

## Dynamic Simulation of Electro Rheological Fluids

Satoru Yamamoto

## 要 旨

電気粘性流体は絶縁体溶媒中に微粒子を分散させた懸濁液であり、外部電場を印加することによって見かけの粘度が増大するという特徴を持つ。溶媒中の粒子が外部電場により誘電分極し、電極間に粒子の鎖構造を形成するというメカニズムが支持されている。

ここでは、誘電分極モデルを用いて、電気粘性流体の計算機シミュレーションを行い、このモデルの妥当性について検討した。電気粘性流体の主な特性として、粒子の鎖構造、応答性、せん断速度依存性、電場強度依存性、および電場周波数依存性を取り上げ、2次元および3次元のシミュレーションを行った。また、ポ

リメタクリル酸ナトリウム粒子をシリコンオイルに分散した懸濁液を用いて、回転粘度計で電気粘性効果を測定し、シミュレーションの結果と比較した。

その結果、低せん断速度領域における挙動をこのモデルでは説明できず、せん断応力の大きさも実験値の5分の1程度で定量的には不十分であるが、電気粘性流体の諸特性を誘電分極モデルにより再現できることが分かった。3次元のシミュレーションで計算した電気粘性効果は2次元の計算結果と同じであり、計算次元による相違が無いことを確認した。

## Abstract

Electro-rheological (ER) fluid is a suspension of particles dispersed in a nonconductive medium, whose apparent viscosity is increased by addition of an electric field. In general, it is believed that the electro-rheological effect is caused by formation of particulate chains due to interaction through dipole moments of polarized particles. The propriety of a model for polarized particles was discussed based on the result of a computer simulation of the electro-rheological fluid. Two- and three-dimensional molecular-dynamics-like simulations were carried out to analyze principal properties of the electro-rheological fluid, such as formation of particulate

chains, short response time, and the dependence on shear rate, electric field strength and electric field frequency. The calculated results were compared with the measured ones for the suspension of poly(sodium methacrylate) particles dispersed in silicone oil. This comparison clarified that the polarized-particle-model can qualitatively explain the most aspects of the electro-rheological effect except for the property at a low shear rate, though the calculated shear stress was one-fifth of the measured one. The electro-rheological effect obtained by the three-dimensional simulation was comparable to that of the two-dimensional model.

## キーワード

電気粘性流体, 電気粘性効果, 計算機シミュレーション, 誘電分極モデル, せん断応力, ポリメタクリル酸ナトリウム

## 1. はじめに

絶縁体溶媒中に微粒子を分散させた懸濁液の粘度が外部電場によって増大する現象を電気粘性効果 (Electro Rheological Effect, ER効果) と呼び、このような性質を持つ懸濁液を電気粘性流体 (Electro Rheological Fluid, ER流体) と言う。例えば、シリコンオイルにわずかに水を含んだシリカ粒子を分散した懸濁液が挙げられる。電気粘性流体が最初に報告されたのは1947年 (Winslow) のことである<sup>1)</sup>。それから半世紀近くが経過するが、電場によって流体の粘度をコントロールできるという魅力から、飛行機の翼の防振や自動車用ショックアブソーバなどの振動制御の用途、あるいはクラッチなどの動力伝達の用途への応用が盛んに試みられている。

通常、電気粘性流体の粒子は溶媒に比べて大きな誘電率を有しており、このため流体に外部電場を印加すると誘電分極する (誘電分極モデル<sup>2)</sup> と言う)。そして、分極した粒子どうしは互いの双極子による電気的な力によって電場方向に配列し、鎖状の構造を形成する。この粒子の鎖構造が流れに対する抵抗となって流体の見かけの粘度が大きくなるものと理解されている (Fig. 1)。このようなメカニズムから考えれば粒子の双極子が強くなれば粘度増加も大きくなるはずであり、確かに電場強度のほぼ2乗に比例して大きくなる事が確認されており、誘電分極モデルを支持する根拠となっている。

しかし、この電気粘性効果のメカニズムについても完全に理解されているわけではない。確かに、粒子の誘電分極モデルを用いることによって粒子の鎖構造が形成されることや見かけの粘度が増大することを定性的に説明することはできる。だが、チタン

