

NOV. 1973

RIIS-RR-22-3

UDC 62-52

産業安全研究所研究報告

RESEARCH REPORT OF
THE RESEARCH INSTITUTE OF INDUSTRIAL SAFETY

RR-22-3

人工指の試作研究

(第1報)

—制御要素としての電気流体の特性—

近 藤 太 二
杉 本 旭

労働省産業安全研究所
MINISTRY OF LABOUR
THE RESEARCH INSTITUTE OF INDUSTRIAL SAFETY

人工指の試作研究 (第1報)

—制御要素としての電気流体の特性—

近藤 太二*・杉本 旭*

Test-Manufacture of Artificial Fingers

(1st Report)

—Characteristics of Electro-Fluid as a Control Element—

by Taiji KONDO · Noboru SUGIMOTO

Winslow effect is defined as an essentially instantaneous reversible change in apparent viscosity when a fluid is subjected to an externally applied electric field.

In this papers, we report the result of our investigation which will be devoted primarily to reological and electrical properties of Electro-Fluid, and the laws, and mechanisms which govern their behavior.

Winslow effect had been so far evaluated by the increase of apparent viscosity, but here E. V. Induced shear stress τ_E was introduced to take place of it. τ_E is expressed as the difference between whole shear stress and the shear stress which is induced in the absence of the electric field.

The property of Winslow effect of Crystalline cellulose-Diphenyl chloride suspension was typical of most Electro-Fluids and was found to be a function of many parameters such as composition, shear rate, field strength, frequency, temperature and moisture.

When only one parameter is varied, E. V. Induced shear stresses increase with increasing volume fraction (it must be approximately equal to weight fraction) of disperse phase, field strength, and temperature, but decrease with increasing frequency.

The moisture (water content) is a parameter that is difficult to be evaluated quantitatively and universally as well. So, here the dielectric constant was introduced in place of the moisture.

Thus, E. V. Induced shear stress τ_E by measurement is :

$$\tau_E = C \frac{E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_d)^2}{p_g}$$

where E_0 is the external electric field, p_g is the weight fraction of disperse phase, ϵ_s is the dielectric constant of the Electro-Fluid, ϵ_d is the dielectric constant of the Electro-Fluid having no moisture in the disperse phase, and C is a constant coefficient.

Here we can find the weight fraction in a denominator because of interaction between p_g and $\epsilon_s - \epsilon_d$.

On the mechanism of Winslow effect, at first we adopted the following model.

* 機械研究部 Mechanical Division

“Each particle in flowing fluid repeats to pass the other particles, and the electric field applying to particles results induced interfacial polarization, thus induced attraction among particles, hence dissipation heat rises”.

Consequently, by connecting the attraction with E. V. Induced shear stress theoretically we get :

$$\tau_E = \sqrt{\frac{24}{\pi}} \epsilon^* \frac{E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \epsilon_0 \sqrt{p_g}} f_a$$

where ϵ^* is the space permittivity, f_a is the energy barrier coefficient, a is the mean radius of particles, ϵ_0 is the dielectric constant of dispersion medium.

In view of the fact that ϵ_0 is approximately equal to ϵ_d , and the energy barrier coefficient is inversely proportionate to $\sqrt{p_g}$ at high weight fraction, this equation has the analogous form to the form previously expressed experimentally.

As for the mechanism of the polarization of particle, the dielectric dispersion of Electro-Fluid was useful to study it quantitatively.

When electro-fluid has little moisture in its disperse phase, the characteristic frequency is very small and is approximately equal to the theoretical value which ionic mobility on the surface of starch particle expresses as the characteristic frequency.

Thus we get the conclusion that the mechanism of Winslow effect is able to be explained sufficiently by the electro double layer hypothesis quantitatively.

On the base of this theory, we developed new Electro-Fluid and more typical one at that, which had ionic exchange resin as its disperse phase. It will justify this theory.

記 号

a	粉体粒子の半径
c	誘電余効
d	電極板間の間隙
E_0	外部電界
E_d	粒子がすれちがうことによって単位時間当りに消散するエネルギー
E_s	外部から加えられたせん断エネルギー
F_x	粒子の受ける流れ方向の力
F_y	粒子の受ける垂直方向の力
f_a	エネルギーバリア係数
f_c	緩和周波数
k	ボルツマン定数
m	電極板間の鎖の本数
N	電極板間の粉体粒子数
n	電気流体の単位体積当りの粉体粒子数
P	粒子分極
p_g	電気流体の粉体重量比
p_w	粉体の含水率
S	電極板面積
T	絶対温度
t_c	緩和時間
u	電気流体の流速
u_c	イオンの易動度
Δu	粒子の相対速度
v	電極板間容積
x	流れ方向の座標
y	流れに垂直方向の座標
ϵ	粒子のポテンシャルエネルギー
ϵ_0	粒子のエネルギーバリア
ϵ_0	分散媒の比誘電率
ϵ^*	真空絶対誘電率
ϵ_d	含水率0%の電気流体の比誘電率
ϵ_s	電気流体の比誘電率
$[\epsilon_s]_c$	電気流体の複素誘電率
η_0	電気流体の無電界での粘性係数
λ	平均鎖間距離
σ_p	粒子の表面電荷
τ	せん断応力
τ_E	EV誘起せん断応力

1. 論 緒

工業用ロボットおよび各種マニピレータに関する研究は、近年とみに盛んに行なわれるようになってきた。そして、最近では数台の電子計算機でコントロールされる知能ロボットの出現の声も聞かれるようになってきている。

従来、省力化を目的として研究開発されてきた各種工業用ロボットは、最近、その使用目的を安全化とする声が高まっている。

省力化という観点のみから工業用ロボットを考えると、ややコストの面で無理があること、自由度が小さく作業への順応性が低いこと、作業能率が作業によっては非常に低くなること、そしてソフトウェアが非常にむずかしいなど現況では多くの問題を含んでいる¹⁾。しかし、これを安全化という観点に移してみると、工業用ロボットによって、作業者が危険作業や危険環境から開放されるとすれば、これは重要な意味を持つであろう。事実、放射能環境下での作業や海洋開発における高圧環境下での作業などでマニピレータがかなりの威力を発揮している。

また、工業用ロボットでは、ある程度の汎用性が要求される。危険作業であっても、ある決まった対象物や動作だけを要求する場合は、その作業に適する装置によって自動化すればよい。しかし、対象となる物、必要とする動作の種類が多岐にわたり、特に、形状、大きさ、重量において広範囲にわたる対象物を処理しなければならぬ場合には、工業用ロボットや各種マニピレータが有効になると思われる。しかし、従来の工業用ロボットのつかみの機構をみると、そのほとんどがプライヤ式に代表される1自由度であり、多種の形状の対象物をつかむには不十分である。この多自由度化を困難にしているのは、1自由度当りの駆動装置が非常に大きいこと、および多自由度における制御の複雑さなどがあげられよう。そこでわれわれは全く新しい駆動および制御方式による人工指の開発を目的とし、その基礎研究に入った。これは、電気粘性効果の一種であるいわゆるウィンズロ効果を利用し、油圧を電気信号によって直接制御しようというものであり、この制御方式によって、人工指の多自由度化、小型化が期待される。

ここに報告するものは、ウィンズロ効果を生ずる懸

濁液*（電気流体）の一連の特性実験により、ウィンズロ効果のメカニズムを解明し、より顕著な効果を生ずる電気流体の開発に資することを目的として行なった研究に関するものである。

2. 電気流体の特性実験

ウィンズロ効果²⁾とは、ある種の粉体を絶縁性の液体に混入した懸濁液の粘度が、外部電界によって著しく増加する現象である。つまり、外部より電気エネルギーを与えて、機械エネルギーを取り出すわけである。

また、ウィンズロ効果は非常に応答性にすぐれていることが特徴である。ここでは、ウィンズロ効果を生ずる懸濁液を区別して電気流体と呼ぶ。

本研究では電気流体の例として微結晶セルロース・塩化ジフェニール系についてその特性実験を行ない、ウィンズロ効果の解明の基礎となるデータとした。

2.1 実験装置

本実験で用いた共軸二重円筒型回転粘度計のブロック図を Fig.1 に示す。内外筒は互いに電気的に絶縁されて電極板を構成し、極板間隙は 1mm である。

外筒は可変速モータにより回転し、その回転数範囲は 0~300rpm で、発生するせん断応力は、内筒上部に取り付けられたトーションワイヤのねじれ角によって求めた。

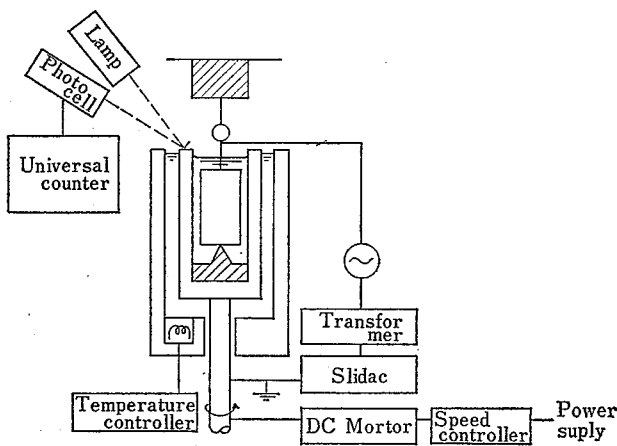


Fig. 1 Block diagram of the viscosity measurement system
粘度測定装置ブロック図

* 懸濁液 (suspension) : 粉体と液体の混合液を懸濁液と呼び、懸濁液に含む粉体を分散相、液体を分散媒と呼ぶ。

2.2 試料

本実験で使用した電気流体は、分散媒として、塩化ジフェニール（カネクロール 300, 鐘淵化学）、分散相として、微結晶セルロース（アビセル, 旭化成）を用いた。粉体の含む水分量は、粉体約 1g をとり、108°C 雰囲気にて 40 分間置き、次の式によって求める。

$$\text{含水率 } p_w = \frac{\text{試料(約1g)} - \text{乾燥後の試料}}{\text{試料(約1g)}}$$

また、電気流体の粉体重量比 p_g は次式で求める。

$$\text{重量比 } p_g = \frac{\text{分散相(含水)}}{\text{分散相(含水)} + \text{分散媒}}$$

2.3 実験結果と実験式

回転粘度計は本来液体の粘度を測定するものであるが、この場合、解析のため、ずり速度 $\partial u / \partial y$ に対するせん断応力 τ を求めることになる。Fig.2 は重量比 10%、含水率 8.9% の場合の流動曲線*である。これによると無電界における電気流体はニュートン流体として十分であり、また、電界を加えると Bingham 流体*のパターンへと移行している。したがって、せん断応力は

$$\tau = -\eta_0 \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_E \dots \dots \dots (2.1)$$

