

## ペースト状態の粘性土における 粘土粒子の配列と力学的性質

藤 井 克 己\*・中 野 政 詩\*

Particle Arrangement of Clay Soils in the Paste  
and its Influences on Engineering Properties

Katsumi FUJII, Masashi NAKANO

Faculty of Agriculture University of Tokyo

### I はじめに

粘性土はクリープ、応力緩和、二次圧密、膨潤、チキソトロピーなど特徴的な性質を示すことが知られている。これら時間に依存した応力-ヒズミ関係を正確に把握することは重要な課題といえるだろう。一般に、これらの現象は粘土粒子の形成する構造と粒子間に作用する物理化学的な力に基づいて解明されるものとされている。しかし構造と応力-ヒズミ関係との関連性についての理解は未だに不十分であり、また粒子間の物理化学的作用力から応力-ヒズミ関係を理解する試みは、主に粘土粒子の配列を理想化して行なわれている。

ここでは粘性土の構造（特に粘土粒子の配列）と粘土粒子間の物理化学的作用力、さらにこれらの影響を受けて生ずる力学的性質に関する研究を概観し、その問題点を述べるとともに今後の課題を明らかにしてみたい。なお有機物を含まず、板状の粘土鉱物から成る飽和土に問題を限定した。

### II 粘性土の構造

粘性土の構造は、その研究の初期において Casagrande (1932)<sup>1)</sup> のいうように、単に粒径の組成と粒子の配列のしかたを表現したもの [Fabric] にすぎなかった。しかし、同種、同粒径の粘土でも粒子間の作用力が異なっていれば、粒子配列は変化し、力学的性質も異なってくる。さらに粒子配列は粘性土の過去の応力履歴や粒子間作用力によって変化する。こうしたことが明らかになるにつれて、“構造”は粒子間の物理化学的作用力も含めた概念 [Structure] として理解されるようになった。

今日までの粘性土の構造に関する研究は、第一は微視的な粒子配列を観察し、これを定量的に把握しようとする

ものである。近年、走査型電子顕微鏡の発達によって微視的な粒子配列を実体的に観察することがかなりすすみ<sup>2,3)</sup>、これらの結果から粘土粒子がそれ自身で集合体<sup>4)</sup>を形成していることが確認され、これら粒子集合体の大きさが物理化学的作用力の及ぶ最大範囲と考えられた<sup>5)</sup>。さらに圧密・三軸圧縮など外力が作用したとき生ずる粒子配列の変化を走査型電子顕微鏡を用いて観察する試みがなされ、圧密時は圧密の方向と直角に、三軸圧縮時は破壊面と平行に粒子が配向するという、これまでの概念的な理解を裏付ける結果が得られている<sup>4),5)</sup>。しかし、これらの研究は粒子配列を定量的に把握するという点で多くの課題を残している<sup>6)</sup>。

第二は、巨視的な応力-ヒズミ関係を求めることを終局の目的にして、力学モデルを構築するにあたり、微視的

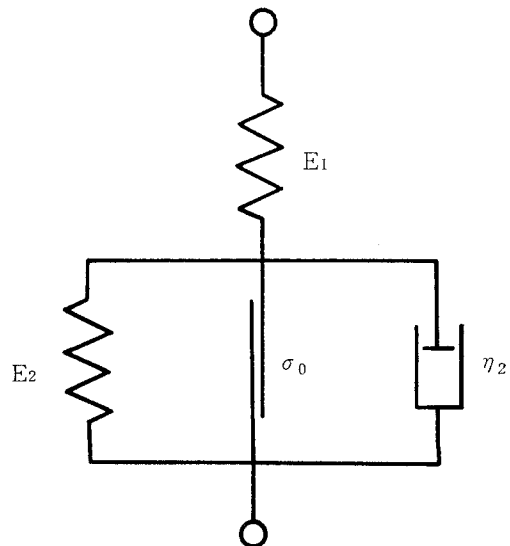


図-1 村山・柴田の粘性土の力学モデル

注 1) これら粘土粒子集合体の名称に関して、松尾ら<sup>8)</sup>の整理がある。

\* 東京大学農学部

な粒子間の力学的関係を構造の概念で仮想したものである。村山と柴田(1956)<sup>7)</sup>は、粘土粒子集合体間の相互作用は砂粒子間のそれと同様であると仮定して、図-1のような粘性土の力学模型を提唱し、クリープと圧密挙動を現象論的に説明した。ここで図-1において、 $E_1$ は粘土粒子集合体や砂粒子間の弾性であり、 $E_2, \eta_2, \sigma_0$ は各々、集合体内の弾性、粘性、下限降伏値である。このモデルの特徴は、粘性土の粘性としてNewton粘性ではなく、応力と速度勾配が非線型なEyring粘性<sup>9)</sup>を導入したことであり、これはその後のひとつの研究の流れを方向づけるものとなった。しかし、粒子間の位置関係を力学モデルに導入することはなされず<sup>10)</sup>、粒子の配列状態(等方的であるかないかなど)と上記定数との対応性は、今日においても十分把握されていないといえよう。