酸バリウムの粒子を分散しても電気粘性効果は現れず、粒子の誘電率が大きければ良いというわけでもない。誘電分極モデルが完全でないならば、足りない部分を補ったモデルを考える必要がある。そのためには、まず誘電分極モデルによって電気粘性効果の諸特性をどこまで説明できるのかを知ることが重要である。誘電分極モデルの限界を知り、足りない部分を補った詳細なモデルができれば優れた材料を開発する上で役立つはずである。

そこで、誘電分極モデルがどこまで実際の現象を説明できるかを知るために分子動力的な手法<sup>2)</sup>を用いて計算機シミュレーションを行った<sup>3,4)</sup>。双極子を持った粒子を流体中に分散し、粒子の運動を計算することにより、粒子の鎖構造とせん断応力について解析した。そして、電気粘性流体の主な特性として、粒子鎖構造、応答性、電気粘性効果のせん断速度依存性、電場強度依存性、および電場周波数依存性を取り上げ、これらについてシミュレーションにより検討した。さらに、高分子電解質系の電気粘性流体を用いて2重円筒レオメータで電気粘性効果を測定し、計算結果と比較した。

また、粒子の鎖構造についてもこれまでは2次元的な平面構造として考えられているので、3次元のシミュレーションを行うことにより、粒子の配置が3次元的にどのような構造をしているかを考察した<sup>5)</sup>。

## 2. シミュレーションの方法

### 2.1 電気粘性流体のモデル

電気粘性流体用の粒子には、わずかに含水したシリカ粒子や高分子電解質粒子、あるいは導電性高分子粒子やその表面を被覆したものが用いられる。粒子は電気的に中性であるが溶媒に比べると誘電率が大きい。

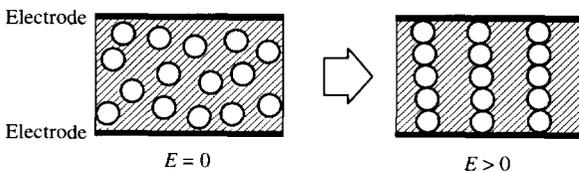


Fig. 1 General mechanism of electro-rheological effect.

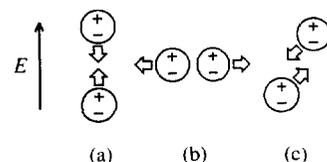


Fig. 2 Interaction between polarized particles.

したがって、外部電場をかけると粒子は分極して双極子ができる。Fig. 2に示すように双極子を持った粒子どうしは互いに電気的な力を及ぼし合う。2つの粒子が電場方向に位置するときは互いに引き合い (Fig. 2 (a))、電場に垂直方向に並んだときは反発する (Fig. 2 (b))。粒子が多数あるとこのような相互作用が至る所で生じ、最終的にはFig. 1に示した鎖状の構造へ到達するものと考えられる。

さて、このような粒子の分極を記述する最も簡単なモデルは粒子の分極を点双極子で近似し、さらに各点双極子が作る電場を無視するものである。このような近似は粒子が互いに十分離れているときにはよい近似であるが、接近してくるとお互いの双極子が作る電場によって分極の状態が変わるため十分な近似とは言えない。しかし、周囲の粒子の双極子を無視した点双極子近似を用いることによって、多数の粒子の運動を比較的容易に扱うことができるので、ここでは計算効率という点でこの近似を用いることとした。なお、粒子どうしが接近すると粒子の分極状態と電気的な力がどのように変わるかについては有限要素法により解析した報告があるので参照されたい<sup>6)</sup>。

## 2.2 粒子間相互作用

誘電分極モデルにおいて、粒子間に働く力を求めるために、誘電率 $\epsilon_1$ の溶媒中に誘電率 $\epsilon_2$ の粒子(半径 $a$ )が分散した系を考える。外部電場を $E$ とすると点双極子近似の仮定の下に粒子の分極の大きさ $\mu$ は次式で与えられる。

$$\mu = 4\pi a^3 \epsilon_1 \left( \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1} \right) E \quad (1)$$

次に、分極した2つの粒子 $i$ と $j$ を考えて、Fig. 3に示すように粒子 $i$ を原点に、電場方向を $y$ 軸にとる。このとき、互いの双極子が作る電場の効果を無視すれば粒子 $i$ が粒子 $j$ から受ける力 $F_{ij}$ は次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_{ij} = \frac{8F_0 a^4}{|\mathbf{R}_{ij}|^4} \left\{ (3\cos^2\theta_{ij} - 1) \mathbf{e}_r + \sin 2\theta_{ij} \mathbf{e}_\theta \right\} \quad (2)$$

