磁性流体の気液二相流動特性*

神 山 新 一^{*1}, 井 上 聡^{*2}

A Study on the Two-phase Flow Characteristics of a Magnetic Fluid

Shinichi KAMIYAMA and Satoshi INOUE

An analysis of the one-dimensional two-phase flow of magnetic fluid in a diverging duct is developed for a low-quality case, taking into account the slip and pulsation of gas bubbles. It is shown that the injection of gas bubbles in the throat effectively increases the pressure rise in the diverging duct under a nonuniform magnetic field. Furthermore, the analytical results are confirmed by an experimental study in which the effect of magnetic field on the total pressure loss in the test loop is measured.

Key Words: Fluid Mechanics, Magnetic Fluid, Two-phase Flow, Magnetic Field, Slip Ratio, Bubble

1. 緒 論

磁性流体は磁石に反応する流体として多くの関心を集めるようになり、最近では、基礎、応用開発の両面で幅広い研究が行われるようになってきている⁽¹⁾。

特に流体工学的に重要である非一様垂直磁場下における磁性流体の管内流れの問題に関しては、層流域の流れにおいて、見掛け粘度の増加だけでは説明できない流動抵抗の増加が生ずることが確認されており^{(2)~(4)}、この流動抵抗をいかに軽減するかは、磁性流体の駆動もしくは流動制御を目的とした応用機器開発上、重要な課題となってきた。

一方、磁性流体を用いたエネルギー変換装置の開発研究は、Rosensweigら⁽⁵⁾により提案された原理に基づいて行われているが、感温磁化特性を示す磁性流体における素材面での限界から、いまだ満足すべき成果は得られていない。

以上のような磁性流体管内流の研究の現状を考えると、構想を新たにし、磁性流体管内流に気泡を導入し、気液二相流の活用による流動制御法を確立する

ことも有意義であると考えられる。このとき、気泡注入による流速の増加に伴って管路の摩擦損失は増大するが、その一方で、気泡注入孔下流側における流路断面平均の磁化の強さが減少するため、流体に駆動力が付加される。すなわちこの原理によれば可動部分を持たない流体駆動装置の開発が可能になる。

本研究は、このような新しい流体駆動あるいは流動制御装置開発のための基礎研究として、まず、気泡流の一次元分離流モデルを磁性流体に適用して、非一様磁場中の広がり流路部における流動特性を理論的に考察し、続いて、非一様磁場中の中細ノズルののど部下流に気泡を導入することにより、流路の全圧損失、および管内圧力分布を測定して、先に述べた原理に基づく流体駆動効果を実験的に検討したものである。

主 な 記 号

C_D : 気泡の抗力係数
 H : 磁場の強さ
 R : 気泡半径
 S : スリップ比
 T : 温度
 g : 重力の加速度
 k : ボルツマン定数

* 昭和62年10月3日 東北支部仙台地方講演会において講演、原稿受付 昭和62年4月21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 准員、(株)荏原製作所 (〒144 東京都大田区羽田旭町11-1)。

l : 流路長さ
 m : 粒子の磁気モーメント
 n_p : 粒子の数密度
 p : 圧力
 t : 時間
 v : 流速
 x : 一次元座標
 α : ボイド率
 η : 粘度
 μ_0 : 真空の透磁率
 ν : 動粘度
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
 χ : クオリティ

2. 理論的考察

2.1 基礎方程式 以下では、断面積 A の変化する管路内における気液二相流の一次元定常流について考える。解析は、Wijngaarden⁽⁷⁾により提唱された手法に基づいて行うこととする。

まず、気液両相の相変化、気泡の合体、分裂がともないものとし、等価気泡半径 R を流路幅に比べて十分小さいものとする。また、液相を非圧縮性流体と仮定すれば、気液両相の質量保存則は次のようになる。

$$\frac{d}{dx}(\rho_g v_g \alpha A) = 0 \quad \text{.....(1)}$$

$$\frac{d}{dx}\{(1-\alpha)v_l A\} = 0 \quad \text{.....(2)}$$

次に、この二相流全体の運動量保存則は、

$$\rho_g \alpha v_g \frac{dv_g}{dx} + \rho_l (1-\alpha) v_l \frac{dv_l}{dx} = -\frac{dp_l}{dx} - F_m \quad \text{(3)}$$

