

磁性流体の円管内流れ挙動に関する研究 (垂直磁場)

千葉職業能力開発短期大学校 成田校
職業能力開発大学校
千葉職業能力開発短期大学校 千葉校

石橋 幸男
吉田 信也
高芝 誉康

Flow Behavior of Ferrofluid in a Circular Channel
(Transversely Applied Magnetic Field)

Yukio ISHIBASHI, Shinya YOSHIDA, Shigeyasu TAKASHIBA

要約 ケロシンや水などの溶媒中に、直径が10nm程度の強磁性粒子を界面活性剤を用いて安定分散させたものを一般に磁性流体と称している。

この流体は見掛け上、強い磁性を示す均質な流体として取扱うことができ、磁場が作用しても流体としての性質は変わらないが流れのパターンが変化する。磁性流体のこのような特性を利用した磁気インク、潤滑剤としての利用や軸封装置、比重差選別装置などの応用機器の開発も考えられている。

高速流動特性の解明は応用機器の開発上、極めて重要であるにもかかわらず、この問題を取扱ったものは数少なく、磁性流体の管内流動に関する研究は、理論的にも実験的にもほとんどなされておらず、磁性流体の流動特性を十分説明しうるものかどうか、現在のところ不明である。

そこで本研究では、水ベース磁性流体を用い、一様垂直磁場の作用下でレイノルズ数および平均速度の広い範囲にわたって実験を行い、磁性流体の流動特性に及ぼす磁場の影響について調べた。

その結果、磁性流体は、磁場の作用とは無関係に、流動特性は流速に大きく影響され、流体は非ニュートン粘性挙動、すなわち擬塑性流体としての挙動を示す。また、磁場は層流域の圧力損失を増加させるが、流れの遷移を遅らせ、レイノルズ数の比較的小さい乱流域では、逆に圧力損失を減少させている。また、これらの結果から工学的に重要な管摩擦係数の実験式を提示した。

1 緒論

ケロシンや水などの溶媒中に、直径が10nm程度の強磁性粒子を界面活性剤を用いて安定分散させたものを一般に磁性流体と称している。この流体における浮遊微粒子は粒子間の van der Waals 力や磁気吸引力および界面活性剤による反発力の作用下にブラウン運動を行い、重力や遠心力あるいは磁気力によっては沈降、凝集または分離することなく安定に分散している。したがって、磁性流体は見掛け上、強い磁性を示す均

質な流体として取扱うことができ、磁場が作用しても流体としての性質は変わらないが流れのパターンが変化する。このような特性をもっているため、磁性流体はこれまでにない新しい流体として多くの関心を集めるようになり、磁気インク、潤滑剤としての利用や軸封装置、比重差選別装置などの応用機器の開発も考えられている^{(1)~(3)}。このように工学上、極めて興味ある流体ではあるが、その開発の歴史も浅く、今後解明すべき多くの問題点が残されている。

磁性流体に関する従来の研究は、その大半が

Neuringer-Rosensweig⁽⁴⁾あるいはShliomis⁽⁵⁾によって導かれた基礎方程式に基づく理論的研究で占められており、これにくらべて実験的研究は極めて少ない。Neuringer-Rosensweigは、通常のナビエ・ストークスの式に磁場が一様でないために生じる磁気力を加味した式を導いたが、粒子の回転に及ぼす磁気の影響を考慮していないため流動特性の詳細な解明には適さず、その適用範囲は制約される。その後、Shliomisは粒子の内部回転による体積力をも考慮した方程式系を提案した。

Shliomis⁽⁶⁾、Mozgvoiら⁽⁷⁾は、この方程式系に基づいて磁場下での見掛け粘度の変化を解析し、Hallら⁽⁸⁾の理論的研究やRosensweigら⁽⁹⁾、McTague⁽¹⁰⁾の実験的研究におけると同様、磁場の作用により見掛けの粘度が増加することを明らかにしている。しかし、粘度の変化は粒子濃度、流体の磁氣的性質、印加磁場の大きさや方向に依存するなど大変複雑であるため必ずしも十分な成果が得られているとはいえない。

一方、高速流動特性の解明は応用機器の開発上、極めて重要であるにもかかわらず、この問題を取扱ったものは数少なく、著者らの知るかぎりではMoiorovら⁽¹¹⁾および神山ら⁽¹²⁻¹⁴⁾の研究に見られる程度である。Moiorovらは、ケロシンベースの磁性流体を一様垂直磁場の作用する円管内に流し、乱流域における抵抗係数を求めているが、実験データが少なく流動特性を十分説明し得るまでにはいたっていない。神山らは水ベース磁性流体を用いて軸方向の一様磁場⁽¹²⁾、非一様磁場⁽¹³⁾および非一様垂直磁場⁽¹⁴⁾における管摩擦係数を実験的に求めるとともに、Shliomisの式の基づく近似解析を行い、軸方向磁場については両結果が比較的良好一致するが垂直磁場においてはその一致がよくないことを指摘している。

以上のように磁性流体の管内流動に関する研究は理論的にも実験的にもほとんどなされておらず、Shliomisの基礎方程式も磁性流体の流動特性を十分説明しうるものであるかどうかは現在のところ不明である。そこで本研究では、水ベース磁性流体を用い一様垂直磁場の作用下でレイノルズ数および平均ずり速度の広い範囲にわたって実験を行い、磁性流体の流動特性に及ぼす磁場の影響を明らかにするとともに、工学的に重要な管摩擦係数の実験式を提示した。

II 主な記号

d	: 管径 (d _i : 内径)
M	: 磁化の強さ
H	: 磁場の強さ
I	: 励磁電流
μ	: 透磁率
ρ	: 液体の密度
η	: 液体の粘度
ν	: 動粘度
η_0	: 見掛けの粘度
Δp	: 差圧
τ	: セン断応力
Γ	: ずり速度
τ_w	: 壁面におけるせん断応力
Γ_w	: 壁面におけるずり速度
n, K	: レオロジー定数
Q	: 流量
V_a	: 管内平均流速
V_x	: x 方向の時間的平均速度
V_y	: y 方向の時間的平均速度
V_θ	: 円周方向の時間的平均速度
V_x	: x 方向の変動速度
V_y	: y 方向の変動速度
V_0	: 管軸 (y = a) における速度
V_*	: 摩擦速度 ($\sqrt{\tau_w/\rho}$)
λ	: 管摩擦係数
λ_1	: 層流管摩擦係数
λ_t	: 乱流管摩擦係数
c_f	: 局所摩擦係数
c_{fm}	: 平均摩擦係数
R_e	: レイノルズ数
R_e^*	: 一般化レイノルズ数
	$\frac{V_a^{2-n} d^n}{K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n 8^{n-1}}$
$R_e^*_{tr}$: 遷移レイノルズ数
N_M	: 磁気力/粘性力
N_H	: M / H

