



Title	非磁性体プランジャを用いた磁性流体アクチュエータの静的特性
Author(s)	松村, 一弘; Matsumura, Kazuhiro; 吉田, 静男 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 172, 23-31
Issue Date	1995-02-28
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42438
Type	departmental bulletin paper
File Information	172_23-32.pdf



非磁性体プランジャを用いた磁性流体アクチュエータの静的特性

松村 一 弘 吉田 静 男* 水田 洋**

(平成6年11月11日受理)

Static Characteristics of a Magnetic Fluid Actuator with a non-Magnetic Plunger

Kazuhiro MATSUMURA, Shizuo YOSHIDA and Yo MIZUTA

(Received November 11, 1994)

Abstract

Current configurations of actuators used for processing agricultural and fisheries products are ineffective for handling products of varying size and shape. Magnetic fluids seem to offer some possibilities for more flexible actuator designs. This study proposes a design for a magnetic fluid-based actuator for carrying non-magnetic articles and describes the theoretically predicted and the experimentally observed static characteristics of the design.

The experimental apparatus consisted of a solenoid, several sizes of disks of non-magnetic material, and a magnetic fluid in which each disk was suspended above the solenoid. The magnetic force exerted by the solenoid was measured simultaneously with the lifting force exerted by the disk. In one series, the vertical position of the solenoid was varied while holding the position and size of the disk constant, and in the other series, different sizes of disks were used to vary the ratio between solenoid-disk gap and disk diameter. A theory was developed to predict the lifting force exerted by the disk and the results of the theory were compared with experimental findings.

This study found optimal sizes and configurations of solenoids and optimal sizes of disks for maximum lifting force.

1. はじめに

近年、各種作業の自動化の要望が高まりアクチュエータの用途は益々広がっているが、従来の電動機などのアクチュエータでは対応が困難な場合も生じている。このような背景から新しい原理に基づくアクチュエータの研究が活発化している¹⁾²⁾。磁性流体を利用したアクチュエータもそ

北海道立工業技術センター

* 数物系共通 工業力学第二講座

** 数物系共通 理学第一講座

の一つであり、種々の研究・開発が行われている^{3)~7)}。

各種作業には柔らかさを必要とするものも多くあり、工業製品と違い寸法精度が荒く取り扱いに注意が必要なもの、例えば農産物や海産物などである⁸⁾。これらを対象とした自動装置類には、一般に力の制御性からは空気圧シリンダが、位置の制御性からはモータが用いられているが、空気圧シリンダでは位置制御が難しく、モータでは位置と力のセンサが必要となり制御が複雑になる等の問題がある。

磁性流体を利用したアクチュエータは、液体の特性と出力を電氣的に制御可能であることから、対象物に合わせて変形しつつ力を加えることができる柔軟性を実現でき、センサ等の内蔵化も可能性がある。磁性流体を用いたアクチュエータの方式は多数あるが、磁性流体に作用する磁気圧力の変化で磁性流体中の非磁性体を駆動する研究はダンパーの利用に見られ⁹⁾、積極的に磁場を制御し動力を得ようとする試みは例が少ない。著者らは磁性流体に作用する磁気圧力の変化で磁性流体中の円盤状非磁性体プランジャ（以下、プランジャ）を駆動するタイプのアクチュエータの開発を想定している。

本研究は、その一つの段階として、ソレノイドの作る磁場のもとで磁性流体中に没したプランジャにおよぼ磁気力と変位の関係、プランジャ形状と磁気力の関係、ソレノイド形状と磁気力の関係について、静的状態における実験を行い理論的な考察を行なった。

2. 実験方法

実験は、ソレノイド形状を一定としソレノイドが発生する磁場中に置かれたプランジャに働く磁気力、ソレノイドがつくる磁場によって作り出される磁気力の測定について行った。

まず、ソレノイドのつくる磁場のもとで磁性流体中（図1-6）に没したプランジャにおよぼ磁気力とソレノイドからの距離の関係、プランジャ形状と磁気力の関係を求めることを目的にした、プランジャの受ける磁気力測定装置の概要を図1に示す。磁場を発生させるソレノイド（図1-2）をピーカー（図1-3）の底に接着材で固定し、それぞれの中心軸が一致するようにプランジャ（図1-1）はソレノイドの上方に、固定用の軸を介しダイヤルハイトゲージ（図1-5）に固定した。ダイヤルハイトゲージを上下することでソレノイド上面とプランジャ下面間の距離（図1- D_z ）を調節できる。ソレノイドへの給電は直流安定化電源を使用し、出力はロードセルタイプの上皿天秤（図1-4）で測定した。