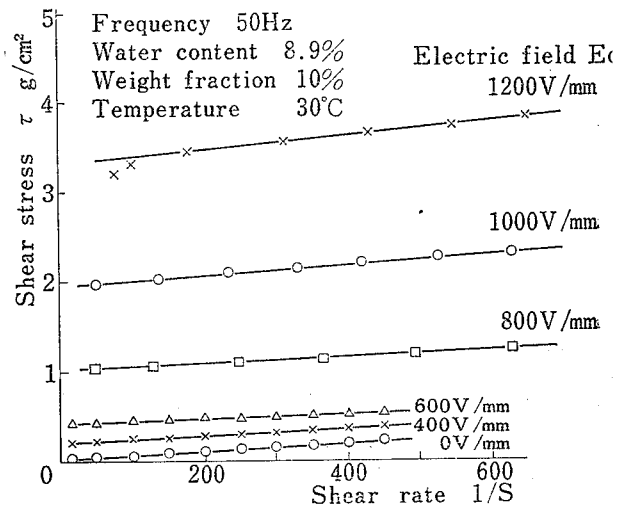


Fig. 2 Flow diagram of Crystalline cellulose-Diphenyl chloride suspension
微結晶セルロース・塩化ジフェニール系における流動曲線

* 流動曲線：流体の粘性抵抗を一般的に表わしたもので、縦軸にせん断応力、横軸にずり速度をとる。したがって、その傾きが粘度（粘性係数）となる。

で表わされる。つまり、外部電界の影響によって誘起するせん断応力は Bingham 流体の降伏応力 τ_E のみであり、ウインズロ効果を論ずる場合は、 τ_E のみを考えればよいことになる。そこで τ_E をここでは EV 誘起せん断応力を名付け、ウインズロ効果の評価指標とする。

ウインズロ効果のパラメータとしては、外部電界とその周波数、重量比、含水率、温度、分散媒および分散相の化学的、物理的特性などがあげられる。しかし本実験では温度が 30°C 一定、外部電界周波数が 50Hz 一定とし、分散媒、分散相も一種類として、電界、重量比 (Fig.3-1)、含水率 (Fig.3-2) がどのように τ_E に影響するかを検討した。

Fig.3-2 では含水率がウインズロ効果に大きな影響があることを示している。

種類によっては、水分がいくら吸着されていてもウインズロ効果を生じない。したがって、これは普遍的なパラメータとはいえない。そこで含水率に代わるより一般的なパラメータを考えなければならない。

Fig.4 は電気流体の誘電率が粉体の含水率によって大きく変化することを示しており、Fig.3-2 と Fig.4 のパターンが非常に類似していることに着目すると、 $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ が含水率に代わる普遍的なパラメータである

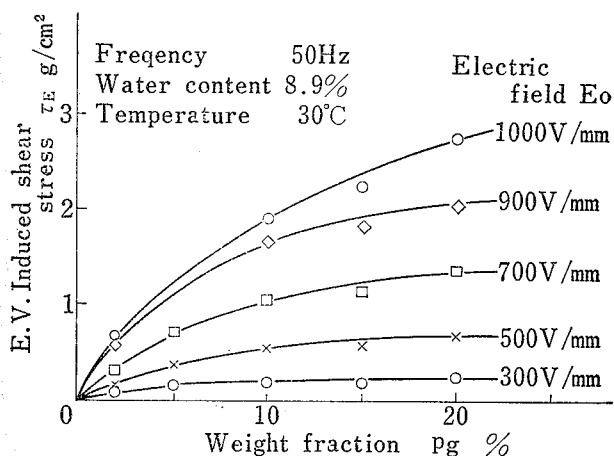


Fig. 3-1 Effect of Weight fraction on E. V. Induced shear stress τ_E (Crystalline cellulose-Diphenyl chloride suspension) 重量比の影響

* Bingham 流体：流動曲線が直線であり、その傾きを η_B とし、降伏応力を τ_y とすると、そのせん断応力が $\tau = -\eta_B \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_y$ で表わされるような流体を Bingham 流体という。

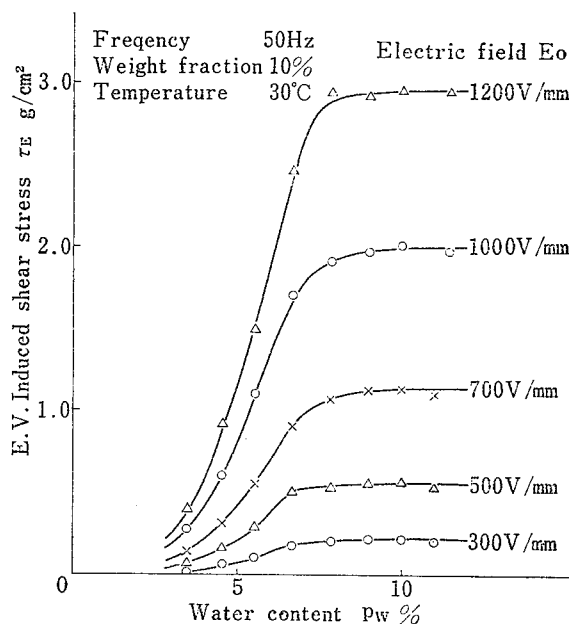


Fig. 3-2 Effect of Water content on τ_E 含水率の影響

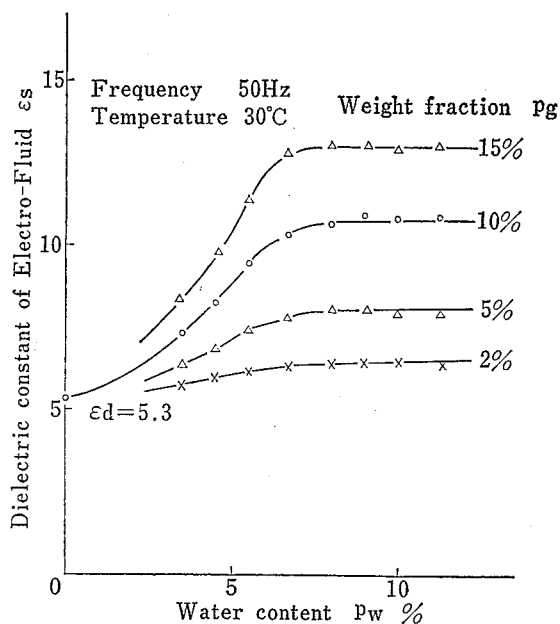


Fig. 4 Relationship between Water content and Dielectric constant of the Electro-Fluid 電気流体の誘電率と含水率の関係

と仮定することができる。ここで ϵ_s は懸濁液の誘電率である。また、 ϵ_d は含水率 0% の懸濁液の誘電率であり、これは分散媒の誘電率 ϵ_0 にほぼ等しい。したがって、 $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ は分散相混入による誘電率の増加分

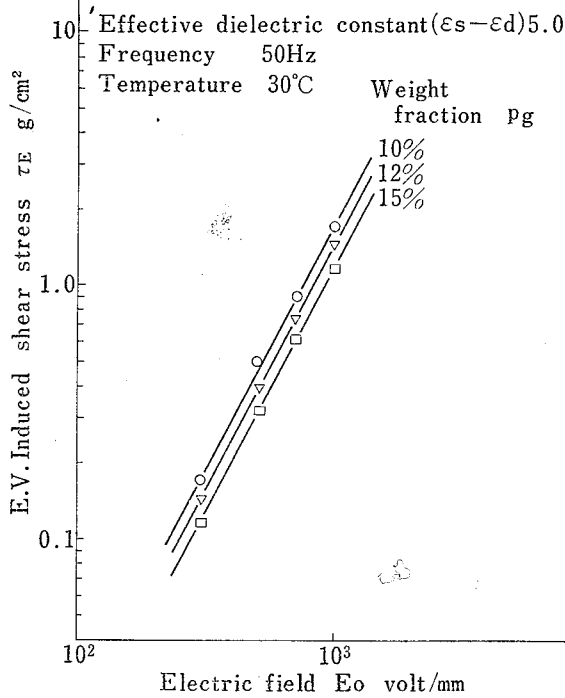


Fig. 5 Relationship between Electric field and τ_E (parameter : Weight fraction p_g)
 電界と τ_E の関係 (パラメータ : 重量比)

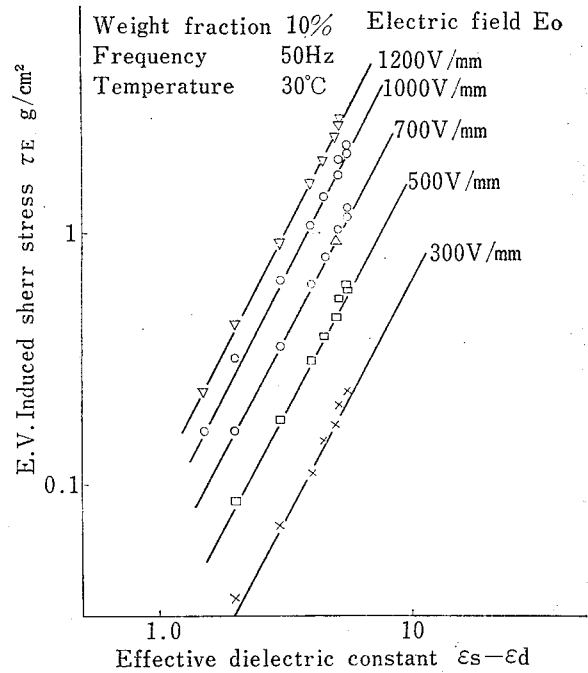


Fig. 7 Relationship between Effective dielectric constant $\epsilon_s - \epsilon_d$ and τ_E (parameter : Electric field E_0)
 有効誘電率と τ_E の関係 (パラメータ : 電界)

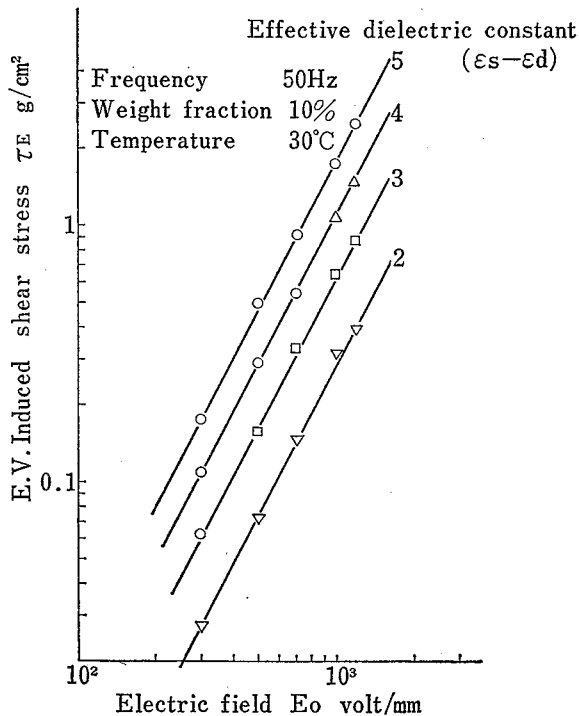


Fig. 6 Relationship between Electric field E_0 and τ_E (parameter : Effective dielectric constant $\epsilon_s - \epsilon_d$)
 電界と τ_E の関係 (パラメータ : 有効誘電率)