となる。ここで、 F_m は磁性流体に働く体積力としての磁気力であり、

$$F_m = -(1-\alpha)\mu_0 M \frac{dH}{dx} \quad \text{.....(4)}$$

また、平衡磁化の強さ M はランジュバン関数 $L(\xi)$ を用いて以下のように表されるものとする。

$$M = n_p m L(\xi), \quad \xi = \mu_0 \frac{mH}{kT} \quad \text{.....(5)}$$

なお、添字の l, g は液相、気相を表す。

次に、気相の運動方程式は等価半径 R の1個の気泡について考え、Johnson-Hsieh⁽⁷⁾の式によって与えるものとする。

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_g v_g \frac{dv_g}{dx} = -\frac{4}{3}\pi R^3 \frac{dp_l}{dx} - F_D - F_{vm} - F_b \quad \text{.....(6)}$$

ここで、 F_D は気泡の受ける抗力、 F_{vm} は仮想質量の

加速度項、 F_b は気泡の浮力であり、これらは次のように表せる。

$$\left. \begin{aligned} F_D &= \frac{1}{2} \rho_l C_D (v_g - v_l) |v_g - v_l| \pi R^2 \\ C_D &= \frac{24}{R_b} (1 + 0.197 \cdot R_b^{0.63} + 2.6 \times 10^{-4} \cdot R_b^{1.38}) \end{aligned} \right\} \quad \text{.....(7)}$$

ただし、 $R_b = 2.0 \cdot R |v_g - v_l| / \nu$

$$F_{vm} = \beta \rho_l \frac{4}{3} \pi R^3 \left\{ v_g \frac{dv_g}{dx} - v_l \frac{dv_l}{dx} + \frac{3}{R} (v_g - v_l) v_g \frac{dR}{dx} \right\}$$

$$F_b = -\frac{4}{3} \pi R^3 (\rho_l - \rho_g) g$$

ここで R_b は気泡のレイノルズ数、 β は仮想質量係数である。ポテンシャル流れ場における単一球の運動に対しては、 $\beta = 1/2$ となる。

一方、気泡の半径 R は、無限に広がった静止液体中にある1個の気泡が気液二相間の圧力差 ($p_g - p_l$) によって膨張収縮すると考え、方程式をたてれば

$$\begin{aligned} R v_g^2 \frac{d^2 R}{dx^2} + R v_g \left(\frac{dv_g}{dx} \right) \left(\frac{dR}{dx} \right) + \frac{3}{2} v_g^2 \left(\frac{dR}{dx} \right)^2 \\ = \frac{1}{\rho_l} \left\{ p_g - p_l - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta}{R} \cdot v_g \frac{dR}{dx} \right\} \quad \text{.....(8)} \end{aligned}$$

ただし、 $d/dt = v_g \cdot d/dx$ の座標変換を行っている。

気相の状態方程式としては理想気体を仮定し、またクオリティの十分小さい流れの場合には、気相は液相とともに等温変化をすると仮定しうるので、

$$\frac{p_g}{\rho_g} = \text{const.} \quad \text{.....(9)}$$

となる。

さて、ボイド率 α はクオリティ χ を用いて、

$$\alpha = \frac{\chi \rho_l}{\chi \rho_l + \rho_g S - \chi \rho_g S} \quad \text{.....(10)}$$

と表されるが、これより、基準点における値 (添字零) を用いて、以下の関係が得られる。

$$\left(\frac{R}{R_0} \right)^3 = \left(\frac{S}{S_0} \right) \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \left(\frac{1-\alpha_0}{\alpha_0} \right) \quad \text{.....(11)}$$

以上の基礎方程式系によって、気泡のスリップ、膨張、収縮を考慮した磁性流体気泡流の流動特性が記述できることになる。

2.2 基礎式の解法および数値計算例

2.2.1 計算方法 基礎方程式における未知数は、 $v_g, v_l, p_g, p_l, \alpha, \rho_g, R$ の7個であり、支配方程式(1)~(3), (6), (8), (9)および(11)はすべて x の一次元常微分方程式であるので、これをルンゲ・クッタ・ギル法を用いて数値的に解く。

