クラスタの構成を考慮した 磁性流体のレオロジー特性に関する研究* (第2報, せん断面に平行な方向に作用 する強磁場下での理論解析)

神 山 新 一*¹, 佐 藤 明*²

Rheological Properties of Magnetic Fluids Composed of Clusters (2nd Report, Analysis of Simple Shear Flow in a Strong Magnetic Field Parallel to a Shearing Plane)

Shin-ichi KAMIYAMA and Akira SATOH

In the same way as mentioned in the previous paper, rheological properties of magnetic fluids are investigated for the case of a steady simple shear flow in a strong magnetic field parallel to the shearing plane. It is clarified that the apparent viscosity of magnetic fluids increases with particle numbers forming a cluster and effective diameter of the particle. The increment, however, is not so significant as that in case of a normal magnetic field. Furthermore, it is shown that the behaviour of magnetic fluids as non-Newtonian fluid is complicated due to a distinctive difference of the orientational distribution of the cluster.

Key Words: Magnetic Fluid, Rheology, Cluster, Simple Shear Flow, Rotary Brownian Motion, Magnetic Field, Theoretical Study

1. 緒 言

磁性流体とは、ベースとなる液体に無数の強磁性微粒子（以下単に粒子と呼ぶ）を懸濁したコロイド溶液のことであるが、磁場中ではまるで液体自身が強い磁性を有するかのように振る舞う⁽¹⁾。

この磁性流体の特異な挙動として、磁場中における磁性流体の見掛け粘度の異常な増加が実験的に観察されているが⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、その原因はいまだに明確でなく解明が待たれている。著者らは、その原因を粒子が凝集して生じたクラスタによるものであるとする立場に立つて、単純せん断流中において、せん断面に垂直な方向（ y 軸方向）に磁場を印加した場合の解析を行った結果、磁場中での見掛け粘度の異常な増加を説明することができた⁽⁵⁾。

本報では、せん断面に平行な方向（ x 軸および z 軸方向）に磁場を作用させた場合のレオロジー特性を、前報と同様な手法を用いて検討した。すなわち、粒子が直線状に密着して形成したクラスタの、単純せん断流中における回転ブラウン運動を考慮して、クラスタ

の配向に関する分布関数をガラーキン法により近似的に求めた。その分布関数より、磁性流体の見掛け粘度の増加の割合、非ニュートン粘性（擬塑性流体としての特徴）、粘度の非対称性、ならびにクラスタの配向状態を明らかにした。

2. 単純せん断流

2.1 クラスタのモデルおよび流れ場 クラスタのモデルとしては前報⁽⁵⁾と同様に、強磁性粒子が直線状に密着し、磁場が十分強くそれぞれの磁気モーメントの方向が磁場方向を向いたモデルを使う。流れ場も同様に単純せん断流とし、図1に示すような座標系を用いる。すなわち、流れ場 $\mathbf{v}$ および変形速度テンソル $\dot{\gamma}$ は、ずり速度 $\dot{\gamma}$ を定数とすれば、

$$\mathbf{v} = \mathbf{x} \cdot \mathbf{x} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (1)$$

$$\dot{\gamma} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2)$$

である。

2.2 分布関数の支配方程式と応力の式

2.2.1 分布関数の支配方程式 分布関数 ψ は、

* 昭和63年3月12日 東北支部第23期総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年6月4日。

*¹ 正員、東北大学高速力学研究所（〒980 仙台市片平2-1-1）。

*² 正員、東北大学大学院。

一つのクラスタが $(\theta, \phi) \sim (\theta + d\theta, \phi + d\phi)$ の範囲内に見いだされる確率が次式で与えられるように定義する。

$$\psi(\theta, \phi) d\theta d\phi \dots\dots\dots (3)$$

ここに, θ, ϕ はそれぞれクラスタの方向を表す z 軸に関する天頂角と x 軸に関する方位角である。

N_c 個の粒子で構成されるクラスタの, 配向に関する分布関数 ψ の一般的な支配方程式の表示は, 前報⁽⁵⁾に与えてある。その一般的な式より, x 軸および z 軸方向に磁場が作用する場合の分布関数の支配方程式を次のように得ることができる。

x 軸方向磁場の場合:

$$\Lambda(\psi/S) - 6\tau_r \dot{\gamma} \Omega_s(\psi/S) - 6\lambda A \Omega_{mx}(\psi/S) = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\Omega_{mx}(\psi/S) = \frac{c^2}{S} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(S^2 C \frac{\psi}{S} \right) - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(s C \frac{\psi}{S} \right) \dots\dots\dots (5)$$

z 軸方向磁場の場合:

$$\Lambda(\psi/S) - 6\tau_r \dot{\gamma} \Omega_s(\psi/S) - 6\lambda A \Omega_{mx}(\psi/S) = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$\Omega_{mx}(\psi/S) = -\frac{1}{S} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(S^2 C \frac{\psi}{S} \right) \dots\dots\dots (7)$$