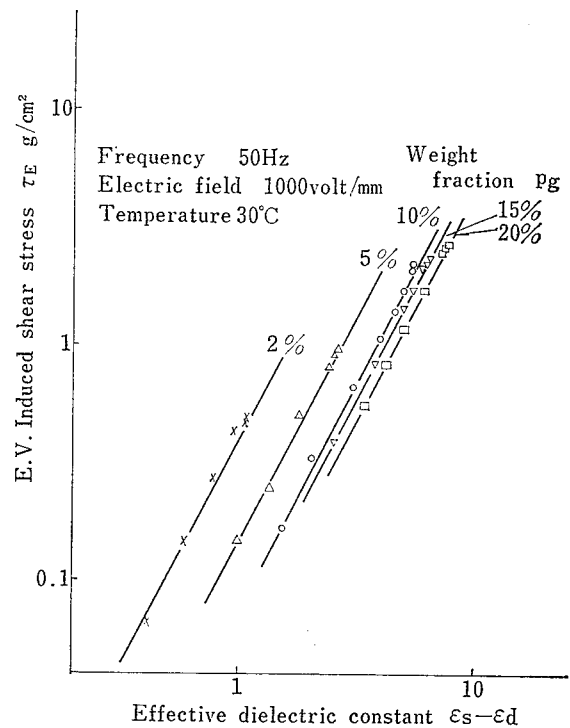


Fig. 8 Relationship between Effective dielectric constant $\epsilon_s - \epsilon_d$ and τ_E (parameter : Weight fraction)
 有効誘電率と τ_E の関係 (パラメータ : 重量比)

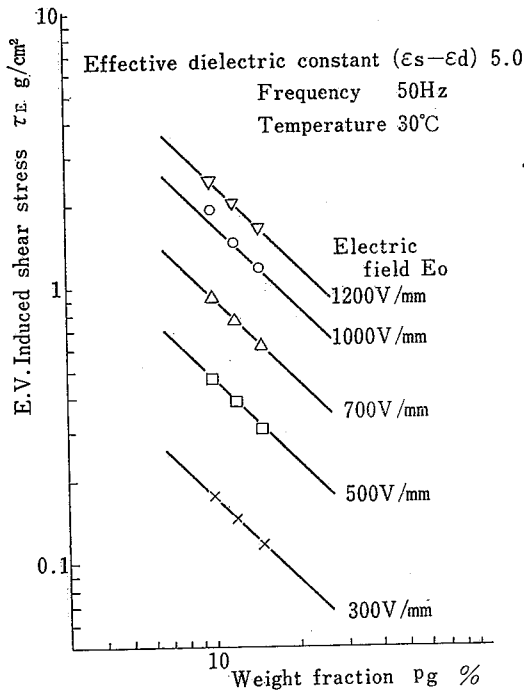


Fig. 9 Relationship between Weight fraction p_g and τ_E (parameter: Electric field)
重量比と τ_E の関係 (パラメータ: 電界)

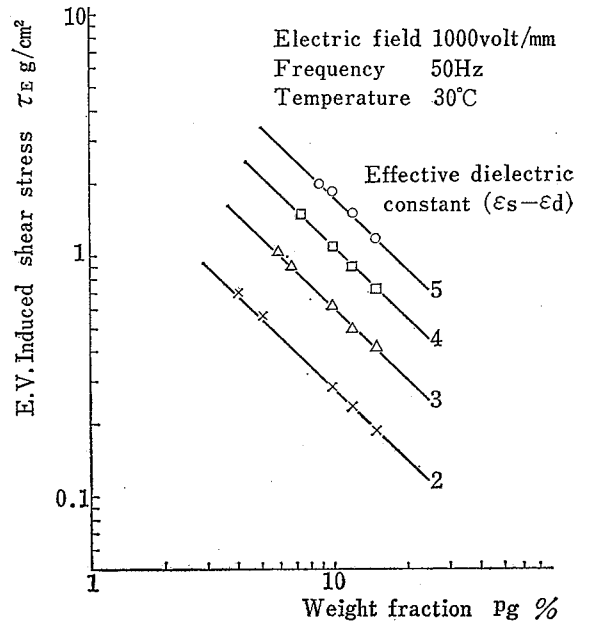


Fig. 10 Relationship between Weight fraction p_g and τ_E (parameter: Effective dielectric constant)
重量比と τ_E の関係 (パラメータ: 有効誘電率)

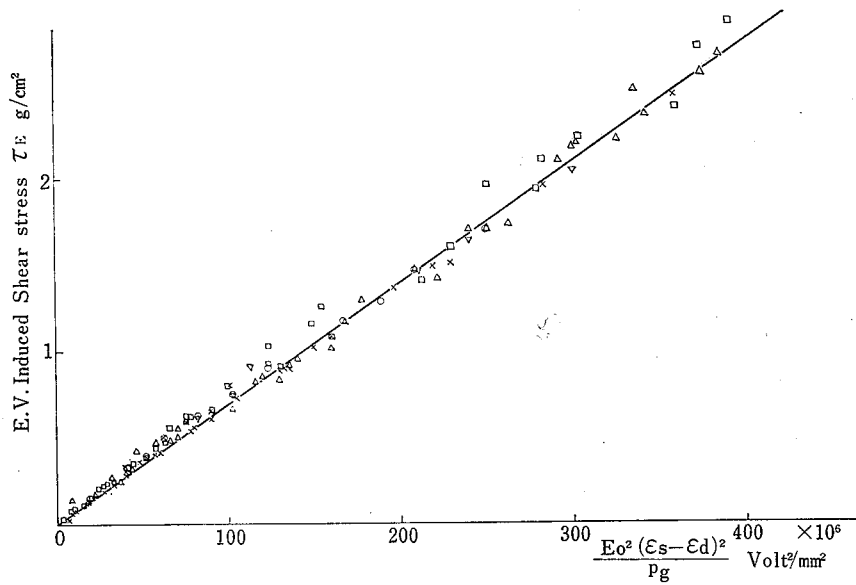


Fig. 11 Relationship between τ_E and function $\frac{E_0^2(\epsilon_s - \epsilon_d)^2}{p_g}$ connecting 3 parameters.

$$\tau_E \text{ と } \frac{E_0^2(\epsilon_s - \epsilon_d)^2}{p_g} \text{ の関係}$$

と解される。ここでは、 $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ を有効誘電率と呼ぶことにする。けっきょく、外部電界 E_0 、重量比 p_g 、有効誘電率 $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ がどのように EV 誘起せん断応力 τ_E に関係づけられるかを考えることになる。

電界が EV 誘起せん断応力におよぼす影響は重量比を一定とした Fig.5 の傾き、および $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ を一定とした Fig.6 の傾きがともにほぼ 2 であることから

$$\tau_E \propto E_0^2$$

が得られる。同様に、 $(\epsilon_s - \epsilon_d)$ の影響は Fig.7, Fig.8 より、 p_g の影響は Fig.9, Fig.10 より求められる。けっきょく、 C を定数とすれば、 τ_E は

$$\tau_E = C \frac{E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_d)^2}{p_g} \dots \dots \dots (2.2)$$

となる。これが測定により得られた電気流体の特性を示す式である。したがって Fig.11 のように測定データを τ_E と $E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_d)^2 / p_g$ の関係でプロットすると、ほぼ直線となり、定数 C はこの直線の傾きとなる。

3. ウィンズロ効果のメカニズム

ウィンズロ効果のメカニズムを説明する仮説は多種にわたっているが^{3)~6)}、それらはすべて Fig.12 に示すような分散媒中での粉体粒子の挙動が基礎となっている。Fig.12 は無電界においてほぼランダムな分布をしている粉体粒子が、外部電界によって電極板間に鎖状に配列し、両極板を有機的に結合してしまうことを表わしている。したがってこの粉体粒子の鎖が流れに対し抵抗となるため、EV 誘起せん断応力 τ_E が誘起すると解せられる。けっきょく、ウィンズロ効果のメカニズムを説明する諸説は、電界によっていかにこのような粒子間引力を生ずるかを論ずる点で相違しているわけである。

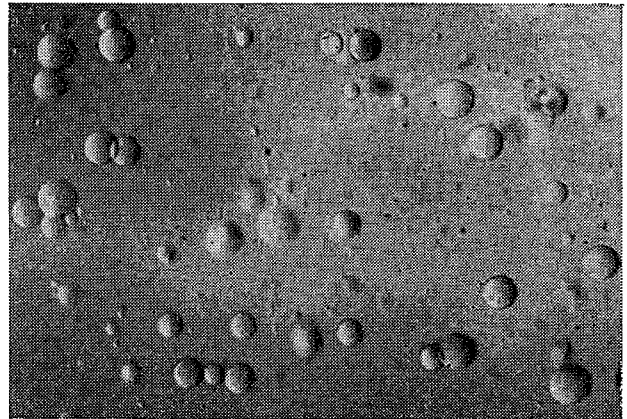
3.1 粒子間引力と EV 誘起せん断応力との関係

3.1.1 2 粒子間のエネルギーバリア

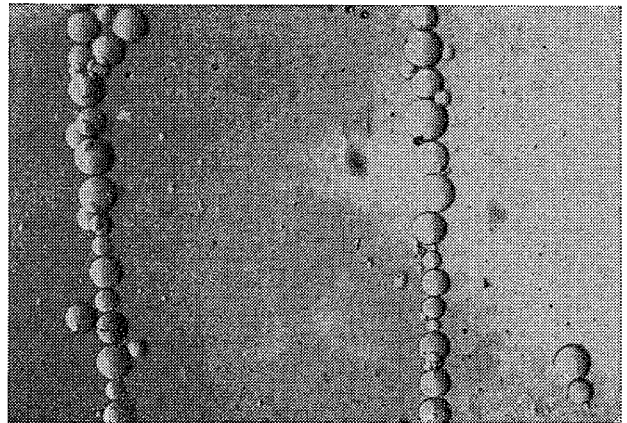
まず、粒子間引力の発生メカニズムを問わず、それがどのように EV 誘起せん断応力に寄与しているかを考えてみる。

ある速度で流れている流体は rate process⁷⁾ とみなしうる。そこで、反応速度論の基本的考え方がこの問題に適応しうると考えられる。

ずり速度 $\partial u / \partial y$ が存在する場合、電気流体中の粒子



(a)



(b)

Fig. 12 Influence of Electric field on particles.

(a) Random distribution of particles before applying Electric field.

(b) Construction of chains between electrode by means of Electric field.