粘性土における粒子配列の観察、さらに村山らのモデルの結果から、ある程度の大きさをもつ粘土粒子集合体間の関係は砂粒子と同様に考えることが許されよう。しかし最初に述べた粘性土の特徴的性質は、主に集合体内の粘土粒子の配列と物理化学的作用力のどちらかにかたよるものではなく、双方に同じウェイトで依存すると考えられ、これを共に併せて明らかにすることは今後の重要な課題と考えられる。このためには粘土粒子のみを抽出した試料に対してその力学的性質を調べ、集合体自身の性質を系全体の性質との関連で明らかにする必要があるだろう。

また粒子配列の変化を実験室内で時間的な変化としてとらえるには、ある程度水分の多い液性限界付近のペースト状態がよいと思われる。もう一つの因子である物理化学的作用力に関する理論はある大きさ以上の粒子間距離において適合性が良いといわれているが、ペースト状態は丁度それにうまく合致するような状態であるらしいことを考えれば、これはなおさら望ましく思えよう。

### III 粘土粒子間の物理化学的作用力

#### 1. Derjagin-Landau, Verwey-Overbeekの理論 (D.L.V.O.理論)

粘土や高分子のようなコロイドが溶液中に存在するとき、粒子間には各粒子をとりまく拡散電気二重層の干渉による反発力と van der Waals 引力が作用する。この拮抗関係とコロイド粒子の熱運動とからコロイド粒子系の挙動を解析するのがD.L.V.O.理論である。

二枚の無限に広い平板が平行に間隔  $x$  で並ぶとき、相互に作用する反発エネルギー  $V_R$  は Gouy-Chapmann の拡散電気二重層の理論を用いて、VerweyとOverbeek(1948)<sup>11)</sup>により次のように求められた。

$$V_R = \frac{64CRT\gamma^2}{\kappa} \cdot \exp(-\kappa x) \quad \dots\dots(1)$$

ただし

$$\gamma = \frac{\exp\left(\frac{e\phi_0}{2kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{e\phi_0}{2kT}\right) + 1}, \quad \kappa^2 = \frac{8\pi Ce^2}{\epsilon kT}$$

ここで、 $C$  : 一価の塩濃度、 $R$  : 気体定数、 $k$  : ボルツマン定数、 $T$  : 絶対温度、 $\phi_0$  : 粒子表面の電位、 $\epsilon$  : 水の誘電率、 $e$  : 電荷素量であり、 $\kappa x \gg 1$ 、つまり粒子の濃度が低く、粒子間の相互作用が小さいときに成り立つ。式から見られるように、 $V_R$  は粒子間距離の増加とともに指数関数的に減少し、その減少率は  $\kappa$  が大きいほど、つまり塩の濃度が大きいほど急激である。また  $V_R$  は表面電位の2乗にほぼ比例する。

2原子間に働く van der Waals 引力は近達力で、そのポテンシャルエネルギーは原子間距離の6乗に反比例して減少する。しかし、コロイド粒子には多くの原子が存在するので、これらの力を加え合わせると遠くまで作用するようになる。Hamaker(1937)<sup>12)</sup>は、厚さ  $\delta$ 、粒子間距離  $x$  の2枚の平行平板間の吸引ポテンシャルエネルギー  $V_A$  を計算し、次式を得た。

$$V_A = -\frac{A}{12\pi} \left\{ \frac{1}{x^2} + \frac{1}{(x+2\delta)^2} - \frac{1}{x+\delta} \right\} \dots\dots(2)$$

ここで、 $A$  は Hamaker 定数とよばれ、物質固有の正数であり普通  $10^{-12}$  erg ほどである。

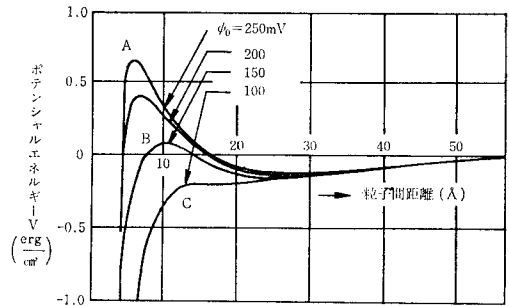


図-2 粒子間距離とポテンシャルエネルギー ( $\kappa = 10^7$ ,  $A = 2 \times 10^{-12}$  の場合) [VerweyとOverbeek(1948)による]

(1)・(2)式をもとに、2枚の平行平板について、ポテンシャルエネルギー ( $V_R + V_A$ ) と粒子間距離 ( $x$ ) の関係を粒子の表面電位  $\phi_0$  をパラメータとして求めると、図-2のようになる<sup>11)</sup>。粘土粒子が溶液中に分散した系について、これを検証するには、粘土鉱物と間隙溶液中の溶質の種類と量が既知の試料について、膨潤圧を測定すればよい。ここで、膨潤圧は粒子間に作用するエネルギーを距離で微分したものに対応する。