計算領域は図1に示すように、 $0 \leq x/l \leq 1$ で、そこでの広がり管断面積 A と、磁場分布 H の変化を以下

の式で規定する。

$$\left. \begin{aligned} A &= A_0 \left\{ 1 + \frac{x}{l} \left(\frac{A_1}{A_0} - 1 \right) \right\}^2 \\ H &= H_{\max} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left(\frac{x}{l} \pi \right) \right\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

また、流路入口において気液両相が完全に混合されているものとし、 $x/l=0$ においては、

$$v_g = v_l = v_0, p_g = p_l = p_0$$

が成立するものとする。

磁性流体は 20% 濃度ケロシンベース磁性流体の使用を想定し、液温は 20°C とし、 $\rho_l = 966 \text{ kg/m}^3$, $\eta = 2.375 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $m = 1.515 \times 10^{-19} \text{ A/m}^2$, $n_p = 7.042 \times 10^{22} \text{ 個/m}^3$, $\sigma = 0.028 \text{ N/m}$ の物性値を用いた。また、以下の計算では気泡の浮力は無視している。

2.2.2 計算結果および考察

(1) 磁場の強さおよびボイド率による効果 まず最初に流路長は $l = 0.3 \text{ m}$ 、面積拡大率 $A_1/A_0 = 4$ 、入口気泡半径 $R_0 = 1 \text{ mm}$ 、入口流速 $v_0 = 4 \text{ m/s}$ として、最大磁場強さ $H_{\max}$ を零から 440 kA/m まで変化させ、磁性流体の流量を一定に保ちながら、のど部から注入する気相の流量を種々に変化させて計算を行った。このときの入口圧力 p_0 については、気泡を注入しないときの出口圧力 $p_{l1}(\alpha=0) = 100.8 \text{ kPa}$ を基準にして設定している。

図 2 は、 $H_{\max} = 440 \text{ kA/m}$ 下でのボイド率 α による

図 1 計算領域

図 2 管内圧力分布

管内圧力分布 $\Delta p_l (= p_l - p_{l1}(\alpha=0))$ の変化の様相を示したものである。 $\alpha=0$ の場合に比べて、ボイド率が増加するに従って出口圧力が増大していることがわかる。

図 3 には、ボイド率を変化させた場合の最大磁場強さ $H_{\max}$ に対する出口圧力変化 Δp_{l1} を示す。図 3 において、磁気力が作用していない状態での圧力上昇は、気泡の導入によって入口において運動量が付加されるための効果であり、斜線を施してある部分が磁気力の効果である。これより、ボイド率が増加するほど、また、最大磁場強さが大きくなるほど、磁気力による圧力上昇が大きくなることがわかる。

また、図 4 には最大磁場強さの違いによるスリップ比 S の x 方向の変化を示す。磁気力が作用しない場合には、流路面積拡大による圧力回復と気液間の密度差による慣性力の違いにより、まず気相が大きく減速し、その後、気泡の抗力によってスリップ比が徐々に 1 に近づく形となる。しかし、磁気力が作用した場合には流路中の圧力こう配が変化して、液相が流れと逆方向に力を受けるため、磁場こう配が大きくなるに従って気泡は押し出される形で増速して、スリップ比が磁場の作用しないときより大きくなっている。

図 5 は、気泡導入による効果を除いた磁気力による

図 3 最大磁場強さに対する出口圧力変化

図 4 流路中のスリップ比変化

出口圧力上昇 Δp_{lm1} を,

$$\Delta p_{lm1} = \Delta p_{l1} - \Delta p_{l1}(H_{max}=0) \quad \dots\dots\dots (13)$$

として、これを入口ボイド率との関係で示したものである。ここで、実線は本研究の方法で計算したもの、破線は現象を単純化し、ボイド率 α = 一定とし、気泡導入による見掛け上の磁化の強さの減少に基づく液相の圧力上昇を、式(5)のランジュバン関数を用いて、

$$\Delta p_{lm1} = \alpha \mu_0 \int_0^{H_{max}} M \cdot dH \quad \dots\dots\dots (14)$$