なお, 演算子 Λ, Ω_s は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \Lambda(\psi/S) &= \frac{1}{S} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(S \frac{\partial(\psi/S)}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{S^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \left(\frac{\psi}{S} \right) \\ \Omega_s(\psi/S) &= \frac{sC}{S} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(S^2 C \frac{\psi}{S} \right) - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(s^2 \frac{\psi}{S} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに簡素化のため, $S = \sin \theta, C = \cos \theta, s = \sin \phi, c = \cos \phi$ と略記しており, さらに,

$$\left. \begin{aligned} \tau_r &= \sum_{i=1}^{N_c/2} \zeta_i L_i^2 / 12kT, \quad \lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d_{eff}^3 kT \\ A &= \sum_{-N_c/2 \leq i < j \leq N_c/2} \frac{d_{eff}^3}{r_{ji}^3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

であり, τ_r : 回転時定数, λ : 粒子と粒子の磁気的な相互作用の大きさを表す無次元パラメータ, d_{eff} : 界面活性剤を含めた粒子の有効直径, r_{ji} : 粒子 i, j 間の距離, である。

2.2.2 応力の式 応力の一般的な式⁽⁵⁾より, 磁

場をそれぞれの方向に作用した場合のせん断応力 τ_{yx}, τ_{xy} の式は次のようになる。

x 軸方向磁場の場合:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{yx} &= \tau_{yx}^{(0)} + \tau_{yx}^{(m)}, \quad \tau_{xy} = \tau_{xy}^{(0)} + \tau_{xy}^{(m)} \dots\dots\dots (10) \\ \tau_{yx}^{(m)} &= -6nkT\lambda A \langle S^2 C^2 s c^3 + S^2 s^3 c \rangle \\ &= -6nkT\lambda A \langle \frac{2}{21} P_2^2 s_2 + \frac{1}{210} P_4^2 s_2 - \frac{1}{840} P_4^4 s_4 \rangle \\ \tau_{xy}^{(m)} &= -6nkT\lambda A \langle S^2 C^2 s c^3 - S^2 s c^3 \rangle \\ &= 6nkT\lambda A \langle \frac{1}{14} P_2^2 s_2 - \frac{1}{210} P_4^2 s_2 + \frac{1}{840} P_4^4 s_4 \rangle \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

z 軸方向磁場の場合:

$$\tau_{yx} = \tau_{yx}^{(0)} + \tau_{yx}^{(m)}, \quad \tau_{xy} = \tau_{xy} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_{yx}^{(m)} &= 6nkT\lambda A \langle S^2 C^2 s c \rangle \\ &= 6nkT\lambda A \langle \frac{1}{42} P_2^2 s_2 + \frac{1}{105} P_4^2 s_2 \rangle \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

なお,

$$\left. \begin{aligned} \tau_{yx}^{(0)} &= \tau_{xy}^{(0)} = \eta_s \dot{\gamma} + 3nkT \langle S^2 s c \rangle \\ &\quad + 6nkT \tau_r \dot{\gamma} \langle S^4 s^2 c^2 \rangle \\ &= \eta_s \dot{\gamma} + \frac{1}{2} nkT \langle P_2^2 s_2 \rangle + \frac{3}{4} nkT \tau_r \dot{\gamma} \\ &\quad \cdot \langle \frac{8}{15} P_0^0 - \frac{16}{21} P_2^0 + \frac{8}{35} P_4^0 - \frac{1}{105} P_4^4 c_4 \rangle \\ \langle B \rangle &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi B(\theta, \phi) \psi d\theta d\phi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここに, P_2^2, P_4^2 などはルジャンドルの陪関数, n : クラスタの数密度, η_s : 母液の粘度, さらに $s_m = \sin m\phi, c_m = \cos m\phi$ と略記している。