III 実験装置および実験方法

実験装置の概要を図1に示す。圧縮機から送られた圧縮空気は減圧弁および圧力調整弁で所定の圧力まで減圧調整されて磁性流体の入ったタンクへ送られる。磁性流体は、この圧縮空気によって供試管内へ押し出され、電磁石の磁極間を通過して下流側タンクへ送られる。この間に磁性流体は管軸に垂直な磁場の作用を受け、磁場区間内にある管路の壁上に設けた静圧孔を通して差圧が測定される。最後に重量法によって流量が測られる。

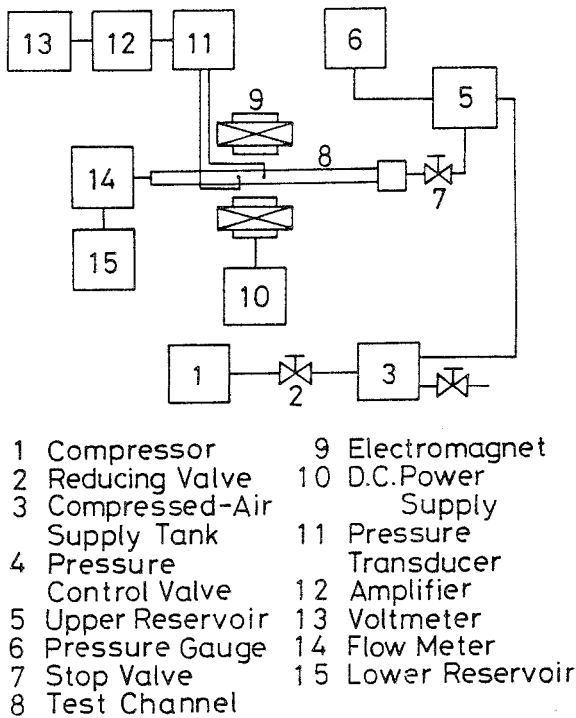


図1 実験装置の概略図

実験に使用した電磁石は、120×80mmの磁極を有し磁極間隔は30mmである。電源にはシリコン整流器を用い、磁束密度を約0.65 Tまで連続的に変えることができる。磁束密度は、ホール効果を利用したガウスメータによって測定した。励磁電流と磁束密度の関係を図2に示す。

供試管は磁場をかけた際の磁化を防止する目的で黄銅製円管を用いて製作し、図3に示すように管壁に0.5mm径の静圧孔を2個設けてある。測定には管径の影響を調べるため、径の異なる7種の管路を使用した。その寸法を図3の下側に表にして示してある。タンク出口から磁極先端までの管路長さ l_1 は250~350mm ($l_1/d=100\sim200$) に、磁極先端から前方静圧孔までの距離 l_2 は35mm ($l_2/d=10\sim20$) にとつてある。した

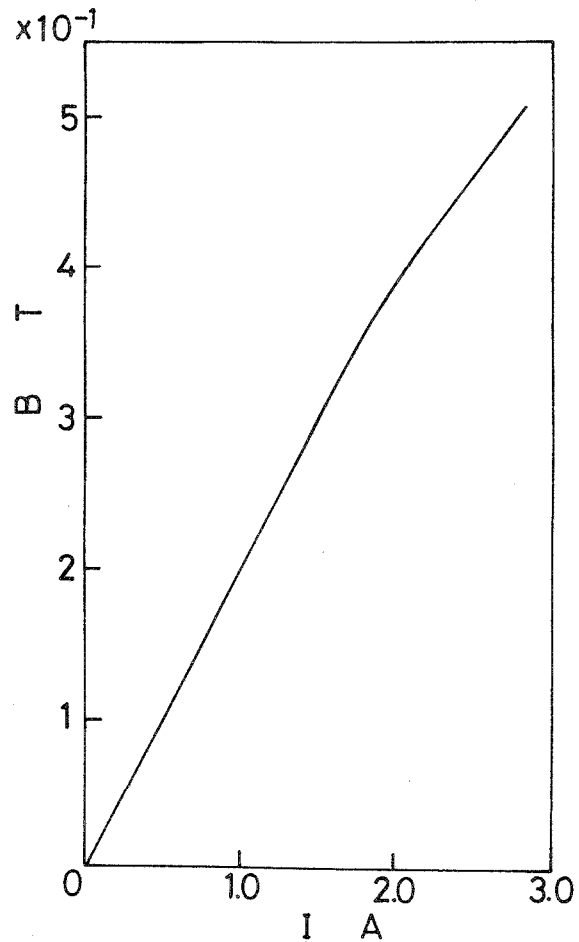
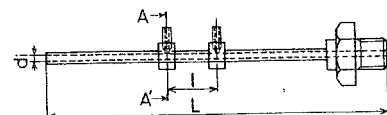


図2 励磁電流と磁束密度の関係



	1	2	3	4	5	6	7
di mm	120	156	190	207	238	286	336
l mm	496	501	502	499	497	703	693
L mm	500	500	500	500	500	600	600

Details of A-A Cross Section

図3 供試管の形状と寸法

がって、タンクから流出した磁性流体はほぼ完全に発達した流れとして磁場内に流入しており、磁場の作用を受けてもほとんど速度分布が変化しない⁽²⁾ことから判断して測定上問題はないものと考えられる。差圧の測定には、ひずみゲージ式差圧変換器を用いたが、側圧孔と差圧変換器を結ぶビニル管内の磁性流体が磁場の影響を受けるのを防ぐためビニル管に軟銅管をかぶせて磁気遮へいを行った。実験に用いた磁性流体は蒸留水に直径が10nm程度の Fe_3O_4 粒子を分散させたも

ので (重量濃度 $\phi = 20\%$ および 25%)、分散を安定させるためアニオン系活性剤が添加されている。図4～6に、これら流体の密度 ρ 、動粘度 ν および磁化の強さ M の測定結果を示す。動粘度の測定には逆流形毛細管粘度計 (図7) を用いたが、使用する測定区間 (標線 $m_2 - m_3$ 間または $m_3 - m_4$ 間) によってわずかながら測定値が異なる。なお実験期間中、定期的に密度、粘度の測定を行い流体の劣化が生じていないことを確かめた。