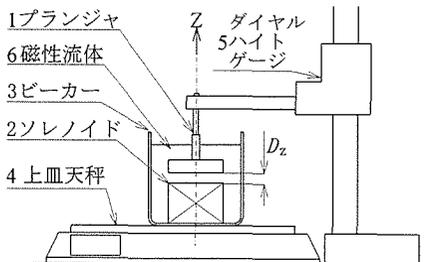


図1 プランジャが受ける磁気力測定装置

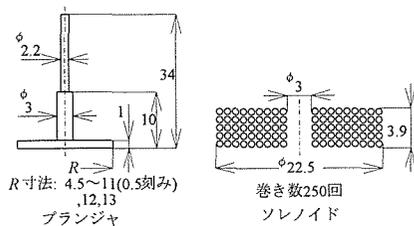


図2 プランジャとソレノイド

実験は D_z を任意の間隔に設定し、ソレノイドに給電をした。このとき磁性流体を介してプランジャとソレノイド上部間に働く磁気力を測定した。出力が平衡状態に達したとき測定値とした。使用したプランジャとソレノイドを図2に示す。

次に、ソレノイドの半径と高さの比を変えながら、ソレノイドの発生する磁場で作り出される磁気力を測定し、ソレノイド形状と磁気力の関係を求めることを目的にした、ソレノイドの磁気力測定装置の概要を図3に示す。ソレノイド(図3-1)は支持軸(図3-4)を介して、ダイヤルハイトゲージ(図3-5)に固定されている。ソレノイドへの給電、測定方法は前述の実験と同様である。

実験はピーカー(図3-2)の底とソレノイド下面の距離を約0.2mmに設定し、ソレノイドに給電を行った。このとき磁性流体を介してソレノイド下部とピーカー底部の間に働く磁気力をロードセルタイプの上皿天秤(図3-3)で測定した。出力が平衡状態に達したとき測定値とした。使用したソレノイドを各実験結果に示す。

磁性流体はW-40(タイホー工業(株)製)で、飽和磁化380Gauss, 比重1.31の原液を使用した。

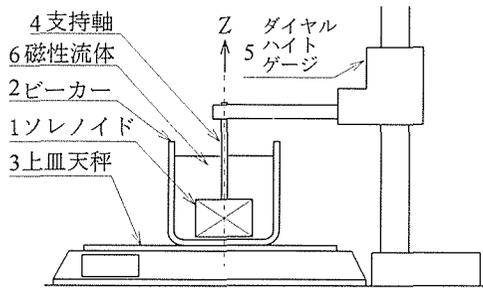


図3 ソレノイドの磁気力測定装置

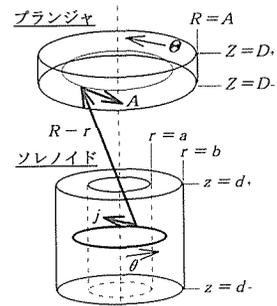


図4 磁気力計算モデル

3. 理論計算方法

図4に示すように、十分に大きな容器の底部にソレノイドを固定し、その上方に駆動体となるプランジャを置く。そして磁性流体を容器から溢れない程度に入れる。この状態で、ソレノイドに電流を流したときソレノイドがつくる磁場中に置かれたプランジャに働く、平衡状態に達した磁気圧力と磁気力について考える。

ソレノイド中心軸に関して対称な円筒座標において観測点 R の座標を (R, θ, Z) で表し、そこでの磁場を (H_r, H_θ, H_z) (ただし $H_\theta=0$)とする。このとき、ソレノイドの内径と外径を $r=a, b$, 上面と下面の高さを $z=d_+, d_-$, 電流密度と電流を j, J とし、プランジャ半径を $R=A$, 上面と下面の高さを $Z=D_+, D_-$ とする。また、磁束密度と磁場の関係は、真空の透磁率を μ_0 , 磁化を M として $B=\mu_0(H+M)$ とすると、磁化が磁場に比例する範囲では、磁性流体の透磁率 μ と磁化率 χ を用いて $B=\mu H, M=\chi H$ である。