ここで, ニュートン流体に対応する粘度 η_{yx}, η_{xy} を次式で定義する。

$$\eta_{yx} = \tau_{yx} / \dot{\gamma}, \quad \eta_{xy} = \tau_{xy} / \dot{\gamma} \dots\dots\dots (15)$$

さらに, $\dot{\gamma} \rightarrow 0$ の極限における粘度 η_{yx}, η_{xy} を η_{yx0}, η_{xy0} で表すことにする。

2.3 ガラーキン法による解法 前報と同様に, 分布関数の支配方程式(4)または(6)の近似解をガラーキン法により求める。

分布関数 ψ の第 M 近似解 $\psi^{(M)}$ を次式のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} \psi^{(M)} &= \frac{S}{4\pi} \psi_A^{(M)} \\ &= \frac{S}{4\pi} \left(\sum_{n=0}^M \sum_{m=n}^M A_n^m P_n^m c_m + \sum_{m=2}^M \sum_{n=m}^M B_n^m P_n^m s_m \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに, 分布関数 ψ の規格化条件 $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi d\theta d\phi = 1$ より $A_0^0 = 1$ である。この $\psi^{(M)}$ を支配方程式(4)または(6)に代入し, 球関数の直交条件を考慮してガラーキン法を用いると, 未定定数 A_n^m, B_n^m の満足すべき方

図1 単純せん断流

程式が次のように得られる。

x 軸方向磁場の場合：

$$q(q+1)A_q^p + 6\tau_r \gamma \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + B_q^p a_q^{p, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) + 6\lambda A \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q-2i}^p b_q^{p-2i, p} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} = 0$$

$$(p=0, 2, 4, \dots, M; q=p, p+2, \dots, M) \dots (17)$$

$$q(q+1)B_q^p - 6\tau_r \gamma \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + A_q^p a_q^{p, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) + 6\lambda A \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q-2i}^p b_q^{p-2i, p} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} = 0$$

$$(p=2, 4, \dots, M; q=p, p+2, \dots, M) \dots (18)$$

z 軸方向磁場の場合：

$$q(q+1)A_q^p + 6\tau_r \gamma \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + B_q^p a_q^{p, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) + 6\lambda A \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) = 0$$

$$(p=0, 2, 4, \dots, M; q=p, p+2, \dots, M) \dots (19)$$

$$q(q+1)B_q^p - 6\tau_r \gamma \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + A_q^p a_q^{p, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} A_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) + 6\lambda A \left(\sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q+2i}^p a_{q+2i}^{p+2i, p} + \sum_{i=1}^{\frac{1}{2}} B_{q-2i}^p a_{q-2i}^{p-2i, p} \right) = 0$$

$$(p=2, 4, \dots, M; q=p, p+2, \dots, M) \dots (20)$$

ただし、式(17)および式(19)において、 $p=q=0$ の場合には恒等的に成り立つので意味がない。ここに、定数 $a_q^{p, p}$, $b_q^{p-2i, p}$ はそれぞれ文献(6), (5)に与えられている。

以上で、未知数と同数の方程式が得られたので、理論的には A_q^p , B_q^p が求まり、第 M 近似解 $\psi^{(M)}$ は得られたことになる。

2.4 数値計算例

2.4.1 磁性流体の代表値 η_{yx0}/η_s の値を、 $(\eta_{yx0} - \eta_s)/6nkT\tau_r$ の計算値から算出するために用いた 20 wt.%, 15°C の水ベース磁性流体の代表値は次のとおりである。粒子直径： $d=1.1 \times 10^{-8}$ m, 磁気モーメントの大きさ： $m=2.0 \times 10^{-19}$ A・m², 粒子の数密度： $n_0=6.6 \times 10^{22}$ 個/m³, 母液の粘度： $\eta_s=1.14 \times 10^{-3}$ Pa・s である。さらに、粒子 i の摩擦係数 ζ_i は、ストークスの抵抗法則より得られる摩擦係数に、粒子同士が密着していることによる補正係数を乗じた値⁽⁵⁾を用いる。

2.4.2 計算結果と考察

(1) x 軸方向磁場 図2には、粘度に及ぼす磁気的作用の大きさ λA の影響について調べた結果が示してある。クラスタの回転ブラウン運動を考慮しない場合 $\eta_{yx0}=\eta_s$ となることから⁽⁵⁾, $\eta_{yx0} \neq \eta_s$ の関係を生

