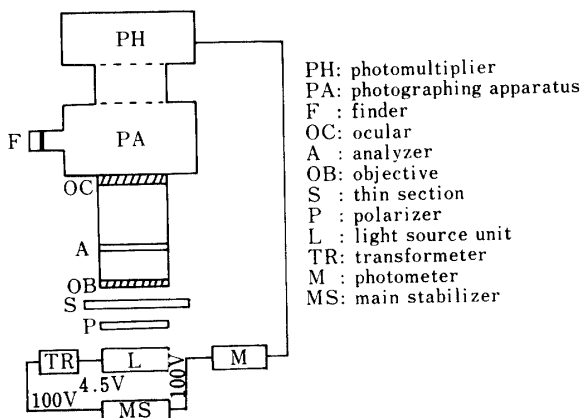


Fig. 2-2. Assembly of apparatus for measuring intensity of light.

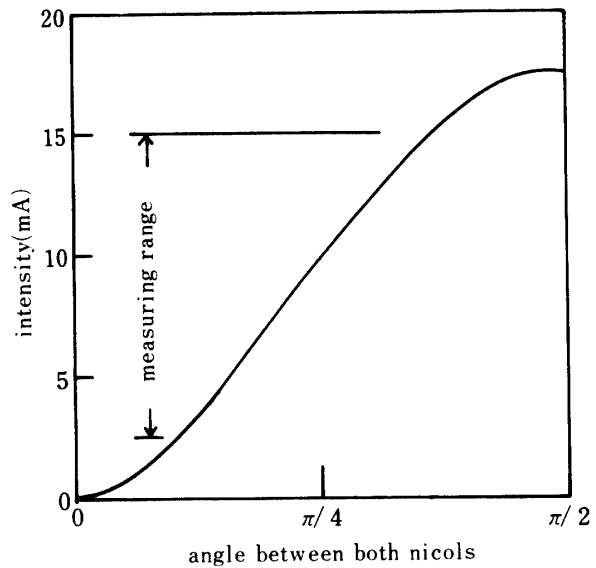


Fig. 2-3. Measuring range of the intensity of light.

のような多色性のある媒質では偏光波の進行につれてその振幅が小さくなり, 強さを減ずる. その程度は粒子の厚さおよび鉱物の種類によって異なるから<sup>37,51)</sup>, 鉱物組成が同じでない土粒子では供試体間の比較のために透過光の強さを補正する必要がある. 平行ニコルの状態 (Fig. 2-1 で  $OP//OA$ ) における透過光の強さ ( $I_{||}$ ) は (2.2) 式において  $\phi=0$  とおけばよいから, 直交および平行両ニコルの透過光の強さの和は

$$I_{\perp} + I_{||} = I_0(k_x'^2 \cos^2 \theta + k_z'^2 \sin^2 \theta) \quad (2.5)$$

(2.5) 式に  $\theta = N\pi/2, (N+1)\pi/2$  (ただし  $N=0, 1, 2, 3$ ) を代入すれば,  $X'$  および  $Z'$  の方向の透過率の比は

$$\frac{k_z'}{k_x'} = \left\{ \frac{(I_{\perp} + I_{||})_{\theta=N\pi/2}}{(I_{\perp} + I_{||})_{\theta=(N+1)\pi/2}} \right\}$$

で求まる. Table 2-1 に与えた各単粒子の計測結果を上式に代入すると,  $k_x' \doteq k_z'$  となり, (2.5) 式は  $I_{\perp} + I_{||} = I_0 = \text{const.}$  である. したがって本装置では無吸収理論が見かけ上成り立つことを示しており, 供試体の厚さの補正は (2.3) 式により

Table 2-1. The difference of transmissions to the directions of  $X'$  and  $Z'$  in a crystal grain

crystal grain	$I_0 k_z'$ (mA)	$I_0 k_x'$ (mA)	$k_z'/k_x'$
Quartz	5.6	5.7	0.99
Anhydrite	5.7	6.1	0.96
Muscovite	6.4	6.6	0.98
Plagioclase	8.4	8.5	0.99

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_{\perp}}{I_0} &= \sin^2 2\theta \sin^2 (\pi d \Delta n / \lambda) \\ I_0 &= I_{\perp} + I_{\parallel} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

として取扱える。本論文では (2.6) 式で与えられる値を透過光の基準強さとする。

2.3 集合複屈折比による粒子配列の表現

粒子の長軸方向と偏光子の振動方向との間に Fig. 2-4 の関係があるとすれば

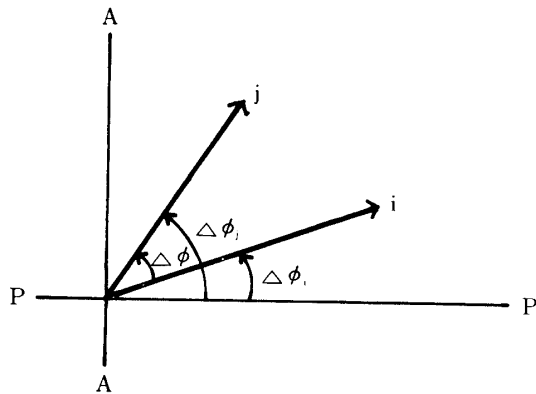


Fig. 2-4. Grain arrangement represented by vector quantities (*i, j*).

PP, AA: vibration direction of polarizer and analyzer

$$\Delta\phi_j = \Delta\phi_i + \Delta\phi$$

である。いま *i* および *j* 方向にその長軸が一致するように配列した粒子の数を  $m_i, m_j$  とすると、このような粒子集合体を透過した光の基準強さは (2.6) 式より次式が得られる。

$$\frac{I_{\perp}}{I_0} = \{m_i \sin^2 2\Delta\phi_i + m_j \sin^2 2(\Delta\phi_i + \Delta\phi)\} \sin^2 (\pi d \Delta n / \lambda) \quad (2.7)$$

*i* 方向の粒子が偏光子の振動方向に一致したとき、すなわち  $\Delta\phi_i = 0$  のとき透過光の強さの最小値が得られたとすれば、最大値は  $\Delta\phi_i = \pi/4$  であるから (2.7) 式より

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_{\perp \min}}{I_0} &= m_j \sin^2 2\Delta\phi \sin^2 (\pi d \Delta n / \lambda) \\ \frac{I_{\perp \max}}{I_0} &= (m_i + m_j \cos^2 2\Delta\phi) \sin^2 (\pi d \Delta n / \lambda) \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

ただし  $m_i \geq m_j > 0$

透過光の強さの最小値と最大値の比を集合複屈折比とする Morgenstern ら<sup>32)</sup> の定義に従えば、(2.8) 式よりこの場合の集合複屈折比 ( $\beta$ ) は

$$\begin{aligned} \beta &= I_{\perp \min} / I_{\perp \max} \\ &= \frac{(m_j / m_i) \sin^2 2\Delta\phi}{1 + (m_j / m_i) \cos^2 2\Delta\phi} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$\beta$  と  $\Delta\phi$  の関係は (2.9) 式より

$$\Delta\phi = N\pi/2 \text{ のとき } \beta = 0$$

$$\Delta\phi = (2N+1)\pi/2 \text{ のとき } \beta = m_j / m_i \leq 1$$

ただし  $N = 0, 1, 2, 3$

となる。すなわち集合複屈折比による表示は粒子間配列を 0 から  $\pi/4$  の間で与え、同一鉱物粒子で構成された供試体では粒子の厚さ、入射光の波長および粒子の複屈折と無関係に  $\beta$  が決定される。

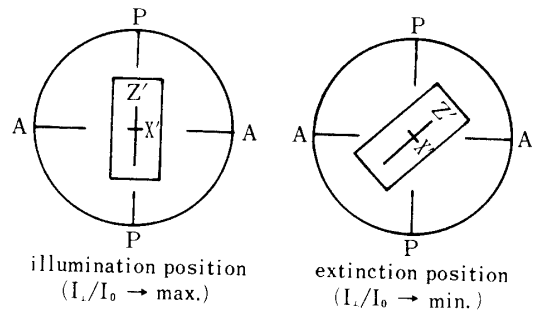


Fig. 2-5. Crystal grain under crossed nicol.

Fig. 2-5 は粒子を直交ニコル下で観察した場合で、PP は偏光子の、AA は検光子の振動方向を示し、X', Z' は粒子中の偏光の振動方向である。(2.6) 式で表わされる透過光の強さの変化は Fig. 2-1 から偏光子の振動方向と粒子中の Z' との角度の変化で与えられるから、(2.9) 式は粒子の長軸方向と Z' が一致する場合のみ粒子間配列を表現することになる。そこで石

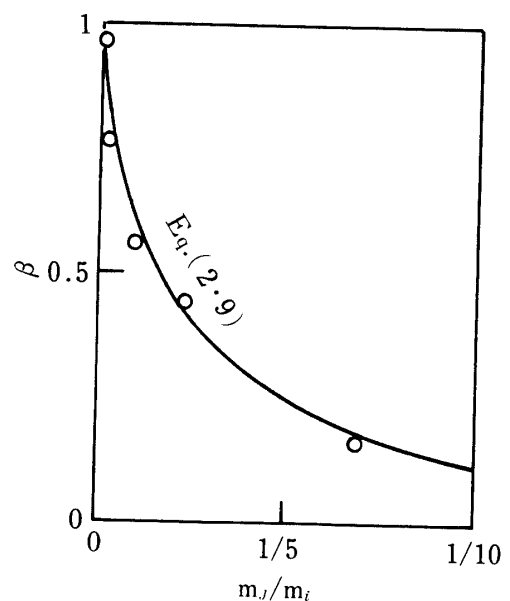


Fig. 2-6. Variations of birefringence ratio ( $\beta$ ) with difference between direction of two grains.

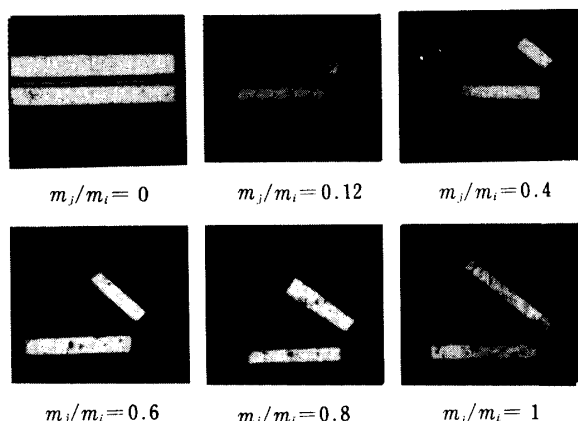


Fig. 2-7. Arrangements of quartz grains fixed at  $\Delta\phi = \pi/4$ .

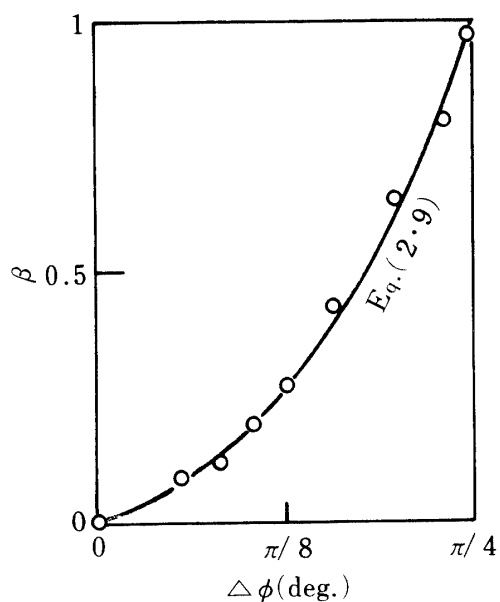


Fig. 2-8. Values of  $\beta$  for variation of  $m_j/m_i$  at  $\Delta\phi = \pi/4$ .

英粒子の  $c$  軸に平行な薄片 (長さ 5 mm, 幅 2 mm, 厚さ 0.03 mm) を用いて, 長軸方向間の角が 0 から 5 度間隔で  $\pi/4$  まで変化させた 2 粒子間配列の供試体を準備した. 倍率 20 倍の計測面積内で互いに均等な透過面積を有するように, 粒子間の空ゲキ部分に墨を塗布した供試体の測定結果が Fig. 2-6 である. また (2.9) 式の  $m_j/m_i$  の変化を与える供試体 (Fig. 2-7) の計測結果を Fig. 2-8 に示す. (2.8) 式に  $d=0.03$  mm,  $\lambda=0.0004$  mm,  $\Delta n=0.009$  を代入して求めた  $\beta$  の値 (Fig. 2-6, 8 の実線) と計測値は一致しており, 粒子配列が (2.9) 式で表現可能である.

2.4 まとめ

粒子の長軸方向と粒子中で 2 つに分解される偏光の

$Z'$  方向とが一致するとき, 粒子配列の規則性が透過光の強さの変化で表わせる. この強さの変化を (2.6) 式

$$\frac{I_{\perp}}{I_0} = \sin 2\theta \sin^2 (\pi d \Delta n / \lambda)$$

$$I_0 = I_{\perp} + I_{\parallel}$$

で表わせば, 粒子配列は集合複屈折比 ( $\beta$ )

$$\beta = I_{\perp \min} / I_{\perp \max}$$

で表現できる.

第 3 章 粗粒子の配向の二次元的解析

3.1 まえがき

土の物理, 力学的性質に影響を与える粒子配向の定量的測定およびその解析法はその重要性に比べて極めて少ない. これまでの研究では粗粒子に対するベクトルの取扱い, 細粒子に対する光学的方法, X 線による解析の数例にすぎず, またこれらの方法による粒子配向の解析結果相互の関連は明確でない. 工学的条件下で変動する土壌構造および土の粒度組成から判断して, 細粒子から粗粒子まで含めた粒子配向の解析が重要である. この観点から, 本章では本来細粒子を対象とする集合複屈折比による配向解析法を粗粒子の配向解析へ拡張する.

3.2 ベクトル表示による配向解析

粗粒子の長軸を単位ベクトルにとり,  $m$  個の角測定値  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$  を考える. Fig. 3-1 より単位ベクト

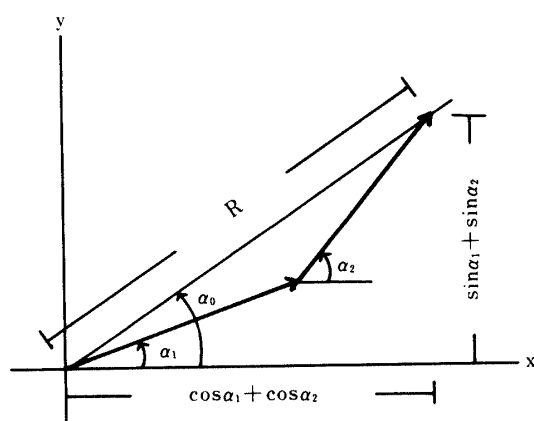


Fig. 3-1. Trigonometric resolution of two unit vectors into  $x$  and  $y$  components to obtain the resultant vector ( $R$ ) with direction  $\alpha_0$ .

ルの  $x, y$  成分から, ベクトルの平均方向 ( $\alpha_0$ ), ベクトル強さ ( $\bar{a}$ ) およびベクトルの合力 ( $R$ ) は次式で表わされる.