Warkentinら(1957)<sup>13)</sup>は、Naイオンで飽和したモンモリロナイトについて膨潤圧を測定し、粒子がかなり接近しても、理論値と実測値が良く対応することを示し

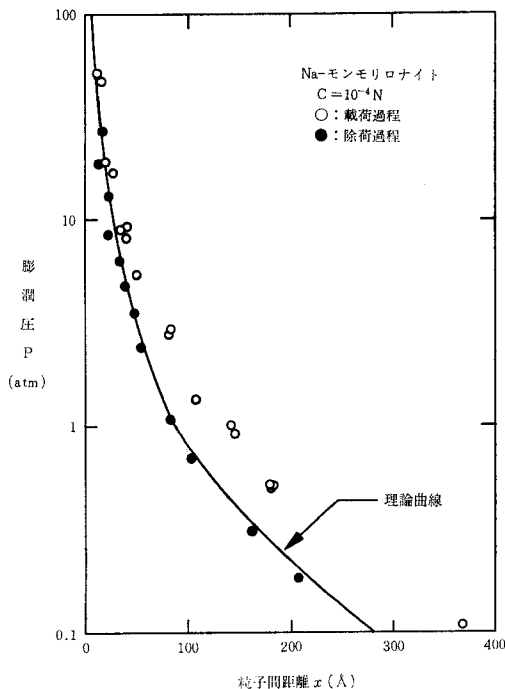


図-3 粒子間距離と膨潤圧 [Warkentinら (1957) による]

た(図-3)。D.L.V.O.理論は粒子の平行配列を前提としたものであり、粒子がランダムな向きで配列している場合にそのまま適用することは難しいと思われる。図-3においても、載荷過程より除荷過程の方で理論値と実測値の一致が良いことは、載荷により粒子配列の平行化が進むことによって、その結果がえられることを示しているといえるだろう。

2. Onsager 理論 (1949)

Langmuir (1938)<sup>14)</sup>は、モンモリロナイトのサスペンションの濃度を变化させて光散乱強度を測定し、粒子の配列状態を観察した結果、濃度増加に伴って粒子配列が等方的(isotropic)な状態から異方的(anisotropic)な状態へと変化することを明らかにした。このような配列の変化を理解するためには、粒子の配列も加味して系のエネルギーを把握する必要があるだろう。

Onsager (1949)<sup>15)</sup>は、さまざまな向きをもつコロイド粒子の分散した系について、不完全気体と同様の取り扱いによって自由エネルギーを求めた。ここで彼は、コロイド粒子の形状を円板で近似し、粒子の濃度は希薄であり、粒子間の相互作用として反発力のみが働くことと仮定した。このとき絶対温度T、体積Vにコロイド粒子をN個含む系のヘルムホルツ自由エネルギーFは、

$$F(N, V, T) = N\mu_0(T) - kT \log B(N, V, T) \dots (3)$$

で表わされる。ここで、 $\mu_0(T)$ : 化学ポテンシャル、

$B(N, V, T)$ : ビリアル係数であり、 $B(N, V, T)$  は粒子間の相互作用のポテンシャルエネルギー $\omega$ から次のように計算される。

$$B(N, V, T) = \int \exp\left(-\frac{\omega}{kT}\right) d\tau / N! \dots (4)$$

ここで、 $d\tau$ : 体積要素である。

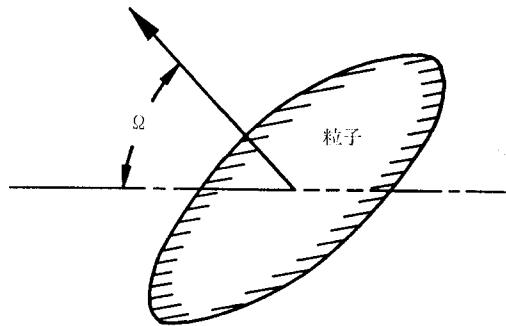


図-4 円板状粒子の配向角

さらにコロイド粒子の向きを粒子面に対する法線と、ある特定の座標軸とのなす角(配向角) $\Omega$ で定義する(図-4)。角 $\Omega \sim \Omega + d\Omega$ 内の向きをもつ粒子の単位体積あたりの数を $\rho(\Omega)$ とすれば、配向角の確率分布関数 $f(\Omega)$ は、

$$\rho(\Omega) = \frac{N}{V} \cdot f(\Omega) d\Omega, \int f(\Omega) d\Omega = 1 \dots (5)$$

で定義される。このとき、配向角 $\Omega$ と $\Omega'$ の2粒子間の相対的な位置関係から相互作用のエネルギーを計算し、さらに配向角 $\Omega''$ の粒子を加えたときの3粒子間の相互作用のエネルギー……を全てのN個の粒子について順次計算すれば、(4)式は次式で表わされる。

$$B(N, V, T) = 1 - \log \frac{N}{V} - \int f(\Omega) \cdot \log [4\pi f(\Omega)] d\Omega - \frac{N}{2V} \int \int \beta_1(\Omega, \Omega') f(\Omega) f(\Omega') d\Omega d\Omega' - \frac{N}{3V} \int \int \int \beta_2(\Omega, \Omega', \Omega'') f(\Omega) f(\Omega') f(\Omega'') d\Omega d\Omega' d\Omega'' \dots (6)$$