電界印加により構成する粒子の鎖

の平均移動速度が分散媒の流速にほぼ等しいので、粉体粒子は互いに接近し、また離れていくという過程を繰り返していると思われる。そこで、Fig.12 に対応する鎖内の 3 つの粒子 A, B, C を考える (Fig.13)。粒子 A は層 2 に対し相対速度 $4u$ で x 方向に動くとする。粒子 B 上にあった粒子 A はやがて粒子 C 上に達するであろうが、その移動の過程で粒子 B, C より引力、斥力を受ける。それは過程が $1/2 \cdot \lambda$ 以内では粒子 B による引力が、 $1/2 \cdot \lambda \sim \lambda$ では粒子 C の引力が支配的であると察せられる。つまり、このことは粒子 A が粒子 B 上より粒子 C 上へ達するにはあるポテンシャルバリアを越えるエネルギーを外部より与えなければならないことを意味する。層 1 上で $0 \leq x \leq \lambda$ でのポテンシャルエネ

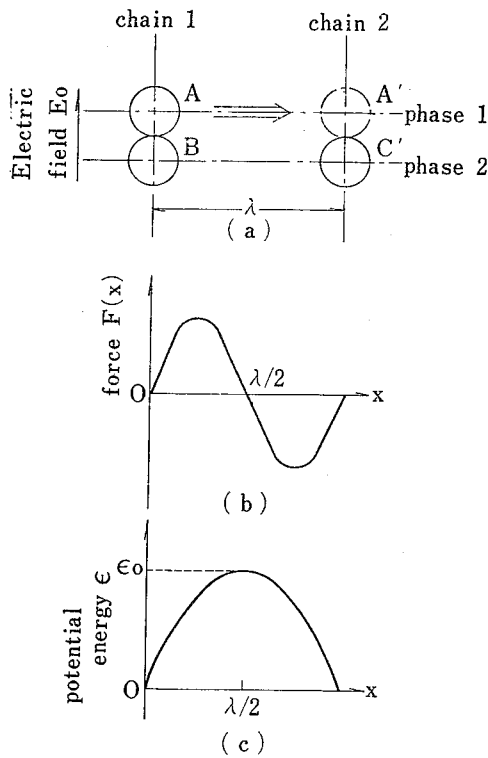


Fig. 13 Movement of the particle and its potential energy.

- (a) Movement of the particle A between chains
- (b) Force of x -direction, applying to the particle A in process of its transfer from chain 1 to chain 2.
- (c) Potential energy of the particle and its potential energy barrier.

粒子の鎖間の移動とポテンシャルエネルギー

ルギは,

$$\epsilon(x) = - \int_0^x \{F_B(x) + F_C(x)\} dx$$

で示される。ここに $F_B(x)$ は粒子 B・A間の力の x 成分, $F_C(x)$ は C・A間の力の x 成分である。

また、粒子 A が $x=1/2 \cdot \lambda$ の位置に達すると、いわゆる活性状態となる (rate process に対応づけてこう呼ぶ)。したがって、エネルギーバリアは一般化して

$$\epsilon_0 = \left| \int_0^{\lambda/2} \{ \sum_i F_i(x) \} dx \right| \dots \dots \dots (3.1)$$

となる。ここで、粒子 A の挙動をエネルギーを用いてい表わせば、「外部よりエネルギー ϵ_0 が粒子 A に与えられると粒子 A は $\lambda/2$ の点で活性状態となり、さらに微小なエネルギーを与えると、粒子 A は粒子 C の引力によってその活性化エネルギー ϵ_0 を速度エネルギーに変えよう

とする。しかし、分散媒の粘度のため ϵ_0 のほとんどすべては熱消散され、粒子 A は粒子 C 上で停止する。」となり、この過程が繰り返される。そこで、相対速度 Δu で移動する粒子は単位時間当り $\Delta u/\lambda$ 回だけ他の粒子とすれちがうことになり、その消散エネルギーは単位時間当り

$$E_d = \epsilon_0 \frac{\Delta u}{\lambda}$$

である。また、粒子のせん断有効面積を $\lambda_1 \times \lambda_2$ とすると、これに作用するせん断応力 τ_E を用い、外部より供給するエネルギーは、

$$E_S = \tau_E \cdot \Delta u \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2$$

上 2 式を等しいとおき、せん断応力を解くと、

$$\tau_E = \frac{\epsilon_0}{\lambda \lambda_1 \lambda_2} \div \frac{\epsilon_0}{\lambda^3} \dots \dots \dots (3.2)$$

したがって、電気流体は (2.1) 式より

$$\tau = -\eta_0 \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\epsilon_0}{\lambda^3} \dots \dots \dots (3.3)$$

となり、Bingham 流体の特性式に一致している。

3.1.2 粒子間引力

粒子間の引力が電界によって生ずることは顕微鏡観察でも明らかである。これは、外部電界の作用によって粒子が分極状態となったためと察せられる。ここでは粒子表面上に電荷を生ずるメカニズムを問わず、分極 P で分極している粒子間の引力を考えてみる。

粒子が、外部電界 E_0 で分極 P を生じているとすると粒子表面上に現われる表面電荷密度 σ_p は (Fig.14),

$$\sigma_p = |P| \cos \beta = P_n \dots \dots \dots (3.4)$$

となる。2 粒子間引力は、球 B の分極によって誘起す

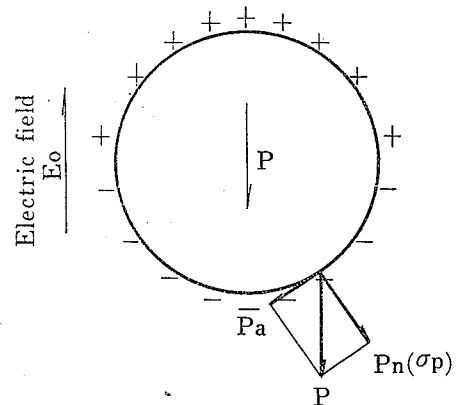


Fig. 14 Polarization and charge on surface of a particle
粒子の分極と表面電荷

る電界と球A上の表面電荷密度を掛け、球A表面で積分することによって得られる。そこで Fig.15 のように座標系をとると、球B上の電位が球A上につくる電位は、

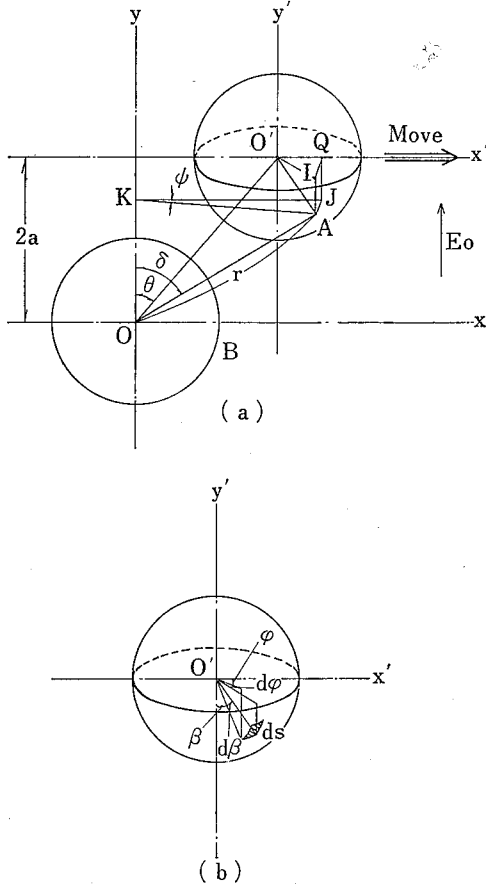


Fig. 15 Coordinate system here and definition of variables*

- (a) Coordinate reference between 2 particles
- (b) Control area on the surface of particle

2粒子の座標系と粒子表面上の面素

$$V_e = \frac{P}{3\epsilon^*\epsilon_0} \frac{a^3}{r^2} \cos \delta$$

ここで、 ϵ_0 は分散媒の比誘電率、 ϵ^* は真空絶対誘電率である。A点における電界のx成分y成分はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{2}{3} \frac{P}{\epsilon^*\epsilon_0} \frac{a^3}{r^3} \sin \delta \cdot \cos \delta \cdot \cos \phi \\ E_y &= -\frac{2P}{\epsilon^*\epsilon_0} \frac{a^3}{r^3} (3\cos^2 \delta - 1) \end{aligned} \right\} \dots (3.5)$$

となる。

Fig.15 で β を $d\beta$ 、 ϕ を $d\phi$ だけ変化して得られる粒子表面上の面素 dS は、

$$dS = a^2 \sin \beta d\beta d\phi \dots (3.6)$$

したがって、力のx成分は(3.4)、(3.5)、(3.6)式を掛け積分して得られる*。

$$F_x = -\frac{2}{3} \frac{P^2}{\epsilon^*\epsilon_0} a^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{a^3 \sin \delta \cos \delta \sin \beta \cos \phi}{r^3} d\beta d\phi \dots (3.7)$$

(3.7)式を(3.1)式に代入するとエネルギーバリア ϵ_0 は、

$$\epsilon_0 = \frac{2}{3} \frac{P^2}{\epsilon^*\epsilon_0} a^2 \int_0^{\lambda/2} \sum f_x dx = \frac{2}{3} \frac{P^2}{\epsilon^*\epsilon_0} a^2 f_\alpha$$

と表わせる。ここで f_x は(3.7)式の積分の項であり、引力係数と呼び、 f_α をエネルギーバリア係数と呼ぶことにする。Fig.16 は、このエネルギーバリア係数 f_α の計算値を示している。(f_α の実際の計算は付録2を参照)

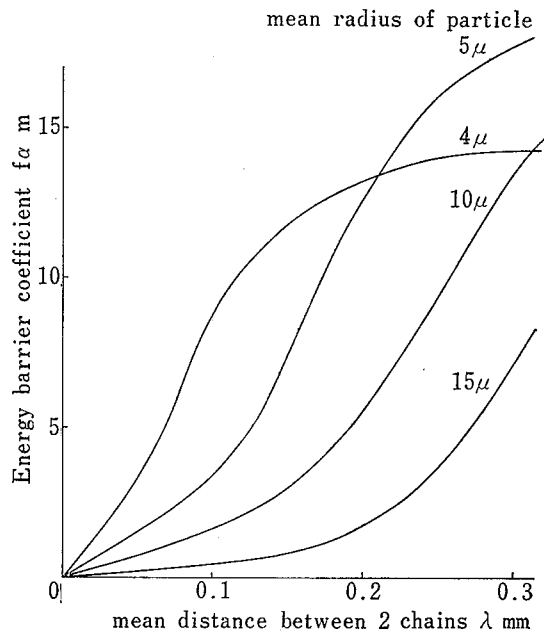


Fig. 16 Energy barrier coefficient f_α エネルギーバリア係数 (計算値)

上式を(3.2)式に代入すれば

$$\tau_E = \frac{2}{3} \frac{P^2 a^2}{\epsilon^*\epsilon_0 \lambda^3} f_\alpha \dots (3.8)$$

となる。

3.1.3 分極 P の算出

(3.8)式はEV誘起せん断応力 τ_E が粒子分極 P と

* Fig.15 座標系の詳細は付録1参照のこと。

* 詳細は付録2参照。

いかに結ばれるかを示している。しかし、個々の粒子の分極 P を実験的に求めることは、ほとんどが不可能であろう。しかし電気流体の誘電率を測定することによって粒子の平均的な分極を推定することは可能である。