IV 実験結果および考察

1. 磁場が作用しない場合の管摩擦係数

供試管および差圧変換器の精度を確かめるため、各管路に水を流して差圧を測定し、次式によって管摩擦係数 λ を求めた

$$\lambda = \frac{\Delta p}{(1/2)\rho v^2} \frac{d}{l} \quad (1)$$

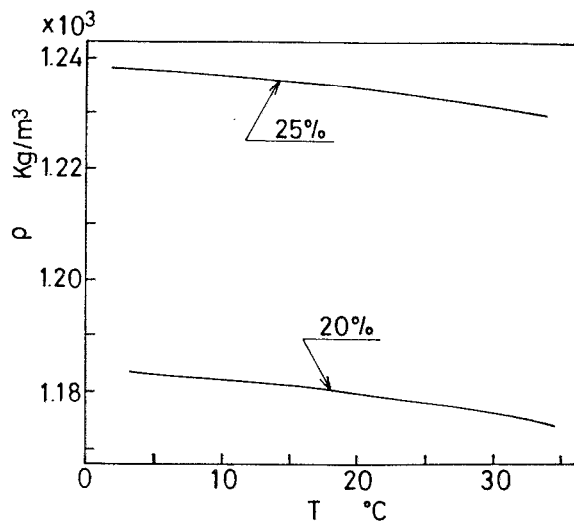


図4 磁性流体の密度

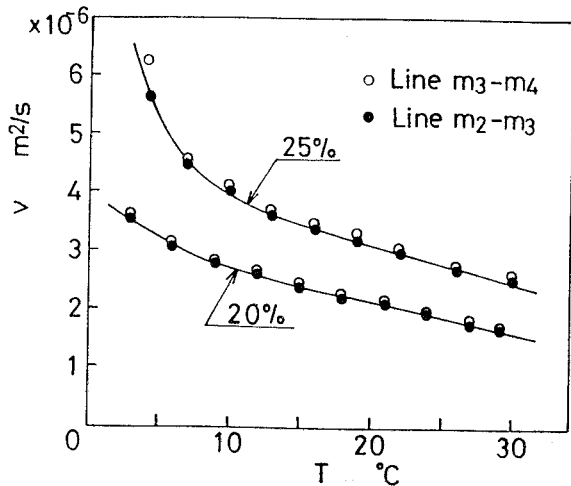


図5 磁性流体の動粘性

ここで、 Δp は差圧、 v_0 は平均流速である。

図8の実線は $\lambda = 64/R_0$ (層流域) および $\lambda = 0.3164 R_0^{-1/4}$ (乱流域: プラジウスの式) を表し、実験値はこれらの式の結果とよく一致する。これより、供試管および差圧変換器は差圧測定にとって十分な精度を有しているものと考えられる。

図9は、磁性流体を流した場合の結果で、動粘度の値には図4における低い値 (標線 $m_2 - m_3$ 間で測定) を用いてある。なお重量濃度が 20% の液体については、

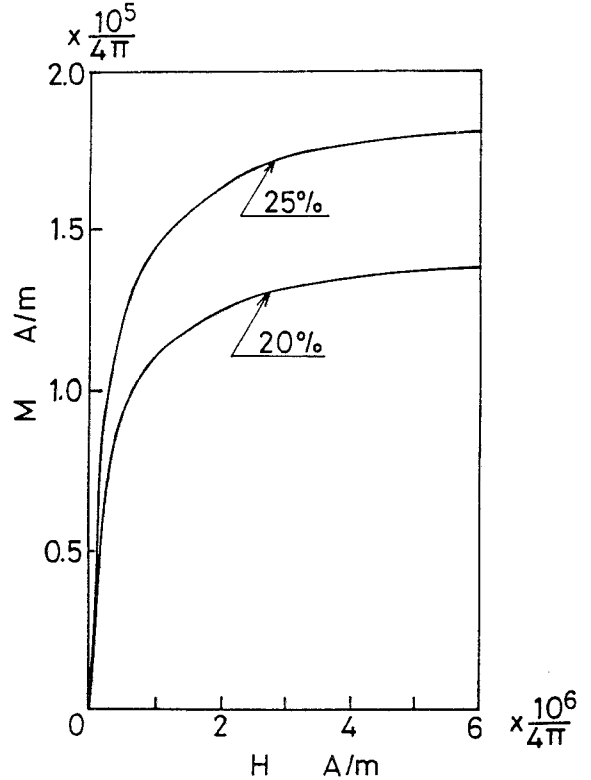


図6 磁化曲線

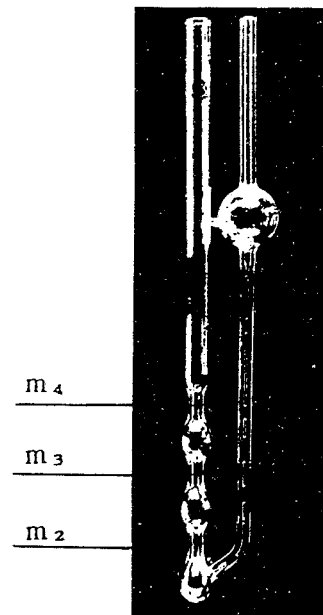


図7 逆流形毛細管粘度計

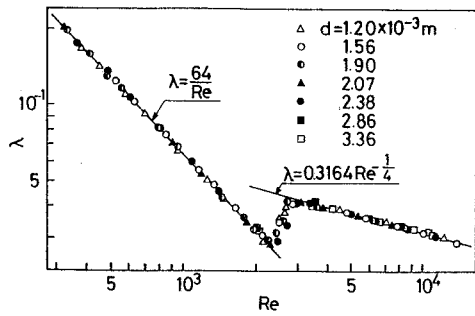
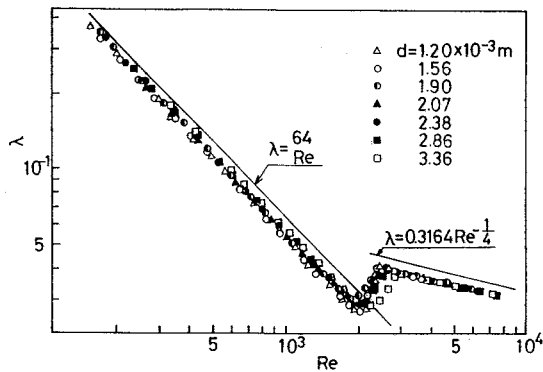
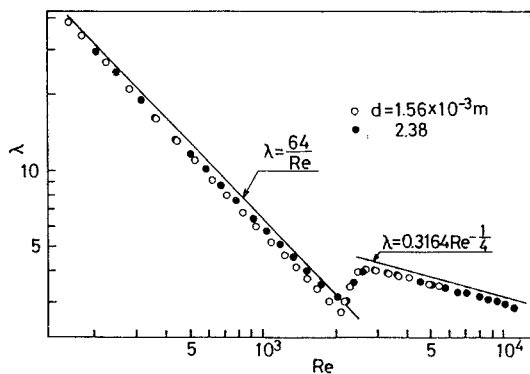