じさせる原因は回転ブラウン運動のみである。したがって、図2に示してあるように、 λA の値が大きくなると、すなわち磁気力によって回転ブラウン運動が抑制されると、粘度 η_{yx0} は母液の粘度 η_s に漸近するようになる。図2における曲線が単調に減少しない理由は、 $\lambda A \leq 1$ と $\lambda A \geq 1$ の領域においてクラスタの配向状態が、後述の図7に示すように明確に異なるためである。

図3は、水ベース磁性流体を想定した場合のクラスタを構成する粒子数と粘度との関係を対応づけるために、図2を改めて図示しなおしたものである。なお、 $d_{\text{eff}}=d$ の場合における $N_c \geq 20$ での η_{yx0}/η_s の値は、図2において $\lambda A \geq 5$ の領域を直線で近似した場合の外挿値であり、破線で示してある。図3より、粒子の有効直径が大きくなるほど、おおよびクラスタを構成する粒子数が多くなるほど、粘度の増加が顕著になる。しかしながら、 y 軸方向(せん断面に垂直な方向)に磁場を作用させた場合の増加量⁽⁵⁾ほどではない。

図2 粘度に及ぼす磁気的作用の大きさの影響

図3 クラスタを構成する粒子数と粘度との対応

図4は非ニュートン粘性, すなわち磁性流体の擬塑性流体としての特徴を調べたものであり, 水ベース磁性流体との対応関係を明らかにするために, $d_{\text{eff}}=d$ とした場合の N_c の値も明記した. λA のどちらの値に対しても, $\dot{\gamma}\tau_r$ の値が十分大きくなると, 粘度は一定のこう配を有する直線に従って減少するようになることがわかる. すなわち, $\dot{\gamma}\tau_r$ の値が十分大きな領域では, 磁気的作用の影響よりも回転ブラウン運動による影響のほうが支配的要因を占めるため, λA の値に関係なく, 一定のこう配を有する直線に沿って粘度が減少するようになる. また, $\lambda A=4.27$ の場合には, $\eta_{yx} > \eta_{xy}$ となる $\dot{\gamma}\tau_r$ の領域が生じている. これは式(11)からもわかるように, クラスタの配向状態の明確な相違に基づくものである.

図5には, 粘度の非対称性 $\eta_{yx} \neq \eta_{xy}$ に及ぼす磁気的作用の大きさ λA の影響を調べた結果が示してある. 図5において, $\eta_{xy} > \eta_{yx}$ となる λA の領域が現れているが, これもクラスタの配向状態の明確な相違に基づくものである.

図4 磁性流体の非ニュートン粘性

図5 粘度の非対称性に及ぼす磁気的作用の大きさの影響

図6は粘度の非対称性とずり速度との関係を調べたものである. y 軸方向に磁場を作用させた場合⁽⁵⁾と比較して, 粘度の非対称性に及ぼすずり速度の影響は非常に複雑であることがわかる.

図7はクラスタの配向状態を視覚的に理解するために, 立体角による寄与を除いた分布関数 ψ_{ll} の球表面

図6 ずり速度による粘度の非対称性の変化

図7 クラスタの配向状態 (x 軸方向磁場)
[(a)~(c): $N_c=2$, (d)~(f): $N_c=6$]

上での等高線を、 x - y 平面上に投影した図である。 y 軸方向に磁場を作用させた場合⁽⁵⁾と同様に、 λA および $\dot{\gamma}\tau_r$ の値が大きいくほどクラスタの方向が1点に集中するようになり、クラスタの指向性が顕著になる。また、図7(a)~(c)または図7(d)~(f)からわかるように、 $\dot{\gamma}\tau_r$ の値が小さいときにはクラスタの方向は x 軸方向 (すなわち $\phi=0$ の方向) に近く、 $\dot{\gamma}\tau_r$ の値が大きくなると、回転ブラウン運動の影響により、いったん x 軸方向から離れ (すなわち ϕ の値が大きくなる方向を向く)、それから、ふたたび x 軸方向に漸近するようになる。図7(d)において、 ϕ_{fl} の最大値は $\theta=\pi/2$, $\phi\approx 0$ の位置で取るが、配向の分布状態を考慮すると、クラスタは平均的には $\theta\approx\pi/2$, $\phi\leq 0$ の方向を向いていることがわかる。一方、図7(e)および図7(f)における ϕ_{fl} の最大値は $\phi=0$ の方向からかなりずれており、配向の分布状態を考慮しても、クラスタは平均的に $\theta\approx\pi/2$, $\phi\geq 0$ の方向を向いた配向状態であることがわかる。

