

磁界処理システムにおける磁気力分布の考察

山田 一* 一本木盛隆**

(昭和51年10月30日)

A Consideration on the Magnetic Force Distribution in the Magnetic Field Processing System

Hajime YAMADA and Moritaka IPPONGI

The magnetic field processing system is one that has the function to separate or detect some components from the substance using magnetic force. For example, the magnetic separator is a typical device of such system, and the high gradient magnetic separation (HGMS) is also contained in the system in a wide sense. In the measurement field, the magnetic type oxygen gas analyser which detects oxygen concentration due to the change of magnetic force or magnetic pressure, is also called a kind of the field processing system.

In this paper, the dependency of the magnetic force distribution and the positions of produced maximum magnetic force on the shapes of nine pairs of pole pieces, is described systematically. A permanent-electromagnet with a good controllability is used as the field source in the experiment.

1 ま え が き

磁界処理システムとは、対象とする物質に磁界を作用させ、物質に働く磁気力によってある成分の選別、検出等の機能をもつシステムのことをいう。そのシステムの代表的な機種としては、すでに磁選機があり、これらは物質中からの強磁性体の分離除去に広く利用されており、広義には今後高勾配磁気分離 (HGMS) も含まれよう。さらに、計測分野では磁気式酸素濃度分析計のように、常磁性体である酸素の濃度変化を磁気力によって検出する装置もこのシステムの中に含まれることになる¹⁾。したがって、磁界処理システムは、対象となる物質の磁化率がきわめて小さいものからかなり大きなものまでを含む広い領域におよんでいることがわかる。

このシステムにおいて常に問題となるのが磁気力の大きさとその分布状態である。筆者

* 電気工学教室 助教授

** 大学院修士課程

らはこれまで磁極片の構造の相違による磁気力分布について研究を続けてきた²⁾³⁾。

本論文では、構造の異なる9種類の磁極片対を用いて、それらの磁界および磁気力分布を系統的に考察したものである。本実験では、磁界発生装置として磁界制御性のよい永電磁石を使用し、その諸特性についても論議している。

さらに、本論文では永電磁石の励磁アンペアターンおよび磁極片間のギャップ値をパラメータとして各磁極片対による磁気力最大値の発生位置の変化についても検討を加えている。

2 磁気力の基本式

2・1 磁界中におかれた物質に作用する磁気力

空間が透磁率 μ_1 でヒステリシスを示さないような等方性の物質1で満たされているとする (Fig. 1)。この空間に $\mathbf{B}_1 = \mu_1 \mathbf{H}_1$ で与えられる磁界が加えられたとき、磁気エネルギー U_{m1} は式 (1) で表わされる⁴⁾⁵⁾。

$$U_{m1} = \frac{1}{2} \int_{\infty} \mathbf{H}_1 \mathbf{B}_1 dV \quad (1)$$

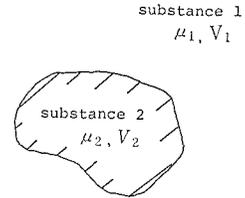


Fig. 1 The substance 2 existing in substance 1.

次に、 \mathbf{H}_1 を一定に保ちつつ、この空間に透磁率 μ_2 、体積 V_2 の物質2を持ち込んだ場合を考える。このときの磁界の強さ、磁束密度、磁気エネルギーをそれぞれ \mathbf{H}_2 、 \mathbf{B}_2 、 U_{m2} とおけば、 U_{m2} は次式となる。

$$U_{m2} = \frac{1}{2} \int_{V_1+V_2} dV \int_0^{\mathbf{B}_2} \mathbf{H}_2 d\mathbf{B}_2 \quad (2)$$

ここに、 V_1 は全空間から V_2 を除いた部分の体積。

U_{m1} と U_{m2} のエネルギー差を U_m とおけば、 U_m は物質2を持ち込んで磁化するエネルギーに対応し、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} U_m &= U_{m2} - U_{m1} \\ &= \frac{1}{2} \int_{V_1} (\mathbf{H}_2 \mathbf{B}_2 - \mathbf{H}_1 \mathbf{B}_1) dV \\ &\quad + \int_{V_2} dV \left(\int_0^{\mathbf{B}_2} \mathbf{H}_2 d\mathbf{B}_2 - \frac{1}{2} \mathbf{H}_1 \mathbf{B}_1 \right) \end{aligned} \quad (3)$$