ここで、

- $\mathbf{R}_{ij}$ : 粒子 $i$ から粒子 $j$ へ向けたベクトル
- $\theta_{ij}$ : 電場と $\mathbf{R}_{ij}$ のなす角
- $\mathbf{e}_r$ :  $\mathbf{R}_{ij}$ 方向の単位ベクトル
- $\mathbf{e}_\theta$ :  $\mathbf{R}_{ij}$ に垂直な方向の単位ベクトル

である。また、 $F_0$ は2つの粒子が電場方向に並んで接触したときに働く力で、

$$F_0 = \frac{3}{2} \pi a^2 \epsilon_1 \left( \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \right)^2 E^2 \quad (3)$$

で与えられる。

周囲の粒子の双極子が作る電場を無視すれば、粒子が多数あるときには式(2)の力を周りの全ての粒子について考えて足し合わせればよい。しかし、周囲に多数の粒子が存在する場合には周りの誘電率は溶媒の誘電率ではなく、懸濁液の誘電率として考えるべきである。そこで、粒子の体積分率を $\phi$ として、次式の粒子分散系の誘電率 $\epsilon_c$ を用いることとした。

$$\epsilon_c = \epsilon_1 \frac{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 + 2\phi(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - \phi(\epsilon_2 - \epsilon_1)} \quad (4)$$

さらに、交流電場では電場周波数によって粒子の誘電率が変化するので、粒子の誘電分散を測定し、各電場周波数に対応する誘電率を用いて粒子間相互作用を考えた。

## 2.3 支配方程式

2次元および3次元のせん断速度場を想定して、計算機シミュレーションを行った。2次元の計算ではFig. 4に示す $L_x \times L_y$ の基本セルを考え、 $y$ 方向に電極、 $x$ 方向に周期境界を考慮した。また、3次元の計算ではFig. 5に示すように $L_x \times L_y \times L_z$ の基本セルを考え、 $y$ 方向に電極、 $x$ および $z$ 方向に周期境界を考慮した。そして、2次元、3次元いずれの場合にもせん断速度 $\dot{\gamma}$ のせん断速度場(速度の $x$ 成分 $v_x = \dot{\gamma}y$ )を考えて計算を行った。

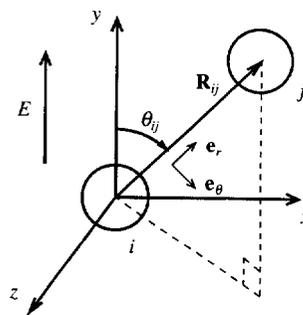


Fig. 3 Schematic representation of the sphere pair interaction.

シミュレーションでは、基本セル内に半径 $a$ の粒子を $N$ 個分散した系を考え、そこにせん断速度場と外部電場を与えて粒子の運動を計算する。そこで、各粒子の運動を記述するための運動方程式を導く。流体中を運動する粒子には分極粒子間の電気的な力以外に、流体から粘性抵抗力が働く。粒子のレイノルズ数が小さいことを考慮して、この粘性抵抗力にストークス近似を使うと、粒子の速度と流動場の速度との相対速度 $\Delta v_i$ に比例する粘性抵抗力 $F_i^h$ が働くものと考えることができる。

$$F_i^h = -6\pi\eta_0 a \Delta v_i \tag{5}$$

$\eta_0$ ; 電場をかける前の流体の粘度

また、周囲の粒子が運動するとそれによって流動場も変化する。すなわち、粒子どうしには流体力学的相互作用が働いている。しかし、ここでは周囲の粒子による電場の乱れを無視したように、流体力学的相互作用を無視して、粒子による流動場の乱れは無いものとした(すぬけ近似と言う)。このような近似の下では粒子どうしが重なり合うため、これを防ぐために粒子どうしが接近したときには剛体球的な反発力 $F_{ij}^{rep}$ が働くものとした。

したがって、粒子 $i$ について運動方程式を考えると次式のようになる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{R}_i}{dt^2} = \Sigma \mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_i^h + \Sigma \mathbf{F}_{ij}^{rep} \tag{6}$$