ソレノイドを円電流の積み重ねと考えると(r :電流の位置, dv :体積要素), その発生する磁場のベクトル・ポテンシャル A の θ 方向成分(m_θ : θ 方向単位ベクトル)を求めると¹⁰⁾,

$$A_\theta(R, Z) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint \frac{j \cdot n_\theta}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} dv$$

$$= \frac{\mu}{4\pi} \int_a^b dr \int_{-d-z}^{d-z} dz \int_0^{2\pi} d\theta \frac{r \cos \theta}{\sqrt{R^2 - 2Rr \cos \theta + r^2 + z^2}} \quad (1)$$

$$= \frac{\mu}{4\pi} \int_a^b dr \int_{-d}^d dz \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{4}{k} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right] \quad (2)$$

$$k \equiv \sqrt{\frac{4Rr}{(R+r)^2 + (Z-z)^2}} \quad (3)$$

となる。ただし、 $K(k)$ 、 $E(k)$ は第1種、第2種の完全楕円積分で、 k は母数である。これにより磁場は、

$$\mathbf{H} = (H_R, 0, H_Z) = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial A_\theta}{\partial Z}, 0, \frac{1}{R} \frac{\partial (RA_\theta)}{\partial R} \right) \quad (4)$$

$$H_R = \frac{J}{4\pi} \int_a^b dr \int_{-d}^d dz \left[\frac{2(Z-z)k}{R\sqrt{4Rr}} (-K + \alpha_R E) \right] \quad (5)$$

$$H_Z = \frac{J}{4\pi} \int_a^b dr \int_{-d}^d dz \left[\frac{2k}{\sqrt{4Rr}} (K + \alpha_Z E) \right] \quad (6)$$

$$\alpha_R \equiv \frac{r^2 + R^2 + (Z-z)^2}{(R-r)^2 + (Z-z)^2}, \quad \alpha_Z \equiv \frac{r^2 - R^2 - (Z-z)^2}{(R-r)^2 + (Z-z)^2}$$

と求められる。

一方電流のない空間では、磁場にたいして $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ が成り立ち、磁場はスカラーポテンシャル ψ から $\mathbf{H} = \nabla \psi$ のように求められる。 ψ は磁束の保存則から導かれたLaplace方程式 $0 = \nabla \cdot \mathbf{B} = \mu \nabla^2 \psi$ の解であるが、 $Z > 0$ における一般解は、

$$\Psi(R, Z) = \int_0^\infty dk f(k) J_0(kR) e^{-kZ} \quad (7)$$

と表される。ただし $J_0(x)$ は次数0の第1種Bessel関数、 $f(k)$ は境界条件から決まるある関数である。磁場はこれより、

$$\mathbf{H} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial R}, 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \right) \quad (8)$$

とも求めることができる。

次に、プランジャに働く磁気力は、

$$\mathbf{F} = \int_s \left[\mathbf{H} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) - \frac{1}{2} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{n} \right] ds \quad (9)$$

で、 Z 方向の磁気力は上式より、

$$F_Z = \int_0^A 2\pi R dR f_Z(R) \quad (10)$$

$$f_Z(R) = -\frac{\mu_0 \chi}{2} \left\{ [(\chi+1)H_Z^2 + H_R^2]_{Z=D_+} - [(\chi+1)H_Z^2 + H_R^2]_{Z=D_-} \right\} \quad (11)$$

となる¹¹⁾。

(4)式または(8)式から磁場を求めて(9)式に代入すれば磁気力を求めることができる。飽和磁化に対しては、磁化を一定とした表式を使う。ベクトル・ポテンシャルの方法によれば厳密な計算ができるが、定性的な議論にはスカラーポテンシャルの方法が便利である。

4. 実験結果と解析結果

4.1 プランジャが受ける磁気力

図2に示す一つのソレノイドと数種類のプランジャの組み合わせで行った多くの実験データのうち、プランジャ半径と磁気力の関係について、電流1.5Aで D_z が0.5mm～5mmの範囲のときプランジャ半径に対する磁気力として整理した実験結果と(10)式を使って計算した結果を図5に示す。この結果からソレノイドの外径より小さい4～11mmのプランジャ半径において、磁気力が顕著に変化していることが判る。また、プランジャ半径がソレノイドの外径より大きくなると磁気力は一定に近づくことも判る。