ここで $\beta_1(\Omega, \Omega')$ は、配向角 $\Omega$ の粒子と $\Omega'$ の粒子が相互に排除する体積に比例する量であり、幾何学的に計算される。 $\beta_2(\Omega, \Omega', \Omega'')$ も同様である。さて配向角 $\Omega, \Omega', \Omega''$ の3つの粒子が排除する体積は、粒子濃度 $N/V$ が小さい系では確率的に小さいとして $\beta_2, \beta_3, \dots$ を無視すれば、

$$\frac{F(N, V, T)}{NkT} = \frac{\mu_0(T)}{kT} - 1 + \log \frac{N}{V} + \int f(\Omega) \cdot \log [4\pi f(\Omega)] d\Omega + \frac{N}{2V} \int \int \beta_1(\Omega, \Omega') \cdot f(\Omega) f(\Omega') d\Omega d\Omega' \dots (7)$$

粒子配列が等方的(isotropic)であるとき、粒子は全くランダムな向きで分布し、 $f(\Omega)$ は(5)式より明らかに

$f(\Omega) = 1/4\pi$ となる。また異方的 (anisotropic) であれば、粒子はある座標軸方向に多く並んで配列するため、 $f(\Omega)$ はこの方向を中心にピークをもつ分布を形成するだろう。このような粒子配列の等方性の有無、つまり  $f(\Omega)$  の変化に対応して系の自由エネルギー  $F$  は変化することが、(7)式から推察される。

Forsythら (1978)<sup>10)</sup>は、円板状粒子の分散した系に対して、(7)式の統計力学的計算を数値解法を用いて行ない、 $f(\Omega)$ と  $F$ との関係を求めた。先ず彼らは粒子の有効厚さ  $t$  を計算した。前のD.L.V.O.理論から示唆されるように、粒子の有効な厚さ  $t$  は溶液の濃度や粒子表面電位の影響をうけて変化する。そこで反発エネルギー  $V_R$  が  $\frac{kT}{2}$  以上の範囲までを有効な厚さ  $t$  と考えて、(1)式より

$$t = \frac{2 \ln \left( \frac{128C\gamma^2 A'}{\kappa} \right)}{\kappa} \dots\dots(8)$$

とした。ここで、 $A'$ はアボガドロ数である。このとき、絶対温度  $T$ 、体積  $V$ 中に有効厚さ  $t$ 、直径  $d$ の円板粒子が  $N$ 存在する系について、自由エネルギー  $F$  を最小とするような配向角の分布  $f(\Omega)$  を計算し、このときの  $F$  を平衡状態における系の自由エネルギーとした。

こうしてある粒子濃度  $N/V$ 、有効厚さ  $t$  に対応して得られた  $f(\Omega)$  を等方状態、異方状態と表現して図示すれば図-5のようになる<sup>注2)</sup>。図-5は、縦軸に  $N/V$  を横軸に  $t$  を無次元化して用い、表わしたものである。図-5において、粒子濃度  $N/V$  を一定に保ちながら、 $t$  を減少させると系は等方状態から異方状態へと変化する。これは一定の粒子濃度において、溶液の濃度を増加させ

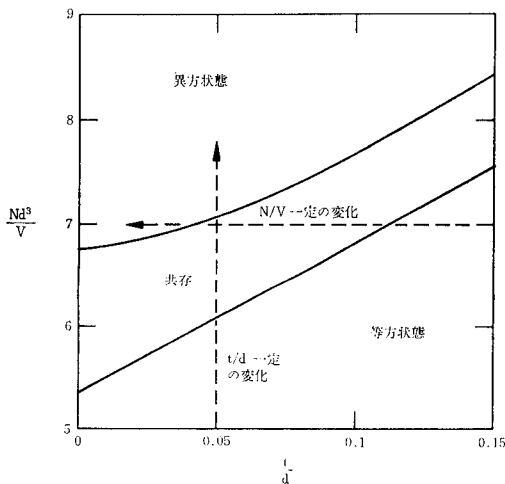


図-5 有効厚さ・粒子濃度と配列状態 [Forsythら (1978) による]

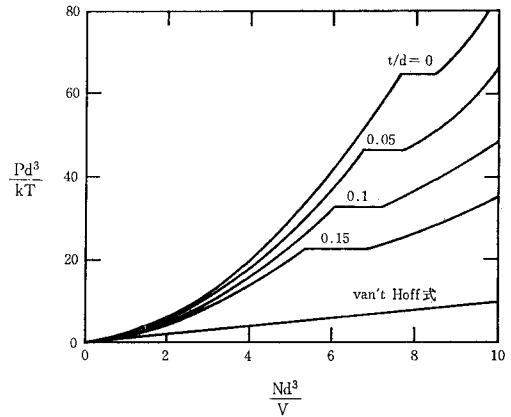


図-6 粒子濃度と膨潤圧 [Forsythら (1978)による]