として計算したものである。気泡のスリップを考慮した本研究の解析法による圧力上昇が若干大きくなっているが、これは気液間の慣性力差によるスリップ比変化と、気泡の押し出し効果によるものである。

(2) 面積拡大率による影響 流路出口面積 A_1 を一定とし、広がり管入口で同一の液相流量が得られる状態を基準にすると、面積拡大率の大きいものほど入口流速が大きくなるため、流路出口における圧力回復は二次関数的に増大する。

図6は、このときの磁気力による圧力上昇を示した

図5 ボイド率に対する磁気力の効果

図6 面積拡大率による磁気力効果の変化

もので、その値は面積拡大率によらずほぼ一定となる。しかし、のど部流速が大きいかほど気液間の慣性力差が増大して出口圧力上昇を助長し、一方では面積拡大率が大きくなるに従って急激に増大する圧力回復中の気相の密度増加の影響がそれを抑制するため、この場合には面積拡大率3.5付近で最大値をとり、最大の磁気圧力上昇効果を得ることができる。

3. 実験的研究

3.1 実験装置および実験方法 本研究に用いた実験装置の概略を図7に示す。流量調節バルブ、ポンプ、リザーバ、サージタンク、冷却管から構成される磁性流体供給系⑩によって任意の高さに昇降可能な上流槽⑤内で磁性流体をオーバフローさせておき、この水面と下流槽⑥吐出し管先端とのヘッド差によって主要管路部④の全圧損失を測定する。ここで液相流量はベンチュリ管③によって測定し、気相は質量流量計付きマスフローコントローラ⑧によって、流量制御および流量測定を行う。

実験は、絞り管測定部入口における液相平均流速 v_{l0} を一定に保つよう上流槽位置を適宜変化させて行い、各々の場合について、気相質量流量、最大磁場強さを変化させて計48とおりの場合について測定した。

絞り管測定部は図8に示すようなベンチュリ管で構成されており、のど部下流の同一断面上にある4個の空気注入孔から気泡を導入し、同一断面上に2個ずつ計16個の圧力測定孔〔図8(a)のNo. 1~8〕により管内圧力分布を測定した。

また、絞り管測定部軸上における磁束密度分布は図8(a)に示すとおりである。

磁性流体は、東北金属製「HC-50 ケロシンベース磁

①絞り管測定部 ②電磁石 ③ベンチュリ管
④主要管路部 ⑤上流槽 ⑥下流槽 ⑦昇降装置
⑧マスフローコントローラ ⑨コンプレッサ ⑩磁性流体供給系

図7 実験装置概略図

性流体」を重量濃度 20 % に希釈して約 20 l 調製して使用し、実験温度は 15°C である。

3.2 実験結果

3.2.1 全圧損失 上流槽と下流槽のヘッド差から求めた流路の全圧損失 Δp_{ta} を図 9 に示す。ただし、ここでは出口端での動圧損失は考慮していない。

同一レイノルズ数の下で、クオリティあるいは最大磁場強さを変えることにより Δp_{ta} が低下する場合に、流路内の流動抵抗は減少したか、何らかの圧力上昇効果が作用したことを意味する。まず、磁場が作用しない場合についてみると、気泡ポンプとしての動作により流体が駆動力を得ており、クオリティが大きいほどその効果が大きくなっていることがわかる。そして、等レイノルズ数、等クオリティの下で磁場を印加した場合には、最大磁場強さが大きいほど磁気力による圧力上昇効果が增大するため、全圧損失が減少していることがわかる。

3.2.2 圧力上昇効果 圧力上昇効果を表すパラメータとして、圧力上昇係数 C_m を次のように定義する。

$$C_m = -\frac{\Delta p_{ta} - \Delta p_s}{\Delta p_{\max}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

すなわち、測定された全圧損失 Δp_{ta} から同じレイノルズ数における磁場のない単相流の際の損失 Δp_s を差引き、その差圧を磁気体積力により得られる管内の最大圧力上昇分、

$$\Delta p_{\max} = \mu_0 \int_0^{H_{\max}} M \cdot dH \quad \dots\dots\dots (16)$$