(i) 単粒子ごとの測定の場合

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \tan^{-1} \left\{ \frac{\sum_{i=1}^m \sin \alpha_i}{\sum_{i=1}^m \cos \alpha_i} \right\} \quad (i=1, 2, \dots, m) \\ R^2 &= \left\{ \sum_{i=1}^m \sin \alpha_i \right\}^2 + \left\{ \sum_{i=1}^m \cos \alpha_i \right\}^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

$$\bar{a} = \frac{R}{m} \quad (0 \leq \bar{a} \leq 1) \quad (3.2)$$

(ii) 測定間隔  $\Delta\alpha$  ごとの測定の場合

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \tan^{-1} \left\{ \frac{\sum_{j=1}^n f_j \sin \Delta\alpha_j}{\sum_{j=1}^n f_j \cos \Delta\alpha_j} \right\} \\ (f_j \text{ は } j \text{ 番目の度数で } \sum_{j=1}^n f_j = m) \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

$$R^2 = \left\{ \sum_{j=1}^n f_j \sin \Delta\alpha_j \right\}^2 + \left\{ \sum_{j=1}^n f_j \cos \Delta\alpha_j \right\}^2$$

(3.2) 式は (ii) の場合も成り立つ。単位ベクトルが同一方向にあるとき、 $R$  はベクトルの総数に等しく  $\bar{a}=1$  である。しかしベクトルは平行であるが反対方向にある場合、 $R=\bar{a}=0$  となり、粒子の幾何学的配列と一致しない。また実際の測定において、相反する2方向を有する粗粒子の長軸方向の区別は困難である。この欠点を除去するために、測定ベクトルの  $x, y$  成分を求める前に測定角を重複することが提案されている<sup>10)</sup>。これより (3.3) 式の代りに

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{\sum_{j=1}^n f_j \sin 2\Delta\alpha_j}{\sum_{j=1}^n f_j \cos 2\Delta\alpha_j} \right\} \\ R^2 &= \left\{ \sum_{j=1}^n f_j \sin 2\Delta\alpha_j \right\}^2 + \left\{ \sum_{j=1}^n f_j \cos 2\Delta\alpha_j \right\}^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

(3.4) 式を用いれば、相反するベクトルの合力が0であることの実際上の問題は解決できる。すなわち、与えられた単位ベクトルの数に対して、 $R$  の値が大きくなればなるほどベクトル群の方向は集中する。したがって粗粒子の長軸方向が平行に配列すれば  $\bar{a}=1$  であり、等間隔の測定に対して同一度数で粒子が存在すれば  $\bar{a}=0$  である。この両極端な配向に対する中間の配向は  $0 < \bar{a} < 1$  で表示される。

### 3.3 集合複屈折比による配向解析

#### (1) 分布関数の導入

集合複屈折比は2粒子間の方向が0から  $\pi/4$  までの変化を表示するが、この表現はベクトル強さによる表現と一致しない。例えば Fig. 3-2 に示す  $\bar{a}=0$  および  $\bar{a}=1$  の両極端な配列に対して、集合複屈折比によ

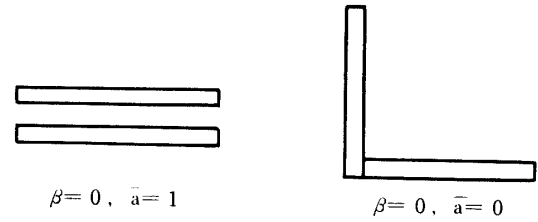


Fig. 3-2. Disagreement of grain arrangement evaluated by  $\beta$  and  $\bar{a}$ .

る表示ではともに  $\beta=0$  の平行配列になる。この2粒子間配列の相違は粒子の偏光作用に起因するから、集合複屈折比では粗粒子の幾何学的配列を表現できない。しかし角変数  $\alpha$  を測定間隔  $\Delta\alpha$  で計測するとき、 $\Delta m$  を  $\alpha + \Delta\alpha$  間に存在する粒子数とすれば、ランダム配向の粒子分布  $f(\alpha)$  を

$$\left. \begin{aligned} f(\alpha) &= \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta\alpha} = \text{const.} \\ \frac{df(\alpha)}{d\alpha} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

と置くことによって  $\bar{a}=\beta=1$  となり、両者による表現が一致する。平行配向に対しては  $\bar{a}=\beta=0$  であるから、この両極端な配向を満足する分布関数が必要である。このような分布関数を設定するための前提条件は

- (i) 粗粒子の配列をその長軸の配列として表示する。
- (ii) 粗粒子の長軸方向は粒子の  $Z'$  方向と一致する。
- (iii) 測定粒子数 (あるいは測定面積) は一定である。

これらの条件のうち (i) は両者に共通であり、また (ii) は偏光を利用する方法の適用範囲に関係する。しかしながら透過光の強さは測定面積によって変わり、測定面積を変えることはベクトル強さを算定するときの総粒子数が異なることに等しい。したがってベクトル強さによる表現と集合複屈折比による表現とを比較するためには計測粒子を一定にする必要がある。つまり両者の解析で粗粒子集合体の配向表示を一致させるための分布関数は (3.5) 式と前提条件 (iii) を満足すればよい。

#### (i) 分布関数の設定

(3.4) 式における粗粒子の測定はその計測角を0から  $\pi$  までの範囲に換算することになるから、その度数分布は  $0-\pi$  軸に関して対称である。Pincus<sup>11)</sup> と Curry<sup>10)</sup> はこのような度数分布に種々の統計的考察を

加え、粗粒子の分布が Circular normal distribution と呼ばれる正規分布でもっともよく適合できると結論している。そこで他の分布関数の検討は省略してこの分布関数の性質を調べることにする。

正規分布の密度関数  $f(\alpha)$  を

$$f(\alpha) = \frac{e^{k \cos(\alpha - \alpha_0)}}{2\pi I_0(k)} \quad (3.6)$$

ここに  $I_0(k)$  : 第1種変形ベッセル関数で定義する<sup>15)</sup>。この密度関数は  $\alpha_0$  で分布の最出現値をもち、 $\alpha_0 + \pi$  で0となる。両密度の比は

$$\frac{f(\alpha_0)}{f(\alpha_0 + \pi)} = e^{2k}$$

であるから、 $\alpha_0$  に隣接して存在する分布の割合が大きいほど  $k$  も大きくなる。したがって変数  $k$  が分布の集中の程度を表わすことになる。 $\alpha_0 = 0$  すなわち分布の最出現値が0度にあるとすれば、(3.6) 式は

$$f(\alpha) = \frac{e^{k \cos \alpha}}{2\pi I_0(k)} \quad (3.7)$$

(3.7) 式より

$$f'(\alpha) = k(k \sin^2 \alpha - \cos \alpha) e^{k \cos \alpha}$$

であるから分布の変曲点  $\alpha_1, \alpha_2$  は上式から

$$k \sin^2 \alpha - \cos \alpha = 0$$

の解である。これを解いて

$$\cos \alpha_1 = -\frac{1}{2k} + \sqrt{1 + \frac{1}{4k^2}}, \quad \alpha_2 = -\alpha_1$$

上式で  $k = \infty$  のとき  $\cos \alpha_1 = 1$ , すなわち  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$  であるから、変数  $k$  が大きくなるほど分布の変曲点は  $\alpha_0 = 0$  に近づく。したがって平行配向は  $k = \infty$  で表示される。また  $k = 0$  のとき  $I_0(k) = 1$  であるから (3.7) 式より

$$f(\alpha) = \frac{1}{2\pi} = \text{const.}, \quad \frac{df(\alpha)}{d\alpha} = 0$$

つまり  $k = 0$  の分布は (3.5) 式を満足し、ランダム配向を表示する。

(3.7) 式を密度関数とする分布関数  $F(\alpha)$  の差分  $\Delta F(\alpha)$  は

$$\Delta F(\alpha) = F(\alpha + \Delta\alpha) - F(\alpha)$$

$F(\alpha + \Delta\alpha)$  を展開して第2項までとると

$$\begin{aligned} \Delta F(\alpha) &= \Delta\alpha f(\alpha) = \Delta\alpha \frac{e^{k \cos \alpha}}{2\pi I_0(k)} \\ &= \frac{\Delta\alpha}{2\pi} + \frac{\Delta\alpha}{\pi I_0(k)} \sum_{m=1}^{\infty} I_m(k) \cos m\alpha \end{aligned} \quad (3.8)$$

(3.8) 式で  $k$  の変化に対応する確率密度曲線を  $\Delta\alpha =$

$10^\circ$  として数値計算した結果が Fig. 3-3 である。この分布は  $0 - \pi$  軸対称であり、(3.4) 式の取扱いと一致する。

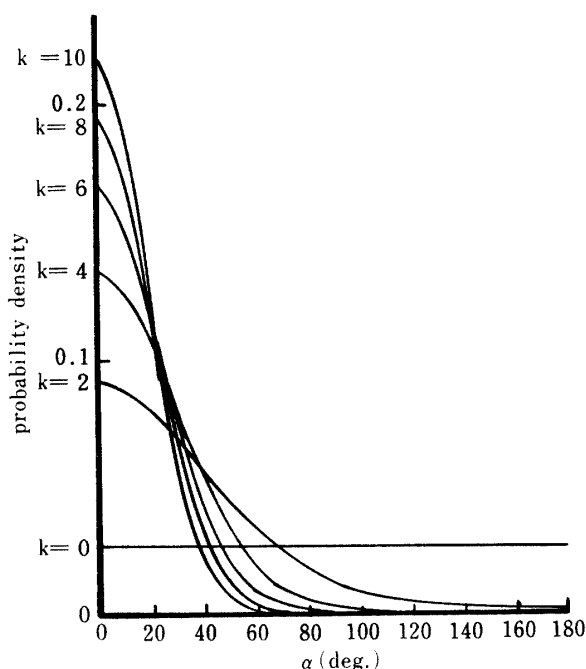


Fig. 3-3. The circular normal distribution in linear scale.

つぎに (3.8) 式で与えられる分布が前提条件 (iii) を満足するように変形する。すなわち変数  $k$  に対応する分布が常に等面積を与えるためには (3.8) 式の両辺の平方根をとればよい<sup>15)</sup>。したがって (3.8) 式を

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2\pi}{\Delta\alpha}} \Delta F(\alpha) &= \Phi(\alpha) = \sqrt{1 + \frac{2}{I_0(k)} \sum_{m=1}^{\infty} I_m(k) \cos m\alpha} \\ &= \sqrt{\frac{e^{k \cos \alpha}}{I_0(k)}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

(3.9) 式に書き換えると

$$\int_0^\pi \Phi(\alpha) d\alpha = 1$$

であり、前提条件 (iii) を満足する。また (3.9) 式は (3.5) 式の条件もみたすから分布関数として設定できる。

(ii) 分布の集中度 ( $k$ ) とベクトル強さ ( $\bar{a}$ ) との関係

$k$  と  $\bar{a}$  の関係を求めるために尤度関数  $L$  を仮定する。すなわち

$$L = (2\pi)^{-m} I_0^m(k) \exp \left[ k \sum_{i=1}^m \cos 2(\alpha_i - \alpha_0) \right] \quad (3.10)$$

(3.10) 式を  $\frac{\partial}{\partial k} \log L = 0$  および  $\frac{\partial}{\partial \alpha_0} \log L = 0$  とおくと

$$\frac{I_0'(k)}{I_0(k)} = \frac{I_1(k)}{I_0(k)} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \cos 2(\alpha_i - \alpha_0)$$

$$\sum_{i=1}^m \sin(\alpha_i - \alpha_0) = 0$$

上式を整理すれば

$$\frac{I_1(k)}{I_0(k)} = \frac{1}{m} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^m \sin 2\alpha_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^m \cos 2\alpha_i\right)^2} = \bar{a}$$

$$\therefore I_1(k) - \bar{a}I_0(k) = 0 \tag{3.11}$$

(3.11) 式より  $0 \leq \bar{a} \leq 1$  に対応して  $0 \leq k \leq \infty$  なる関係が得られる。

(2) 集合複屈折比による粗粒子配向の表示

顕微鏡の載物台に置かれた粗粒子が (3.9) 式の粒子分布に従うと仮定すれば, Fig. 3-4 より単粒子当りの透過光の強さは (2.6), (3.9) 式を用いて

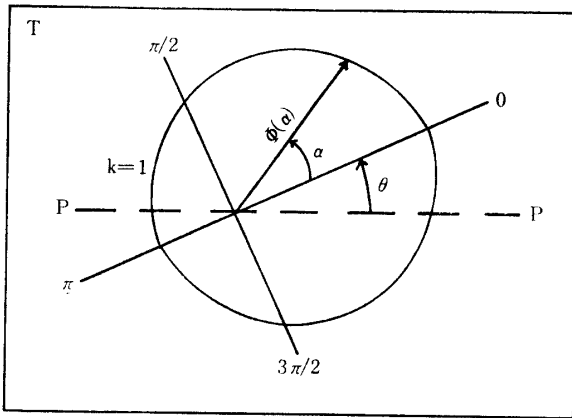


Fig. 3-4. Model of grain orientation for two-dimensional theory.

T: thin section plane, PP: vibration direction of the wave front emerging from the polarizer,  $\Phi(\alpha)$ : radius vector

$$\frac{I_{\perp}}{I_0} = \frac{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) \sin^2 2(\alpha + \theta) \sin^2(\pi d \Delta n / \lambda) d\alpha}{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) d\alpha} \tag{3.12}$$

Fig. 3-4 と (3.12) 式より  $\theta=0$  のとき透過光の強さが最小値であるとすれば,  $\theta=\pi/4$  で最大値になるから

$$\frac{I_{\perp \min}}{I_0} = \frac{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) \sin^2 2\alpha \sin^2(\pi d \Delta n / \lambda) d\alpha}{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) d\alpha}$$

$$\frac{I_{\perp \max}}{I_0} = \frac{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) \cos^2 2\alpha \sin^2(\pi d \Delta n / \lambda) d\alpha}{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) d\alpha}$$

したがって集合複屈折比 ( $\beta$ ) は

$$\beta = \frac{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) \sin^2 2\alpha d\alpha}{\int_0^{\pi} \Phi(\alpha) \cos^2 2\alpha d\alpha} \tag{3.13}$$

また  $k=0$  のランダム配向の場合の透過光の強さは

$$\frac{I_{\perp \text{random}}}{I_0} = \pi \sin^2(\pi d \Delta n / \lambda)$$

となり,  $\alpha$  に無関係で  $\beta=1$  である. (3.11) 式および (3.13) 式から  $\beta$  と  $\bar{a}$  の間には分布の集中度 ( $k$ ) を媒介変数として

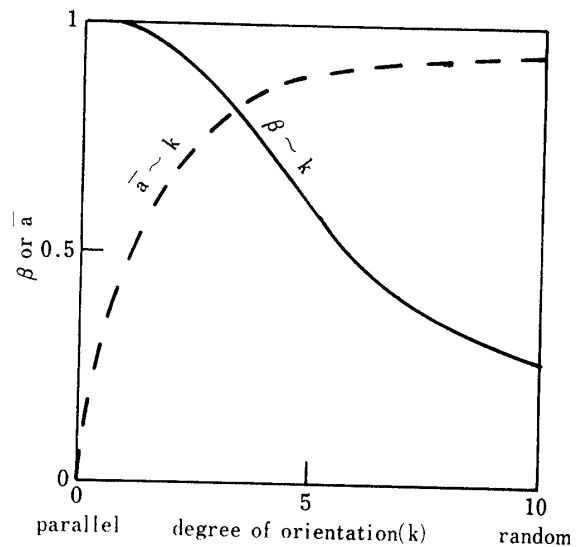


Fig. 3-5. Relation between birefringence ratio ( $\beta$ ) and vector strength ( $\bar{a}$ ) with parameter ( $k$ ).

$$1 \geq \beta \geq 0 \Leftrightarrow 0 \leq k \leq \infty \Leftrightarrow 0 \leq \bar{a} \leq 1$$

なる関係がある. これより粒子配向との関係を Table 3-1 に与える. (3.11), (3.13) 式を  $0 \leq k \leq 10$  の範囲で数値計算した結果が Fig. 3-5 であるが, これによると  $k=10$  のとき  $\bar{a}=0.949$  である. すなわち粗粒子は  $k=10$  でほぼ平行配向とみなされ,  $\beta=0.265$  である. また楕円分布を仮定した Morgenstern ら<sup>32)</sup> の配向表示によれば, 細粒子に対して  $\beta=0.286$ , 配向比\*

Table 3-1. Estimation of grain orientation

degree of orientation	birefringence ratio	degree of concentration	vector strength
perfect parallel	$\beta=0$	$k=\infty$	$\bar{a}=1$
intermediate	$0 < \beta < 1$	$\infty > k > 0$	$1 > \bar{a} > 0$
perfect random	$\beta=1$	$k=0$	$\bar{a}=0$

\* 配向比は, 長軸の長さを一定とした楕円の偏平率で定義され,  $1 \geq \beta \geq 0$  に対応して  $1 \geq$  配向比  $\geq 0$  である.