図8 水の管摩擦係数

濃度の相違による影響を調べる目的で2種類の管についてのみ測定を行った。実験値は測定域全体にわたってニュートン流体の管摩擦係数より小さくなり、さらに層流域においては管径の小さい流路ほど低い値を示す。すなわち見掛けの粘度 η_0 ($=\tau/\Gamma$, τ :せん断応力, Γ :ずり速度) が、ずり速度の増加に対して減少するためと思われる。図5およびこれらの結果から、供試磁性流体はニュートン流体としてではなく非ニュートン流体として取扱わなければならないことがわかる。



(a) $H=0$, 濃度25%



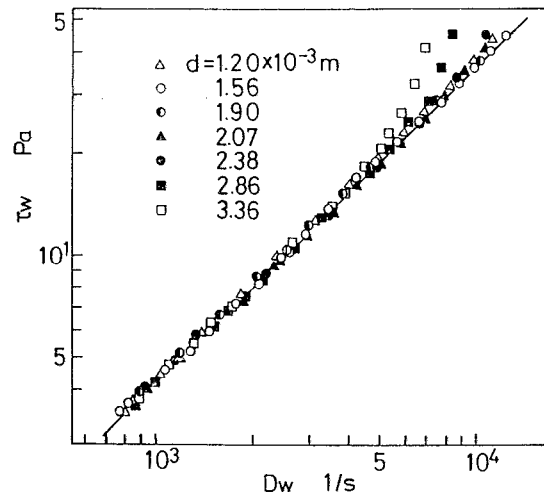
(b) $H=0$, 濃度20%

図9 磁性流体の管摩擦係数

そこで、磁性流体の流動特性はべき乗則流体モデル $\tau = K\Gamma^n$ (2) を用いて表せるものと仮定してみる。ここで、 n 、 K 、は流体の種類によって異なる物質定数である。そして $n < 1$ ならば擬塑性流体、 $n = 1$ ならばニュートン流体、 $n > 1$ ならばダイラタント流体を表す。物質定数 n と流量 Q および圧力こう配との間には

$$n = \frac{d \ln(-dp/dx)}{d \ln(32Q/\pi d^3)} \quad (3)$$

の関係があるから、流量および圧力こう配を測定すれば n を求めることができる¹³⁾。このようにして求めた濃度25%の液体の流動曲線 ($\tau_w - \Gamma_w$) を図10に示す。



濃度25%
図10 流動曲線 ($\tau_w - \Gamma_w$)

ここで

$$\tau_w \left(= -\frac{dp}{dx} \frac{d}{4} \right) \text{ は壁面におけるせん断応力、}$$

$\Gamma_w \left(= -\frac{3n+1}{4n} \frac{32Q}{\pi d^3} \right)$ は壁面におけるずり速度である。なお、測定値が直線より上方にずれている領域は遷移流または乱流域に相当し、管径が大きいほど低いずり速度で遷移が始まる。これより磁性流体の流動特性はずり速度に強く支配されていることがわかる。

以上の結果から、供試磁性流体の層流における流動特性は

$$\tau_w = K\Gamma_w^n = 6.28 \times 10^{-3} \Gamma_w^{0.94} \text{ (濃度25\%)} \quad (4)$$

$$= 4.24 \times 10^{-3} \Gamma_w^{0.96} \text{ (濃度20\%)} \quad (5)$$

なる式で表すことができる。これより、使用した磁性流体は擬塑性流体としての挙動を示し、濃度が低くなるにつれて非ニュートン性が減少することになる。

そこで、レイノルズ数 $R_e (=U_a d / \nu)$ の代わりに次式で定義されるレイノルズ数

$$R_e^* = \frac{pU_a^{2-n} d^n}{K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n 8^{n+1}} \quad (6)$$

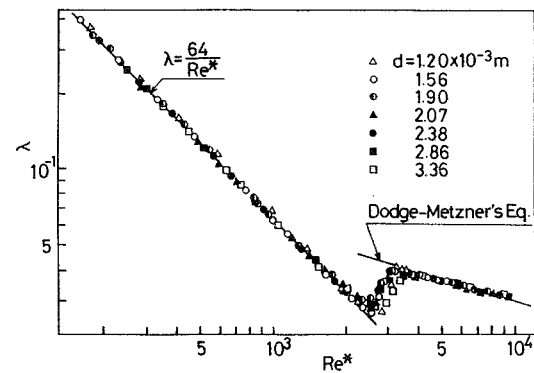
を用いて管摩擦係数を整理してみる。図11は λ と R_e^* の関係を示したもので、図中の実線は

$$\lambda = 64/R_e^* \text{ (層流)} \quad (7)$$

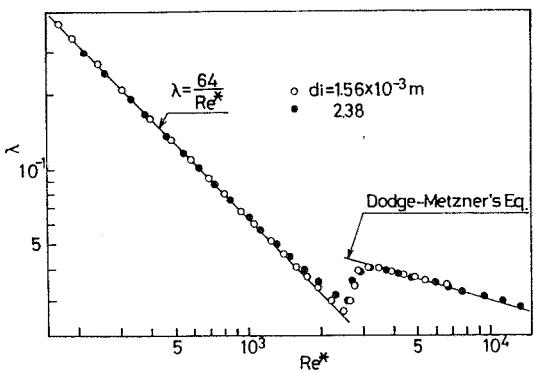
および

$$\lambda^{-0.5} = 2.0n^{-0.75} \log_{10} (R_e^* \lambda^{1-n/2}) - \{0.2n^{-1.2} + 1.2n^{-0.75}(1-n/2)\} \quad (8)$$