$m$ ; 粒子の質量

$\mathbf{R}_i$ ; 粒子 $i$ の位置

右辺の総和は粒子 $i$ 以外の全ての粒子について足し合わせることを意味する。実際のシミュレーションでは

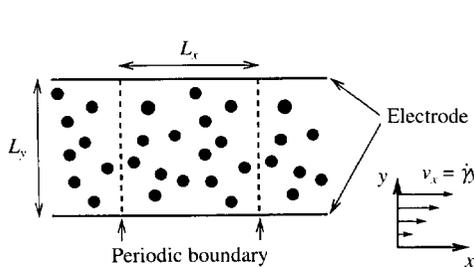


Fig. 4 Unit cell geometry for two-dimensional simulation.

粒子のレイノルズ数が小さいことを考えて慣性項を無視し、式(6)の左辺を0とおいて計算した。なお、ここでは粒子の回転運動は無視することとした。

### 2.4 せん断応力

粒子分散系の粘度は粒子と流体との摩擦抵抗に起因する散逸エネルギーを計算することによって求めることができる。ここでは粒子の回転運動を無視しているため、せん断応力 $\tau_{xy}$ は結果的には粒子間に働く力を用いて次式で表される。

$$\tau_{xy} = \eta_0 \dot{\gamma} + \frac{1}{2V} \Sigma F_{ijk} R_{ijy} \tag{7}$$

$V$ ; 基本セルの体積

$F_{ijk}$ ; 粒子 $i$ が粒子 $j$ から受ける力の $x$ 成分

$R_{ijy}$ ; ベクトル $\mathbf{R}_{ij}$ の $y$ 成分

2次元のシミュレーションでは、粒子は同一面内にあるので、粒子の直径に相当するセルの厚みを考えて $V = 2aL_xL_y$ とした。3次元のシミュレーションでは $V = L_xL_yL_z$ である。

### 2.5 計算条件

シミュレーションでは、後述する実験に合わせて計算条件を決めた。まず、電気粘性流体の諸特性を検討するために2次元のシミュレーションを行った。粒子の直径を $30\mu\text{m}$ として、濃度が35vol%になるように、基本セルの大きさを $L_{x,y} = 1\text{mm}$ として、粒子数 $N = 742$ とした。つぎに、2次元と3次元とで計算次元による計算結果の相違を考察するために行ったシミュレーションでは、濃度を30vol%として、3次元の場合には基本セルの大きさを $L_{x,y,z} = 1\text{mm}$ 、粒子数 $N = 572$ とし、2次元の場合には $L_{x,y} = 1\text{mm}$ 、 $N = 57$ とした。電場強さは $1 \sim 4\text{kV/mm}$ 、せん断速度は $1 \sim 100\text{s}^{-1}$ の範囲で変え

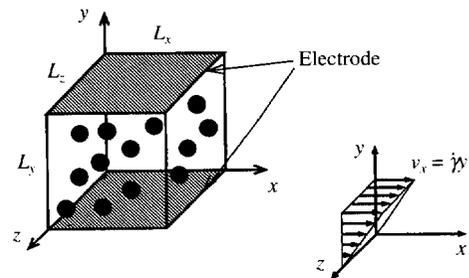


Fig. 5 Unit cell geometry for three-dimensional simulation

た。また、交流電場の計算はせん断速度を $50\text{s}^{-1}$ に固定して、電場周波数を $0.01 \sim 1000\text{Hz}$ まで変えて計算した。各条件で計算の時間刻みを $5 \times 10^{-5}\text{s}$ として、粒子がランダムに分散した状態から $200\text{ms}$ までの計算を行った。

### 3. 実験

#### 3.1 誘電分散の測定

高分子電解質系の電気粘性流体であるポリメタクリル酸ナトリウム粒子（10wt%含水）をシリコンオイル（信越化学KF96-20CS）に35vol%分散した懸濁液を用いてシミュレーションとの比較を行った。はじめに、交流電場における誘電率を求めるために、粒子と溶媒の誘電分散を測定した。測定には誘電率測定器（du Pont DEA2970）を使用し、 $0.01 \sim 1000\text{Hz}$ の範囲で誘電率と誘電損失を求めた。