0.01で平行配向と評価している。したがって粗粒子および細粒子の両方で、その平行配向は  $k=10$  に相当する  $\beta$  の値で判断できる。

### 3.4 まとめ

細粒子に用いられた集合複屈折比による粒子配向の評価法を粗粒子にまで拡張するために、二次元分布関数  $\Phi(\alpha)$

$$\Phi(\alpha) = \sqrt{\frac{e^{k \cos \alpha}}{I_0(k)}}$$

を導入した。この分布関数を用いて集合複屈折比 ( $\beta$ ) は

$$\beta = \frac{\int_0^\pi \Phi(\alpha) \sin^2 2\alpha d\alpha}{\int_0^\pi \Phi(\alpha) \cos^2 2\alpha d\alpha}$$

で与えられる。粗粒子に対する従来のベクトル強さ ( $\bar{a}$ ) による配向表示との関係は、分布の集中度 ( $k$ ) を媒介変数として Fig. 3-5 に示し、また粒子配向と  $k, \beta$  および  $\bar{a}$  の相互関係は Table 3-1 にまとめた。

## 第4章 セン断領域における粒子配向の評価 (集合複屈折比の適用例)

### 4.1 まえがき

Reynolds の発見によるダイレイタンス現象は粒状体のもつ独特の性質である。すなわち一般に粒状体は体積変化をとまわずしてセン断変形を行なわないということであり、粗粒土のセン断破壊には骨格構造の変動をとまなう。これまで締めめや圧密作用を受けた粘土の配向構造の解明が行われ、局部的にしる外力による平行配向の存在が証明された段階にある<sup>4,16,29,44,52)</sup>。しかし土のセン断破壊が粒子再配列の過程で生ずるという現象を明らかにした研究は少ない。その理由はセン断力作用下で経時変化する骨格構造を反映した供試体の準備が困難なことによる。そこで本章では、まずセン断変位を受ける供試体から薄片を作成する方法について検討し、セン断破壊に至る変位と粒子再配列の関係を追跡する。

### 4.2 実験方法

#### (1) セン断供試体の準備

集合複屈折比でセン断変形にとまなう粒子再配列の過程を追跡するためには、単一鉱物粒子で構成された試料が望ましい。ここでは光学的性質が明らかで、粗粒土の構成粒子であることから石英粒子を選択した。石英試料は200メッシュを通過した粉末状であり、その物理的性質は比重2.65、均等係数6.1、液性限界24%、塑性限界N.P.である。この試料は細粒子で構

成されているが、そのコンシステンシーは砂質土に類似する。

上のセン断過程の非再現性から測定には同一供試体の変形過程を必要とするが、顕微鏡を測定手段とする関係で同一供試体の連続測定はできない。しかし供試体の初期構造がそのセン断特性に強く影響するから<sup>30)</sup>、一定の垂直荷重で試料を圧縮することで同一初期構造をもつ供試体が用意できるとみなした。まず風乾試料を最適含水比(22.09%)の状態にし、一定重量をセン断箱の中に流しこんで30分間圧縮する。同一圧縮応力を受けた供試体を5個用意し、これにそれぞれ異なるセン断変位を加えて一組のセン断変形過程とする。セン断面の設定には一面セン断試験機を用いた。この試験機は内径6cm、厚さ2cmのセン断箱を有し、下部可動型である。試料の排水条件は厳密に制御できないので急速セン断とし、セン断方法はヒズミ制御式(変位速度1mm/min)である。側面摩擦など一面セン断試験機の欠点はよく知られているが<sup>12,31)</sup>、ここでは三軸圧縮装置より大きいセン断変位を供試体に加えることができ、その変形過程が強制セン断面に垂直な断面内で観測できることを利用した。Table 4-1 に各

Table 4-1. Properties of specimens before shear

normal stress (Kg/cm <sup>2</sup> )	No. of shear specimen	water content (%)	dry density (g/cm <sup>3</sup> )
0.5	$q_0$	21.35	1.49
	$q_1$	21.51	1.53
	$q_2$	20.99	1.54
	$q_3$	21.30	1.51
	$q_4$	21.70	1.53
1.0	$q_0$	21.08	1.52
	$q_1$	21.13	1.62
	$q_2$	20.97	1.50
	$q_3$	21.36	1.50
	$q_4$	21.29	1.54
2.0	$q_0$	21.36	1.50
	$q_1$	20.67	1.57
	$q_2$	21.62	1.54
	$q_3$	21.20	1.55
	$q_4$	20.84	1.54

供試体の初期状態を、Fig. 4-1 に応力～変位曲線を示す。Table 4-1 より各垂直応力ごとの供試体の物理的性質はほぼ一定であり、Fig. 4-1 の  $q_0, q_1, q_2, q_3$  および  $q_4$  は一組のセン断変形過程を反映した供試体とみなせる。ここで  $q_3$  はセン断破壊時の、 $q_4$  は残留強さを与えるときの状態である。

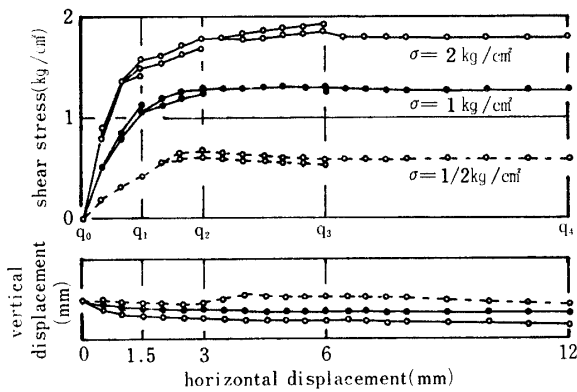


Fig. 4-1. Shear stress-displacement curve.

## (2) 薄片の作成

セン断変形にともなう粒子再配列の過程を顕微鏡で追跡するには、Fig. 4-1の各供試体を固化し、薄片を作成する必要がある。この供試体の固化には天然樹脂を用いる場合<sup>2,28,47)</sup>と合成樹脂による場合<sup>5,18,25)</sup>とがある。経時変化する供試体の固化には合成樹脂のゲル化時間を利用することになるが、これまでに使用された樹脂は自然堆積層を対象とし、固化の過程で吸引、加熱などの処置を必要とする。Mitchell<sup>30)</sup>が用いた樹脂はセン断供試体に適用された唯一のものであるが、この場合も固化試料を得るまで時間がかかる。ここでは即効性の固化剤として尿素系合成樹脂 U-Loid を用いた。この樹脂は常温で粘性に富み、水溶性の白色乳液である。これに  $\text{NH}_4\text{Cl}$  を少量添加することで白色ゲルを生成する。Fig. 4-2 は  $\text{NH}_4\text{Cl}$  10% 水溶液の添加量に対する U-Loid の濃度別ゲル化時間である。本実験では Fig. 4-1 の各変位に要する時間に合わせて U-Loid 60% 溶液のゲル化時間を調節した。この樹脂は含水量調節の段階で試料に混入しておく。各供試体は設定したセン断終了から 3～5 分後に完全に固化した。この後作用荷重を取りのぞき、約 1 時間放置して供試体をセン断箱から取り出す。固化したセン断供試体は  $15 \text{ kg/cm}^2$  以上の圧縮強さをもち、岩石試料と同一工程で薄片が作成できる。

測定に用いる薄片は Fig. 4-3 に示すように強制セン断面に垂直に切断し、厚さ約  $30 \mu$  まで研磨することによって得られる。しかしながら薄片作成まで供試体の乱れは明らかでなく、比較検討する方法も確立されていない。ここでは U-Loid 60% 溶液に  $\text{NH}_4\text{Cl}$  の添加量 10% による生成ゲルの収縮率が 1.8%、100 g の風乾試料に 20 cc 混入した供試体の収縮率が 0.1～0% であったことから、セン断終了後の供試体は固化過程で重大な構造の乱れを生じていないと判断した。

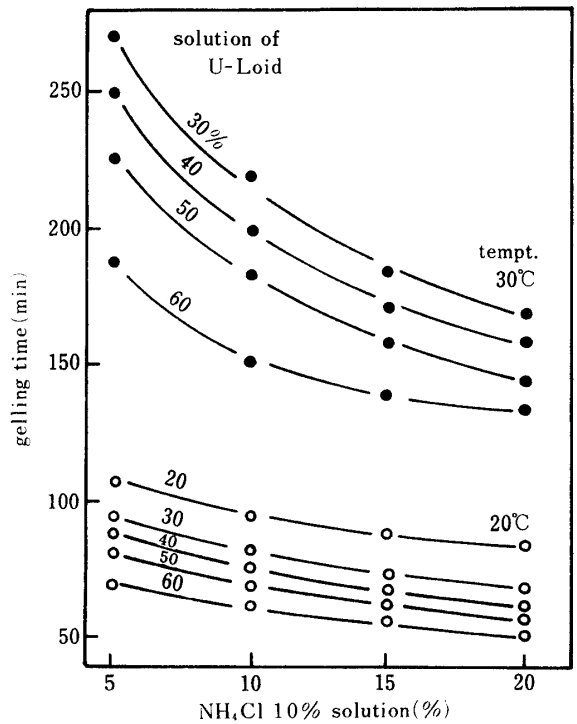


Fig. 4-2. Gelling time of epoxy resin (U-Loid).

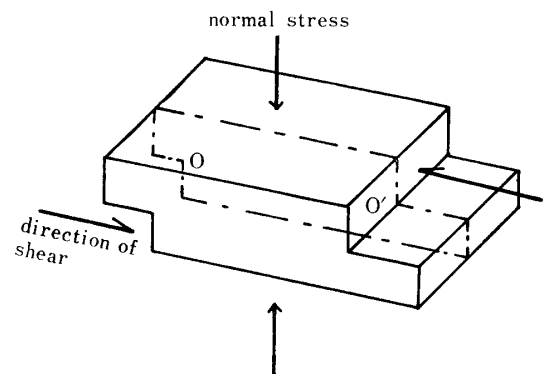
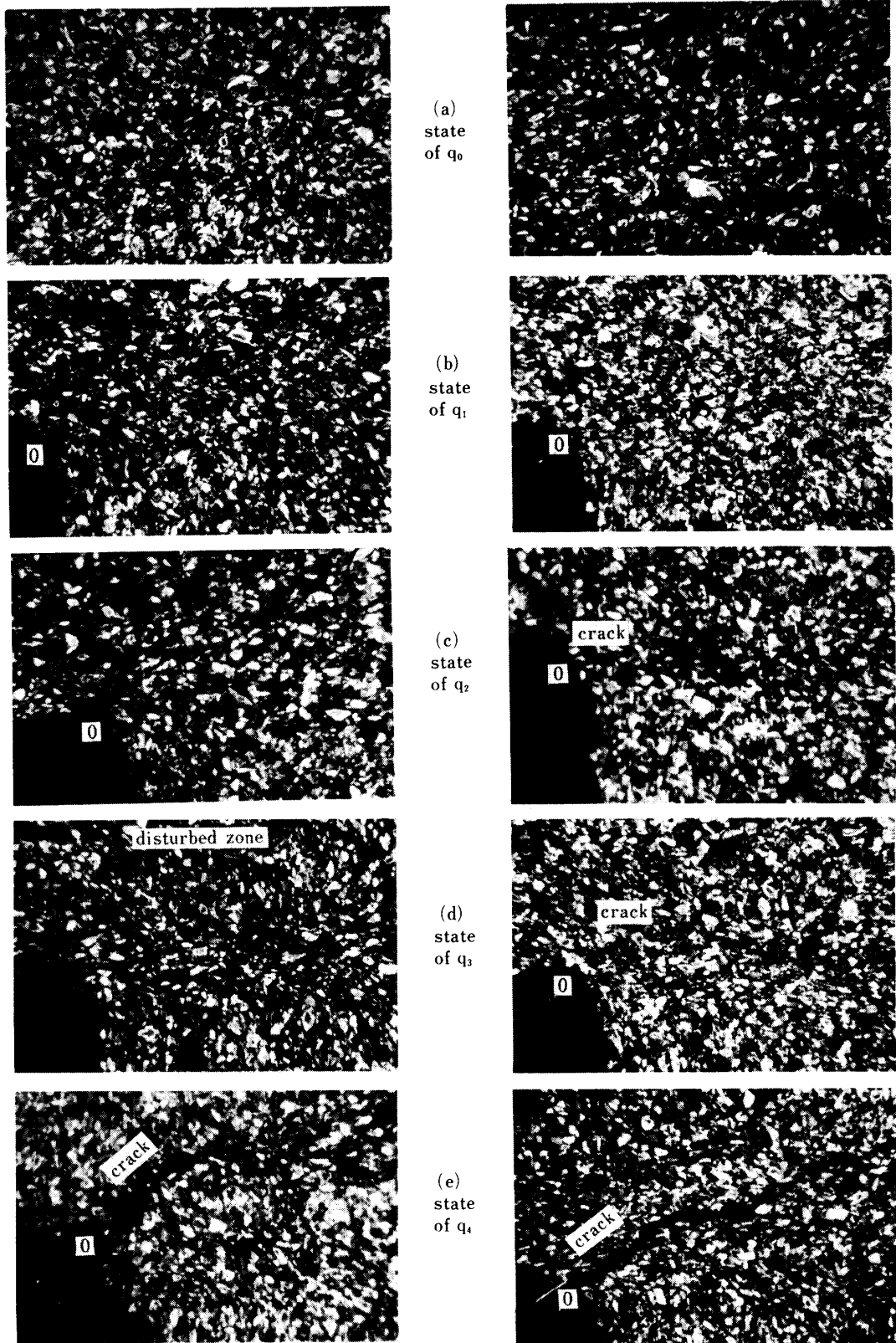


Fig. 4-3. Plane of thin section (---).

さらに固化供試体は切断、研磨およびスライドガラスへの接着の各工程を経る。このうち切断、研磨の工程で生ずる表面の乱れは、Barden ら<sup>5)</sup>の測定から透過光の計測に大きな誤差を与えないと考えられる。すなわち使用粒子や固化剤の相違はあるが、切断時のかく乱深さを  $50 \mu$  としても本実験では厚さ 3 mm で切断しているのでこの場合の影響はないと考えてよい。また研磨工程でカーボランダムを使用する場合の供試体のかく乱深さは最大  $1 \mu$  であり、厚さ  $30 \mu$  の薄片を用いる測定では切断、研磨の両工程中に乱れが生じても計測値に及ぼす影響を無視できる。しかし U-Loid による固化供試体は  $90^\circ\text{C}$  以上で軟くなる欠点を有する。これに対してスライドガラスに供試体を接着する



$\sigma = 1/2 \text{ kg/cm}^2$

$\sigma = 2 \text{ kg/cm}^2$

Fig. 4-4. Fabrics having the starting point (0) of forced shear ( $20\times$ ).

さいに用いるレークサイドセメントの溶融点は約 120 °C である。このため高温で溶かしたセメントを数分間放置してから供試体を接着することにした。この操作による供試体の乱れを避けるために、同一条件の薄片を数枚用意した。薄片内の生成ゲルは無色透明で複屈折を呈しないので、作成した薄片は顕微鏡による観察ならびに透過光の測定に使用できる。

#### 4.3 破壊面の観察

セン断破壊に至る一連の供試体は Fig. 4-1 に示したように水平変位を中断して得られる。直径 6 cm のセン断供試体は低倍率 (20×) でも全体を同時に観察できない。この場合には Lafeber<sup>19-21)</sup> によって用いられたポラロイドカメラによる方法もあるが、ここでは偏光顕微鏡を利用する関係から供試体を三分割した。すなわち強制セン断の起点を含む部分 (Fig. 4-2 の 0 および 0') と供試体の中央部分である。強制セン断の起点に生ずる破壊面形成の過程を Fig. 4-4 にまとめ、供試体の中央にまで達した破壊面と粒子配列を Fig. 4-5 に示す。

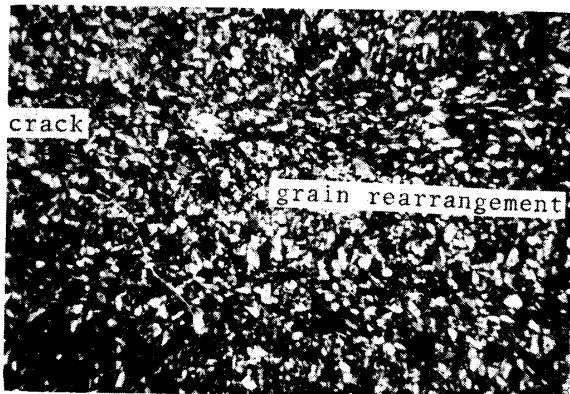


Fig. 4-5. Fabric resulting from progression of crack in  $q_4$  specimens (20×).