(乱流: Dodge-Metznerの式)である。



(a) H = 0, 濃度25%



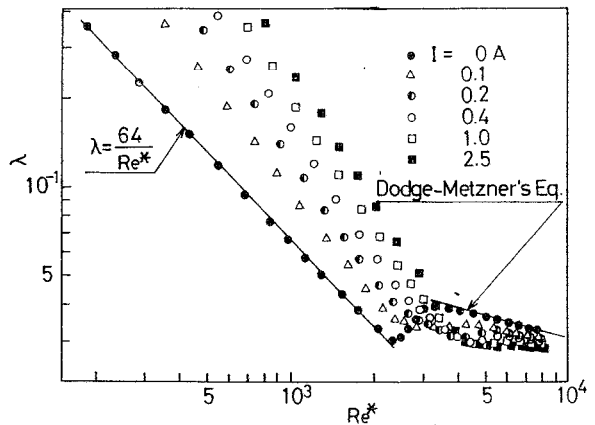
(b) H = 0, 濃度20%

図11 管摩擦係数とレイノルズ数 R_e^* の関係

2. 磁場が作用する場合の管摩擦係数

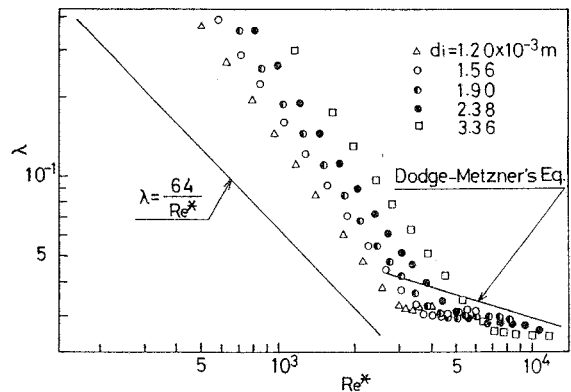
磁場が作用する場合の管摩擦係数とレイノルズ数 R_e^* の関係を、励磁電流 I をパラメータとしてプロットした一例を図12に示す。この図より、磁場は層流領域の圧力損失を増加させるが、流れの遷移を遅らせ、 R_e^* 数の比較的小さい乱流領域では逆に圧力損失を減少させる効果をもっていることがわかる。図13は管径をパラメータとして $\lambda - R_e^*$ の関係を画いたもので、磁場の印加により管径の影響が再び顕著にあらわれてくる。

磁場の作用により層流の圧力損失が増大する原因としては、磁性体粒子の回転運動が磁場によって制約され周囲の流体粒子の回転速度との間に差を生じるためと説明されている¹⁰⁾。一方、遷移の遅れおよびレイノルズ数の小さい乱流領域の圧力損失の減少については、微粒子の運動の制約がこの場合は流体塊のランダム運動の抑制につながり、このような結果を生むのではないかと考えられる。これらのことから、レイノルズ数が増大して流体塊の運動が盛んになれば、 λ は磁場の



濃度25%, d=1.90mm

図12 管摩擦係数とレイノルズ数 R_e^* の関係



濃度25%, I=1.0A

図13 管摩擦係数に及ぼす管径の影響

影響をほとんど受けなくなることが推測される。磁場の作用により管径の影響が再び現れるのは、磁性体粒子の回転運動に及ぼす速度と磁場の効果の割合が管径によって異なるためと考えられる。

3. 管摩擦係数の実験式

既述のごとく、Shliomis による基礎方程式を用いて磁性流体の円管内層流の近似解を求め実験結果と比較した報告があるが、垂直磁場の作用する流れに対しては解析解は必ずしも十分な結果を与えていない¹⁶⁾。まして乱流については、理論的にも実験的にもほとんど研究されていないのが現状である。

そこで、工学的に重要と思われる管摩擦係数 λ の実験式を導くことにする。圧力こう配 $\Delta p/l$ は管径 d 、流体の密度 ρ 、平均流速 v_a 、レオロジ定数 K, n 、磁化の強さ M 、印加磁場の強さ H 、透磁率 μ に依存すると考えられる。よって次式が成立する。

$$f_1 \left(\frac{\Delta p}{l}, d, \rho, v_a, K, n, M, H, \mu \right) = 0 \quad (9)$$

ここで Buckingham の π 定理にしたがって次元解析を行えば

$$\lambda = f \left(R_e^*, \frac{\mu MH}{K \Gamma_w^n}, \frac{M}{H}, n \right) \quad (10)$$

なる関係式を得る。なお上式中の無次元量は

$$\pi_1 = R_e^* \left[= \frac{\text{慣性力}}{\text{粘性力}} \right]$$

$$\pi_2 = \frac{\mu MH}{K \Gamma_w^n} \left[= \frac{\text{磁気力}}{\text{粘性力}} \right]$$

$$\pi_3 = \frac{M}{H} \quad [= \text{物質の磁氣的性質}]$$

なる物理的意味をもっている。

3. 1 層流管摩擦係数 λ_l

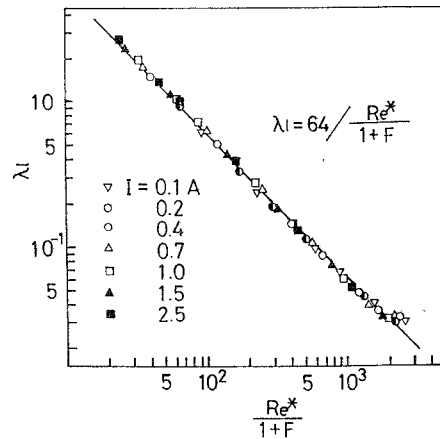
磁場の作用がない時の管摩擦係数が $\lambda_l = 64/R_e^*$ で表されることと供試磁性流体の n の値があまり異なること ($n=0.94$ および 0.96) を考慮して、次の形を仮定する：

$$\lambda_l = \frac{64}{R_e^*} \left[1 + A \left(\frac{M}{H} \right)^\alpha \left(\frac{\mu MH}{K \Gamma_w^n} \right)^\beta \right] \quad (11)$$

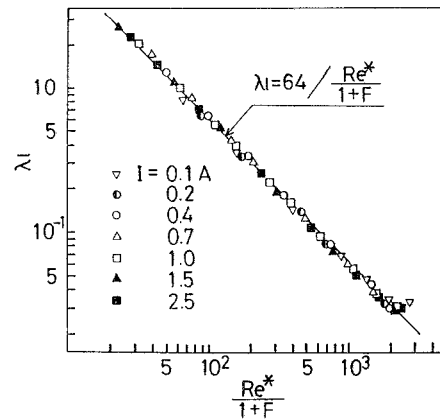
ここで、 A, α, β は実験結果より決定すべき定数である。いま、 $A=0.295, \alpha=0.53, \beta=0.70$ と選び上式を

$$\begin{aligned} \lambda_l &= \frac{64}{R_e^*} \left[1 + 0.295 \left(\frac{M}{H} \right)^{0.53} \left(\frac{\mu MH}{K \Gamma_w^n} \right)^{0.70} \right] \\ &= \frac{64}{R_e^*} (1+F) \end{aligned} \quad (12)$$