図8 粘度に及ぼす磁気的作用の大きさの影響

図9 クラスタを構成する粒子数と粘度との対応

以上の配向の分布状態の考察から、次のことが明らかになる。図2および図5より、 $\lambda A \leq 1$ においてはクラスタは平均的に $\theta\approx\pi/2$, $\phi\geq 0$ の方向を向き、 $\lambda A \geq 1$ においては $\theta\approx\pi/2$, $\phi\leq 0$ の方向を向いていることがわかる。さらに、図4および図6から、 $\lambda A=4.27$ の場合には、 $\dot{\gamma}\tau_r \leq 20$ ではクラスタは平均的に $\theta\approx\pi/2$, $\phi\leq 0$ の方向を向き、 $\dot{\gamma}\tau_r \geq 20$ では $\theta\approx\pi/2$, $\phi\geq 0$ の方向を向いていることがわかる。一方、 $\lambda A=0.755$ の場合は $\dot{\gamma}\tau_r$ の値に関係なく、クラスタは平均的に $\theta\approx\pi/2$, $\phi\geq 0$ の方向を向いていることがわかる。この配向状態に関する明確な相違が、前述した特異な現象を生じさせている。すなわち、図2において曲線が単調に減少しないこと、図4において $\lambda A=4.27$ のときに $\eta_{yx} > \eta_{yx0}$ となる状態が生じること、図5において $\eta_{xy0} > \eta_{yx0}$ となる λA の領域が現れること、さらに、図6において $\lambda A=0.755$ のときに $\eta_{xy} \geq \eta_{yx}$ となること、および $\lambda A=4.27$ のときに粘度の非対称性が $\dot{\gamma}\tau_r$ の値に対して複雑な変化を示すこと、の原因となっている。

(2) z 軸方向磁場 図8は粘度と磁気的作用の大きさとの関係調べた結果が示してある。 x 軸方向磁場の場合とは異なり、 λA の値が大きくなるに従って粘度は単調に減少している。これは図11で示すように、クラスタの配向状態の形態が $\dot{\gamma}\tau_r \approx 0$ では顕著に変わらないためである。

図9は、水ベース磁性流体を想定した場合のクラスタを構成する粒子数と粘度との関係に対応づけるために、図8を改めて図示しなおしたものである。なお、 $d_{eff}=d$ の場合における $N_c \geq 20$ での η_{yx0}/η_s の値は、図8において $\lambda A \geq 4$ の領域を直線で近似した場合の外挿値であり、破線で示してある。図3の結果と同様に、 y 軸方向に磁場を作用させた場合ほどの見掛け粘度の増加⁽⁵⁾は生じない。

図10は磁性流体の擬塑性流体としての特徴を調べ

図10 磁性流体の非ニュートン粘性

たものである。図4とは異なり、 z 軸方向磁場の場合、 $\eta_{yx} > \eta_{xy}$ という状態は生じていない。 $\lambda A = 0.755$ の場合には、 $\dot{\gamma}_{cr} \geq 1$ の領域での直線のこう配は、図4の場合における直線のこう配とほぼ一致している。しかしながら、 $\lambda A = 4.27$ の場合には、 $\lambda A = 0.755$ のときに比べて、粘度はかなり緩やかな減少を示している。この理由は図11のクラスタの配向状態を考察すると容易に理解できる。

図11は図7と同様に、クラスタの配向状態を調べた結果である。 $\lambda A = 0.755, 4.27$ のどちらの場合にも、 $\dot{\gamma}_{cr}$ の値がある程度小さいときには、クラスタは z 軸方向(すなわち磁場方向)を向いているが、 $\dot{\gamma}_{cr}$ の値を大きくしていくと、遷移的な配向状態、図11(b)または図11(e)を経てクラスタが $\theta \approx \pi/2, \phi \geq 0$ の方向を向くような配向状態に移ることがわかる。図7(e)と図11(f)を比較すれば容易にわかるが、図11(f)の場合にはクラスタの方向は $\theta \approx \pi/2$ に限定されず、かなりの確率で z 軸方向を向く状態も実現されることが示されている。クラスタの方向が $\theta \approx \pi/2$ の方向に限定されないことが、図10において、 $\lambda A = 4.27$ の場合に、粘度が緩やかに減少する理由である。一方、 $\lambda A = 0.755$ の場合には磁気的作用が小さいので、図10においてはこの影響は顕著に現れていない。