で除して無次元化したものである。

図 10 は、2 章の理論解析で示した圧力上昇 Δp_{im} との対比を行うために、 C_m から気泡ポンプとしての圧力上昇効果 (Δp_b) を差引き、さらに理論では無視した $C_m(x=0)$ の補正を行い、

$$C_{me} = \frac{\Delta p_{im}}{\Delta p_{\max}} = C_m - \left(\frac{\Delta p_b}{\Delta p_{\max}} + C_m(x=0) \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

として、クオリティとの関係を示したものである。

図 10 中に示した実線は、流路中のスリップ比が $S=1$ で一定であると仮定したときに得られる圧力上昇係数 C_{me} を示しており、

$$C_{me} = \frac{\Delta p_{im}}{\mu_0 \int_0^{H_{\max}} M \cdot dH} \quad (\approx \alpha) \quad \dots\dots\dots (18)$$

であるから、 C_{me} はボイド率を表すことにもなる。

式(18)の定義によれば、この C_{me} は、磁気力の効果として磁性流体中に生じた最大圧力上昇の内で流体のポンピング作用として有効に使用される割合、すなわち、ポンプとしての磁気圧力の利用効率と考えることができる。

(a) 絞り管測定部および磁束密度分布

(b) 絞り部の詳細

図 8

図 9 管路の全圧損失

図 10 より、クオリティが 5×10^{-4} より低いときには、磁気力の効果はそれほど入口液相流速に依存せず、クオリティのみの関数として表現できることがわかる。しかし、クオリティがそれより大きい場合には、その効果が目減りしていることがわかる。

3・2・3 絞り管測定部の圧力分布 絞り管測定部における、管軸に沿う圧力分布のマノメータによる測定例を図 12(a), (b) に示す。ここで測定値は、同一断面についての平均をとっており、圧力係数 C_p は、細まり部直前の点 (図 8 に示した圧力測定点 No. 3) を基準とし、

$$C_p = -\frac{p - p(\text{No. 3})}{\frac{1}{2} \rho v_0^2} \quad (19)$$

で定義している。

図 11(a) は $\chi = 0$ の場合、図 11(b) は $\chi = 2.97 \times 10^{-4}$ の場合である。

図 11(a) の磁性流体単相流の場合とは逆に、図 11(b) の気泡を注入した場合においては、磁場の印加により、測定部出口の圧力が上昇していることがわかる。

3・3 理論値と実験値との対比および考察

3・3・1 計算条件 実験結果を理論解析と比較するため各初期値にのど部における測定値を用い、流路形状および磁場分布を以下の関数で近似して計算を行った。

流路半径 r_d :

$$\frac{r_d}{d_0} = \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\tanh(a \cdot (x-c)/d_0) + 1}{2} \right\}^b + 1 \right] \quad (20)$$

ただし、 d_0 は絞り部入口直径、 $a = 3.00$, $b = 2.00$, $c = 29.00$

磁場分布 $H(x)$:

$$H\left(\frac{x}{d_0}\right) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{x}{x_h} \pi\right) \right\} \quad (21)$$

$$x_h = 10 \cdot d_0, 0 \leq x \leq x_h$$

図 10 磁気力による圧力上昇効果

ただし、ここでは気泡は最初から混合されているものとし、気泡の浮力を考慮にいれて計算している。

そして、実験において特定することができない入口スリップ比 S^* 、入口気泡半径 R^* に関しては、これをパラメータとして S^* については 0.25 から 1.25 まで、 R^* についてはケロシンへ気泡を注入して行った予備実験による観察に基づいて 0.5 mm から 1.0 mm まで変化させて計算した。

(a)

(b)

図 11 絞り部の圧力分布

(a)

(b)

図 12 磁気力に対する圧力上昇係数の比較

3.3.2 磁気力による圧力上昇効果 図12(a), (b)に $Re_0=1230$ の場合における磁場の印加による圧力上昇係数 ΔC_{me} のクオリティに対する変化の様相を示す。ここで ΔC_{me} は、磁場の印加による流動抵抗増加を気泡の注入によっても変化しないものとして、以下のように定義したものである。

$$\Delta C_{me} = C_m - C_m(\chi=0) \dots\dots\dots (22)$$

図12より、出口圧力の計算結果は入口スリップ比の増加に伴って減少することがわかる。また、図12(a), (b)の比較により最大磁場強さが大きくなると、実験値に対応する理論値の入口スリップ比、もしくは入口気泡半径が大きくなる傾向があることがわかる。