Fig. 17 のように、電極板間に単一の誘電体粒子を持ち込むときの静電容量の変化を ΔC_{unit} とすると、

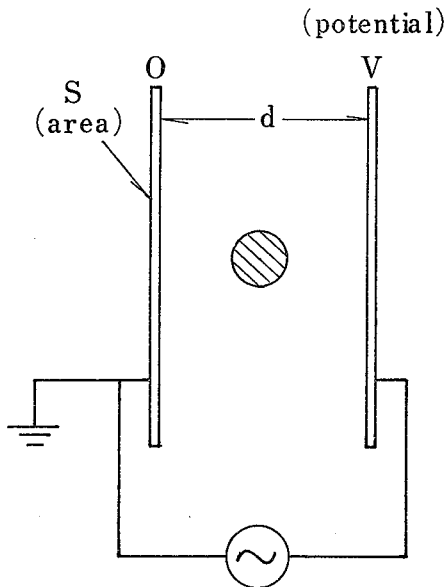


Fig. 17 A dielectric inserted into a parallel electrode
電極板間の単体誘電体

$$2\Delta C_{\text{unit}} = \frac{1}{V^2} \iiint PE_0 dv$$

の関係がある⁸⁾。これは積分されて、

$$2\Delta C_{\text{unit}} = \frac{1}{V^2} PE_0 \frac{4\pi a^3}{3} = \frac{P}{Vd} \frac{4\pi a^3}{3}$$

ここで、 d は電極板間隔である。そこで、電極板間に粒子を N 個だけ挿入すると、静電容量の変化は、

$$\Delta C = \frac{N}{2Vd} \cdot P \frac{4\pi a^3}{3}$$

一方、これは平行極板での静電容量の変化

$$\Delta C = \frac{S}{d} \epsilon^* (\epsilon_s - \epsilon_0)$$

に等しい。ここで S は電極板面積である。したがって求める分極 P は、

$$P = \frac{3}{2} \frac{VS\epsilon^*(\epsilon_s - \epsilon_0)}{\pi a^3 N} = \frac{3}{2} \frac{E_0\epsilon^*(\epsilon_s - \epsilon_0)}{\pi a^3 n} \dots\dots\dots(3.9)$$

ここに、 n は単位体積当りの粒子数である。

3.1.4 EV 誘起せん断応力の理論式

(3.9) 式を (3.8) 式に代入すると、EV 誘起せん断応力 τ_E は

$$\tau_E = \frac{3}{2\pi^2} \frac{E_0^2 \epsilon^* (\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a^4 n^2 \epsilon_0 \lambda^3} \dots\dots\dots(3.10)$$

ここで、含水粒子と分散媒の比重をほぼ等しいとすれば、単位体積当りの粒子数 n は、

$$n = \rho_g \sqrt{\frac{4\pi a^3}{3}} \dots\dots\dots(3.11)$$

また、全容積を v_d とすると、極板間に構成する鎖の数 m は、

$$m = \frac{2anv_d}{d}$$

となる。したがって平均的な鎖間の距離 λ は、

$$\lambda = \sqrt{\frac{S}{m}} = a \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\pi}{\rho_g}} \dots\dots\dots(3.12)$$

(3.11)、(3.12) 式を (3.10) 式に代入すると、

$$\tau_E = \sqrt{\frac{2A}{\pi}} \epsilon^* \frac{E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \cdot \epsilon_0 \sqrt{\rho_g}} \cdot f_a \dots\dots\dots(3.13)$$

を得る。

3.1.5 実験値との比較

(3.13) 式は τ_E を表わす最終的な理論式である。

ここで Fig. 2 と (3.13) 式による理論値とを比較する。 $a \approx 10 \mu$, $\rho_g = 0.1$ より $\lambda = 0.0456$ [mm], Fig. 16 から $f_a = 0.65 \times 10^{-5}$ [m]。また $E_0 = 1,000$ volt/mm, $\epsilon = 10.8$, $\epsilon_0 = 5.9$ とすると τ_E は (3.13) 式より、 $\tau_E = 204$ [N/m²] = 2.08 [g/cm²] 測定値では $\tau_E = 1.93$ [g/cm²] であり、十分に一致している。そこで、Fig. 5~Fig. 10 における点を $E_0^2 (\epsilon_s - \epsilon_0)^2 \epsilon^* \cdot f_a / a \epsilon_0 \sqrt{\rho_g}$ と τ_E の関係で整理してみると、Fig. 18 となる。そしてほぼ直線で表わされることがわかる。

Fig. 18 における直線の傾きは 2.33 となっているが、これは理論式より得られる定数 2.76 にほぼ一致している。

3.2 粒子分極のメカニズム

3.2.1 分極と誘電緩和現象

前項までの考察によって、分散粒子がどのような形で EV 誘起せん断応力と結びつくかは (3.13) 式によってある程度解明されたといえよう。この式で、 $(\epsilon_s - \epsilon_0)$ が重要なパラメータとして抽出された。また、このパラメータ以外は、電気流体にとって本質的なものではなく、外部の因子である。いいかえれば、ウィンズロ効果は $(\epsilon_s - \epsilon_0)$ が異常に大きい、いわゆる誘電

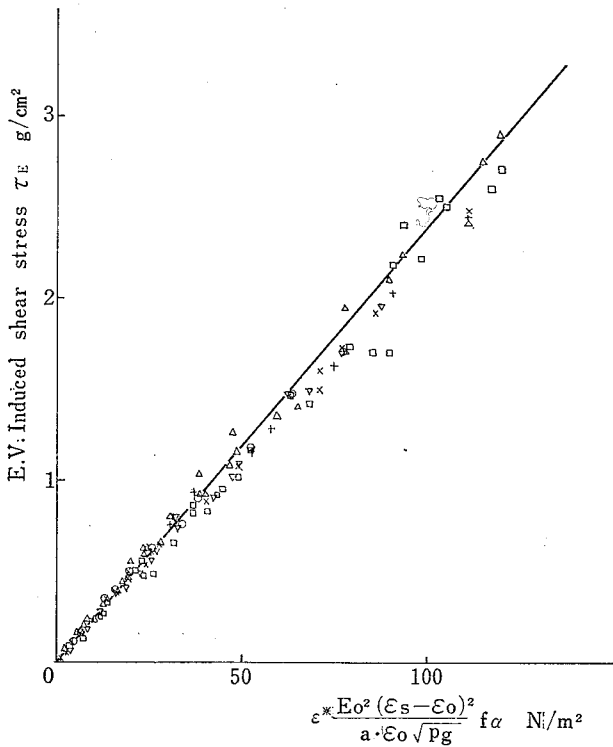


Fig. 18 τ_E versus $\epsilon \cdot \frac{E_0^2(\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \epsilon_0 \sqrt{\rho g}} f_a$, induced theoretically here.

τ_E と $\epsilon \cdot \frac{E_0^2(\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \epsilon_0 \sqrt{\rho g}} f_a$ の関係

異常現象の結果生ずるものであるといえよう。
 ウインズロ効果における粒子分極のメカニズムを説明する諸説は大きく分けて次の2つとなる。

- (1) 純然たる誘電現象であり、電界によって粒子がその強誘電性のため誘電分極を生ずる⁵⁾。
- (2) 粒子の分極に電気2重層という形で、イオンの概念を導入し、電界の存在によって電気2重層がひずむことにより粒子分極を生ずる^{6), 9)}。

(1) を仮に誘電現象説、(2) を電気2重層説と呼ぶ。
 両説を検討する場合、誘電率それ自体の大きさを定量化することは非常にむずかしい。特に、電気2重層説による分極を考える場合、粒子表面に吸着するイオン密度を把握することが必要となるが、それは不可能に近いであろう。しかし一方、誘電率が高周波数に追従できない現象いわゆる誘電緩和現象に着目すると、より両者の特徴を定量的に比較しようと思われる。

Fig. 19は、本実験で用いた微結晶セルローズ・塩化ジフェニール系における誘電分散*を示している。
 誘電損失が最大値をとる周波数を緩和周波数 f_c

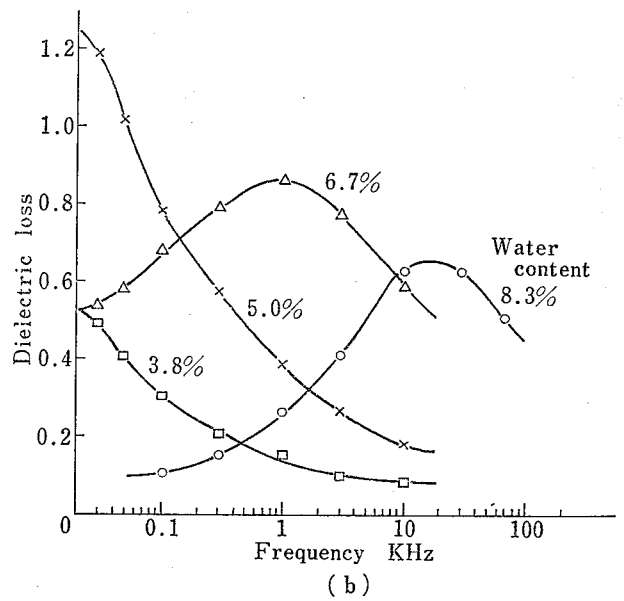
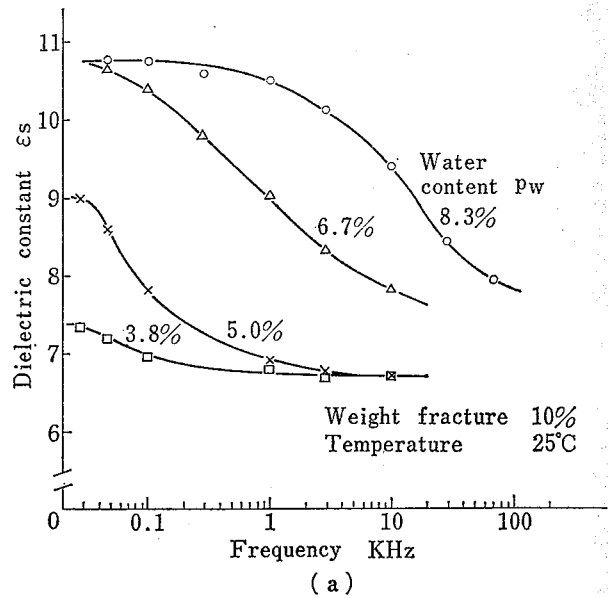


Fig. 19 Dielectric dispersion of Electro-fluid
 (a) dielectric constant
 (b) dielectric loss
 電気流体の誘電分散