V_1 内では μ_1 は一定であるから $\mathbf{B}_1 = \mu_1 \mathbf{H}_1$ 、 $\mathbf{B}_2 = \mu_2 \mathbf{H}_2$ となり、そこで、式 (3) の第1項の積分は、

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \int_{V_1} (\mathbf{H}_2 \mathbf{B}_2 - \mathbf{H}_1 \mathbf{B}_1) dV \\ &= \frac{1}{2} \int_{V_1} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) (\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \end{aligned} \quad (4)$$

となる。また、磁界を作っている電流は終始一定であると仮定すると、 V_1 、 V_2 の内部及びその境界面では次の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div}(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) &= 0 \\ \operatorname{rot}(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= 0 \end{aligned} \right) \quad (5)$$

したがって、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int_{V_1+V_2} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \\ &= \frac{1}{2} \int_{V_1} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \\ &+ \frac{1}{2} \int_{V_2} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \\ &= 0 \end{aligned}$$

あるいは、上式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int_{V_1} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \\ &= -\frac{1}{2} \int_{V_2} (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)(\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1) dV \end{aligned} \quad (6)$$

以上の関係を式(3)の右辺第一項の積分に代入すれば、

$$U_m = \frac{1}{2} \int_{V_2} \left\{ \mathbf{H}_1 \mathbf{B}_2 - \mathbf{H}_2 \mathbf{B}_1 - \mathbf{H}_2 \mathbf{B}_2 + 2 \int_0^{\mathbf{B}_2} \mathbf{H}_2 d\mathbf{B}_2 \right\} dV \quad (7)$$

式(7)は、 $\mathbf{B}_1 = \mu_1 \mathbf{H}_1$ ($\mu_1 = \text{const}$)の磁界内へ、体積が V_2 の物体を持ち込むに必要な仕事を表わしている。この際、物質2は磁化されて、その内部での磁界が $\mathbf{B}_2 = \mu_2 \mathbf{H}_2$ であるとする。

特に物質2がヒステリシスを示さない磁性体（常磁性体など）ならば、 $\int_0^{\mathbf{B}_2} \mathbf{H}_2 d\mathbf{B}_2 = \frac{1}{2} \mathbf{H}_2 \mathbf{B}_2$ であるから式(7)は

$$U_m = \frac{1}{2} \int_{V_2} (\mathbf{H}_1 \mathbf{B}_2 - \mathbf{H}_2 \mathbf{B}_1) dV \quad (8)$$

更に $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ の関係を用いると、

$$U_m = \frac{1}{2} \int_{V_2} (\mu_2 - \mu_1) \mathbf{H}_1 \mathbf{H}_2 dV \quad (9)$$

となる。

磁気エネルギーは力学系と対応させて考えると、運動エネルギーに相当するため、磁気エネルギーを持つ物体はその正の傾きで与えられる力を受けることになる。この磁気力を \mathbf{F} とすると、 \mathbf{F} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\mathbf{F} &= \text{grad } U_m \\ &= \frac{1}{2} \int_{V_2} (\mu_2 - \mu_1) \text{grad } \mathbf{H}_1 \mathbf{H}_2 dV\end{aligned}\quad (10)$$

式 (10) において、 V_2 がきわめて小さく、かつ $\mathbf{H}_1 \approx \mathbf{H}_2 \equiv \mathbf{H}$ であるとすれば、式 (10) は次式となる。

$$\begin{aligned}\mathbf{F} &= \frac{1}{2} V_2 (\mu_2 - \mu_1) \text{grad } H^2 \\ &= \frac{1}{2} V_2 (\mu_2 - \mu_1) \{2(\mathbf{H} \times \text{rot } \mathbf{H}) + 2(\mathbf{H} \text{grad}) \mathbf{H}\}\end{aligned}\quad (11)$$