図6は半径10mmのプランジャにおける電流と磁気力の関係を、 D_z が0.5mm～5mm範囲で電流に対する磁気力として整理した実験結果と(10)式で計算した結果を示す。この図から電流に対する磁気力は、2次関数的に増加することがわかる。

図7は図6と同じ半径10mmのプランジャで D_z に対する磁気力の変化を、0.3A～1.5Aの通電ごとに、 D_z に対する磁気力として整理した実験結果と(10)式で計算した結果を示してある。この結果からソレノイドからの距離に対する磁気力は、指数関数的に減少することが判る。

図8は D_z を0.5mmに設定したときの、ソレノイドの中心から外側に向かっての半径方向距離に対する単位体積あたりの磁気力を示す。この図はソレノイドに0.5A～1.5Aの通電ごとに、ソレノイド半径方向距離に対する単位体積あたりの磁気力として整理した実験結果と(11)式で計算した結果である。同図からは単位体積あたりの磁気力はソレノイド中心から外側に向かう程に上昇し約1.2mmの位置で最大になり、それを過ぎると減少する傾向が見られる。単位体積あたりの磁気力が最大値になる位置は、ほぼソレノイドの内径と一致する。またソレノイド外径より大きな位置では減少する勾配が変わる。次に図9は D_z を種々変えたときの単位体積あたりの磁気力と(11)式で計算した結果を示す。単位体積あたりの磁気力の勾配は D_z が増すにしたがって、徐々に緩やかになることが確かめられる。

次に、ソレノイドが同じ巻き数で、線径、高さ、半径を変えた場合、ソレノイドと同じ半径のプランジャ厚みの変化と磁気力についての実験結果の一例を図10に示す。この図は0.5A～2.0Aの通電ごとに、プランジャ厚みに対する磁気力として整理した。この結果からプランジャ厚みは、ある一定以上大きくなると磁気力の増加に寄与しないことが判り、ソレノイド形状ごとに適切なプランジャ厚みが存在することがみてとれる。

4.2 ソレノイドの発生する磁場がつくる磁気力

高さを一定にし半径を変化させた場合のソレノイドが発生する磁気力を0.5A～2.0Aの通電ごとに、ソレノイド半径に対する磁気力として整理した実験結果を図11に示す。この結果からソレノイド半径が小さいとき、磁気力は半径の2乗に比例するが、ソレノイド半径が大きいつき、磁気力は一定に近づくことが判る。

半径を一定にし高さを変化させた場合のソレノイドが発生する磁気力も0.5A～2.0Aの通電ごとに、ソレノイド高さに対する磁気力として整理した実験結果を図12に示す。この結果からソレノイドの半径を一定とした場合、高さが低いとき、磁気力は高さに比例するが、高さが高いとき、磁気力は一定となることが判る。