#### 3.2 粒子鎖構造の観察

電極間に粒子が配列して鎖構造を形成する様子をせん断速度 $0$ すなわち流れが無い状態で観察した。スライドガラスの上に2本の白金線を $0.5 \sim 1\text{mm}$ の間隔で平行に置き、その間に電気粘性流体を薄く延ばし、電極間に $3\text{kV/mm}$ の直流電場を印加して粒子の構造を光学顕微鏡で観察した。

#### 3.3 せん断応力の測定

2重円筒型の回転粘度計（岩本製作所IR-200型）を用いてせん断応力を測定した。直流電場における測定は、 $\text{DC}1 \sim 4\text{kV/mm}$ 、電極間隔 $1\text{mm}$ で、せん断速度 $0.01 \sim 100\text{s}^{-1}$ の条件で行った。また、交流電場の測定には電源の関係から $\text{AC}200\text{V}$ として、電極間隔 $0.5\text{mm}$ 、せん断速度 $50\text{s}^{-1}$ で、電場周波数を $0.01 \sim 1000\text{Hz}$ の範囲で変えて実験を行った。

### 4. 計算結果と実験結果

#### 4.1 粒子鎖構造

流れが無いときに電極間に形成される粒子の鎖構造を計算した結果をFig. 6に示す。電極間に渡る鎖構造が形成されている。これに対して、実験で観察した粒子の鎖構造をFig. 7に示す。計算による構造とよく似た鎖構造が形成されていることが分かる。

つぎに、せん断速度 $50\text{s}^{-1}$ の流れがあるときに粒子が配列し、鎖構造を形成して行く様子をFig. 8に示す。はじめランダムに分散していた粒子(a)は、約 $5\text{ms}$ で数

個の粒子が連結し、短い鎖を形成する(b)。その後、鎖は自ら成長したり、他の鎖と結合することによって長

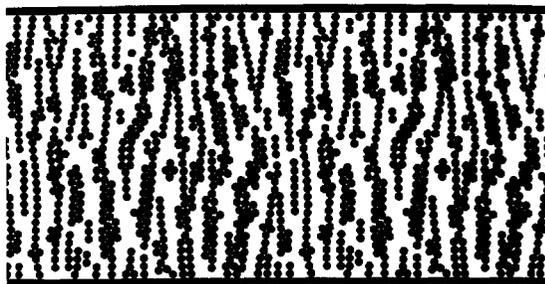


Fig. 6 Simulated configuration of spheres under no flow.

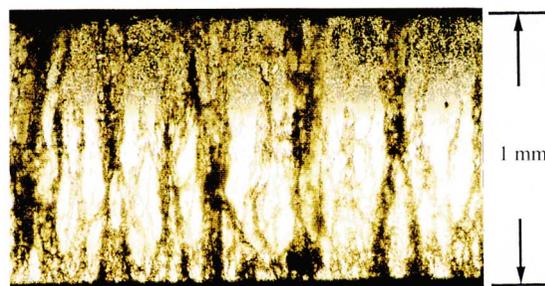


Fig. 7 Measured configuration of spheres under no flow.

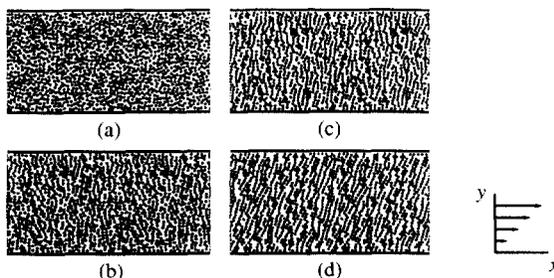


Fig. 8 Simulated configurations of spheres under a shear flow; time= (a) 0, (b) 5ms, (c) 10ms, and (d) 20ms.