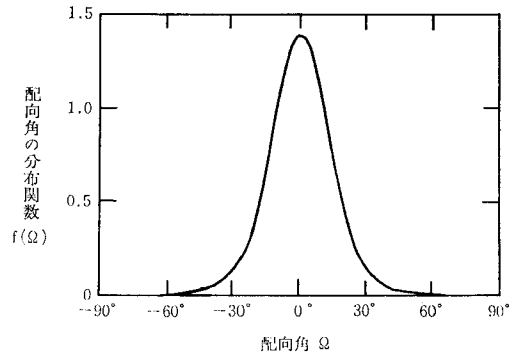


図-7 異方状態における粒子配列 ( $t/d=0$  の場合) [Forsythら (1978) による]

たり、粒子表面電位を減少させるとき、粒子配列はランダムでなくなることを示している。また有効厚さ  $t$  を一定のまま、粒子濃度  $N/V$  が増加すると、系は等方状態から異方状態へ変化する。これは前の Langmuir の実験結果を支持するものである。

膨潤圧  $P$  は自由エネルギー  $F$  の値から次式より計算できる。

$$P = - \left( \frac{\delta F}{\delta V} \right)_{N,T} = kT \left( \frac{\delta \log B}{\delta V} \right) \dots\dots(9)$$

これと粒子濃度  $N/V$  との関係をも有効厚さ  $t$  をパラメーターとして図-6に示した。ここで縦軸は  $P$  を、横軸は  $N/V$  を無次元化して表わした。粒子濃度  $N/V$  の増加によって、等方から異方への状態変化をともしつつ、膨潤圧  $P$  は増加する。理想溶液について得られる van't Hoff の式  $PV = NkT$  の関係を併記すれば、Onsager 理論による計算値はこれよりも大きく、その程度は粒子濃度の増加により一層著しい。これは van't Hoff 式の導出にあたって無視した粒子間相互作用の因子を Onsager

注 2) Forsythらは disordered, ordered の語を用いているが、ここでは用語の統一を考慮して、各々等方状態、異方状態とした。

理論では考慮に入れて取り扱っているためと思われる。さらに異方状態における配向角の分布  $f(\Omega)$  の一例を図-7に示した。一定の方向に、多くの粒子が集中的に偏って並んでいることがうかがえる。

Onsager 理論による Forsyth らの膨潤圧の計算値(図-6)を、Warkentin らの実測値(図-3)と比較してみよう。実測値のうち除荷過程の2点A、Bについて、膨潤圧  $P$  (atm) と粒子間距離  $x$  (Å) を図-3から読み取れば、A ( $P=0.19$ ,  $x=200$ ), B ( $P=26$ ,  $x=18$ ) となる。このとき、 $d=1000\text{Å}$ ,  $T=298.16\text{K}$  (註3) として  $\frac{Nd^3}{V}$  と  $\frac{Pd^3}{kT}$  の値を計算すれば、A点からB点への変化は、 $\frac{Nd^3}{V}$  で6.1→42.4の変化に対応する。また  $\frac{Pd^3}{kT}$  は  $4.68 \times 10^3 \rightarrow 6.40 \times 10^5$  へと変化する。膨潤圧の実測値は、図-6から推量されるOnsager理論による計算値より、けた違いに大きな値である。これはOnsager理論の(7)式を導くに当たって、3粒子以上の相互作用を無視したため、膨潤圧を小さめに評価したものと思われる。このようにOnsager理論はD.L.V.O.理論に比べて、粒子間距離の小さい、つまり粒子濃度の大きい系に適用するのは難しいといえよう。しかし、等方・異方という粒子配列の変化を系全体のエネルギーに反映させている点では評価されるだろう。

#### IV 粒子配列と巨視的な力学的性質との関連性 (チキソトロピーを中心として)

粘土粒子の配列と粒子間の物理化学的作用力について、これまで行なってきた理解をもとに、粘性土の巨視的な力学的性質のうち特にチキソトロピーを中心として考察を加えていきたい。ここでチキソトロピーをとり上げるのは、これがペースト状態の粘土において顕著にみられる現象であり、比較的短時間における粒子配列の変化を反映するものと、従来から解釈されているからである。

チキソトロピーを最初に発見したのは Freundlich (1935)<sup>17)</sup> であり、彼は粘土などのサスペンションが振とうやせん断などの作用によって系の状態がゲルからゾルへと変化し、これに対応して力学的強度が低下すること、さらにこれを静置すると再びゲル状態へと変化することによって強度が回復し、これらが等温可逆的な変化であることを観察した。またこれを粒子間に作用する力のバランスから論じた。