この場合、 $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ であるから

$$\begin{aligned}\mathbf{F} &= V_2 (\mu_2 - \mu_1) (\mathbf{H} \text{grad}) \mathbf{H} \\ &= V_2 (\mu_2 - \mu_1) \\ &\quad \times \left\{ \mathbf{i} \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \right. \\ &\quad + \mathbf{j} \left(H_x \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ &\quad \left. + \mathbf{k} \left(H_x \frac{\partial H_z}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_z}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \right\}\end{aligned}\quad (12)$$

と表わされる。

また、

$$\begin{aligned}\text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{i} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ &\quad + \mathbf{k} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ &= 0\end{aligned}$$

これより

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial y}\quad (13)$$

であるから、式 (13) を式 (12) に代入して磁気力 \mathbf{F} の表現式は次の形で与えられる。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} &= V_2(\mu_2 - \mu_1) \\
 &\times \left\{ \mathbf{i} \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right. \\
 &\quad + \mathbf{j} \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\
 &\quad \left. + \mathbf{k} \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \right\} \quad (14)
 \end{aligned}$$

2・2 軸対称磁界によって生ずる磁気力

すでに、式(14)で示した磁気力が、特に Fig. 2 に示すように、軸対称磁極片によって軸対称磁界を生ずる場合について考察してみよう。

両磁極片間のギャップ中央部の $x-y$ 平面上においては、磁界の強さは $H_x = H_y \simeq 0$ とみなせるから、式(14)は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} &= V_2(\mu_2 - \mu_1) \\
 &\times \left(\mathbf{i} H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} + \mathbf{j} H_z \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (15)
 \end{aligned}$$

軸対称磁界の場合、上式において明らかに、 $H_x \frac{\partial H_z}{\partial x} = H_z \frac{\partial H_z}{\partial x}$ であるから、 x 軸上の z 方向の磁気力を F_z として表わすと、式(15)は次式となる。

$$F_z = V_2(\mu_2 - \mu_1) H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (16)$$

すなわち、式(16)が軸対称磁界によって生ずる磁気力の基本式となる。

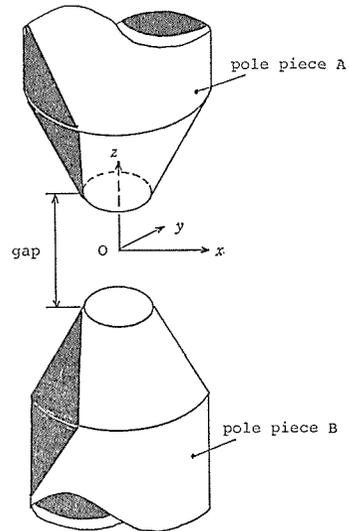


Fig.2 Orthogonal co-ordinates on the pole pieces.

3 永電磁石と磁極片

3・1 永電磁石の特徴

一般に、磁石は永久磁石と電磁石とに大別されている。永久磁石は、最初大きな着磁エネルギーを与えると、長期間ほぼ安定した磁界を発生する。小形の割に高い磁界を発生するが、その反面磁界の強さを自由に制御することができない。一方、電磁石は励磁電流の値によって自由に磁界を制御できるが、そのためには常に電気エネルギーを供給する必要があるばかりでなく、高い磁界を得るためには電磁石の構造は比較的大きくならざるを得ない。

これら二つの異なった性質を結合させて実現させたものが、永電磁石 (permanent-

electromagnet) である。永電磁石は、電磁石にくらべて小形軽量、高磁束密度であり、かつ磁界の強さを制御できるという特徴を有している。

Table 1 は、この永電磁石と他の磁石、すなわち永久磁石と電磁石に対して、励磁電流、磁界の強さと方法、質量について定性的に比較した結果を示したものである。

Table 1 Comparison of permanent-electromagnet and other magnets.

magnet \ item	exciting current	field strength	size and mass
permanent magnet	no needs after magnetizing	no controllable	small
electro-magnet	needs	controllable	large
permanent-electro-magnet	needs	controllable	middle

3・2 永電磁石の繰り返し動作特性

本実験に使用した永電磁石の構造は、Fig. 3 に示すようなものである。永久磁石には Ba フェライトを使用し、ヨークは軟鉄で構成されている。コイルの巻回数は 1 個当り 1800 [回] であり、全巻回数 $N = 1800 \times 2$ [回] で、その電流容量は 1 [A] に設計されている。磁極の表面は直径 16 [mm] であり、両磁極間のギャップは 27 [mm] 一定である。