ソレノイド形状を一定とし容器内の磁性流体の量を増減した場合の磁気力を図13に示す。一定量以上磁性流体を増加させても磁気力は増加しないことが判る。

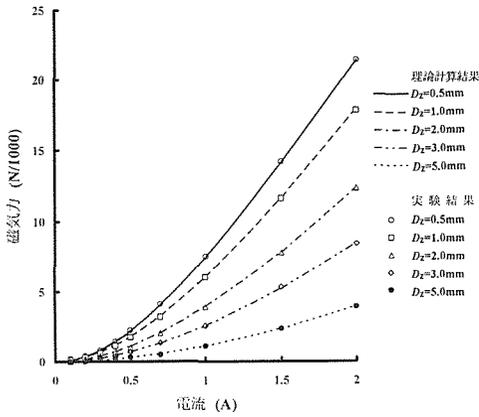


図5 電流1.5Aのときのプラジャ半径と磁気力

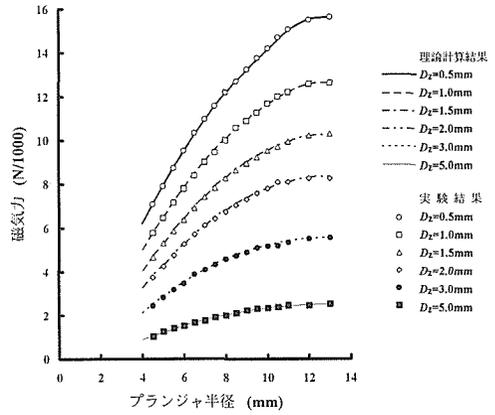


図6 プラジャ半径10mmの電流と磁気力

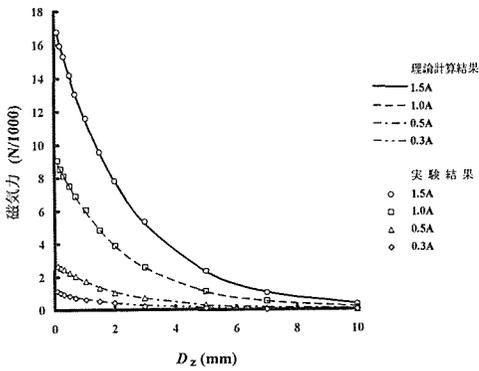


図7 プラジャ半径10mmの D_z と磁気力

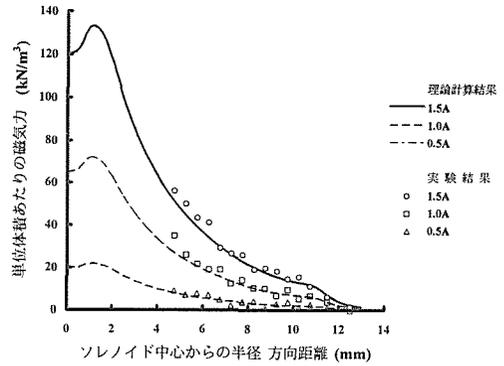


図8 $D_z = 0.5\text{mm}$ の単位体積あたりの磁気力

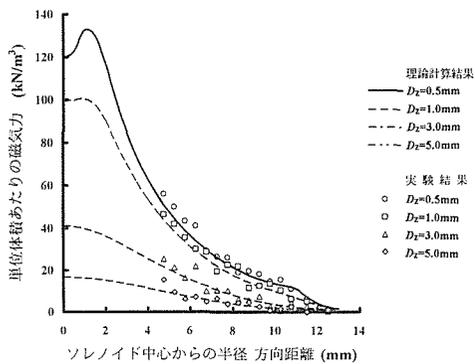


図9 電流1.5Aの単位体積あたりの磁気力

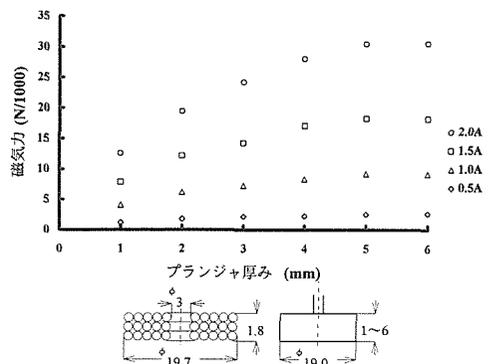


図10 プラジャ厚みと磁気力

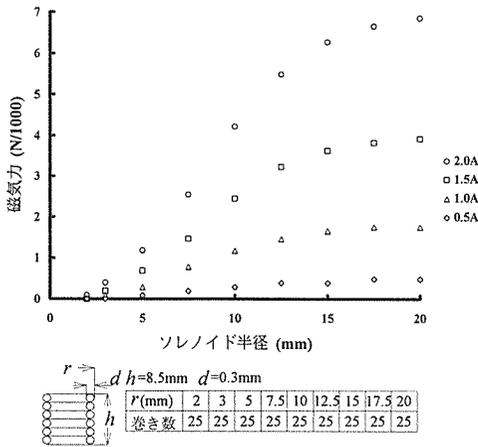


図11 ソレノイド高さ一定で半径を変えたときの磁気力

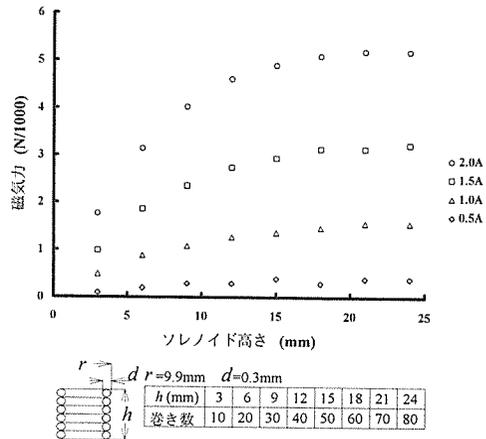


図12 ソレノイド半径一定で高さを変えたときの磁気力

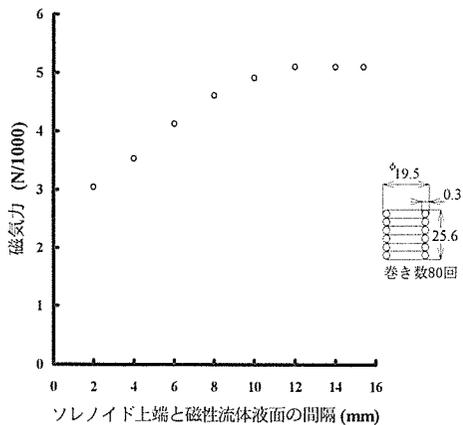


図13 磁性流体の量と磁気力

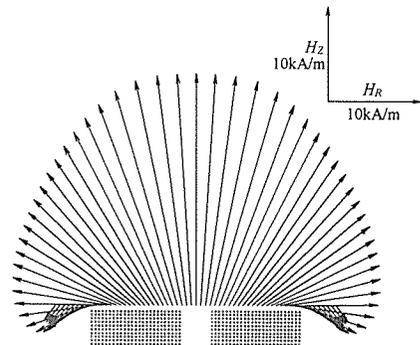


図14 電流1.5A, $D_z=0.5\text{mm}$ のときの磁場分布理論計算結果

5. 考 察

5.1 プランジャ形状

図5の結果からプランジャ半径をソレノイド半径より大きくしても取り出すことのできる磁気力は大きくならないことが実験的にも理論的にもうらざけられる。つまり、ソレノイド半径と同じ半径をもつプランジャが磁気力を効率良く取り出せる大きさである。

図14は図8の実験条件で1.5Aのときの磁場の分布を式で計算した結果である。この図からソレノイド外径を越えた部分の磁場は、大きさが小さくなることと、向きが下向きになることが判る。また図8と図9からはソレノイド外径より大きな場所での単位体積あたりの磁気力が小さくなる