4. 結 論

本研究では、非一様磁場下での磁性流体気液二相流の管内流動特性を調べるために、広がり流路中の気泡流に関する理論的考察ならびに実験的検討を行った。

得たる結果を要約すると以下ようになる。

(1) 理論的考察により、広がり流路中の圧力分布に及ぼす磁場の強さ、ボイド率、流路面積拡大率の影響を明らかにした。

(2) 中細ノズルに非一様磁場をかけ、のど部から気泡を導入することによりノズル前後に圧力上昇を期待でき、磁性流体ポンプとしての応用が可能であることを示した。

(3) 実験的研究により、全圧損失に及ぼすレイノルズ数、磁場強さ、クオリティの関係を明らかにした。さらに、本実験装置においては、 $v_{10}=0.4$ m/s, $\chi=2.97 \times 10^{-4}$, $H_{\max}=438$ kA/mにおいて、磁気力の効果として最大で約0.4 kPaの出口圧力上昇を確認した。

(4) 圧力上昇効果については、磁気体積力により得られる最大圧力上昇を用いて基準化することにより、現象が良く整理できることを示し、低クオリティの領域では、出口圧力上昇係数はクオリティのみに依存することを示した。

終わりに、本研究は文部省科研費(総合研究A)の補助金を受けて行われた。また、実験の遂行には東北大学院生 石川博章君の助力を得た。さらに、図面作成には東北大学高速力学研究所 佐藤武志技官の助力を得た。ここにそれぞれ付記して謝意を表する。

文 献

- (1) 神山・下飯坂, 機誌, 88-799 (昭60), 596.
- (2) 神山・李屋, 47-424, B (昭56), 2299.
- (3) 神山・小池・小山, 速研報告, 54-448 (昭60), 41.
- (4) Kamiyama, S., Jessie, H., Koike, K. and Oyama, T., J. Magnet. Mag. Mater., 68-2/3 (1987), 317.
- (5) Resler, E. L. Jr., and Rosensweig, R. E., AIAA J., 2-8 (1964), 1418.
- (6) Wijngaarden, L. Van, J. Fluid Mech., 33-3 (1968), 465.
- (7) Johnson, V. E. and Hsieh, T., Proc. 6th Symp. Naval Hydrodyn., (1966), 163.

討 論

〔質問〕 山根 隆一郎〔東京工業大学工学部〕

興味深く拝見した。理論と実験の対比についてお伺いしたいと思う。

(1) 理論では図11に対応する圧力分布がどの程度再現できるのか。

(2) 図4に示されている気泡と液相間のスリップの流れ方向の変化は実験で認めることができるのか。

(3) 「磁場の強さの増加につれて入口スリップ比、入口気泡半径が増大する」(86ページ左欄10行め)ことについてもう少し具体的に説明していただけないか。

〔回答〕 (1) 結論にも述べたように、磁場下の磁性流体管内流の圧力損失には、見掛け粘度の増加を考慮した理論解析でも説明できない流動抵抗の増加が生じる。したがって、現在の研究段階での理論解析結

果を実験値と対比するには、この圧力損失の算定が問題となる。本理論解析で求めた圧力分布(図2)はこの圧力損失を無視した計算例であり、直接の比較はできないが、図11の結果を定性的に説明しうるものである。

(2) 現在のところ、スリップの流れ方向の変化については実験的に確認していない。今後の研究課題として検討していきたいと考えている。

(3) 図12の実験値に対応する理論値としては、図12(a)の $H_{\max}=225$ kA/m のとき $S^*=0.75$ で $R^*=0.5 \sim 1.0$ mm であるのに対し、図12(b)の $H_{\max}=438$ kA/m のとき $S^*=1.25$ で $R^*=0.5$ mm または $S^*=0.75$ で $R^*=1.0$ mm をとることを述べているにすぎない。したがって、より一般的な結論を得るには、気泡の流入条件を種々に変えた場合の実験値と理論値との比較検討が必要である。