い鎖となる(c)。流動場の中では流れによって鎖がある程度の長さになると切断される。粒子の鎖は結合と切断をくり返し、およそ20msで定常状態に達する(d)。

4.2 応答性

せん断速度 $50s^{-1}$ においてシミュレーションを行ったときのせん断応力の時間変化をFig. 9に示す。せん断応力はおよそ20msで定常値に達しており、応答速度は約20msということになる。回転粘度計で応答速度を測定することができないので、実験との比較をすることはできないが、一般に電気粘性流体の応答速度は数msと言われているので、ほぼ同じ程度であると考えられる。

4.3 せん断速度依存性

直流電場において、種々のせん断速度でせん断応力を求めた結果をFig. 10に示す。破線は電場が無いときのせん断応力をニュートン流体として示したものである。せん断応力はほぼせん断速度に比例して大きくなる事が分かる。さらに、よく見るとせん断速度が大きいほどせん断応力の増加割合すなわち電気粘性効果が

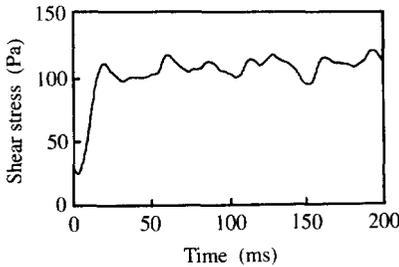


Fig. 9 Simulated shear stress versus time.

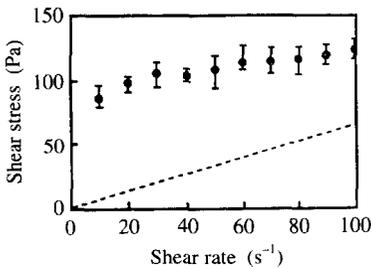


Fig. 10 Simulated shear stress versus shear rate under a DC field of 3kV/mm ( ) and no field (dashed line).

が小さくなっていることに気が付く。これは、Fig. 11に示すようにせん断速度が大きくなるにしたがって粒子の鎖構造が破壊されていくためであると考えられる。

一方、実験で得られたせん断速度とせん断応力の関係をFig. 12に示す。実験結果は、計算に比べるとせん断応力の増加は大きく、約5倍の電気粘性効果を示している。また、せん断速度の小さい領域でせん断応力が急激に大きくなっていることがシミュレーションの結果と異なる。

4.4 電場強度依存性

誘電分極モデルでは、粒子間に働く電気的な力が電場強度の2乗に比例して大きくなるので(式(3)参照)、電気粘性効果もそのような関係にあるものと予想される。確かに、シミュレーションではFig. 13に示した

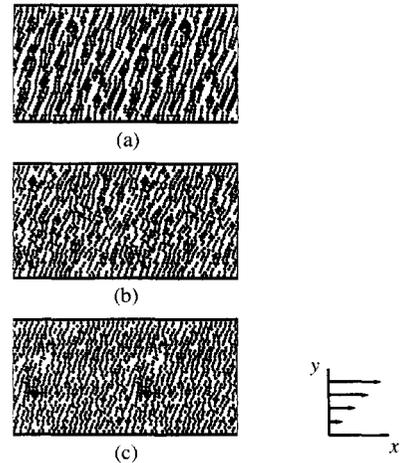


Fig. 11 Simulated configurations of spheres; shear rate= (a)  $10s^{-1}$ , (b)  $50s^{-1}$ , and (c)  $100s^{-1}$ .

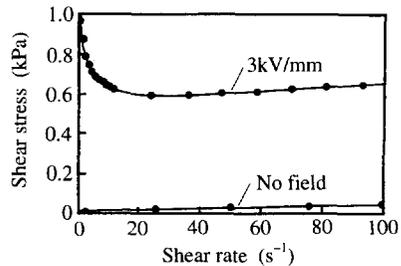


Fig. 12 Measured shear stress versus shear rate.

ようにせん断応力は電場強度のほぼ2乗に比例して大きくなる。今回の実験に用いた流体についても、正確にはFig. 14に示したように電場強度の1.3乗に比例し

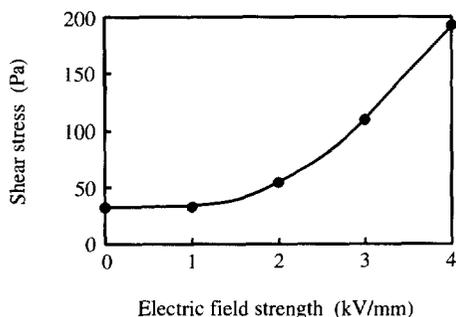


Fig. 13 Simulated dependence of ER effects on the electric field strength.