3. 結 言

磁性流体中の粒子が、直線状に密着してクラスタを構成しているとの仮定のもとに、せん断面に平行(x 軸および z 軸方向)に印加した強磁場下での、単純せん断流における磁性流体のレオロジー特性を理論的に考察した。本解析の得たる主な結果を要約すると次のようになる。

(1) x 軸または z 軸方向に磁場を作用させた場合でも、粒子の有効直径が大きくなるほど、またクラスタを構成する粒子数が多くなるほど、見掛け粘度の増加が生じるようになる。しかしながら、 y 軸方向(せん断面に垂直な方向)に磁場を作用させた場合ほど顕著ではない。

(2) 磁性流体の擬塑性流体としての特徴を調べた結果、磁気的作用の大きさ λA の値が大きいくとき、かつ x 軸方向に磁場を作用させた場合には、回転ペクレ数($\approx \dot{\gamma}_{cr}$)の変化に対して、 $\eta_{yx} > \eta_{xy}$ となる回転ペクレ数の領域がある。一方、 z 軸方向に磁場を作用させた場合には、 λA の大きな値に対して、 η_{yx} の値は非常に緩やかな曲線に沿って減少するようになる。

(3) x 軸方向に磁場を作用させた場合の粘度の非対称性は、磁気的作用の大きさ λA の値が大きいくほど、

図11 クラスタの配向状態 (z 軸方向磁場)

ならびに回転ペクレ数が小さいほど顕著に現れる。これは y 軸方向磁場の場合の結果⁽⁵⁾と同様である。一方、 z 軸方向に磁場を作用させた場合には、粘度の非対称性は生じない。

(4) y 軸方向に磁場を作用させた場合と同様に、 x 軸および z 軸方向のどちらの印加磁場の場合についても、磁気的作用および回転ペクレ数が大きいほど、クラスタの指向性が強くなる。さらに、回転ペクレ数の変化に対して、クラスタの配向状態の特徴的な遷移が生じるが、磁気的作用が大きい場合には、この影響が粘度に顕著に現れる。これに起因して(2)で述べた擬塑性流体としての複雑な挙動を示すことが、 x 軸および z 軸方向に磁場を作用させた場合の特徴となっている。

文 献

- (1) Rosensweig, R. E., *Ferrohydrodynamics*, (1985), Cambridge Univ. Press.
- (2) 神山・ほか2名, 機論, 47-424, B (昭56), 2299.
- (3) 神山・ほか2名, 機論, 52-484, B (昭61), 3947.
- (4) 須藤・ほか4名, 機論, 49-440, B (昭58), 818.
- (5) 神山・佐藤, 本論文集 2769 ページ.
- (6) Bird, R. B., ほか3名, *Dynamics of Polymeric Liquids*, 2, *Kinetic Theory*, (1977), John Wiley & Sons.

討 論

〔質問〕 大西 善元〔大阪府立大学工学部〕

2782 ページの説明文に関して少しおたずねしたい。 $\dot{\gamma}_c$ が大きいということは、回転ブラウン運動によるクラスタの配向乱雑化よりも、せん断流によるある方向へのクラスタの指向性が高いということではないのか。

〔回答〕 質問の箇所は、図7(a)～(c)または図7(d)～(f)に関する説明文だと思う。 $\dot{\gamma}_c$ が大きいという意味は質問者の言われるとおりである。しかしながら、図7(a)と図7(b)を比較すればわかるよ

うに、図7(a)の分布関数の最大値がほとんど x 軸上にあることを考慮すると、 $\dot{\gamma}_c$ を大きくした場合同じように x 軸上になければならないはずだが、図7(b)はそうはなっていない。したがって、クラスタの方向が $\dot{\gamma}_c$ の増加に対していったん x 軸方向から離れるのは、回転ブラウン運動によるものであると、結論づけたわけである。なお、さらに $\dot{\gamma}_c$ を大きくしていくと、 x 軸方向にふたたび漸近するのは、質問者の言われるとおり、せん断流による影響のためである。