のが判る。これらの結果からもソレノイドと同じ半径をもつプランジャが磁気力を効率良く取り出せることが判る。また、ソレノイド外径より大きな半径をもつプランジャは逆に磁気力が低下することも容易に想像できる。

図10の実験結果からプランジャの厚みは、ある一定以上大きくしても取り出す磁気力は増加しないことがわかる。

5.2 制御方法とアクチュエータユニット

(4)式より磁場は電流に比例し、(10)式より磁気力は磁場の2乗に比例する。このことは図6の実験結果に良く現われている。磁気力の制御を直線的に行うには、指数関数的な電流制御が必要である。また、(4)式から磁場は距離の2乗で低下することも示しており、図7の D_z を増すと指数関数的に磁気力が低下する結果を表している。プランジャの移動距離を大きくすることは入力電流に対する出力の低下が大きくなることを示している。このことから、大きな移動距離を必要とする場合は、本実験のソレノイドとプランジャの組み合わせを1ユニットとすると、そのユニットを積み重ねる方法が適していると考えられる。

5.3 ソレノイド形状

図11の結果から、ソレノイド直径が小さい場合と大きい場合のふたつに分けて考察する。まず、ソレノイド直径が小さい場合、発生する磁場が直径にわたって一様に近い、このときの磁気圧力は直径の増減によって変化しない。つまり磁気圧力は一定である。磁気力は磁気圧力×面積であるから、直径に対して2乗に従って比例する。次にソレノイド直径が大きい場合、発生する磁場が直径の変化に従って変化する。磁場は直径の増加に従い反比例する。磁束密度の2乗は直径の2乗に反比例し、面積は直径の2乗に比例する。よって磁気力はほぼ一定となる。これらの関係は(4)式、(10)式でも説明できる。

図12の結果から、ソレノイドの高さが低いとき磁場は高さに比例し、磁気力は磁場の2乗に比例する。ソレノイドの高さが高いとき磁場は高さによらなくなり、磁気力は一定になる。このことは半径 r 、高さ $2h$ のソレノイドの中の磁場 H を(4)式または、ソレノイドの中央から中心軸線上に添っての距離を z 、単位長さあたりの巻き数を n 、とすれば、一般に(12)式によっても求められる¹²⁾。

$$H = \frac{nI}{2} \left[\frac{h+z}{\sqrt{r^2+(h+z)^2}} + \frac{h-z}{\sqrt{r^2+(h-z)^2}} \right] \quad (12)$$