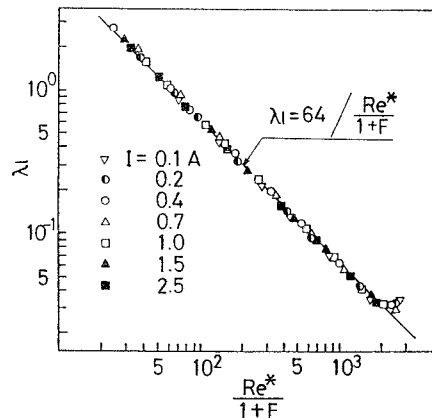
と書き表す。式(12)と測定値を比較した結果の例を図14に示す。



(a) 濃度25%, d=1.20mm



(b) 濃度25%, d=1.56mm



(c) 濃度20%, d=1.56mm

図14 層流の管摩擦係数

3. 2 乱流管摩擦係数 λ

運動量輸送理論を適用して乱流管摩擦係数の実験式を導く、図15に示すように座標を選び、壁近くの乱れた流れを考える。運動量輸送理論にしたがえば、位置 I (y_1, θ_1) から位置 II (y_2, θ_2) に運動する流体塊は位置 I において有する x 方向の運動量を運ぶことになる。したがって位置 II における乱流運動にもとづく x 方向の運動量の増加は

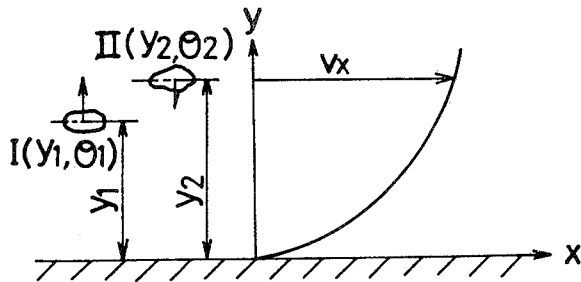


図15 座標系と流体塊の運動

$$\rho v_x' = (y_2 - y_1) \frac{\partial}{\partial y} (\rho v_x) + (\theta_2 - \theta_1) \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_x) \quad (13)$$

によって与えられる。ここで θ は円周方向の角度を表す。また磁場による流れの非対称性は弱く、一般に

$$\frac{\partial}{\partial y} (\rho v_x) \gg \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_x) \quad (14)$$

とみなすことができる。したがって、レイノルズ応力が次のように得られる。

$$-\overline{\rho v_x' v_y'} = -\overline{v_y' (y_2 - y_1)} \frac{\partial}{\partial y} (\rho v_x) \quad (15)$$

通常の円管内乱流においては

$$-\frac{\overline{v_x' v_y'}}{v_x'^2} = f(y/a) = C \text{ (一定)} \quad (16)$$

として取扱える。一方、磁性流体の円管内乱流においては、式(16)中の相関係数 f は式(10)より

$$f\{y/a, N(\theta)\} = -\frac{\overline{v_x' v_y'}}{v_x'^2} \quad (17)$$

の形に書ける。ここで

$$N(\theta) = \alpha(\theta) \left(\frac{M}{H} \right)^\gamma \left(\frac{\mu MH}{K \Gamma_w^n} \right)^\eta \quad (18)$$

$$= \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta$$

の形に表すことができるものとする。式(18)における γ 、 η は定数であり、 $\alpha(\theta)$ は磁場の流体に及ぼす影響が θ により異なることを表している。式(17)の具体的な関数関係は明らかではないが、解析を簡単にするため次の形で表現できるものと仮定する。すなわち

$$f\{y/a, N(\theta)\} = C \{1 + N(\theta)\} \quad (19)$$

$$C \{1 + \alpha(\theta)\} L^\gamma P^\eta = -\frac{\overline{v_x' v_y'}}{v_x'^2}$$

これよりレイノルズ応力は

$$-\overline{\rho v_x' v_y'} = \rho C \{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta\} \times (y_2 - y_1)^2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2$$

$$= \rho l^2 \{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta\} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 \quad (20)$$

となる。ここで、 $l = \sqrt{C} (y_2 - y_1)$ は混合距離を表す。流れに作用する応力としては、圧力、粘性応力、レイノルズ応力、磁気にもとづく応力が考えられるが、現在のところ磁性流体に関する基礎式も確立されているとはいえず、まして流れの内部機構については不明である。そこで、ここでは管摩擦係数の実験式を導くことのみを目的としているので、磁気にもとづく効果は、レイノルズ応力を含めて考えるものとする。そして、通常の管内乱流におけると同様

$$\tau_w = \overline{\rho v_x' v_y'} \quad (21)$$

とすれば

$$-\tau_w = \rho l^2 \{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta\} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 \quad (22)$$

となる。混合距離 l に対しては

$$l = Ky \quad (23)$$

とおく。上式を式(22)に代入すれば

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{v_*}{K \sqrt{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta}} \frac{1}{y} \quad (24)$$

を得る。ここで $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ は摩擦速度である。式(24)を積分して v_x を求め、壁近傍における条件を用いて解析を進めれば²⁰⁾

$$\frac{v_x}{v_*} = \frac{1}{K \sqrt{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta}}$$

$$\times \left\{ l_n \frac{\sqrt{1 + \alpha(\theta) L^\gamma P^\eta}}{v_*} \left(\frac{\rho v_x^2}{K} \right)^{1/n} y - l_n \Lambda \right\} \quad (25)$$

$$\frac{v_0}{v_*} = \frac{1}{K\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}} \times \left\{ l_n \frac{\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}}{v_*} \left(\frac{\rho v_*^2}{K}\right)^{1/n} a - l_n \Lambda \right\} \quad (26)$$

$$\frac{v_y}{v_*} = \frac{v_0}{v_*} - \frac{1}{K\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}} \quad (27)$$