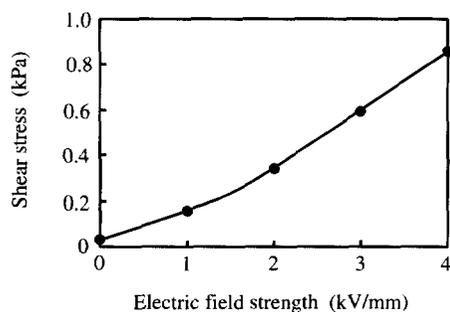


Fig. 14 Measured dependence of ER effects on the electric field strength.

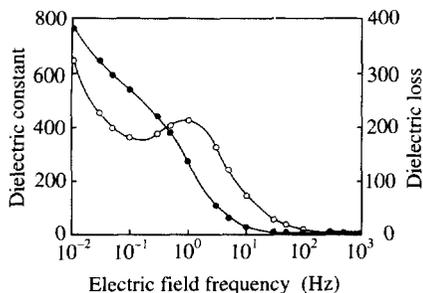


Fig. 15 Experimental dielectric dispersion of PMA-Na particles; dielectric constant (○) and dielectric loss (●).

てせん断応力が大きくなっているが、電気粘性効果が電場強度の2乗にほぼ比例する関係にあることが分かった。他の電気粘性流体についても、電場強度の2乗にほぼ比例して大きくなることが報告されている<sup>7)</sup>。

#### 4.5 電場周波数依存性

粒子の誘電分散を測定した結果をFig. 15に示す。誘電率、誘電損失ともに真空の誘電率に対する値として示した。誘電率は10Hz以下の周波数で大きな値を示し、低周波数ほど大きくなった。また、1Hz付近には誘電損失のピークが認められ、分極の緩和モードがあることが示唆された。粒子内のイオンの運動がこの時間領域で起こっているものと考えられる。

シリコンオイルについても同様に測定したが、誘電率と誘電損失ともに変化は無く、誘電率2.3、誘電損失0であった。

これらの誘電率を用いて種々の電場周波数でシミュレーションを行った結果をFig. 16に示す。電場周波

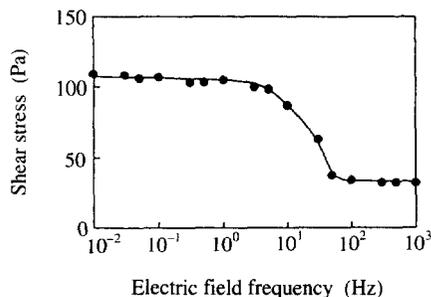


Fig. 16 Simulated influence of electric field frequency on ER effect.

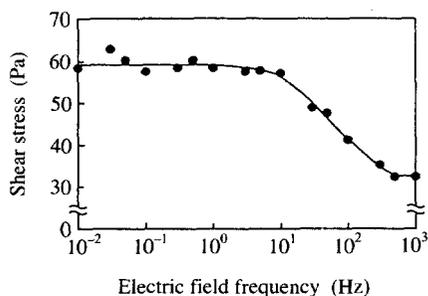


Fig. 17 Measured influence of electric field frequency on ER effect.

数が1Hzを越えるとせん断応力は減少し、100Hzで電気粘性効果は消滅した。これに対して、交流電場でせん断応力を測定した結果をFig. 17に示す。この場合には、10Hzを越えるとせん断応力は減少し、1000Hzで電気粘性効果は消滅した。電気粘性効果が減少しはじめる周波数および消滅する周波数は実験と計算とでは1桁異なるが、電気粘性効果が電場周波数に依存する傾向は一致した。

#### 4.6 計算次元による比較

せん断速度が $50\text{s}^{-1}$ のときに形成される粒子の鎖構造について、2次元のシミュレーションの結果をFig. 18に、3次元の結果をFig. 19に示す。両者とも電極間に形成された粒子の鎖構造がせん断方向に傾いている様子が見られる。さらに、3次元のシミュレーション

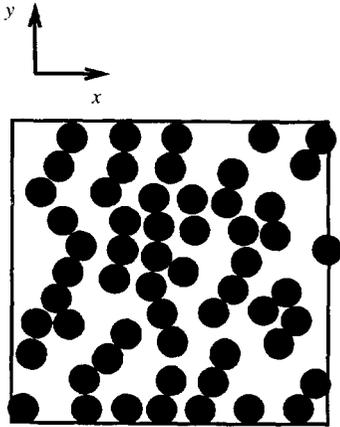


Fig. 18 Configuration of spheres simulated by two-dimensional simulation.