(characteristic frequency) と呼び、緩和時間 t_c とは、

$$t_c = \frac{1}{2\pi f_c}$$

の関係がある¹⁰⁾。緩和周波数は、誘電率が急激に減少する周波数であり、分極の電界に対する応答性を示す

* 誘電分散：誘電率の周波数に対する変化および誘電損失の周波数に対する変化を一組として誘電分散といい、いわゆる誘電率の周波数特性といえよう。

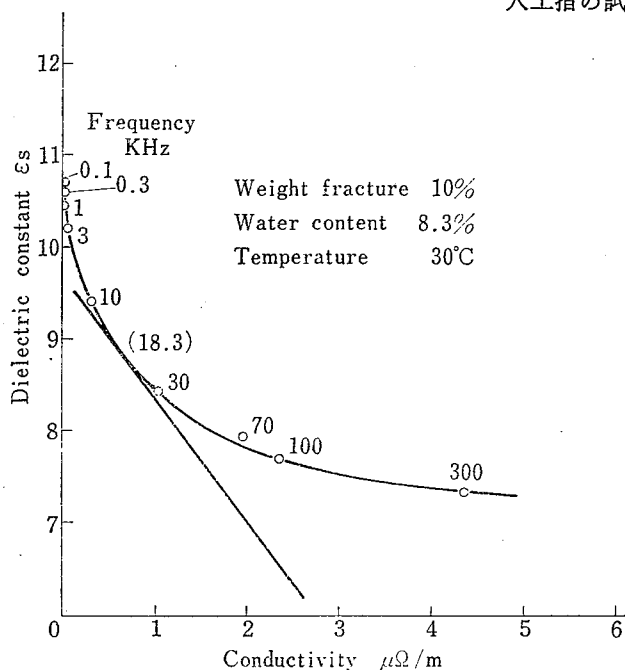


Fig. 20 Relationship between dielectric constant and conductivity.
誘電率と導電率の関係

指標となる。

Fig. 20 は重量比 10%, 含水率 8.3% について、誘電率と導電率の関係を示している。ここでは緩和周波数 f_c は 18.3 KHz である。Cole¹¹⁾ によると、唯一の緩和周波数を有する場合、誘電率と導電率の関係は $-t_c$ の傾きををもつ直線となると論じているが、本測定データではそれぞれの周波数での傾きが異なる。したがって緩和周波数にある分布があると結論される。つまり f_c は、それら分布の平均的なものであり、最も支配的な緩和周波数と解される。これが電気流体の 1 つの大きな特徴である。

もう 1 つの特徴は、緩和周波数 f_c が非常に小さいということである。吸着水量が少なくなると急激に f_c は小さくなり、含水率 5% 以下では 20 Hz 以下である。

これらの特徴を整理すれば、電気流体は、

- (1) 分散媒に比較して誘電率が大きい。
- (2) 緩和周波数 f_c は単一でなくある分布をもつ。
- (3) 緩和周波数 f_c は低含水率では非常に小さい。

といえる。

3.2.2 誘電現象説

誘電現象説は、粒子自体が強誘電体であり、あるいは粒子が水のような高い誘電率をもつ液体が吸着されている場合、電界によって粒子の大きな分極を得ると

いわれるものである。このようにイオン分極を伴わない懸濁液の誘電現象については、古く Maxwell-Wagner の理論¹²⁾があり、これらが実験値と十分に一致することは多くの論文で報告されている。これによると懸濁液の複素誘電率 $[\epsilon_s]_c$ は次のように表わされる。

$$[\epsilon_s]_c = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{k}{1 + i\omega t_c} \right) \dots (3.14)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty &= \epsilon_1 \left[1 + 3q \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{2\epsilon_0 + \epsilon_1} \right] \\ k &= 3q \frac{(\epsilon_0 \sigma_1 - \epsilon_1 \sigma_0)^2}{\epsilon_0 (2\epsilon_0 + \epsilon_1) (2\sigma_0 + \sigma_1)^2} \\ t_c &= \frac{2\epsilon_0 + \epsilon_1}{4\pi (2\sigma_0 + \sigma_1)} \end{aligned}$$

である。 q は分散相の容積割合、 ϵ_0, σ_0 と ϵ_1, σ_1 はそれぞれ分散媒、分散相の誘電率、導電率である。また ϵ_∞ は $f \rightarrow \infty$ に対する誘電率、 c は誘電余効、 t_c は緩和時間と呼ばれるものである。

Fig. 21 は強誘電体の一種である酒石酸リチウムを分散相とした電気流体のウインズロ効果を示している。ただし重量比 10% の懸濁液では、広範囲の周波数域で誘電率は 6.8 という小さい値を示した。したがってウインズロ効果も小さく約 0.3 g/cm^2 (1000 volt/mm) であった。このように乾燥分散相をもつ懸濁液では (3.14) 式に従うと考えられ、たとえ分散相が強誘電体であっても、電気流体の特徴である誘電異常現象を説明することはできない。また、本実験で用いている含

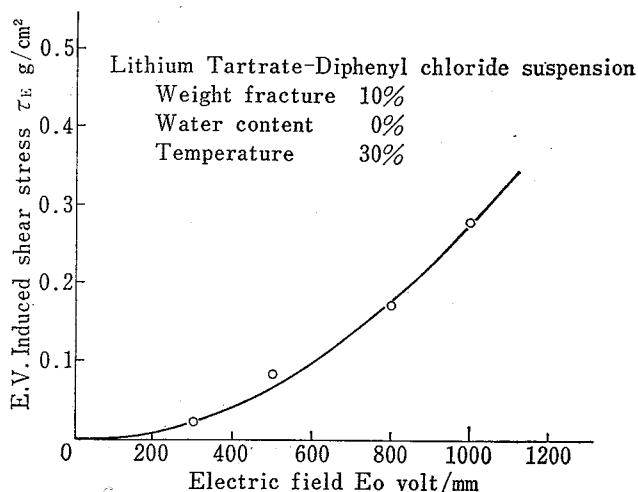


Fig. 21 Winslow effect in the suspension having ferroelectrics (Lithium tartrate) as disperse phase.
無水酒石酸リチウムを分散相とする懸濁液のウインズロ効果

水の微結晶セルロース・塩化ジフェニール系に対応して、粒子の罅りに厚さ δ_w の水分が吸着されているモデルを考える。水の誘電率を ϵ_2 、導電率を σ_2 とし、粒子の半径を a とする。Miles-Robertson¹³⁾ によると、このモデルは (3.14) 式の ϵ_1, σ_1 をそれぞれ $\epsilon_1 + 2\delta_w\epsilon_2/a$, $\sigma_1 + 2\delta_w\sigma_2/a$ で置き換えればよいとしている。

例えば、重量比 10%、含水率 8%、粒子の比表面積を $0.85\text{m}^2/\text{g}$ とすると、 $\delta_w = 9.42 \times 10^{-6}\text{cm}$ である。したがって (3.14) 式より $\epsilon_s = 6.5$, $\epsilon_\infty = 5.91$, $k = 0.10$, $t_c = 5.73 \times 10^{-6}\text{[s]}$ を得る。これによると (3.13) 式によって $\tau_B = 0.015\text{g/cm}^2$ のウインズロ効果しか期待できない。

したがって、吸着水の存在を単に (3.14) 式を適用することによって誘電異常現象を説明できず、大きなウインズロ効果も期待できない。

3.2.3 電気 2 重層説

誘電異常現象の説明がウインズロ効果のメカニズムを解く鍵となることは前に述べた。

懸濁液における誘電異常現象はかなり古くから注目され、特に生化学の分野で取り扱われてきた。Schwan, Shwartz¹⁰⁾ は、生化学モデルとして、水などの電解質溶媒に、ポリスチレン粒子を混入した懸濁液において、また、R. L. Taylor¹⁴⁾ らは吸着水を有するゴムにおいて誘電異常現象を認めており、非常に高い誘電率を報告している。

粒子が吸湿性物質であれば、ある程度イオン濃度をもつ水の膜が粒子のまわりをとりまいており、被膜中で粒子に近接するイオンは粒子に吸着されていると考えられる。また、粒子が表面にイオン解離基を有する場合は、そのイオン濃度も高いであろう。

吸着イオンについて Murphy-Lowry¹⁵⁾ は次のように考えた。

- (1) 吸着イオンは吸着面のある一点に固着しているのではなく、外部から作用する電界の影響を受けて表面上を移動できる。
- (2) 吸着イオンを吸着している粒子表面から引き離すには限界電圧-解着電圧¹⁶⁾-を越す必要がある。
- (3) 吸着イオンはみな同じ強さで吸着しているのではなく、吸着面から距離とともに弱くなる。
- (4) イオンの易動度は、粒子表面に近づくほど小さくなる。

このような吸着イオンの可逆的移動は、蓄電器の充電または放電電流に対応するものであり、けっきょく被膜が誘電分極を生じたことと同じである。すなわち、変位電流を生じ、誘電率を増加させる。また、変位電流がイオン自体の流れに依存するため、他の原子分極や配向分極と比べて、緩和周波数が著しく小さい。また、(4) のように、イオンの易動度*が粒子表面からの距離によって異なるため、緩和周波数は大きな分布をもつわけである。

このように、分極のメカニズムを電気 2 重層説によるとすれば、電気流体の 3 つの特性を完全に説明しうることがわかる。

さらに緩和時間についてより定量的に考えてみると、イオンの易動度と緩和時間は次の式で関係づけられる¹⁰⁾。

$$t_c = \frac{a^2}{2u_c k T} \dots\dots\dots (3.15)$$

ここに、 t_c は緩和時間、 u_c はイオンの易動度であり、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 a は粒子半径である。

Fig. 22 は、含水率と緩和周波数の関係をプロットし

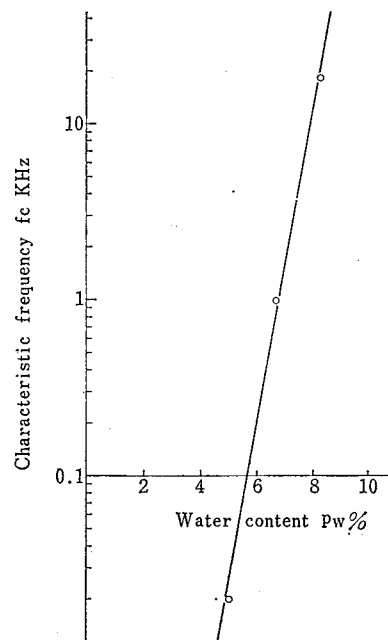


Fig. 22 Effect of water content on characteristic frequency
含水率の緩和周波数への影響

* mechanical mobility 単位力あたりのイオンの移動速度

たものである。さきの Murphy, Lowry の考察によると、粒子の周りのイオン被膜が薄いほどイオンは粒子表面近くを移動することになり、粒子からの強い拘束のため緩和時間は大きいであろう。そこで、吸着水が十分小さい場合、含水率5%でのイオンの易動度 u_c は、 $7.3 \text{ cm/s} \cdot \text{dyne}$ と計算される。G. Schwartz¹⁰⁾ によると水中での澱粉粒子表面上のイオン易動度は約 5 c.g.s と報告している。これらは非常に類似した値である。したがって、粒子分極のメカニズムを粒子表面をイオンが流れるいわゆる電気2重層説によってある程度定量的にも説明しうる。

3.2.4 電気2重層説によるウインズロ効果

前項までの考察により、電気流体の誘電異常現象が電気2重層で十分説明しうる有益な結論を得た。これは、さらに Fig.23 に示すように粒子間引力と結びつけられる。

つまり、無電界においては吸着イオンは粒子のまわりにほぼランダムに配置し、電気2重層を構成している。そして、外部電界の作用によってイオン分布にひずみを生じ、電気双極子を構成し、たがいの静電引力を生ずるわけである。そして、この静電引力の結果誘起する EV 誘起せん断応力は式 (3.13) で与えられる。