##### 1. D.L.V.O.理論に基づく理解

Lambe (1958)<sup>18)</sup> はD.L.V.O.理論の知見から粘土粒子間の作用力を把握し、さらにこの吸引・反発のつり

あいによって粒子の分散・凝集を考察することにより、チキソトロピックな挙動を次のように定性的に理解した。図-2において、粒子間の吸引・反発ポテンシャルがAのように反発ポテンシャルの高いピークをもつとき、粒子は分散状態のまま安定となり、またCのように全ての距離にわたって吸引力が作用するとき、分散粒子は急速に凝集するものと考えられる。これらの場合、粒子配列は各々安定な分散・凝集状態をとるため、これらが振とうなどの外力によって変化することは想定し難い。しかし、Bのように粒子表面からある距離を隔ててエネルギーの極小値をもつとき、この極小値の位置で粒子は安定となり仮の凝集状態となるが、吸引エネルギーはさほど大きくなく、外力によって簡単に再分散する。Lambeはこの変化をチキソトロピーと関係づけ、チキソトロピックな挙動を示す試料の粒子間相互作用がBのようなパターンをもつものと推測した。

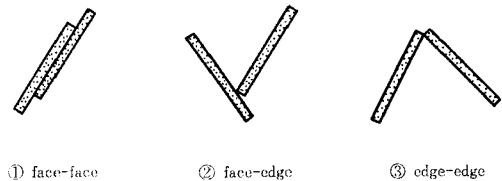


図-8 粘土粒子間の結合様式

van Olphen (1956)<sup>19)</sup> は、外力の作用しない静置状態において粘土粒子はランダムな向きで配列し、リンク結合していること、さらに同種・同量の粘土鉱物を含む試料についても間隙溶液の濃度が変化するとき、チキソトロピックな挙動も変化することを示した。一般にこれらの変化は、粘土粒子間に生ずる ① face-face, ② face-edge, ③ edge-edge の結合(図-8)の数の変化によって説明されている。

前述のようにD.L.V.O.理論は粒子の平行配列を仮定したものであり、ランダムな配列や粒子間結合の存在しうる系に対して、図-2に基づいた理解をそのまま適用することは、信頼性を欠くものになると思われる。この課題を明らかにするためには、2枚の粘土粒子が様々な角度で接近するときの粒子間のポテンシャルエネルギー分布を計算し、これに基づいて図-8の3種類の粒子間結合の数と割合を確率的に求めていく必要があるだろう。

##### 2. Onsager理論に基づく理解

Onsager理論は粒子配列と系全体のエネルギーとを関連づける理論であり、これに基づいてチキソトロピーを

注 3) Warkentin らの文献には測定温度に関する記述はないが、ここでは一応25.0°Cとした。

理解するためには、系のエネルギー変化を把握することが必要である。チキソトロピーは、ゲル状態にあった試料がせん断などの外力によって瞬時に強度低下しゾル状態となり、これを静置すると徐々に強度回復してゲル状態に戻る現象とされている。ここでゾルからゲルへの変化は、系の状態が平衡状態へと向かって時間をかけて変化する緩和現象と考えられる。なぜならせん断直後に平衡状態に達しておれば、その後の変化は生じないからである。このとき系の自由エネルギーはゆるやかに減少して一定となったとき平衡状態となり、等温・等積の系でこれら自由エネルギーの減少は圧力減少となって現われるだろう。

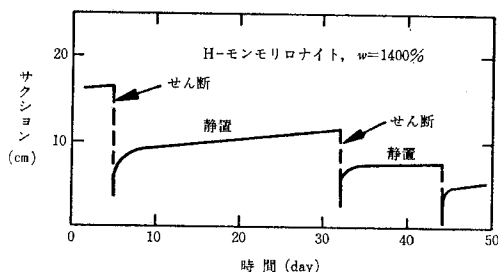


図-9 せん断・静置によるサクシヨン変化  
[Day and Ripple (1966) による]

Day and Ripple (1966)<sup>20)</sup>は、液性限界付近の粘土をせん断したときの圧力変化を観察し、せん断によってサクシヨンが減少(間ゲキ水圧が増加)し、その後の静置に伴って徐々にサクシヨンが増加(間ゲキ水圧が減少)することを示した(図-9)。この事実は前の考え方を支持するものである。

ではこのような静置による自由エネルギー減少という過程は、微視的にみるとどのような粒子配列変化に対応しているのだろうか。Ray and Rippleの試料(H-モンモリロナイト、含水比1400%)についてみると、これは $t/d=0.01$ 、 $Nd^3/V=3.40$ に対応し、この値を図-5で見ると、粒子配列は等方状態にあるものと推測できる。すなわち、この状態で自由エネルギー最小となっている。したがって静置による自由エネルギーの減少に対応して、粒子配列は異方状態から等方状態へと変化するものと考えられる。Langmuir(前出)はせん断、及びその後の粒子配列の変化を光散乱強度の変化から観察し、せん断により粒子はせん断方向に多く並び、せん断停止後ゆっくりとランダムな配列に回復することを明らかにした。したがって、せん断後の静置による強度回復過程はMitchel (1960)<sup>21)</sup>の推測(図-10)をほぼ裏付けるものと考えられる。