いま磁場の2乗 H^2 とソレノイド高さ h の関係を図に示すと図15になる。この図の縦軸は磁気力に比例している。この図より磁場の変化は h/r が小さい場合、ソレノイド高さが増加すると共に急激に磁場が増加し、 h/r が大きい場合、磁場は一定となることが判り、図12の実験結果を定性的に説明できる。また、多層ソレノイドの場合にはソレノイドの内径を r_a 、外径を r_b とすると(12)式から、

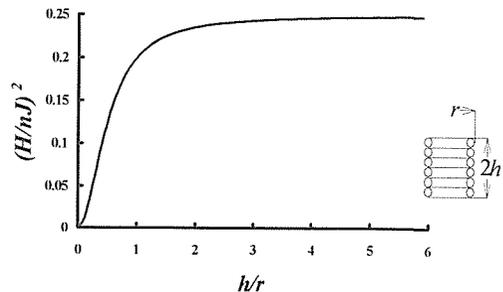


図15 ソレノイド端中心部の磁界と高さ／半径

$$H = \frac{nJ}{2(r_b - r_a)} \left[(h+z) \ln \frac{r_b \sqrt{r_b^2 + (h+z)^2}}{r_a \sqrt{r_a^2 + (h+z)^2}} + (h-z) \ln \frac{r_b \sqrt{r_b^2 + (h-z)^2}}{r_a \sqrt{r_a^2 + (h-z)^2}} \right] \quad (13)$$

で与えられる。(13)式を用いても(12)式と同様の h/r と $(H/nJ)^2$ の特性図が得られるので多層ソレノイドについても上記の考察は成立する。

これらの結果から強い磁気力を得るためには最適なソレノイドの高さと半径の関係があると考察される。

6. 結 論

本研究においては、磁性流体中のソレノイドの上方に置いた、プランジャにかかる磁気力を実測し、数値計算を行った。またソレノイドの発生する磁場の実測を行った。そして、理論的計算も行った。その結果、磁性流体中のプランジャを駆動させるタイプの磁性流体アクチュエータの静的出力特性と設計指針が明らかとなった。

- (1) 本研究で使用したタイプのソレノイドでプランジャを駆動する場合、ソレノイド半径と同じ半径をもち、適当な厚みをもつプランジャが、磁気力を取り出すのに適している。
- (2) 磁気力を直線的に制御するには電流を指数関数的に制御する必要がある。
- (3) 磁場発生源に用いるソレノイドの形状は最適な高さや半径の比がある。
- (4) 大きなストロークが必要な場合は積み重ねて使用する方が、単体で使用するよりも効率が良いと考えられる。
- (5) 今回は詳しい検討は行っていないがソレノイドの発生する磁場を効率良く利用するには適量の磁性流体が必要である。

参 考 文 献

- 1) 高森年：自動化技術，22(1990),5,p18.
- 2) 谷江和雄：ロボティクス・メカトロニクス講演会'91講演論文集Vol. A, (1991), p71.
- 3) 武富荒・近角聡信：磁性流体, (1988),p71, 日刊工業新聞.
- 4) 神山新一・渡辺純・佐藤彰：機械学会論文集, 57-537,B (1991),p1623.
- 5) 小池和雄・佐藤彰：機械学会論文集, 59-557,B (1993),p81
- 6) 神崎勇二・中村浩：磁性流体連合講演会講演論文集, (1991-1),p40.
- 7) 三田村好矩・和田龍彦・酒井圭輔：精密工学会春季大会学術講演会講演論文集, (1990), p139.
- 8) 農業機械学会：農業機械のロボット化に関する調査研究報告書, (1987), p17
- 9) 島田邦雄・神山新一：機械学会論文集, 59-567,B (1993),p3493.
- 10) ランダウ・リフシッツ：電磁気学, 東京図書.
- 11) Rosensweig, R.E.: *Ferrohydrodynamics*, (1985), p156, Cambridge University Press
- 12) 近角聡信：磁気, (1986), p39, 共立出版