一面セン断では破壊が強制セン断の起点の応力集中に始まり、逐次内部まで進行する。Fig. 4-1 によれば供試体の進行性破壊の度合は弱い、破壊は進行的であり、Fig. 4-4 に示す破壊面の形成過程は応力集中が破壊様式に関係する場合に相当する。Fig. 4-4 (a) は 30 分間圧縮した供試体の状態 ( $q_0$ ) で、セン断変形を受ける供試体の初期構造である。この状態から水平変位 1.5 mm を受けた供試体 ( $q_1$ ) が Fig. 4-4 (b) である。この場合の特徴はセン断起点より放射状 (開角 45°~60°) に発生した粒子配列とセン断箱の内壁に平行な粒子配列である。鏡下で粒子の流れのように観察される放射状の領域はセン断域形成の初期段階と考えられ、この領域は垂直荷重が大きいほどせまい。また

セン断箱の内壁に沿う粒子配列は供試体の拘束条件を反映したものであろう。さらに水平変位を増大させ、最大セン断応力に達した供試体 ( $q_2$ ) では Fig. 4-4 (c) に示すように垂直応力 2.0 kg/cm<sup>2</sup> のときき裂の発生が認められ、このき裂の先端では放射状の粒子配列が顕著である。しかし垂直応力 1/2 kg/cm<sup>2</sup> の場合き裂の発生は観察されないが、放射状にできるセン断域の範囲は幾分小さくなる。セン断速度が定常運動を開始する供試体 ( $q_3$ )、および残留強さに到達した供試体 ( $q_4$ ) では供試体  $q_2$  で発生したき裂が急激に伸長する (Fig. 4-4 (d), (e))。Fig. 4-4 (d) によると幅 0.1~0.2 mm のセン断面が明瞭に現われ、その方向は強制セン断面に対して 0° から 24° である (Fig. 4-4 (e))。しかし 24° で発生したセン断面であるき裂の方向は

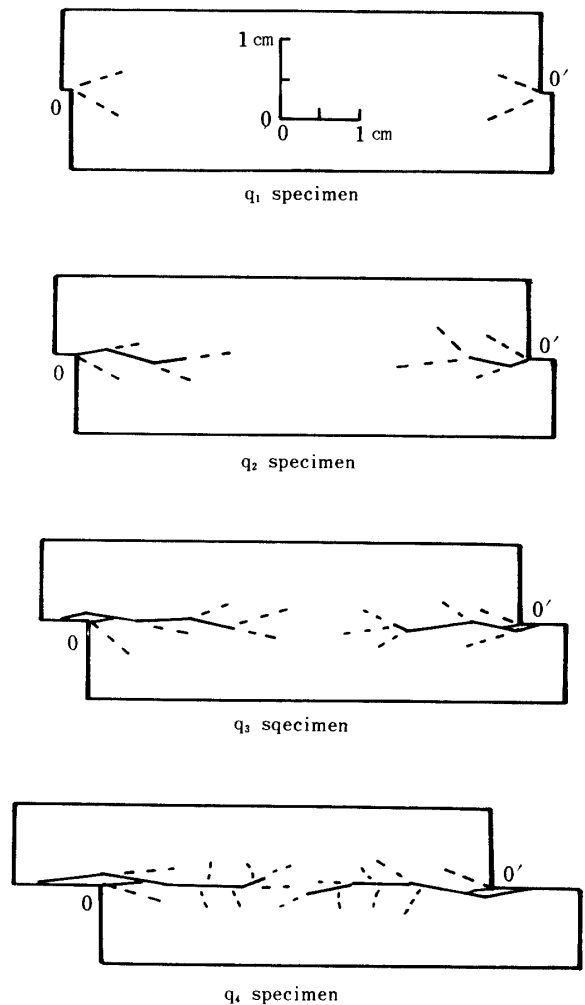


Fig. 4-6. Sequence of variations of specimens as the shear displacement is increased.

——: direction of crack propagation  
 ----: direction of grain rearrangement

Fig. 4-5 に示すように供試体中央部で強制セン断面にほぼ平行になる。Fig. 4-5 に明瞭に現われたき裂の先端部分の粒子配列は進行性の破壊様式を反映したものである。

き裂の発生に代表される破壊面の形成過程を Fig. 4-6 に要約する。水平変位の増大によるセン断起点での粒子の変動は、供試体に加えられる上下方向の拘束力が小さいほど大きい傾向を示す。しかし破壊面に相当するき裂は拘束力が大きいほど明瞭に現われる。このき裂の伝播方向は強制セン断面に対するき裂の方向が

$$(i) \theta_n \theta_{n-1} < 0 \quad (ii) \lim_{n \rightarrow \infty} \theta_n \rightarrow 0$$

なる関係に近い。(i) はき裂の伝播方向が互いに反対で、(ii) はその最終方向が強制セン断面に平行であることを意味する。一面セン断の場合、強制セン断の起点に発生したき裂が供試体中央部へ進行する過程で(i)の関係があり、(ii)は両セン断起点から発生したき裂の接合部分でほぼ満足される。進行するき裂の先端部分には幅 0.3~0.5 mm のセン断域が形成され、鏡下では粒子の流れのように観察される。これらは強制セン断面をはさんで形成されるが、これに直角方向に生ずる断続的な粒子の配列も顕著である。またセン断箱実験に特有の拘束力の影響はセン断変形の初期の段階から発生し、側面摩擦の効果が壁面に平行な粒子配列として認められる。

#### 4.4 セン断破壊域における粒子配向

セン断変形を受けた供試体では Fig. 4-4 に示した強制セン断の起点を含む領域と Fig. 4-5 の供試体中央部へ進行するかく乱域の形成に特徴がある。このうちセン断の起点を含む位置での水平変位の増大にともなう粒子配列の変動が Fig. 4-7 である。この計測位置における倍率20倍の視野面積（視野の直径 7mm）には初期き裂の発生による粒子配列の変化と側面摩擦の効果を反映した粒子配列を含んでいる。これらの粒子配列の結果として、Fig. 4-7 は水平変位の増大に関係なく、 $\beta > 0.8$  に相当する粒子のランダム配向を与える。これに対して供試体中央部は側面摩擦の影響が比較的小さく、しかも理想的なセン断変形に近い応力条件下の粒子配列を反映すると考えられる。しかし Fig. 4-5 に提示したように破壊は進行性であり、き裂の伝播方向とこれに直角方向に生ずる粒子配列がこの位置の特徴である。このため倍率20倍での計測には両方の粒子配列が含まれ、セン断変形にともなう供試体中央部の集合複屈折比の変動は Fig. 4-7 に類似する。

しかしながら倍率50倍で計測した結果は Fig. 4-8 に示すようにセン断面に対する粒子配列の特徴を与える。すなわち、供試体  $q_0$  では  $\beta > 0.8$  のランダム配向であり、この配向は供試体  $q_1$  でやや強調される。さらに水平変位が増大して最大セン断応力を与えた供試体  $q_2$  では  $\beta = 0.7 \sim 0.8$  に相当する粒子配向となり、強制セン断面に対して平行および直角方向に配列する粒子の規則性が増加する。この傾向は供試体  $q_3$  でも維持されるが、水平変位が定常状態になる供試体  $q_4$  では  $\beta = 0.5 \sim 0.7$  である。つまり強制セン断面に沿う粒子配列とこれに直角方向の粒子配列が形成される。

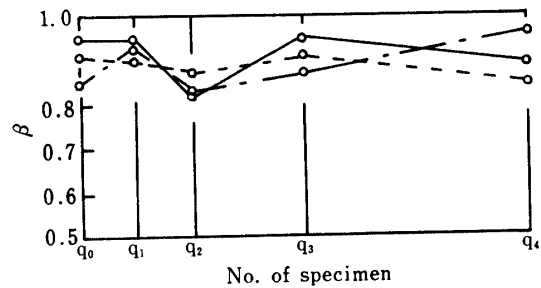


Fig. 4-7. Values of  $\beta$  at the position of Fig. 4-4.

-----:  $\sigma = 1/2 \text{ kg/cm}^2$   
 -----:  $\sigma = 1 \text{ kg/cm}^2$   
 - · - · - :  $\sigma = 2 \text{ kg/cm}^2$

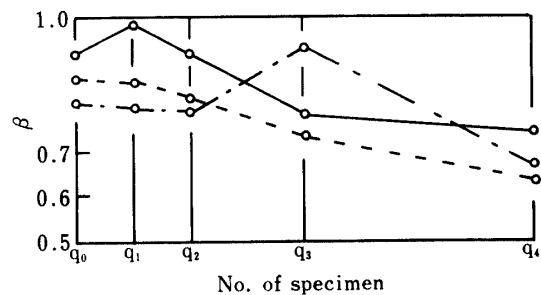


Fig. 4-8. Values of  $\beta$  with shear displacements at the central zone in specimen.

-----:  $\sigma = 1/2 \text{ kg/cm}^2$   
 -----:  $\sigma = 1 \text{ kg/cm}^2$   
 - · - · - :  $\sigma = 2 \text{ kg/cm}^2$

Fig. 4-8 から、供試体  $q_4$  の  $\beta$  に対応する分布の集中度  $k$  を用いて (3.9) 式より等面積図上に描いた分布曲線が Fig. 4-9 である。この Fig. 4-9 は Fig. 4-5 に提示した局所的な粒子配列の  $\beta$  にもとづく表現であり、強制セン断面に対して、 $8^\circ \sim 12^\circ$  と  $84^\circ \sim 104^\circ$  の方向に存在する粒子配列が顕著であることを示している。側面摩擦の影響を無視できない一面セン断では破

壊面（すべり面）の1つが強制せん断面に対して $\phi/2$  ( $\phi$  は内部摩擦角) の方向にあり, もう1つの破壊面（共役すべり面）は $(\pi/2-\phi/2)$  の方向に形成される<sup>34)</sup>. 供試体  $q_3, q_4$  から求めたせん断定数は  $\phi=44^\circ$  であるから, 供試体の破壊面は強制せん断面に対して $22^\circ$ と $68^\circ$  の方向である. 側面摩擦の効果とともに水平変位の増大によってせん断面積も変わる本実験では, 計算値と比較して Fig. 4-9 に示した2つの方向が供試体の破壊面の方向を示すと考えられる. この破壊面に沿う粒子は幅 2.8 mm の範囲内で平行配向を形成する.

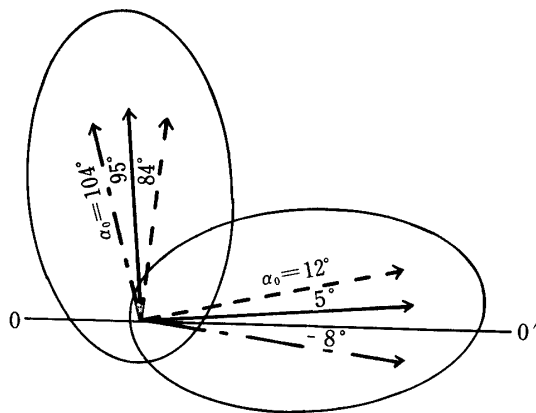


Fig. 4-9. Two directions of grain rearrangement at the central zone in  $q_4$  specimen.

—————:  $\sigma=1/2 \text{ kg/cm}^2$   
 - - - - -:  $\sigma=1 \text{ kg/cm}^2$   
 - · - · -:  $\sigma=2 \text{ kg/cm}^2$

このようにせん断力作用方向に供試体を切断して得られる薄片内の粒子の変動は, Fig. 4-7, Fig. 4-8 に示すように集合複屈折比で追跡できる. しかし粒子の長軸を含む断面が薄片の面に平行でない場合が存在する. この影響を調べるために二次元的取扱いは三次元的取扱いにまで拡張しなければならないが, ここでは透過光の強さと粒子の形状との関係を考察するにとどめる. 一般に鉱物粒子には晶癖があり, 結晶個有の形状を保持する. 六方晶形に属する石英粒子は光学的一軸性結晶であり, 長軸 ( $c$  軸) を含む断面では載物台の回転にもなって複屈折 0.009 に相当する透過光の強さの変化が生ずる. しかし長軸に垂直な断面では複屈折がなく, 透過光の強さは変化しない. また長軸に対して斜めに切断された断面の透過光の強さを計測するとき, その強さの変化は長軸を含む断面の場合に比べて急激でない. すなわち薄片の面に長軸が平行でない粒子の存在は薄片を通過する偏光の振幅を減少するように作用する. したがって透過光の強さの最小値と

最大値の比で定義される集合複屈折比にはランダム配向を強調するように働き, 粒子配向の評価とは矛盾しない. しかしながらせん断供試体の骨格構造の推定には少なくとも2枚の薄片（せん断力作用方向に切断した断面とこれに垂直な断面を与える薄片）による粒子配向の測定が必要になる.

#### 4.5 まとめ

せん断変形を受ける供試体の固化には合成樹脂 U-Loid#120 のゲル化時間を利用した. この固化供試体をせん断力作用方向に切断して得られた薄片による粒子配向の特徴は, 強制せん断の起点を含む位置 (Fig. 4-4) と発生したき裂の周辺および先端部 (Fig. 4-5) にみられる. すなわちせん断の初期には強制せん断の起点から放射状に生ずるかか乱域があり, 直径 7 mm の範囲の粒子配向は  $\beta \approx 0.9$  のランダム配向である. この位置では水平変位の増大にもなって  $\beta$  は 0.8 から 1.0 の間で変動し, ランダム配向が維持される. 供試体がピーク強さに達するとせん断の起点にき裂が発生し, このき裂の先端部にはせん断力作用方向とこれに直角な方向のかか乱域が形成される. この2つの方向における粒子配向はいづれも直径 2.8 mm の範囲で  $\beta=0.5\sim 0.6$  である. つまりせん断破壊面に比較的平行な粒子配向が存在する.

このようにせん断変形にもなう骨格粒子の挙動が集合複屈折比によって追跡できる. しかし本実験ではせん断箱実験に特有の効果, すなわち側面摩擦や上箱固定による粒子移動の拘束などの影響が存在するため, せん断面上の応力条件と粒子配向との関係は明らかでない.

### 第5章 シラス粒子の配向解析への応用 (集合複屈折比の利用範囲)

#### 5.1 まえがき

一般に粗粒子は堆積条件に応じた配向を示し<sup>21)</sup>, この粒子配向が粗粒土における力学的性質の異方性とも密接な関係にある<sup>9,26,27,39)</sup>. シラス構成粒子の形態的特徴は火砕軽石流と呼ばれるシラスの流動堆積機構を反映しており<sup>49)</sup>, また工学的には堆積条件の異なる多種類のシラス<sup>40)</sup>を対象にするから, シラスの力学的性質はその初期構造に支配されることが十分考えられる. 例えばシラスにおけるせん断強さの異方性の問題は粒子配向との関係で検討する必要がある.