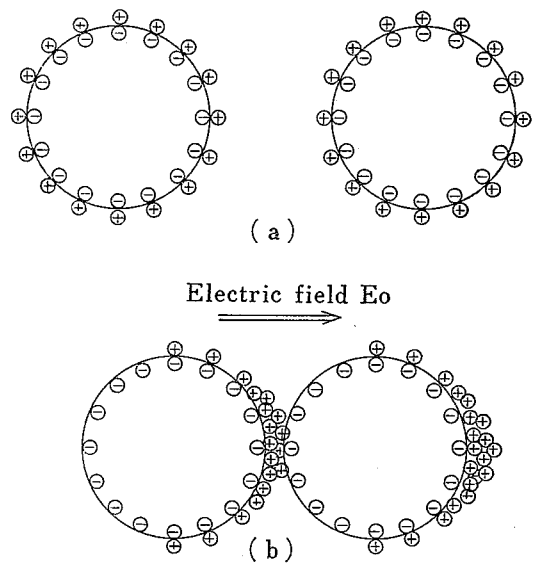


Fig. 23 Schematic illustrating effect of an electric field on double layer distribution
 (a) Electric field not applying
 (b) Double layers distorted under the influence of Electric field results the attracting force between particles
 電気2重層説によるウインズロ効果

4. 考 察

4.1 理論式と実験式の関係

EV 誘起せん断応力の理論式 (3.13) 式は、実験式 (2.2) 式と比重量 p_g の関数型が異なっており、完全に一致していない。しかし、理論式は Fig.18 によってその正当性がほぼ示されている。したがって、これら2式はなんらかの関係があると予想される。

Fig.24 は Fig.16 を対数目盛に書きなおしたものであるが、これによると、粒径が比較的小さく、重量比 p_g が比較的大きな場合、エネルギーバリア係数 f_a は鎖間距離 λ とほぼ比例することがわかる。また、(3.12) 式より

$$f_a \propto \lambda \propto \frac{1}{\sqrt{p_g}} \dots \dots \dots (4.1)$$

となる。

(4.1) 式を (3.13) 式に代入し、 ϵ_d が ϵ_0 とほぼ等しいことを考慮すれば実験式と完全に一致した関数型となる。

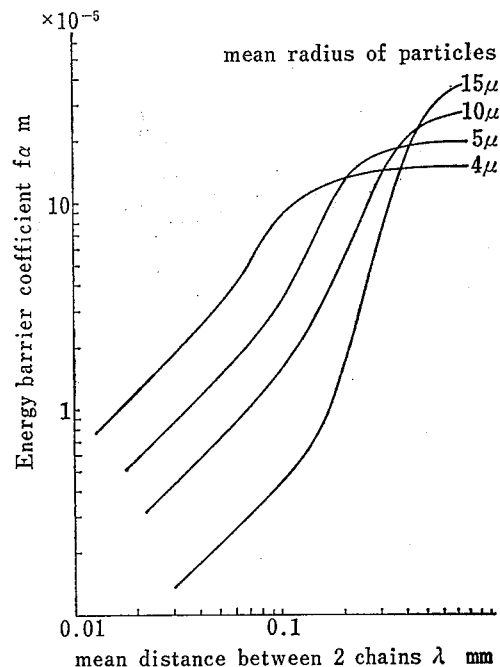


Fig. 24 Energy barrier coefficient f_a (logarithmic value)
 エネルギーバリア係数

$$\tau_E = B \cdot \epsilon^* \frac{E_0^2 \cdot (\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \epsilon_0 \rho_g} \dots \dots \dots (4.2)$$

ここで、 B は一定係数である。実験で使用された電気流体はほぼ重量比 10%~20% であるので、この範囲では、(4.2) 式が十分に適応すると思われる。

4.2 ウィンズロ効果のパラメータ

ここで抽出されたウィンズロ効果のパラメータは、電界 E_0 、電気流体の誘電率 ϵ_s 、分散媒の誘電率 ϵ_0 、粒径 a 、重量比 ρ_g である。

このほか、Fig.25 のように外部電界の周波数⁹⁾と、

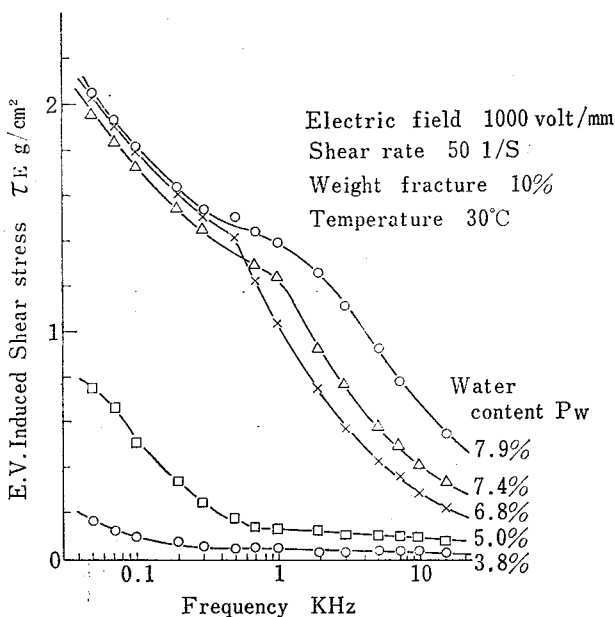


Fig. 25 Effect of Frequency on τ_E
電気流体の周波数特性

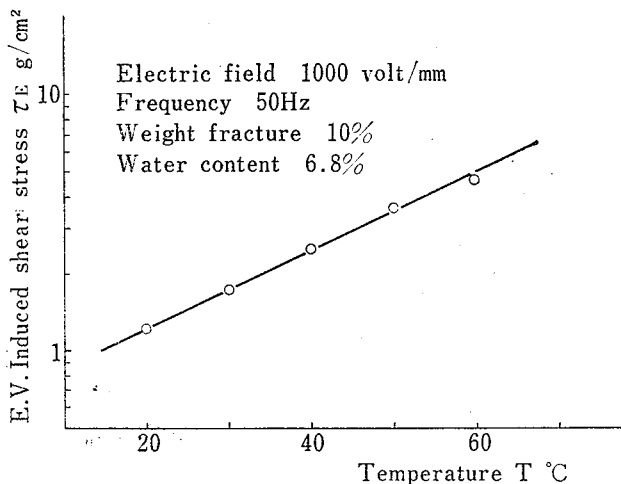


Fig. 26 Effect of Temperature T on τ_E
電気流体の温度特性

Fig.26 のように温度がある。周波数については、理論式(3.13) 式が適応しうる。つまり、周波数増加に対する EV 誘導せん断応力の減少は、周波数増加が誘電率の減少 (Fig.19) を伴うということに起因している。また温度については、加藤ら⁹⁾によると電気流体では、普通の液体とは逆に温度上昇に伴い誘電率が上昇することを報告している。したがって、温度上昇に対する EV 誘起せん断応力の増加は、温度上昇が誘電率増加を伴うことに起因すると推察しうる。

このように、抽出されたパラメータの $(\epsilon_s - \epsilon_0)$ は含水率、外部電界の周波数、温度を包含する本質的なパラメータであるといえよう。

4.3 イオン交換樹脂によるウィンズロ効果

ウィンズロ効果のメカニズムを電気2重層の偏極によって生ずるという結論によって、電気流体における分散相はイオン解離基を有することが必須の条件であるといえる。

イオン交換樹脂は明らかにイオン解離基を有しており、乾燥状態で高い電気抵抗を示すが、吸着水の影響で、ほぼそれに比例するイオン解離基を解離し、導電性を増すことはよく知られている。そこで、当然大きなウィンズロ効果が予想される。

Fig.27 はイオン交換樹脂粉末を分散相とし、塩化ジフェニールを分散媒とする懸濁液によるウィンズロ効果を示している。これによると、イオン交換樹脂粉末は、多くのイオン解離基を有するため、低含水率においても顕著なウィンズロ効果を生ずることがわかる。また、含水率が小さいため、高電界にわたって安定し

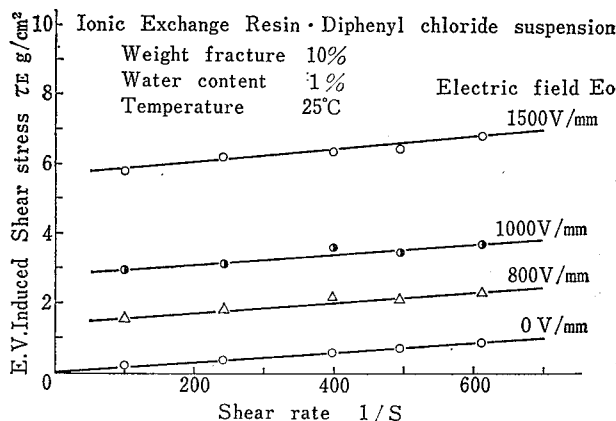


Fig. 27 Winslow effect in the suspension having Ionic exchange resin as disperse phase
イオン交換樹脂-塩化ジフェニール系でのウィンズロ効果

た効果を認めることができる。

5. 結 言

本研究は、これまで最も顕著にウインズロ効果を生ずるとされていた微結晶セルローズ・塩化ジフェニール系に代わる電気流体の開発を目的として、ウインズロ効果のメカニズムの解明を試みた。その結果、従来ウインズロ効果のメカニズムを説明する諸説のうち、いわゆる“電気2重層説”によって十分に効果を説明しうる定性的そして定量的な根拠を得た。それはまず、従来ウインズロ効果の評価指標としていた粘度をここではEV誘起せん断応力としたことにあり、それによって、電気流体のもつ特性のうち、電界の影響によってのみ生ずる特性を分離することができた。次に、従来たいへん不明確なパラメータであった吸着水量(含水率)を電気流体の誘電率という普遍的パラメータで置きかえることができた。これによって、ウインズロ効果がいわゆる“誘電異常現象”の結果であると予想される。また、電気流体の誘電分散に着目し、その緩和周波数が粒子表面のイオンの易動度によってある程度定量的に説明しうるのところから、誘電異常現象が電気2重層説で十分説明しうる根拠を得た。

そこで、これまで最も顕著にウインズロ効果を示すといわれていた微結晶セルローズ-塩化ジフェニール系に代わり新たにイオン交換樹脂-塩化ジフェニール系の電気流体の開発を試みた。しかし、イオン交換樹脂は現在200種類以上にのぼっており、イオン交換樹脂の種類によってさらにいっそう顕著な効果を示す電気流体の開発が期待され、目下研究中である。

ここに、本研究によって得た結論をまとめると、次のようになる。

(1) ウインズロ効果における効果の評価指標はここに定義されたEV誘起せん断応力が流動状態によらないので有効である。

(2) EV誘起せん断応力はほぼ

$$\tau_E = \sqrt{\frac{24}{\pi}} \epsilon^* \frac{E_0^2 \cdot (\epsilon_s - \epsilon_0)^2}{a \cdot \epsilon_0 \sqrt{\rho_g}} \cdot f_\alpha$$