を得る。ここで v_0 は管軸 ($y=a$) における速度、 Λ は定数で

$$v_y = \frac{1}{a} \int_0^a v_x dy \quad (28)$$

である。局所摩擦係数 $c_f(\theta)$ を

$$c_f(\theta) = \frac{\tau_w}{(1/2)\rho v_a^2} = 2 \left(\frac{v_*}{v_a}\right)^2 \quad (29)$$

と定義すれば

$$\begin{aligned} \frac{v_y}{v_*} &= \left(\frac{v_a}{v_*} \frac{v}{v_a}\right) = \left(\frac{2}{c_f}\right)^{1/2} \left(\frac{v_y}{v_a}\right) \\ &= g(\theta) \sqrt{\frac{2}{c_f}} \end{aligned} \quad (30)$$

となる。上式を式(27)に代入し、その結果を式(26)と比較することにより

$$\begin{aligned} g(\theta) \sqrt{\frac{2}{c_f}} &= \frac{1}{K\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}} \\ &\times \left\{ l_n \frac{\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}}{v_*} \left(\frac{\rho v_*^2}{K}\right)^{1/n} a \right. \\ &\quad \left. - l_n \Lambda - 1 \right\} \end{aligned} \quad (31)$$

を得る。上式の括弧内の第1項は

$$\begin{aligned} &l_n \frac{\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}}{v_*} \left(\frac{\rho v_*^2}{K}\right)^{1/n} a \\ &= l_n c_f^{(1/n-1/2)} 2^{(1/n-1/2)} Re^{*1/n} \left(\frac{1}{8}\right)^{1/n} \\ &\quad \times \left(\frac{3n+1}{n}\right) \sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta} \end{aligned} \quad (32)$$

と変形できるから

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta}}{c_f} &= A'(\theta) \log_{10} c_f^{(1/n-1/2)} \\ &\quad \times Re^{*1/n} \sqrt{1+\alpha(\theta)L^\gamma P^\eta} + B'(\theta) \end{aligned} \quad (33)$$

を得る。ここで $A'(\theta)$ 、 $B'(\theta)$ は θ の関数である。平摩擦係数 c_{fm} と c_f の間には

$$c_{fm} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} c_f(\theta) d\theta \quad (34)$$

の関係があるので、 c_f を積分することにより c_{fm} が求まる訳であるが、 $A'(\theta)$ 、 $B'(\theta)$ 、 $\alpha(\theta)$ の関数形がわからないため现阶段では c_{fm} を計算することはできない。そこで、平均摩擦係数も局所摩擦係数と同様の式で表現できるものと仮定し、次式で書き表す。

$$\begin{aligned} &\sqrt{\frac{1+\alpha_m L^\gamma P^\eta}{c_{fm}}} \\ &= A_m' \log_{10} c_{fm}^{(1/n-1/2)} Re^{*1/n} \sqrt{1+\alpha_m L^\gamma P^\eta} + B_m' \end{aligned} \quad (35)$$

管摩擦係数と平均摩擦係数の間には

$$\lambda_t = 4c_{fm} \quad (36)$$

の関係があるから、式(35)を λ_t を用いて書き変えると

$$\begin{aligned} &\sqrt{\frac{1+\alpha_m L^\gamma P^\eta}{\lambda_t}} \\ &= A_m \log_{10} \lambda_t^{(1/n-1/2)} Re^* (1+\alpha_m L^\gamma P^\eta)^{n/2} + B_m \end{aligned} \quad (37)$$

となる。ここで A_m 、 B_m 、 α_m 、 γ 、 η は実験により決定すべき定数である。磁場が作用しない場合 ($L^\gamma P^\eta = 0$)、上式は

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_t}} = A_m \log_{10} \lambda_t^{(1/n-1/2)} Re^* + B_m \quad (38)$$

となり、Dodge-Metznerの式となる。また $n=1$ (ニュートン流体) とすれば

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_t}} = A_m \log_{10} Re \sqrt{\lambda_t} + B_m \quad (39)$$

すなわち、Karman-Prandtlの式と一致する。 A_m 、 B_m は Dodge-Metzner にしたがって

$$\begin{aligned} A_m &= 2.0n^{-0.75} \\ B_m &= -\{0.2n^{-1.2} + 1.2n^{-0.75} \\ &\quad \times (1-n/2)\} \end{aligned} \quad (40)$$

で表すことができる。次いで実験結果を用いて定数 α_m 、 γ 、 η を決定すると、管摩擦係数を表す式として

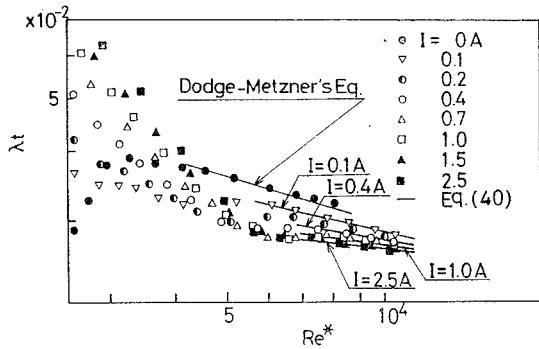
$$\sqrt{\frac{1-0.062(M/H)^{0.5}(\mu MH/K\Gamma_w^n)^{0.6}}{\lambda_t}} = A_m \log_{10} [\lambda_t^{(1-n/2)} R_e^* \times \{1-0.062(M/H)^{0.5}(\mu MH/K\Gamma_w^n)^{0.6}\}^{n/2}] + B_m \quad (41)$$

を得る。

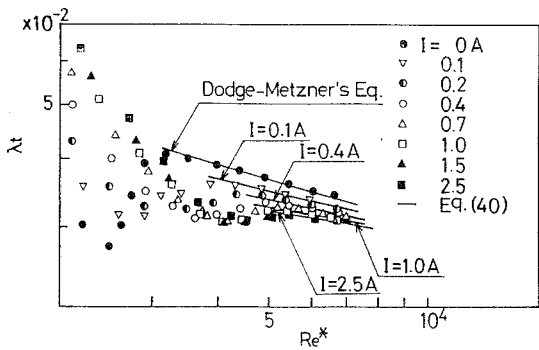
縦軸に λ_t 、横軸 R_e^* をとって式(41)の結果と実験結果を比較した一例を図16に示す。図17は、式(41)の左辺を縦軸に、右辺を横軸にとり管径の異なる管路の結果と一緒にプロットしたものである。