しかしながらシラスの主要鉱物は火山ガラスであるため, 光学的異方性粒子を前提とする集合複屈折比ではシラスの粒子配向を十分表現できない. そこでまず

シラスの粒子配向はガラス粒子の配向も表現可能なベクトル強さで与える。この粒子配向との比較から集合複屈折比による粒子配向を吟味し、シラスの粒子配向が一面せん断強さに及ぼす影響を検討する。

## 5.2 シラス粒子の配向測定

### (1) 薄片の準備

シラスに用いられた固化剤には合成樹脂系のユリックス CP-2<sup>48)</sup> やボンド<sup>38)</sup> などがある。しかし集合複屈折比による配向解析ではシラス粒子固有の複屈折を利用する必要から、ここでは天然樹脂系のカナダバルサムによる固化法<sup>47)</sup> を採用する。乱さないシラス試料は現地で水平面上に方位線、鉛直面上に水平線を記入したあと、30×30×30 cm の土塊として採取した。この試料を7×7×6 cm の立方体に成形し、成形試料は Fig. 5-1 に示すようにシャーレの中に置く。つぎに調製したバルサムーキシレン混合液（容積比1:1, 2:1, 3:1）のうち低濃度のバルサム液を容器内にみたく。試料が液中で崩壊する場合は試料をガーゼで包み、適当なバルサム濃度液を用いる。5時間後容器に残る混合液を取り除き、50°C で24時間炉乾燥する。バルサム液を順次高濃度に変え、以上の操作を3~5

回繰り返す。最後に試料は60~70°C の乾燥器の中に10~20日間放置する。室温にもどして固化試料を得る。

固化試料はまず現地で記入した水平線に沿って切断し、水平断面の薄片を用意する。この薄片の1 cm<sup>2</sup> 内の粒子の合ベクトルの方向は N-S 線を基準にして(3.4)式より求め、この方向を残りの固化試料の水平面に記入する。鉛直断面はその合ベクトルの方向に沿って水平面に直角に切断して得られる。つまり1個の固化試料から1組の薄片（水平と鉛直断面を与える2枚の薄片）を用意する。この場合薄片の作成は岩石薄片製作の工程に準ずるが、試料中の軽石にバルサムが浸入せず、固化試料はややもろい。そこで研磨粉を用いずにガラス板上で水を加えながら研磨した。

### (2) 測定例 (I)

試料は鹿児島市西別府町のシラスである。このシラスは無層理、無淘汰と言われる非熔結の軽石流に属するために、その粒子配向の評価には粗大な軽石の配列も無視できない。そこで粒度組成上レキ分に相当する軽石の方向は固化試料の切断と同一要領で露頭に水平面と鉛直面を削り出し、面積1 m<sup>2</sup> 内で N-S 線および水平線に対する角度を測定した。10度間隔の度数分布とベクトル法による解析結果が Fig. 5-2 である。また Fig. 5-3 は軽石レキの測定範囲から3個の固化試料を作成し、3組の薄片から得られた粗粒子（粒径2.0~0.074 mm）の解析結果である。一般に粒子の大きさや形の表現には互いに直交する方向に最大径 (a)、最小径 (c) および中間径 (b) を用いる。しかし二次元的取扱いでは露頭面あるいは薄片面に現われた粒子

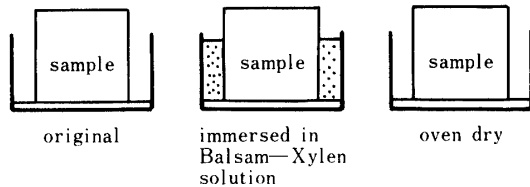


Fig. 5-1. Solidifying method of Shirasu sample.

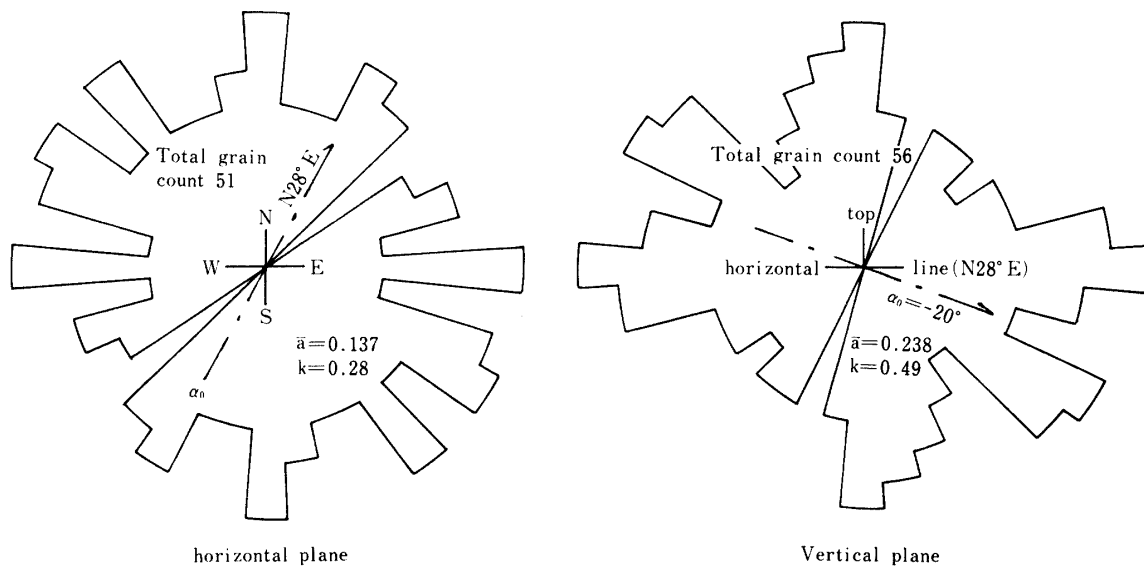


Fig. 5-2. Grain orientation of pumice larger than 5 mm in 1 m<sup>2</sup> of Shirasu (Nishibeppu).

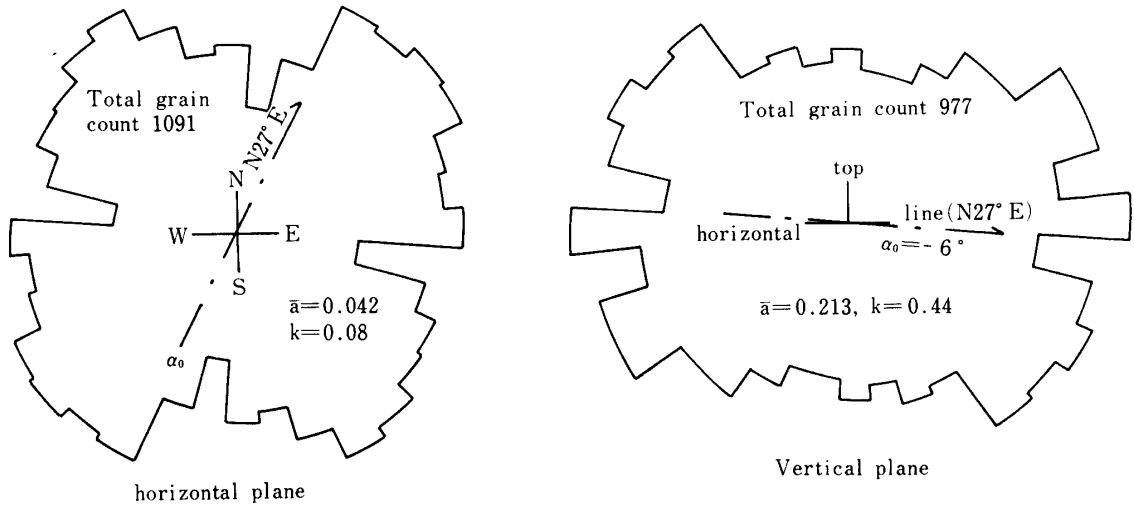


Fig. 5-3. Grain orientation of Shirasu (Nishibeppu).

のみかけの最大径 ( $l$ ) と最小径 ( $s$ ) が測定可能であり ( $l \perp s$ ),  $l$  の決定に注意が払われている<sup>10)</sup>. 一方, 種子田<sup>49)</sup> はシラス露頭において軽石および石質レキの  $a, b, c$  と  $l, s$  を測定し, これらの粒子形態要素の間にはかなりの精度の相互関係が成り立つことを示した. この相互関係は Fig. 5-4 に示すように配向測定に用いた鉛直面内の粒子でも得られ, この関係は薄片内の粗粒子にも適用できる. また 100個以上の粒子を測定すれば  $l$  の選択が合ベクトルの方向に与える影響は小さいから<sup>26)</sup>, 軽石流の非熔結部であるシラスの粒子配向

の一例が Fig. 5-2, Fig. 5-3 で与えられる. すなわち軽石レキの配向は  $\bar{a}_h < \bar{a}_v$  であり, この粒子は水平線に対して比較的平行な配列を形成する. この傾向は薄片内の粗粒子で強調され,  $\bar{a}_v = 0.21$  に相当する粒子配向が水平線にほぼ平行 ( $\alpha_0 = 6^\circ$ ) に形成されている.

このようなベクトル強さによる配向表示に対して集合複屈折比による解析結果が Fig. 5-5 である. Fig. 5-5 は Fig. 5-3 に対応する粒子集合体における透過光の強さの変化であり, Fig. 5-3 と同様に水平面と鉛直面での粒子配向の相違が得られる. しかしながら  $\bar{a}$  と  $\beta$  に対応する  $k$  の値は一致せず,  $\beta$  によって表示される粒子配向は  $\bar{a}$  による評価に比べて平行配向を強調する. この原因を調べるためにシラス構成粒子の透過光の強さに及ぼす割合を求めたのが Fig. 5-6 である. 測定には火山ガラス ( $G$ ), 軽石 ( $Pu$ ), 斜長石 ( $Pl$ ), ショ輝石 ( $Hy$ ) および凝灰質岩片 ( $Tu$ ) を選び, 倍率 20 倍の計測面積に占める各粒子の面積がほぼ一定で,

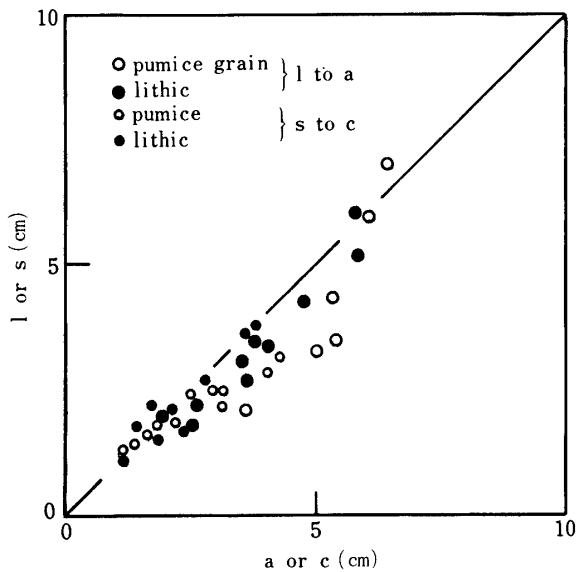


Fig. 5-4. Relations of apparent long axes ( $l$ ) to true long axes ( $a$ ) and of apparent short axes ( $s$ ) to true short axes ( $c$ ) for each ten largest grains in  $1 \text{ m}^2$  section of pumice flow deposit.

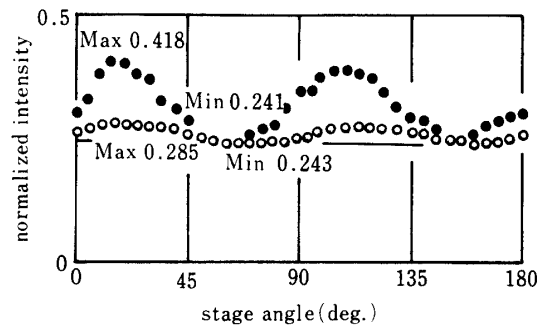


Fig. 5-5. Variation of normalized intensity for Shirasu (Nishibeppu).

○: horizontal plane,  $\beta = 0.855, k = 2.8$   
●: vertical plane,  $\beta = 0.577, k = 5.2$



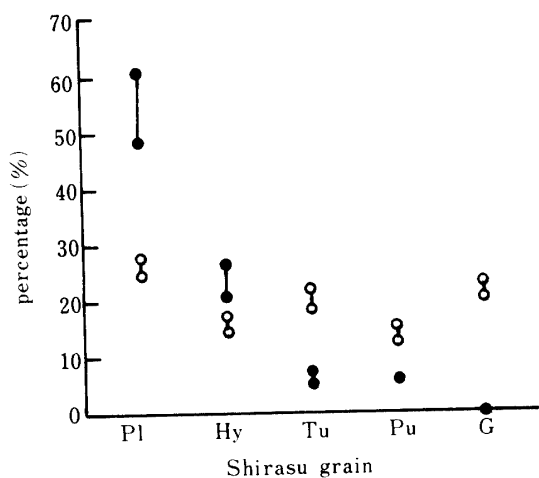


Fig. 5-6. Influence of each Shirasu grain on the total intensity of light transmitted at the position of  $(I_{\perp}/I_0)_{\max}$ .

●:  $I_{\perp}$ , ○:  $I_0$

粒子が同時に対角位になるように配列させた薄片を用いた。Fig. 5-6によると直交ニコル下の全透過光の強さ ( $I_{\perp}$ ) に対して  $Pl$  が50~60%を占める。 $Hy$  の20~30%について  $Tu, Pu$  は含有する鉱物の種類および大きさによって多少変動するが、その割合は5%程度にすぎない。また  $G$  では透過光の強さは計測されない。しかし平行ニコルの状態では透過光が存在し、各粒子における光の吸収を補正するための両ニコルの強さの和 ( $I_0$ ) は粒子間でほとんど差がない。このため計測された  $I_{\perp}/I_0$  の変化は  $Pl$  の存在に左右され、集合複

屈折比はこの粒子の配向を示す。したがってシラス薄片の集合複屈折比は主に無色鉱物粒子（長石類、石英など）の配向を与え、さらにガラス質粒子（火山ガラス、軽石）はこの傾向を強調するように作用する。その結果、集合複屈折比とベクトル強さによる粒子配向の相違が生じ、両表示法の利用範囲の差が Fig. 5-3 と Fig. 5-5 の分布の集中度の違いとして現われたと言える。

### (3) 測定例 (II)

試料は湖成堆積物であるシラス<sup>3)</sup>の一例として、えびの市昌明寺のシラスである。このシラス露頭の上部には大小の軽石の集塊が点在しているが、試料の採取にはその下部に当るほぼ水平に発達した層理のある位置を選定した。分級作用の良いこのシラスは粒径2 mm以下であり、3組の薄片から得られた水平面および鉛直面内の粒子配向をベクトル法によって測定した結果が Fig. 5-7 である。Fig. 5-7 によると層理のあるシラスの方が軽石流の非熔結部であるシラス (Fig. 5-3) に比べてランダム配向を形成している。この層理のあるシラスは Fig. 5-8 に示すように主としてガラス粒子で構成されており、低倍率下では湾曲している棒状の2ないし3粒子が平行に重なって堆積している。この粗粒なガラス粒子は扁平であり、Fig. 5-8 における幅  $10\sim 20\mu$  をこの粒子の厚さとすれば鉛直面内のガラス粒子は Fig. 5-9 に与えるようにむしろランダム配向である。この水中堆積と思われるシラス中のガラス粒子の配向が Fig. 5-7 に反映し、Fig. 5-3

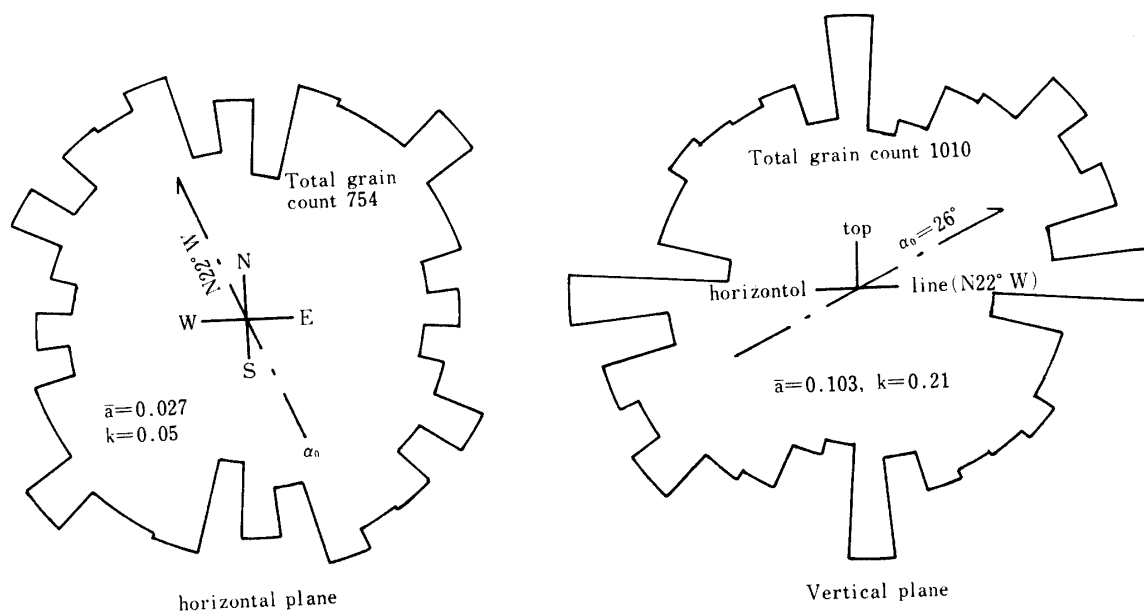


Fig. 5-7. Grain orientation of Shirasu (Shomyoji).