で表わされる。ここで、 E_0 は外部電界、 $(\epsilon_s - \epsilon_0)$ は電気流体と分散媒の誘導率差、 a は粒径、 ϵ_0 は分散媒の誘電率、 ρ_g は重量比、 f_α はエネルギーバリア係数である。

(3) ウインズロ効果のEV誘起せん断応力は分極

粒子の静電引力より構成されるエネルギーバリアを他の粒子が越える過程での消散エネルギーによって生ずる。

- (4) 誘電緩和現象から、粒子の分極のメカニズムは電気2重層の偏極によるとするのが妥当であろう。
- (5) イオン交換樹脂は分散相として顕著なウインズロ効果を示す。

(昭和48年6月26日受理)

参考文献

- 1) “産業用ロボットに関する調査研究”，産業用ロボット懇談会，1972-3
- 2) W. M. Winslow, U. S. Patent 2417850 (1947-3)
- 3) Ueshima, Kato, “Dielectric mechanisms and rheological property of Electro-Fluids”, Japanese Jour. of Appl. phys., 1971
- 4) 加藤, 杉本, “ウインズロ効果とその応用”, 電気学会誌, 91 (1972), 7
- 5) W. M. Winslow, J. Appl. phys., 20 (1949), 1137
- 6) D. L. Klass & T. W. Martinek, J. Appl. phys., 38 (1967), 67
- 7) S. Glasstone, K. J. Laidler and H. Eyring, “The Theory of Rate Process”, McGraw-Hill, N. Y., 1941, Chapter IX.
- 8) 高橋秀俊, 電磁気学, p. 97, 裳華房
- 9) 加藤, 宮木, 広田, 宮地, “ウインズロ効果の機構と電気流体の特性” 昭43, 電気学会東京大会要旨
- 10) G. Schwarz, J. phys. Chem., 66 (1962), 2636
- 11) 岡小天, 中田修, 固体誘電体論, p. 179, 岩波書店
- 12) K. W. Wagner, Arch. f. Electro techn., 2 (1914), 371, 374, 383
- 13) J. B. Miles, H. P. Robertson, phys. Rev. 40 (1932), 583
- 14) R. L. Taylor and A. R. Kemp, Ind. Eng. Chem., 30, 409 (1938)
- 15) E. J. Murphy, H. H. Lowry, J. phys. Chem., 34 (1930), 598
- 16) M. Palanyi, Verh. deutsch. phys. Ges., 18 (1916), 55; J. Electrochem, 26 (1920), 370

付録 1

$x-y, x'-y'$ は同一面上の直角座標。

θ は A, B 粒子の中心を結ぶ線 $O-O'$ と y 軸のなす角。

A は粒子 A の表面上の点。

r は $A-O$ の長さ。

δ は $A-O$ と y 軸のなす角。

β は $A-O'$ と y' のなす角。

φ は A から $x'-z'$ 平面に下した垂線の足 I と O' を結ぶ線が x' 軸となす角。

ψ は A から $x'-y'$ 平面に下した垂線の足 J と、 J から y 軸に下した垂線の足 K を結ぶ線 $K-J$ が $K-A$ とのなす角。

付録 2

式 (3.7) の積分を実行するには、それぞれの変数 ($r, \cos \delta, \sin \delta, \cos \psi$) を β と φ の関数として表示しなければならない。

Fig. A-1 において、 x' 軸を通り y' 軸に垂直な面に A 点より垂線を下し、その交点を I とし、 I より x' 軸に垂線を下し、その点を Q とする。さらに、 A より y' 軸に垂線を下し、その交点を R とし、 $x'-y'$ 平面で Q より x' 軸に垂直な線と、 R より y' 軸に垂直な線の交点を J とする。また、 JR の延長線と OO' との交点を D とし、 AO と y 軸のなす角を δ 、 AO' と OO' との

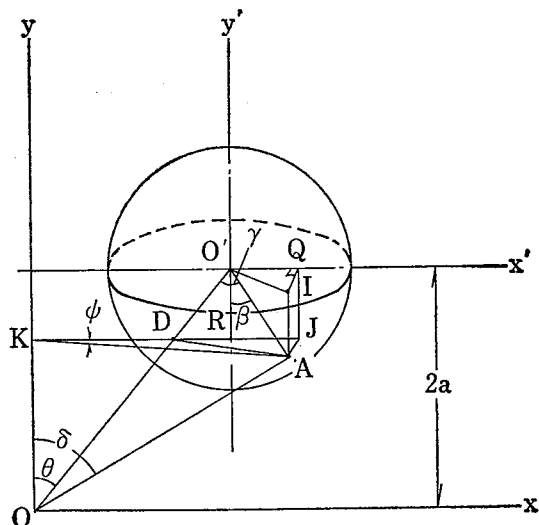


Fig. A-1 Coordinate system (1)
座標系 (1)

なす角を γ とする。

$$IQ = AJ = a \sin \beta \sin \varphi$$

$$JR = QO' = a \sin \beta \cos \varphi$$

$$RD = a \cos \beta \tan \theta$$

したがって

$$AD = \sqrt{AJ^2 + (JR + RD)^2} \\ = \sqrt{(a \sin \beta \sin \varphi)^2 + (a \sin \beta \cos \varphi + a \cos \beta \tan \theta)^2}$$

$$O'D = a \cos \beta / \cos \theta$$

したがって、 $\triangle ADO'$ において、

$$AD^2 = AO'^2 + DO'^2 - 2 AO' \cdot DO' \cos \gamma$$

$$\therefore \cos \gamma = \{1 + (\cos \beta / \cos \theta)^2 - (\sin \beta \sin \varphi)^2 \\ - (\sin \beta \cos \varphi + \cos \beta \tan \theta)^2\} / (2 \cos \beta / \cos \theta)$$

また、 $\triangle AO'O$ において、

$$AO^2 = AO'^2 + OO'^2 - 2 AO' \cdot OO' \cdot \cos \gamma$$

したがって、

$$r = \sqrt{a^2 + \left(\frac{2a}{\cos \theta}\right)^2 - 4a^2 \left(\frac{\cos \gamma}{\cos \theta}\right)}$$

また、Fig. A-2 において、 x' 軸と y 軸の交点を U とする。

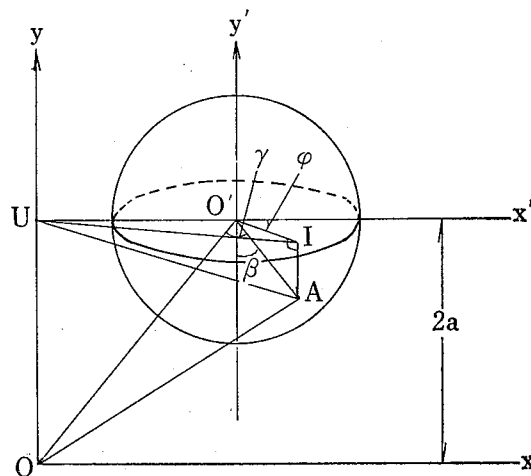


Fig. A-2 Coordinate system (2)
座標系 (2)

$$O'U = 2a \cdot \tan \theta$$

$$IU^2 = IO'^2 + O'U^2 - 2IO' \cdot O'U \cos(\pi - \varphi) \\ = a^2 \sin^2 \beta + 4a^2 \tan^2 \theta + 4a^2 \sin \beta \tan \theta$$

$$AI = a \cos \beta$$

したがって、

$$AU^2 = a^2 \cos^2 \beta + a^2 \sin^2 \beta + 4a^2 \tan^2 \theta \\ + 4a^2 \sin \beta \tan \theta$$

$\triangle AOU$ より、

$$AU^2 = AO^2 + UO^2 - 2 AO \cdot UO \cdot \cos \delta$$

したがって、

$$\cos \delta = (r^2 + 3a^2 - 4a^2 \tan^2 \theta - 4a^2 \tan \theta - 4a^2 \tan \theta \sin \beta \cos \varphi) / 4ar$$

Fig. A-1において、C点よりy軸に垂直に下し、その交点をKとする。

$$RJ = a \sin \beta \cos \varphi$$

$$RK = 2a \tan \theta$$

$$AK = r \sin \delta$$

したがって、

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \frac{RJ + RK}{AK} \\ &= \frac{a \sin \beta \cos \varphi + 2a \tan \theta}{r \sin \delta} \end{aligned}$$

また、

$$\sin \delta = \sqrt{1 - \cos^2 \delta}$$

これらをまとめると、

$$r = \sqrt{a^2 + \left(\frac{2a}{\cos \theta}\right)^2 - 4a^2 \frac{\cos \gamma}{\cos \theta}}$$

ここに、

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \{1 + (\cos \beta / \cos \theta)^2 - (\sin \beta \sin \varphi)^2 \\ &\quad - (\sin \beta \cos \varphi + \cos \beta \tan \theta)^2\} / \{2 \cos \beta / \cos \theta\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \cos \delta &= (r^2 + 3a^2 - 4a^2 \tan^2 \theta \\ &\quad - 4a^2 \tan \theta \sin \beta \cos \varphi) / \{4ar\} \end{aligned}$$

$$\sin \delta = \sqrt{1 - \cos^2 \delta}$$

$$\cos \psi = \frac{a \sin \beta \cos \varphi + 2a \tan \theta}{r \sin \delta}$$

となる。

産業安全研究所研究報告 RIIS-RR-22-3

昭和48年12月1日 発行

発行所 労働省産業安全研究所

〒108 東京都港区芝5丁目35番1号

電話(03)453-8441(代)

印刷所 新日本印刷株式会社

UDC 62-52

人工指の試作研究 (第1報)

—制御要素としての電気流体の特性—

近藤 太二, 杉本 旭

産業安全研究所研究報告 RIIS-RR-22-3, 1~19 (1973)

人工指の制御に使用しうる効果的な電気流体を見出すために, これまで最も顕著な電気流体といわれていた微結晶セルロース・塩化ジフェニール系についてその特性実験を行ない, ウィンズロ効果のメカニズムを考察した。

その結果, ウィンズロ効果は誘電異常現象をともなう, いわゆる電気2重層説によって説明しうることがわかった。この観点から, イオン交換樹脂を分散相とする新しい電気流体が開発された。

(図29, 参16)



UDC 62-52

Test-Manufacture of Artificial Fingers

(1st Report)

—Characteristics of Electro-Fluid as a Control element—

Taiji KONDO, Noboru SUGIMOTO

Research Report of the Research Institute of Industrial Safety.

RIIS-RR-22-3, 1~19 (1973)

To develop more typical Electro-Fluid which is used as a control element, a trial elucidation of the mechanism of Winslow effect was made.

As a typical example of most Electro-Fluid, Crystalline cellulose-Diphenyl chloride suspension was used to extract and arrange its parameters which compose the property.

As the result, it was concluded that the mechanism of Winslow effect could be explained sufficiently by the electro double layer hypothesis qualitatively even quantitatively. Hence new useful Electro-Fluid which was composed of ionic exchange resin as its disperse phase was developed.

(Fig. 29, Ref. 16)