4. 遷移レイノルズ数

既に述べたように、磁場の作用により遷移レイノルズ数 R_e^* は増大し、磁場の強さが同じであっても管径が大きいくほど遷移は遅れる。また管摩擦係数を表す曲線は、磁場の印加されていない時ののはっきりと遷移を示す曲線 ($d\lambda/dR_e^* > 0$ の領域が存在) から磁場の強さの増加とともに次第に不明りょうな曲線 ($d\lambda/dR_e^* < 0$ の領域のみ) へと移行する。いま $\lambda-R_e^*$ 曲線において、管摩擦係数 λ が極小となる点 (不明りょうな曲線では $d\lambda/dR_e^*$ の値が大きく変化



(a) 濃度25%

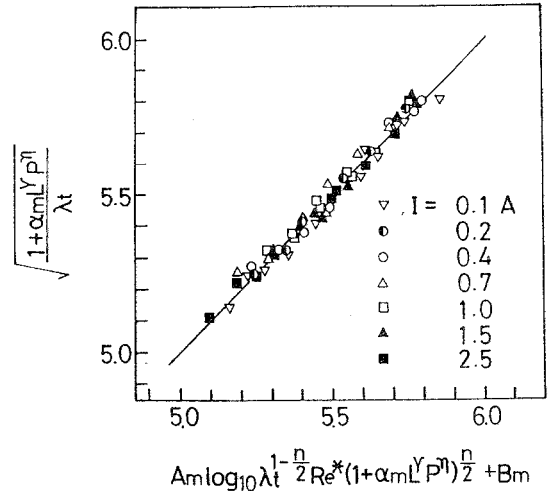


(b) 濃度20%

図16 乱流の管摩擦係数

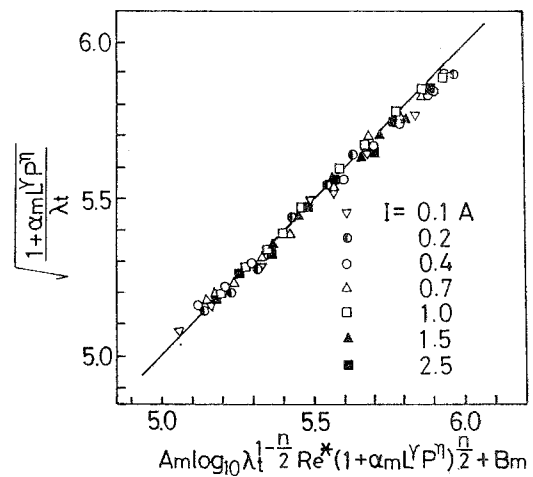
する点) のレイノルズ数を遷移レイノルズ数 R_e^* と定義し、 R_e^* と無次元量 π_2 、 π_3 との関係をプロットしたのが図18である。これより

$(M/H)^{1.21} (\mu MH/K\Gamma_w^n)^{1.0} > 0.6$ の領域では



(a) 濃度25%

$d=1.56, 1.90, 2.38, 3.36\text{mm}$



(b) 濃度20% $d=1.56, 2.38\text{mm}$

図17 乱流の管摩擦係数

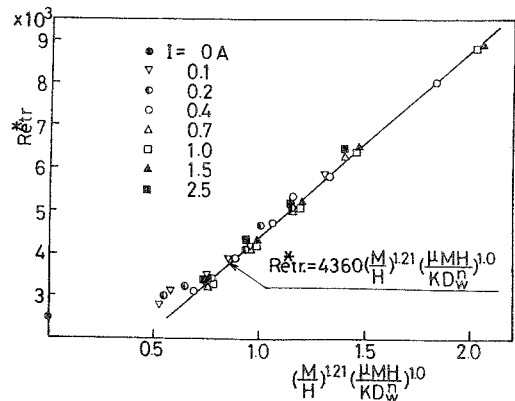


図18 遷移レイノルズ数

$$R_{e*} = 4360 \left(\frac{M}{H}\right)^{1.21} \left(\frac{\mu MH}{K\Gamma_w}\right)^{1.0} \quad (42)$$

なる関係式が得られる。

V 結論

磁性流体の管内流動特性を明らかにするために、水ベース磁性流体を一様垂直磁場の作用する円管内に流動して実験を行い、次のような結論を得た。

- (1) 磁場の作用とは無関係に、流動特性は必ず速度に大きく影響され、流体は非ニュートン粘性挙動、すなわち擬塑性流体としての挙動を示す。
- (2) 磁場は層流域の圧力損失を増加させるが、流れの遷移を遅らせ、レイノルズ数の比較的小さい乱流域では逆に圧力損失を減少させる。
- (3) 磁場が作用すると、流動特性に及ぼす管径の影響すなわち必ず速度の影響は磁場なしの場合にくらべてさらに強くなり、流れの非ニュートン性は増大する。
- (4) 次元解析および運動量輸送理論を適用して、層流および乱流摩擦係数の実験式を導いた。
- (5) 遷移流域における $\lambda - R_{e*}$ 曲線の特異な挙動を明らかにし、磁場が強い場合の遷移レイノルズ数に関する実験式を提示した。

【参考文献】

- (1) 下飯坂, 日本レオロジー学会誌, 5 (昭52), 95.
- (2) 金子, 潤滑, 22-8 (昭52) 499.
- (3) Rosensweig, R.E, Int.Sci.Tech., 55(1966), 48.
- (4) Neuringer, J.L.and Rosensweig, R.E., Phys.Fluids, 7-12(1964), 1927.
- (5) Shliomis, M.I., Sov.Phys.JETP, 26-3(1968), 665.
- (6) Shliomis, M.I., Sov.Phys.JETP, 34-6(1972), 1291.
- (7) Mozgovi, E.N., ほか2名, Magneto hydrodynamics, 8-1(1974), 52.
- (8) Hall, W.F.and Busenberg, S.N., J.Chem.Phys., 51(1967), 137.
- (9) Rosensweig, R.E., ほか2名, J.Coll.Interface Sci., 29-4(1969), 680.
- (10) McTague, J.P., J.Chem.Phys., 51-1(1969), 133.
- (11) Moiorov, M.M., ほか2名, Magneto hydrodynamics, 11-4(1976), 529.
- (12) 神山・ほか2名, 機論, 45-389, B (昭54), 37.
- (13) 神山・ほか2名, 機論, 45-400, B (昭54) 1843.
- (14) 神山・空屋, 機論, 47-424, B (昭56), 2290; 神山・ほか2名, 機論, 47-424, B (昭56) 2299.
- (15) 富田, レオロジー, (昭50), コロナ社.
- (16) 須藤・富田, 機論40-332 (昭49), 1003.