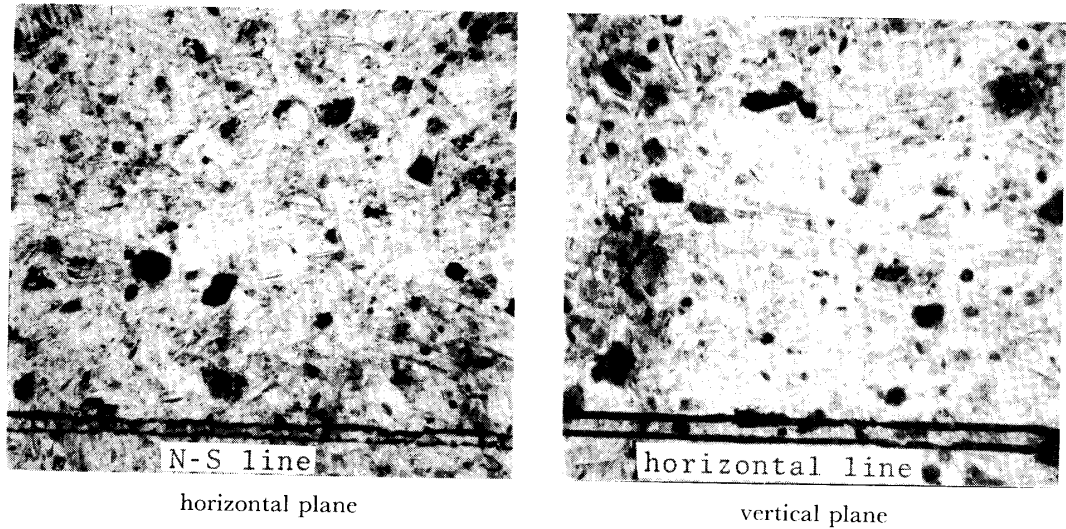


Fig. 5-8. Arrangements of volcanic glass grains in Shirasu (Shomyoji, 20 $\times$ ).

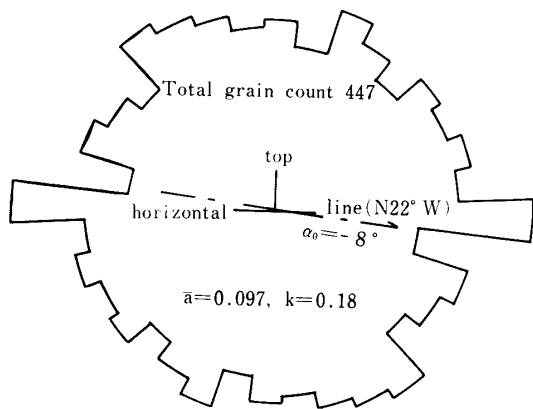


Fig. 5-9. Orientation of glass grains in vertical plane of Shirasu (Shomyoji).

との相違を与えたものと考えられる。

このシラス薄片を透過する光の強さは微弱であり、Fig. 5-6 に示すガラス粒子の影響でその強さの変化は極めて小さい (Fig. 5-10)。この場合の直交ニコル下の透過光は褐 (黄) 色の層理の部分に集積した石英、長石などの微晶によって生ずるが、計測面積内に占めるこれら粒子の面積割合は20%程度であり、このため透過光の強さは Fig. 5-11 に示すように石英、長石などの粒子と軽石、ガラス粒子との面積比に対応して低下することになる。Fig. 5-11 は空ゲキによって軽石、ガラス粒子を表わし、長石との面積比を変えて計測した透過光の強さである。空ゲキの増加すなわち軽石、ガラス粒子の増加はほぼ直線的に透過光の強さを減少させ、しかもその割合が2/3以上では透過光の強さが Fig. 2-3 の測定範囲外であることから、Fig. 5-10 にもとづく集合複屈折比では石英、長石などの光学的異

方性粒子の配向を評価できない。このように空ゲキを含めた軽石、ガラス粒子のような光学的等方性粒子の多い場合、その粒子配向の測定はベクトル法に頼らざ

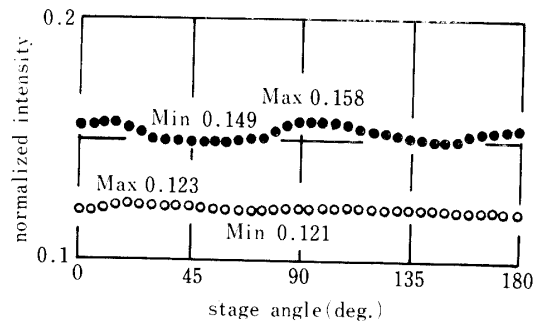


Fig. 5-10. Variation of normalized intensity for Shirasu (Shomyoji).

- : horizontal plane,  $\beta = 0.984$ ,  $k = 1.7$
- : vertical plane,  $\beta = 0.943$ ,  $k = 2.0$

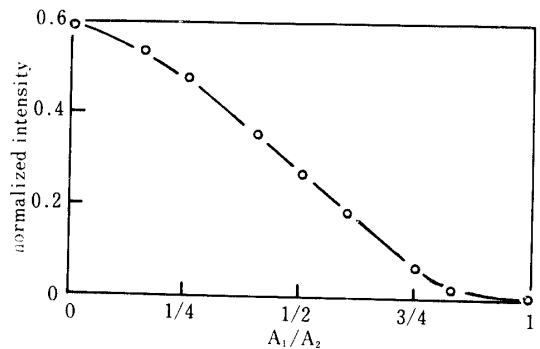


Fig. 5-11. Reduction of normalized intensity with increasing pore area ( $A_1$ ) to total measuring area ( $A_2$ ).

るを得ず、本測定例は異方性粒子の配向評価における集合複屈折比の利用限界を与えている。

### 5.3 シラスのせん断強さに及ぼす粒子配向の影響

#### (1) 試料採取の方法とせん断試験法

軽石流堆積層では粗大な軽石が存在し、また弱熔結であるために一度移動させたシラス試料はすでに構造破壊が生じていると言われる。このためシラスの初期構造が関係する実験では試料の乱れを避けるために現位置試験が望ましい。しかしシラスのせん断強さに与える軽石の影響は室内試験と同様に現位置試験においても認められている<sup>1,17)</sup>。つまり影響する軽石の大きさはせん断供試体の寸法によって異なるが、供試体作製の困難さは室内、現位置の両試験で避けられない。そこで本実験では Fig. 5-12 に示すせん断方向の設定を容易にするため室内せん断試験機を用い、試料の乱れについては実験終了後検討することにした。

現地で成形可能な昌明寺のシラスは横断面が $20 \times 20$  cm の長柱を削り出し、これに成形用リング（直径 10 cm, 厚さ 5 cm）を静かに挿入してせん断用の供試体を作製した。しかし現地での成形が困難な西別府のシラスはジャッキにより成形用リングを押し込むことにした。このようにして得られる供試体には Fig. 5-12 に示す 4 種類のせん断方向を与えるために Fig. 5-3 もしくは Fig. 5-7 の合ベクトルの方向 ( $\alpha_0$ ) を記入しておいた。このうち供試体  $V(NS)$  は水平面内の  $\alpha_0$  がせん断力作用方向と一致するようにせん断箱内に置き、鉛直面内でせん断される。供試体  $V(EW)$  も鉛直面内でせん断されるが、 $\alpha_0$  がせん断作用方向と直角にな

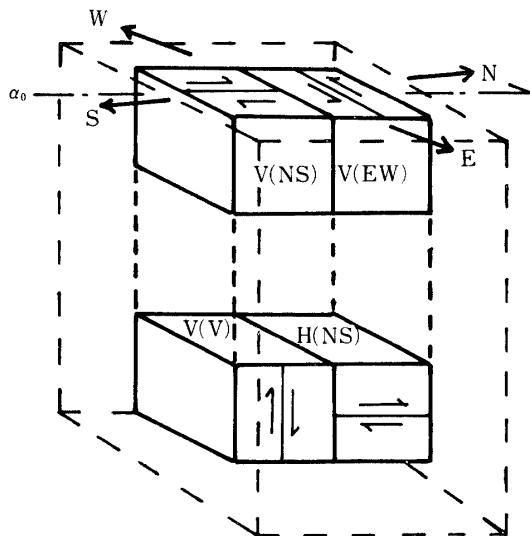


Fig. 5-12. Shear directions in undisturbed Shirasu specimens used for direct shear tests.

るように置かれる。両供試体は水平面内の粒子配向の影響を受ける。これに対して鉛直面内の粒子配向のせん断強さに及ぼす効果は  $H(NS)$  と  $V(V)$  供試体をせん断することによって得られる。この場合、供試体  $H(NS)$  は鉛直面内の  $\alpha_0$  に平行な面でせん断され、せん断力作用方向は水平面内の  $\alpha_0$  の方向である。また供試体  $V(V)$  は  $H(NS)$  のせん断方向に対して直角な鉛直面内でせん断されるように置かれる。このようなせん断方向を設定された供試体は下部可動型の一面せん断試験機により急速せん断（せん断速さ 1.2 mm/min）した。供試体寸法は直径 10 cm であるが、厚さは 2~2.5 cm になるようにせん断箱内で成形した。垂直応力は供試体の初期構造を破壊しないように西別府のシラスで  $0.95 \text{ kg/cm}^2$ 、昌明寺のシラスで  $0.64 \text{ kg/cm}^2$  とした。水平変位が 15 mm に達したあと垂直荷重を取り除き、せん断箱内でキシレンで溶かしたバルサム液を供試体に注入し、そのまま  $60^\circ\text{C}$  で炉乾した。供試体は 24 時間後室温にもどしてせん断箱から取り出し、さらに固化剤の注入、炉乾燥を繰り返して固化供試体を得た。これらの固化供試体は測定されたせん断強さの異常値の検討や供試体の乱れの有無を調べるために切断した。

#### (2) 一面せん断強さの方向性の検討

せん断破壊面の観察によると、破壊表面に沿う動き易さとは逆にそれに抵抗するような表面粗さが形成されるという報告がある<sup>27)</sup>。シラス供試体の破壊面も同様な表面粗さが形成されており、Fig. 5-13 に示すようにその表面は階段状であり、せん断起点より 2~5 mm までは細かく刻まれている。この場合、破壊表面の粗さは一部矢印で示してあるようにせん断変形に対して抵抗するように形成されている。このような破壊表面の粗さを有するせん断供試体の破壊面の生成方向が Fig. 5-14 である。Fig. 5-14 (A) のせん断初期の欠落部分で代表されるように、軽石流の非熔結部である西別府のシラスではせん断起点に発生したき裂が供試体表面まで達する。これに対して層理のある昌明寺のシラスは Fig. 5-14 (B) に示すように初期き裂が発生してもその部分は欠落しない。しかし両シラスとも最大せん断応力は初期き裂の発生以降に測定され、西別府のシラスではその値が粗粒軽石の存在によって大きく変動する。Fig. 5-14 (A) は軽石が強制せん断の起点に存在した例であり、このうち  $V(V)$  供試体はせん断時の体積変化が異常に大きく、 $H(NS)$  供試体は軽石も同時にせん断されたにも拘らず平均的な体積の膨脹を記録した。このように粗粒軽石の位置と硬さ

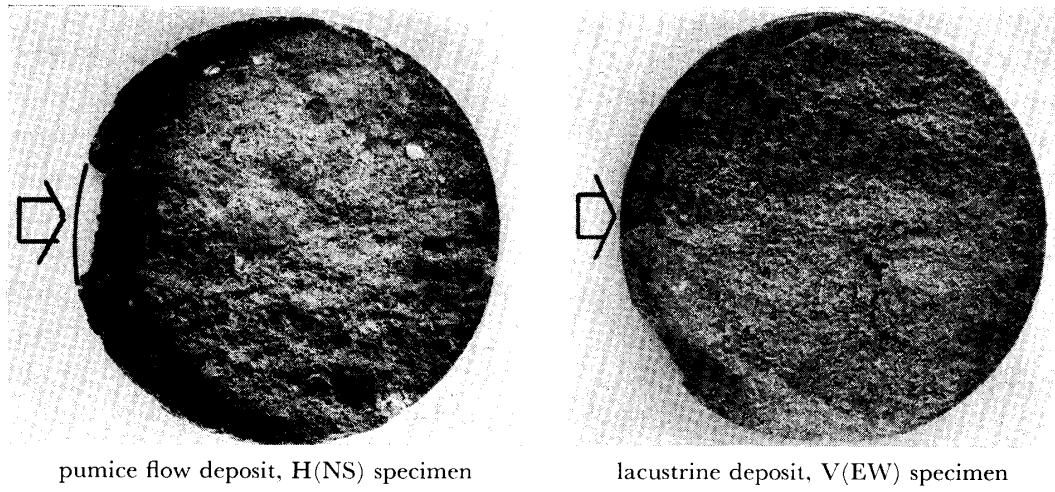
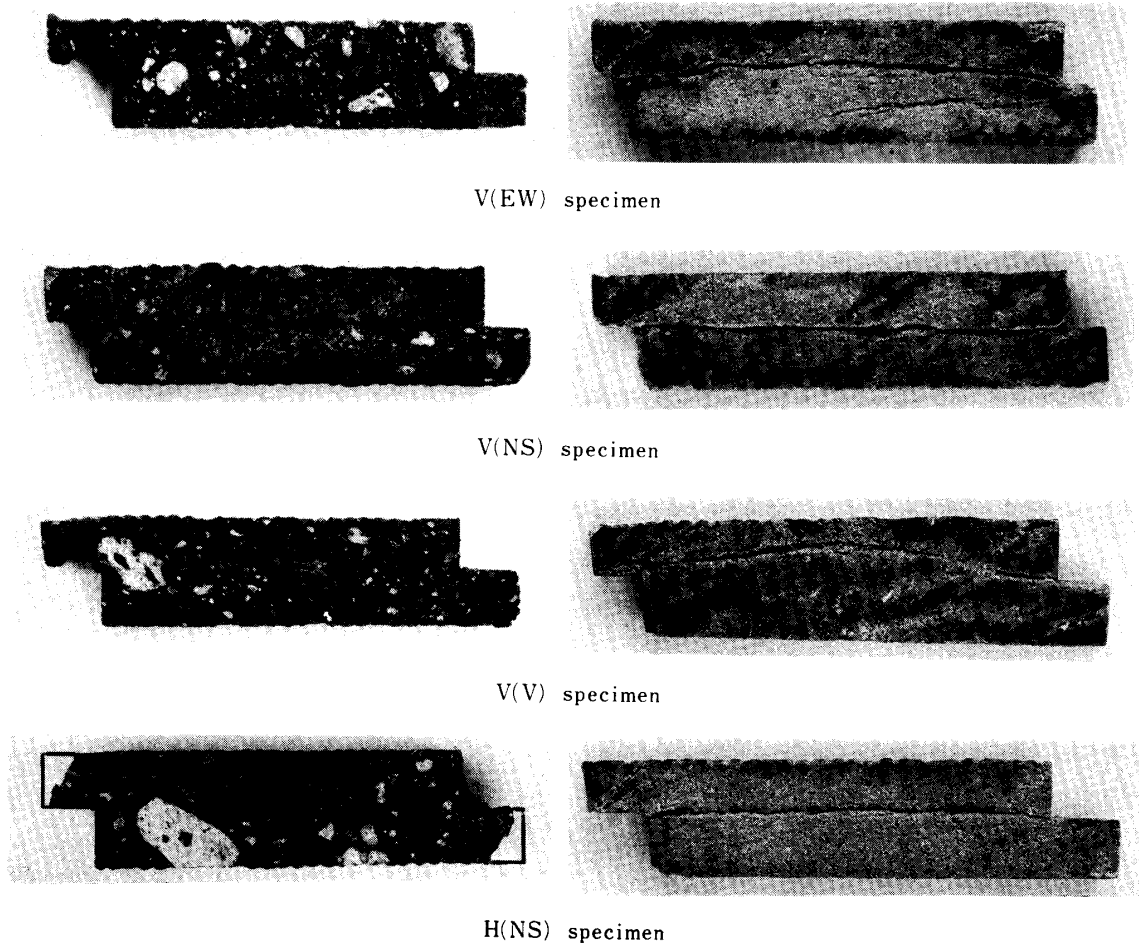


Fig. 5-13. Exposed direct shear surface of Shirasu.