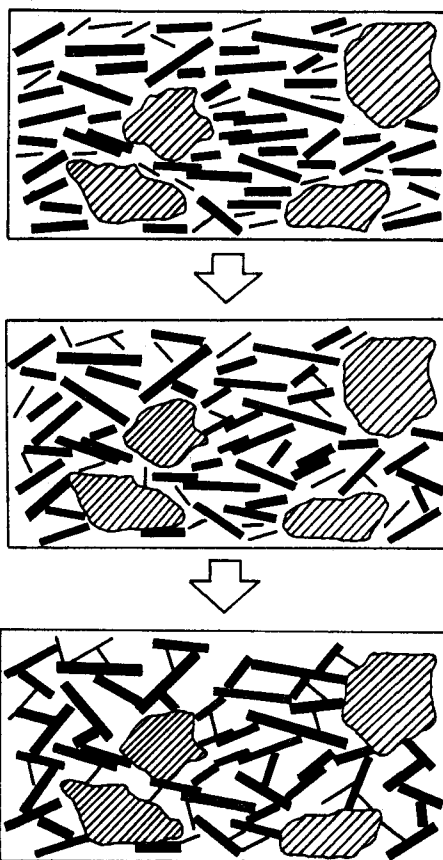


図-10 せん断後静置時における粒子配列変化の模式図 [Mitchel (1960) による]

今日まで、外力によるかく乱後の強度回復過程については、一般に次の3つの因子から理解されている<sup>21)22)</sup>。

- (1) 粘土粒子の再配列と粒子間結合の形成
- (2) 粘土粒子表面の水分子の再結晶化
- (3) 間ゲキ溶液中イオン分布の変化

ここで、(2)については通常の水は氷的構造の生成・消滅を $10^{-12}$ 秒のオーダーで行なうこと<sup>23)</sup>、(3)については粘土サスペンションの陽イオン交換反応が瞬時に行なわれることと、サクシヨン変化が十数日にも及ぶという事実とを比較すると、(2)・(3)の因子の及ぼす影響は相対的に小さいと考えられる。

これらの点を明らかにするには、各因子が系の巨視的な状態量に与える影響を定量的に把握する必要がある。特に粒子配列変化の影響をみるには、(7)式によって異方→等方の状態変化に対応した圧力変化を計算し、図-9の実験値と比較することが有効であろう。

またこれはチキソトロピックな現象におけるOnsager理論の適用性をみることに対応するものである。しかしForsythらの計算結果には異方→等方にもなる圧力変

化は示されておらず、現段階でこれを定量的に論じることは難しい。

さらに粒子配列の変化と強度変化の関係を論ずるには、粒子の向きの変化ばかりでなく、分散・凝集という粒子間結合の生成・消滅も合わせて考慮しなければならない<sup>24)</sup>。残念ながら、各種の粒子間結合(図-8)における力学的関係についてはD.L.V.O.理論では十分カバーしきれていないし、ここには他の力学法則の存在の可能性が考えられてもよいような段限である。それゆえ現時点ではチキソトロピックな現象における粒子配列の時間的変化を確率過程的に取り扱うことは、なかなか困難と思われる。したがって、先ず完全な分散・完全な凝集という各状態について、粒子の向きを考慮に入れた応力-ヒズミ関係を微視的な粒子間の力学的関係から導き出すことが重要だろう。

## V ま と め

粘土粒子の配列、特に粒子の向きの影響を中心として粘性土の構造研究・粒子間の物理化学的作用力の研究・チキソトロピックな現象について概括的に論じた。これらを以下に要約する。

(1) 粘性土における粒子配列は定性的には観察されているが、応力-ヒズミ-時間の関係式に対するこれらの導入は十分ではないことを示し、粘土粒子集合体の力学特性の把握が重要であることを指摘した。

(2) 粘土粒子間の物理化学的相互作用としてD.L.V.O.理論を紹介し、これが粒子の平行配列を想定しうる系については有用であること、しかしランダムな配列をとる系に対しては、さらに確率的な取り扱いが必要であることを示した。

(3) 物理化学的相互作用を粒子配列も含めて、巨視的な状態量として表現するOnsager理論を紹介した。これは粒子濃度の濃い系に対する適用は難しいが、粒子の配列変化に伴う状態量変化を把握できる特徴をもつ。

(4) チキソトロピックな挙動のうち、剪断後の静置による状態変化を緩和現象として理解し、自由エネルギーの減少、圧力減少という事実から、静置によって生ずる粒子の配列変化をOnsager理論に基づいて考え、異方状態から等方状態への変化としてとらえた。

粘性土の剪断特性において、力学的強度の異方性と粒子配列の異方性、さらにダイレイタンス挙動との関連は未だに十分把握されていない問題である。これらを考えるとき、微視的な粒子配列に基づいて応力-ヒズミ関係を普遍的な形で確立していくことは、今後の重要な課題と考えられる。