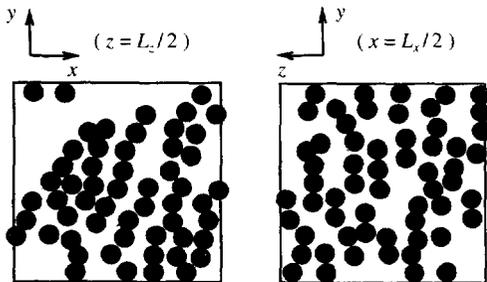


Fig. 19 Configuration of spheres simulated by three-dimensional simulation.

でせん断方向に垂直な断面 ( $yz$ 断面) の粒子の構造を見ると、粒子は電場方向にのみ結合しており、 $z$ 方向にある粒子とはほとんど独立に運動している様子が分かる。これは、粒子間相互作用の性質から $z$ 方向にある粒子どうしは反発するためである。

2次元と3次元のシミュレーションを行い、電気粘性効果を比較した結果をFig. 20に示す。降伏応力を持ち、せん断速度に比例してせん断応力が大きくなるというビンガム流体的な挙動を示す点は2次元でも3次元でも同じであり、シミュレーションの次元によらないことが分かる。さらに、電気粘性効果の大きさも実験結果との差異に比べれば計算の次元によらずほぼ同じである。このことは電場に垂直方向の粒子どうしの相互作用が小さいために、3次元のシミュレーションにおいても部分的に見れば同一面内に粒子が存在しており、2次元のシミュレーションと等価であるためと考える。

#### 5. まとめ

外部電場による粒子の誘電分極モデルを用いて電気粘性流体のシミュレーションを行い、このモデルが電気粘性流体の諸特性を説明できるかどうかを検討した。その結果、電気粘性効果の大きさ、すなわちせん断応力の値は実験結果に比べると小さく定量的には不十分であったが、ビンガム流体的な挙動を示す点、電場強度依存性、交流電場における電場周波数依存性については定性的に実験結果とほぼ一致した。また、電気粘性効果に対する計算次元の相違について検討した結果、3次元と2次元とで電気粘性効果には相違が無

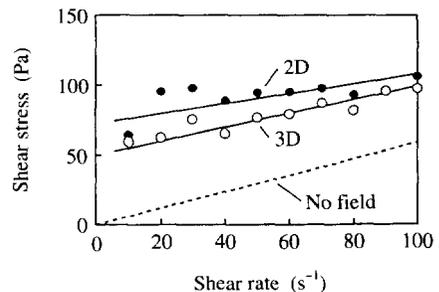


Fig. 20 Simulated shear stress versus shear rate.

いことが分かった。

今回のシミュレーションにより、誘電分極モデルが電気粘性流体の諸特性を定性的に再現できることが明らかになった。そして、実際の電気粘性効果との定量的な不一致および低せん断速度領域における挙動を説明できないことがこのモデルの不完全な点であることが分かった。

### 参 考 文 献

- 1) Winslow, W. M. : J. Appl. Phys., 20(1949), 1137
- 2) Klingenberg, D. J., van Swol, F. and Zukoski, C. F. : J. Chem. Phys., 91(1989), 7888
- 3) 山本智, 松岡孝明, 高橋秀郎, 倉内紀雄 : 高分子論文集, 49-5(1992), 413
- 4) Yamamoto, S. and Matsuoka, T. : Computer Aided Innovation of New Materials II , Ed. by Doyama, M., Kihara, J., Tanaka, M. and Yamamoto, R., (1993), 1427, Elsevier Science Publishers B.V., North-Holland

- 5) 山本智, 松岡孝明, 高橋秀郎, 倉内紀雄 : 日本レオロジー学会誌, 20(1992), 56
- 6) Hirose, Y., Yamamoto, S., Kojima, Y. and Fujimoto, M. : J. Appl. Phys. Let., (to be submitted)
- 7) Jordan, T. C. and Shaw, M. T. : IEEE Trans. Electr. Insul., 24(1988), 849

### 著 者 紹 介



山本智 Satoru Yamamoto  
 生年：1963年。  
 所属：高分子加工研究室。  
 分野：粒子分散材料・高分子材料のコンピュータ解析。  
 学会等：日本燃焼学会，高分子学会，日本化学会会員。