(A) pumice flow deposite (B) lacustrine deposite  
 Fig. 5-14. Failure patterns of Shirasu specimens subjected to direct shear (10×2.4 cm section).

によって同一せん断方向をもつ供試体のダイレイタ  
 シー現象が一定せず、乱されない供試体のせん断強さ  
 の合理的な測定値を見い出すことが困難である。こ  
 こでは実験値を破壊面の観察によって照査し、各せん断

方向とも乾燥密度がほぼ一定な3個の供試体の実測値  
 をせん断強さの方向性の検討に用いた。一方昌明寺の  
 シラスの場合、層理にほぼ平行にせん断された  $H$   
 (NS) 供試体では強制せん断面に沿って破壊面が形成

されているが、層理を横断するようにセン断される V(V) 供試体ではセン断初期の破壊面が層理に沿う方向に形成される傾向を有する。しかし同じセン断方向をもつ供試体間でセン断中の体積変化が異常に変わる

ことはなく、昌明寺のシラスの方向性の検討には全供試体（各セン断方向とも 5 個）の実測値を使用した。Table 5-1 に選択した供試体の物理的性質を与え、Fig. 5-15 から Fig. 5-18 にセン断試験の結果を示す。

Table 5-1. Properties of specimens

direction of shear		water content (%)	dry density (g/cm <sup>3</sup> )	void ratio	saturation degree (%)
Shirasu of Nishibeppu G <sub>s</sub> =2.411	V (NS)	20.8-22.2	1.20-1.19	1.01-1.03	49.7-52.0
	V (EW)	19.2-21.1	1.20-1.17	1.01-1.06	45.8-48.0
	H (NS)	22.3-24.3	1.18-1.14	1.04-1.11	51.7-52.8
	V (V)	21.9-24.3	1.21-1.17	0.99-1.06	53.3-55.3
Shirasu of Shomyoji G <sub>s</sub> =2.349	V (NS)	11.2-14.4	1.07-0.93	1.20-1.53	21.9-22.1
	V (EW)	10.8-12.8	1.01-0.92	1.33-1.55	19.1-19.4
	H (NS)	14.8-17.1	1.03-1.02	1.28-1.30	27.2-30.9
	V (V)	14.6-16.7	1.04-1.03	1.27-1.28	27.0-30.6

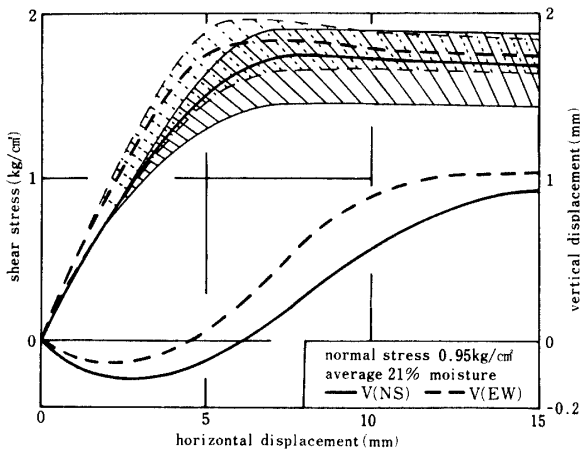


Fig. 5-15. Effect of grain orientation in horizontal plane on direct shear tests of undisturbed Shirasu (Nishibeppu).

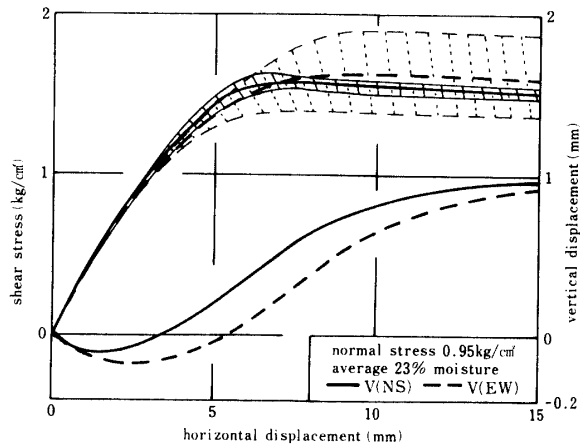


Fig. 5-16. Effect of grain orientation in vertical plane on direct shear tests of undisturbed Shirasu (Nishibeppu).

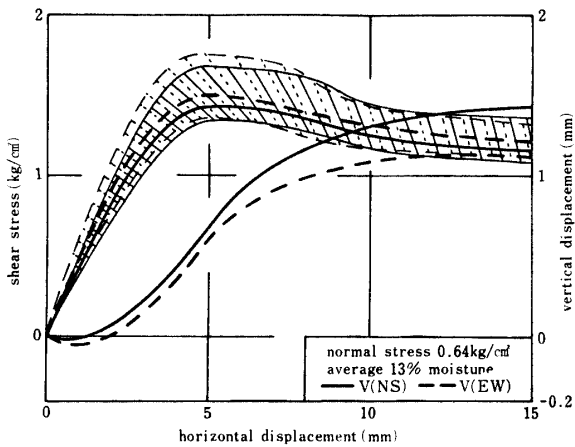


Fig. 5-17. Effect of grain orientation in horizontal plane on direct shear tests of undisturbed Shirasu (Shomyoji).

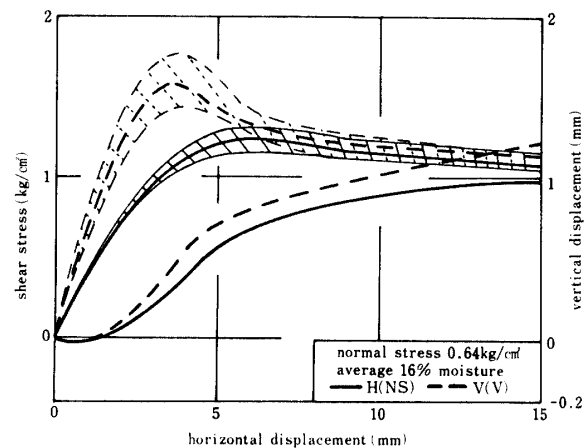


Fig. 5-18. Effect of grain orientation in vertical plane on direct shear tests of undisturbed Shirasu (Shomyoji).

Fig. 5-15 と Fig. 5-17 は水平面内の粒子配向の影響を、Fig. 5-16 と Fig. 5-18 は鉛直面内の粒子配向の影響を反映している。図中の実線および破線は同じセン断方向の供試体の平均値である。それぞれの実線、破線の斜線範囲は各供試体の実測値の拡がりを示している。Table 5-1 において西別府のシラスの乾燥密度  $1.2 \text{ g/cm}^3$  は比較的密なシラスに属するが<sup>35)</sup>、明瞭なピーク強さを示さず、この時の水平変位も 7~10 mm と大きい。応力~変位曲線のばらつきの大きい Fig. 5-15, 16 において、 $H(NS)$  供試体の測定値はよくそろっているが、この場合は軽石の存在による破壊面の異常な方向のために実験値を選択した影響が強く現われている。これに対して層理のある昌明寺のシラスの場合、鉛直面内でセン断された  $V(V)$  供試体では明瞭なピーク強さが現われ、その時の水平変位は 3~4 mm である。一方水平面内でセン断された  $H(NS)$  供試体では応力~変位曲線がなだらかで、ピーク時の

水平変位も 5~6 mm である。しかし体積変化は水平変位 1 mm 以内で膨脹に転じている。

このような特徴を有する応力~変位曲線から得られる最大セン断応力の相違をシラスの種類、セン断方向および含水比の 3 要因で分散分析した結果では種類の影響が最大で、方向、含水比でともに有意差を示し、これらの要因の相互作用も大きい。このうちセン断方向のみを変動要因とした簡単な分散分析表が Table 5-2 である。Table 5-2 から西別府のシラスではセン断方向間のセン断強さの有意差は存在しないが、昌明寺のシラスでは方向間の有意差が 99% 水準で得られる。この場合の水準間の差の検定では  $V(NS) \approx V(EW) \approx V(V) > H(NS)$  であり、Fig. 5-18 によると  $V(V)$  のセン断強さは  $H(NS)$  の 1.4 倍に達する。この強さの差には層理に対して直角と水平にセン断される効果も含まれ、セン断強さの方向性は Table 5-3 に示すように含水量の増大にともなって小さくなる傾向にある。

Table 5-2. Analysis of variance

	SV	SS	df	MS	F <sub>0</sub>
Shirasu of Nishibeppu (pumice flow deposit)	m	36.0880	1	36.0880	1603.9**
	D <sub>1</sub>	0.0964	1	0.0964	4.3
	D <sub>2</sub>	0.0338	1	0.0338	1.5
	D <sub>3</sub>	0.0075	1	0.0075	0.3
	e	0.1794	8	0.0225	
	(e)	(0.3174)	11	(0.0289)	
	t	36.4054	12		
Shirasu of Shomyoji (lacustrine deposit)	m	43.5597	1	43.5597	1523.1**
	D <sub>1</sub>	0.6474	1	0.6474	22.6**
	D <sub>2</sub>	0.0208	1	0.0208	0.7
	D <sub>3</sub>	0.5476	1	0.5476	19.1**
	e	0.4561	16	0.0286	
	(e)	(0.4769)	17	(0.0289)	
	t	45.2316	20		

D<sub>1</sub>: difference of  $H(NS)$  to  $V(NS)$ ,  $V(EW)$  and  $V(V)$

D<sub>2</sub>: difference of  $V(V)$  to  $V(NS)$  and  $V(EW)$

D<sub>3</sub>: difference of  $H(NS)$  to  $V(V)$

Table 5-3. Influence of water content on directional shear strength of Shirasu (lacustrine deposit)

direction of shear	water content (%)	dry density ( $\text{g/cm}^3$ )	void ratio	saturation degree (%)	stress ratio
$H(NS)$	1.32	1.04	1.26	2.5	2.09
	16.59	1.02	1.30	30.0	2.07
	23.22	1.05	1.24	44.0	1.81
	49.11	0.93	1.53	75.4	1.68
$V(V)$	6.27	1.02	1.30	11.3	2.59
	16.55	0.99	1.37	28.4	2.38
	25.67	1.01	1.33	45.3	2.18
	48.01	0.95	1.47	76.7	1.83

Table 5-3 の供試体は現場含水比で成形し、セン断箱内で風乾もしくは浸潤によって含水量を変化させた。またセン断時の垂直応力は载荷によって供試体を圧縮破壊しないように現場含水比より湿潤側で  $0.32 \text{ kg/cm}^2$  を用いたため、セン断強さの比較は応力比で与えた。ピーク時の水平変位は  $V(V)$  供試体よりも  $H(NS)$  供試体で大きく、両供試体とも含水量の増大によって明瞭なピーク強さが現われない。

### (3) 粒子配向とセン断強さとの関係

水平面内の粒子配向は両シラスともランダム配向とみなされるが、鉛直面内では西別府のシラスの粒子配向は昌明寺のシラスの粒子配向に比べて平行配向にかたむく。一方水平、垂直面内でセン断されるとき強さの相違は昌明寺のシラスで顕著である。このためセン断強さは粒子の配列方向に対して直角なセン断のとき大きく、配列方向にセン断されるとき小さいという従来の説明<sup>9,27)</sup> が両シラスの粒子配向とセン断強さとの関係に適用できない。その原因の一つは粗粒軽石の存在である。すなわち分級作用の悪い西別府のシラスでは供試体における粗粒軽石の位置と硬さがセン断強さに及ぼす効果を異にするから、Fig. 5-3 の粒子配向と Fig. 5-15, 16 から得られるセン断強さを関係づけるのは困難である。これに対して比較的分級作用のよい昌明寺のシラスの場合は粗粒軽石を含まず、供試体は十分な大きさである。したがって Fig. 5-18 に示した  $H(NS)$  供試体と  $V(V)$  供試体のセン断強さの差は Fig. 5-7 の粒子配向で一応の説明ができる。すなわち層理に沿って配列する粒子が比較的多い昌明寺のシラスのセン断強さはこの粒子配列に対して平行にセン断されるときよりも直角にセン断される方が大きいといえる。しかしながら層理の方向は局部的に変化しているために、ガラス粒子は Fig. 5-9 に示すごとくランダム配向である。このガラス粒子の配向が西別府のシラスとの関係の説明を困難にしている理由の一つである。

### 5.4 まとめ

光学的等方性粒子（火山ガラス、軽石）と異方性粒子（長石、輝石など）からなるシラス粒子の配向測定が可能なベクトル法による配向表示と比較して、集合複屈折比の適用にはつぎのような制約がある。すなわち (i) 光学的等方性粒子の計測面積内に占める面積割合が60%以下であれば、シラス構成粒子のうち光学的異方性粒子の配向が集合複屈折比で表示できる。(ii) シラスに含まれる光学的異方性粒子はかなり粗粒であるため、計測においてその影響をうけ、集合複屈折比

はベクトル強さに比べて平行配列を強調する。このような集合複屈折比の利用範囲から軽石流の非熔結部であるシラス（西別府のシラス）と層理のあるシラス（昌明寺のシラス）の粒子配向をベクトル強さで評価すると、両シラスとも水平面内より鉛直面内の方が平行配向の性状をもち、西別府のシラスが昌明寺のシラスより配向性が強い。しかし西別府のシラスには粗粒軽石が存在するために、セン断に対する方向性は粒子配向に関係なく昌明寺のシラスの方がまざっている。

## 第6章 総括論議および要約

工学的条件に即応して変動する土の骨格構造の研究では、骨格粒子の幾何学的配列を量的に測定する方法の確立が焦点になる。この観点から本論文ではつぎの2点を主要課題として実験研究を進めた。

- (i) 任意の条件下の土壌構造を乱すことなしに供試体を準備すること
- (ii) 骨格粒子の幾何学的配列を量的に表示できる粒子の性質を調べること

このうち (i) については尿素系合成樹脂のゲル化時間を利用して、セン断変位の増大にともなう粒子再配列の過程を示す固化供試体の作成に成功した。また (ii) については光学的異方性粒子の偏光に対する性質を整理し、従来のベクトル法による粒子配向の解析と比較可能な二次元分布関数を用いた集合複屈折比による配向解析法を展開した。この集合複屈折比は偏光利用のための制約のもとでベクトル強さとよい一致を示した。しかしながら Fig. 6-1 に示すように粒子の長軸が薄

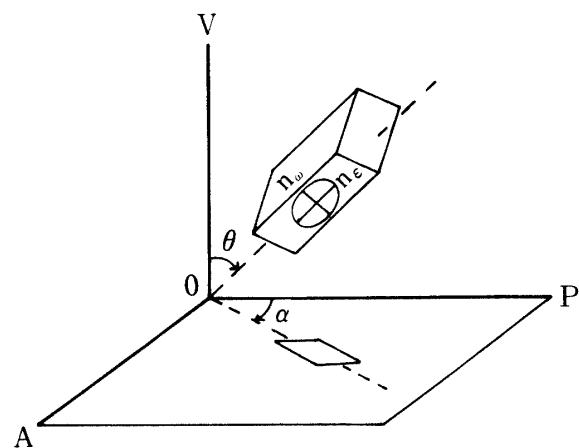


Fig. 6-1. Grain orientation for three dimensional treatment.