## 引用文献

- 1) Casagrande, A. (1932): The structure of clay and its importance in foundation engineering. Jour. Boston Soc. Civil Eng. **19**, 168-208
- 2) Tovey, N.K. (1971): A selection of scanning electron micrographs of clays. CUED/C-SOILS/TR5a, Univ. of Cambridge, Dept. of Eng.
- 3) Collins, K and McGown, A. (1974): The form and function of microfabric features in a variety of natural soils. Geotechnique, **24**, No.2, 223-254
- 4) McConnachie, I. (1974): Fabric changes in consolidated kaolin. Geotechnique, **24**, No.2, 207-222
- 5) Yong, R.N. and McKyes, E. (1971): Yield and failure of a clay under triaxial stresses. Amer. Soc. Civil Engrs., Proc. Jour. Soil Mech. Foud. Div., **97**, SM1, 159-176
- 6) 嘉門雅史(1977): 粘性土の構造と力学的特性. 土壌の物理性, No.35, 21-28
- 7) 村山朝郎・柴田徹(1956): 粘土のレオロジー的特性について. 土木学会論文集, 第40号, 1-31
- 8) 松尾新一郎・嘉門雅史(1976): 粘土の構造に関する用語について. 土と基礎, **24**, No.1, 59-64
- 9) Eyring, H. (1936): Viscosity, Plasticity and Diffusion as examples of absolute reaction rates. Jour. Chem. Phys. **4**, No.4, 283-291
- 10) 松井保(1978): 土の構成式に関する現況総括3. ミクロレオロジー. 土質工学会論文報告集, **18**, No.2, 80-87
- 11) Verwey, E.J. and Overbeek, J.Th. G (1948): Theory of stability of lyophobic colloids. Elsevier, New York.
- 12) Hamaker, H.C. (1937): The London-van der Waals attraction between spherical particles. Physica, **4**, 1058
- 13) Warkentin, B.P., Bolt, G.H. and R.D. Miller (1957): Swelling pressure of montmorillonite. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. **21**, 495-497
- 14) Langmuir, I. (1938): The role of attractive and repulsive forces in the formation of tactoids, thixotropic gels, protein crystals and coacervates. Jour. Chem. Phys. **6**, 873-896
- 15) Onsager, L. (1949): The effects of the shape on the interaction of colloidal particles. Annals, New York, Acad. Sci. **51**, 627-659
- 16) Forsyth, R., Marcelja, S., Mitchell, D.J. and Ninham, B.W. (1978): Stability of clay dispersions. "Modification of soil structure" (edited by Emerson, W.W. et al.) Wiley Interscience, 17-25
- 17) Freundlich, H. (1935): "Thixotropy" Herman et Cie, Paris.
- 18) Lambe, T.W. (1953): The structure of inorganic soils. Amer. Soc. Civil Eng. Separate No.315, October
- 19) van Olphen, H. (1963): "An introduction to clay colloid

- chemistry" Wiley Interscience.
- 20) Day, P.R. and Ripple, C.D. (1966): Effect of shear on suction in saturated clay. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. **30**, 675-679
- 21) Mitchel, J.K. (1960): Fundamental aspects of thixotropic soils, Proc. Amer. Soc. Civil Eng. **86**, No. SM3 19-52
- 22) Yong, R.N. and Warkentin, B.P. (1975): "新編・土質工学の基礎" (山内・竹中ら監訳) 鹿島出版会, 45-47
- 23) 荒川 泓 (1974): 水の分子構造と物性 "水の構造と物性" (中垣正幸編) 南江堂, 15-29
- 24) 藤井克己・中野政詩 (1978): ペースト状態におけるモンモリロナイトの粘弾性について. 農業土木学会論文集, No. 73, 13-19

[1979. 7. 30. 受稿]

お 知 ら せ

第21回土壌物理研究会シンポジウム

土壌物理の境界領域と今後の方向

と き: 昭和54年11月24日(土) 9:30~17:00

と ころ: 東京大学農学部2号館化学第1講義室

講 演

午 前

1. 土壌微生物の住み場所をめぐる物理的諸問題.....服 部 勉(東北大農研)
2. 土壌中の生物活性と温度.....金 野 隆 光(東北農試)
3. 営農排水と土壌物理性.....佐 藤 清 美(全 農)

午 後

4. 土壌中のイオン移動現象への化学的接近法と物理的諸問題.....井 上 隆 弘(農 技 研)  
三 輪 睿 太 郎(農 水 省)
5. 土の理工学性に関連する物理化学的成果の現状と今後の問題(火山灰土を中心として)  
.....前 田 隆(北 大 農)  
座 長.....古 畑 哲(農 技 研)  
岩 田 進 午(農 技 研)

総 合 討 論 (15:20~17:00)

昭和54年度総会 (11:50~12:30)

創立20周年記念兼「土の物理学」「土壌の物理性と植物生育」出版披露パーティー

(17:00~18:30 於 東大農4号館)