OP: vibration direction of wave front emerging from polarizer  
OV: viewing direction,  
 $n_e, n_o$ : refractive index

片の面に平行でない場合もある。ここではこの問題を総括的に論議し、得られた研究成果を要約する。

一軸性結晶粒子の任意断面の複屈折は

$$\Delta n = (n_e - n_o) \sin^2 \theta \quad (6.1)$$

で与えられる<sup>31)</sup>。この場合の透過光の強さは(2.6)式の代りに

$$\frac{I_{\perp}}{I_0} = \sin^2 2\alpha \sin^2 \left[ \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \sin^2 \theta \right] \quad (6.2)$$

となり、 $\theta$  によって変わる。このため二次元的取扱いは三次元的取扱いに拡張しなければならない。ここで三次元分布関数を  $\Phi(\alpha, \theta)$  とすると薄片内の粒子集合体の集合複屈折比 ( $\beta$ ) は

$$\beta = \frac{\int_0^{\pi} \int_0^{\pi/2} \Phi(\alpha, \theta) \sin^2 2\alpha \sin^2 \left[ \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \sin^2 \theta \right] \sin \theta d\theta d\alpha}{\int_0^{\pi} \int_0^{\pi/2} \Phi(\alpha, \theta) \cos^2 2\alpha \sin^2 \left[ \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \sin^2 \theta \right] \sin \theta d\theta d\alpha} \quad (6.3)$$

いまランダム配向に相当する分布関数を単位球で与えれば<sup>32)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{I_{\perp \text{random}}}{I_0} &= \frac{I_{\perp \text{min}}}{I_0} = \frac{I_{\perp \text{max}}}{I_0} \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \sin^2 \left[ \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \sin^2 \theta \right] \sin \theta d\theta \end{aligned}$$

となる。したがってランダム配向では  $\beta=1$  である。また平行配向では  $\beta=0$  であるから、この両極端な粒子配向は二次元と三次元で一致する。つまり薄片の面に平行でない粒子の影響は中間配向の程度の評価に関係し、厳密には三次元的取扱いが必要である。しかしシラスのような粒子集合体では含まれる鉱物粒子の種類によってその集合複屈折比が変わり、透過光の強さも影響を受ける。また粒子の伸長方向の光学性を利用する集合複屈折比では二軸性結晶粒子の伸長方向を表現できにくい場合もある。これらの理由で集合複屈折比による配向解析は平行、ランダムの両極端な粒子配向の評価の判定に利用でき、その中間の配向の判定は近似的である。この意味で両極端な配向の判定には二次元的取扱いで十分であり、薄片の面に平行でない粒子は少なくとも互いに直角な2枚の薄片からその配向の程度は推定できる。さらにセン断力や圧密圧力のような荷重作用方向に対して直角な断面を与える薄片の場合、三次元的取扱いでは薄片の面に垂直でない粒子の存在が表現されにくい。このことは作用応力に対する骨格粒子の回転の影響を過少評価し、工学的条件下

の骨格構造の評価にはむしろ二次元的取扱いの方が適しているといえよう。

土の応力～変形挙動に対し、土の骨格構造を形成する粒子の配向が経時的に変化した状態を二次元問題として定量的に解析する方法を研究し、得られた成果はつぎのように要約できる。

(1) 多くの粒子は複屈折を示し、これら粒子の集合体は直交ニコル下において粒子の平行配向の程度に応じて集合複屈折の値が変わる。この変化に対応する透過光の強さを測定するために、偏光顕微鏡に組込んだ測光装置を考案した。

(2) 石英粒子の長軸が光軸と一致する場合の粒子配列のモデル実験を行ない、2粒子の長軸のなす角度が0から $\pi/4$ までの範囲では、透過光の強度比(集合複屈折比)により粒子配列が表現できる。

(3) 粒子配向の解析について、集合複屈折比による場合とベクトル法による場合とを対比するために、粗粒子の長軸方向の度数分布に適合する二次元分布関数を導入した。この関数はある方向に存在する粒子の度数が大きいほど、その方向に集中した分布を示し、その集中の程度が変数で表わされる。これを分布の集中度 ( $k$ ) と定義し、 $k$  を媒介変数として集合複屈折比 ( $\beta$ ) とベクトル強さ ( $\bar{a}$ ) とが対比できる。すなわち  $\beta, k, \bar{a}$  の関係は

$$1 \geq \beta \geq 0 \Leftrightarrow 0 \leq k \leq \infty \Leftrightarrow 0 \leq \bar{a} \leq 1$$

となる。そして  $k=10$  のとき  $\bar{a}=0.949$  であり、ほぼ平行配向とみなされるから、粒子配向の程度を表現するには  $k$  が0から10までの変化で十分であり、 $\beta, k, \bar{a}$  の関係を求めた。

(4) 尿素系合成樹脂のゲル化時間を利用してセン断変位の増大にともなう粒子再配列の過程を示す固化試料の作成に成功し、これを用いて変位量に対するセン断面上の粒子変動状況は  $\beta$  によって評価し、追跡できる。

(5) 南九州に広く分布するシラスに本解析法を応用し、(i) 光学的等方性粒子の計測面積内に占める面積割合が60%以下であれば、シラス中の光学的異方性粒子の配向が表示できる。(ii) シラスに含まれる光学的異方性粒子はかなり粗粒であるため、計測においてその影響を受け、集合複屈折比はベクトル強さに比べて平行配列が強調される。

(6) このような集合複屈折比の利用範囲からシラスの粒子配向をベクトル強さで評価すると、シラスは水平面内よりも鉛直面内の方が平行配向の性状をもち、



軽石流の非熔結部であるシラスが層理のあるシラスよりも配向性が強い。その理由は粗粒軽石が水平面にほぼ平行に配列するのに対して扁平な火山ガラス粒子が層理に沿って変動するためである。しかしセン断に対する方向性はこのような粒子配向とは関係がない。その方向性は層理のあるシラスの方が大きい。

**謝辞** この研究は恩師九州大学教授藤川武信博士の御指導のもとに展開されたもので、同博士には論文の御校閲を賜った。ここに心から拝謝する。また本論文に対して有益な御教示を頂いた九州大学教授和田光史博士並びに同助教授高山昌照博士に厚く感謝する。なお、本研究は著者の勤務地で一貫して行なわれており、鳥取大学教授河野洋博士、同小谷佳人博士、現佐賀大学教授加来研博士、鹿児島大学教授難波直彦博士および研究室の方々に御世話になった。ここに御礼申し上げる。末筆ながら著者に研究の動機を与えられた恩師鹿児島大学教授河原田礼次郎博士に感謝する。

## 文 献

- 1) 阿部雅雄・河原田礼次郎・難波直彦：シラスの物理的・力学的性質に関する研究（第3報），原位置試験。鹿大農学術報告，**No. 16**，91-110（1966）
- 2) 有村玄洋：自然構造をもつ土壤薄片の製法—Machalova（1956）法について—。ペドロジスト，**(5) 1**，39-44（1961）
- 3) 有田忠雄：加久藤カルデラの提唱。地質学雑誌，**63**（742），443-444（1956）
- 4) Barden, L. and Sides, G. S.: Engineering behavior and structure of compacted clay. *Proc. ASCE*, **96** (SM4), 1171-1200 (1970)
- 5) Barden, L. and Sides, G. S.: Sample disturbance in the investigation of clay structure. *Geotechnique*, **21**(3), 211-222 (1971)
- 6) Borg, I. Y. and Maxwell, J. C.: Interpretation of fabrics of experimentally deformed sands. *Am. Jour. Science*, **254**, 71-81 (1956)
- 7) Bowie, S. H. U. and Henry, N. F. M.: Quantitative measurements with the reflecting polarizing microscope. *Trans. Instr. Min. Metall*, **73**, 467-478 (1964)
- 8) Brace, W. F.: Orientation of anisotropic minerals in a stress field: Discussion. *Geol. Soc. Am., Memoir* 79, Rock Deformation (A Symposium), chap. 2, 9-20 (1960)
- 9) Chenevert, M. E. and Gatlin, C.: Mechanical anisotropies of laminated sedimentary rocks. *Soc. Petroleum Engineers Jour.*, **5**, 67-77 (1965)
- 10) Curry, J. R.: The analysis of two-dimensional orientation data. *Jour. Geology*, **64**, 117-131 (1956)
- 11) Diamond, S.: Microstructure and pore structure of impact-compacted clays. *Clays and Clay Minerals*, **19**, 239-249 (1971)
- 12) 土質工学会：土質試験法。学会編，p. 274-325（1969）
- 13) 福富武夫・有賀那加夫・三輪啓三：偏光とその応用。共立出版，p. 38（1967）
- 14) Gilot, J. E.: Fabric of lada clay investigated by optical, electron-optical, and X-Ray diffraction methods. *Engineering Geology*, **4** (2), 133-153 (1970)
- 15) Gumbel, E. J., Greenwood, J. A. and Durand, D.: The circular normal distribution: theory and tables. *Jour. Am. Statistical Assoc.*, **48** (261), 131-152 (1953)
- 16) 嘉門雅史：土の構成式に関する現況総括，2. 粘性土の微視的構造について。土質論集，**18** (2)，73-79（1978）
- 17) 河原田礼次郎：シラスの物理的・力学的性質に関する研究（第1報），未攪乱試料のセン断試験について。鹿大農学術報告，**No. 6**，222-226（1957）
- 18) 河井完示：合成樹脂による土壤薄片作製法について。ペドロジスト，**5** (1)，44-47（1961）
- 19) Lafeber, D.: On the spatial distribution of fabric elements in rock and soil fabrics. Fourth Australia-New Zealand Conference, 185-199 (1963)
- 20) Lafeber, D.: The graphical representation of planar pore patterns in soils. *Australia Jour. Soil Res.*, **3**(2), 143-164 (1965)
- 21) Lafeber, D.: Soil structural concepts. *Engineering Geology*, **1** (4), 261-290 (1966)
- 22) Lambe, T. W.: The structure of compacted clay. *Proc. ASCE*, **84** (SM2), 1654-1 — 1654-34 (1958)
- 23) Lambe, T. W.: The engineering behavior of compacted clay. *Proc. ASCE*, **84** (SM2), 1655-1 — 1655-35 (1958)
- 24) Marshall, C. E.: The orientation of anisotropic particles in an electric field. *Trans. Faraday Soc.*, **26**, 173-189 (1930)
- 25) Martin, R. T.: Research on the physical properties of marine soils. *Soil Engr. Div., Publ. No. 127*, MIT, 1-28 (1962)
- 26) Matalucci, R. V., Shelton, J. W. and Abdel-Hady, M.: Grain orientation in Vicksburg loess. *Jour. of Sedimentary Petrology*, **39** (3), 969-979 (1969)
- 27) Matalucci, R. V., Abdel-Hady, M. and Shelton, J. W.: Influence of grain orientation on direct shear strength of a loessial soil. *Engineering Geology*, **4**, 121-132 (1970)
- 28) 松井 健：北海道の重粘性土の微細形態学的研究 I —試料の固化法について—。資源研彙報，**67**，10-16（1966）
- 29) 松尾新一郎・宗永 焜：締固め土の構造と工学的性質の相関性に関する研究。土木論集，**189**，63-77（1971）
- 30) Mitchell, J. K.: The fabric of natural clays and its relations to engineering properties. *Proc. Highway Research Board*, **35**, 693-713 (1956)
- 31) 最上武雄：土質力学。技報堂，p. 510（1969）
- 32) Morgenstern, N. R. and Tchalenko, J. S.: The optical determination of preferred orientation in clays and its application to the study of microstructure in consolidated kaolin, I. *Proc. Royal Soc. of London, Series A* 300, 218-234 (1967)
- 33) Morgenstern, N. R. and Tchalenko, J. S.: The optical determination of preferred orientation in clays and its application to the study of microstructure in consolidated kaolin, II. *Proc. Royal Soc. of London, Series A* 300, 235-250 (1967)

- 34) Morgenstern, N. R. and Tchalenko, J. S.: Microscopic structures in kaolin subjected to direct shear. *Geotechnique*, **17** (4), 309-328 (1967)
- 35) 難波直彦・春山元寿: 簡便な原位置試験法による“シラス”の判別分類法. 土と基礎, **23** (2), 57-63 (1975)
- 36) 南条 基: 光電子計数計測法とその応用. 電試調法, **162**, 1-80 (1968)
- 37) 西脇茲圓・永田研一・山浦誠志: 透明結晶片群の平均光透過率. 応用物理, **35** (1), 29-33 (1966)
- 38) 大庭 昇・阿部雅雄・三輪晃一: 自然状態におけるシラスの顕微鏡的観察. 岩鉱床誌, **47** (3), 91-96 (1962)
- 39) Oda, M. and Konishi, J.: Microscopic deformation mechanism of granular material in simple shear. *Soils and Foundations*, **14** (4), 25-38 (1974)
- 40) 太田良平: シラス研究序説. 地球科学, **72**, 1-10 (1964)
- 41) Pincuss, H. J.: Some vector and arithmetic operations on two-dimensional orientation variates, with applications to geological data. *Jour. Geol.*, **64** (6), 533-557 (1956)
- 42) Quigley, R. M. and Thompson, C. D.: The fabric of anisotropically consolidated sensitive marine clay. *Canadian Geotechnical Journal*, **3** (2), 61-73 (1966)
- 43) Rosenqvist, I. TH.: Investigation in the clay-electrolyte-water system. Norwegian Geotechnical Institute Publication, No. 9, 1-125 (1955)
- 44) Seed, H. B. and Chan, C. K.: Structure and strength characteristics of compacted clays. *Proc. of ASCE*, **85** (SM5), 87-128 (1959)
- 45) 監入松三郎・福澤鶴美: 土壤粘土鉱物の光学的研究. 土肥誌, **22** (1), 13-18 (1951)
- 46) Skempton, A. W.: First-time slides in over-consolidation clay (Technical Notes). *Geotechnique*, **20** (3), 320-324 (1970)
- 47) 田淵公子: 土壤構造の顕微鏡観察. 土壤の物理性, **Nos. 11, 12**, 58-68 (1965)
- 48) Taneda, S.: Geological and petrological studies on the “Shirasu” in South Kyushu, Japan, Part 1, Preliminary Note. *Mem. Fac. Sci. Kyushu Univ.*, Series D, **4** (2), 167-177 (1954)
- 49) 種子田定勝: 火砕流構成粒子形態検討の一方法—南九州の“シラス”・“灰石”について—. 九大理島原火山観測所報, **7**, 9-18 (1971)
- 50) Trollope, D. H. and Chan, C. K.: Soil structure and the step-strain phenomenon. *Trans. ASCE*, **126**, 1650-1698 (1961)
- 51) 坪井誠太郎: 偏光顕微鏡. 岩波書店, p. 27-34, 84-87, 181-182 (1970)
- 52) Yoshinaka, R. and Kazama, H.: Micro-structure of compacted kaolin clay. *Soil and Foundation*, **13** (2), 19-34 (1973)

### Summary

The problem of measuring the grain-orientation having somewhat significant influence on the mechanical properties of soil consists actually of the two interrelated problems, that is, the one is to prepare a specimen which preserves the fabric of the original sample, and the other is to examine the properties of grain which quantitatively express their geometrical arrangement. As the preliminary steps to solve these problems, gelling-time of epoxy resin (U-Loid) was utilized to solidify the specimens sheared to different points along the stress-displacement curve, besides this the birefringence of grain-aggregate was employed to measure the grain orientation. The conclusions obtained can be summarized as follows.

The circular normal distribution function is introduced for a model of grain-orientation. This model leads to a relation between birefringence ratio ( $\beta$ ), which is to be defined by the ratio between min. and max. intensities of light passed through that model, and the variable of function ( $k$ ) which expresses the degree of the grain-orientation. From this theoretical relationship, the grain orientation is fixed to be random when  $k=0$  and the birefringence-ratio takes the value of unity. When  $k=\infty$ , birefringence ratio takes zero, with a perfect parallel orientation. Intermediate values of  $\beta$  are to be associated with aggregates whose degree of orientation is less than the perfect orientation. Since another relation of grain-orientation expressed by the vector strength ( $\bar{a}$ ) is given by  $0 \leq \bar{a} \leq 1$  for  $0 \leq k \leq \infty$ , the mutual relationship of  $\beta$  and  $\bar{a}$  is  $1 \geq \beta \geq 0 \Leftrightarrow 0 \leq k \leq \infty \Leftrightarrow 0 \leq \bar{a} \leq 1$ . This theoretical results are to be restricted to the grains having the optical axes coinciding with the crystallographic axes, and the limited experimental data can be used for illustrating the behaviour of the grain during the shearing.