永電磁石においては、励磁電流の繰り返し変化に伴う磁束密度あるいは磁界の強さのよ

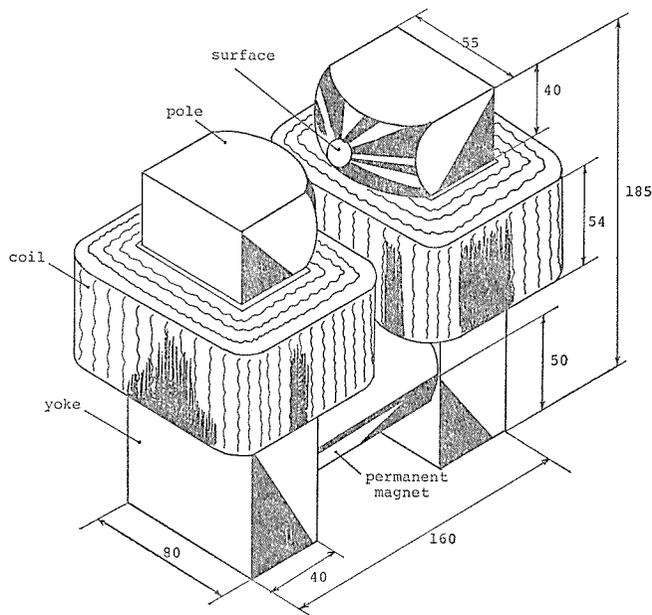


Fig. 3 Construction of the permanent-electromagnet.

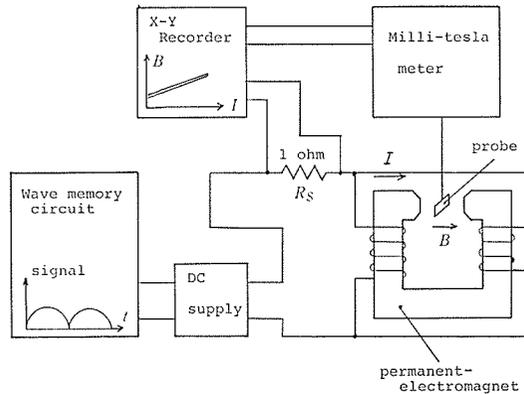


Fig.4 Measuring circuit of repeating characteristics of the permanent-electromagnet.

い再現性が望まれる。そこで、Fig. 4 に示すような測定回路を構成した。この測定では、まず波形記憶回路から適当な周期で半波信号を送り、これを直流電源で励磁電流 I に変換して永電磁石のコイルへ流した。磁束密度 B は、両磁極の中央、すなわち原点 O (Fig. 2 参照) の位置で測定した。

Fig. 5は、両磁極間のギャップ 27 [mm]、半波信号の周期 23 [s] の条件で、励磁電流 $I = 0 \sim 1.8$ [A] (励磁アンペアターン $NI = 0 \sim 6.48$ [kA]) の範囲で変化させたときの繰り返し動作特性を示したものである。繰り返しサイクルは 500 回であったが、それらの往路と帰路は一定であった。この測定で、永電磁石自体の温度上昇は $23 \sim 35^\circ\text{C}$ であった

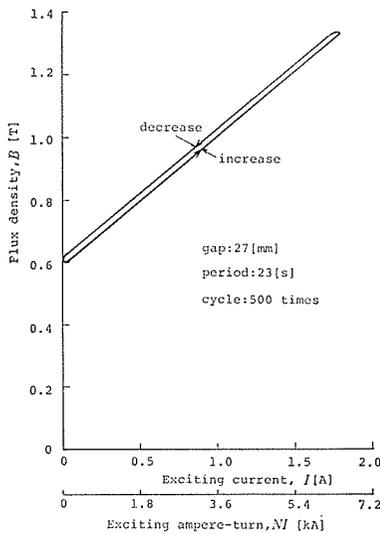


Fig.5 Repeating characteristics of the permanent-electromagnet.

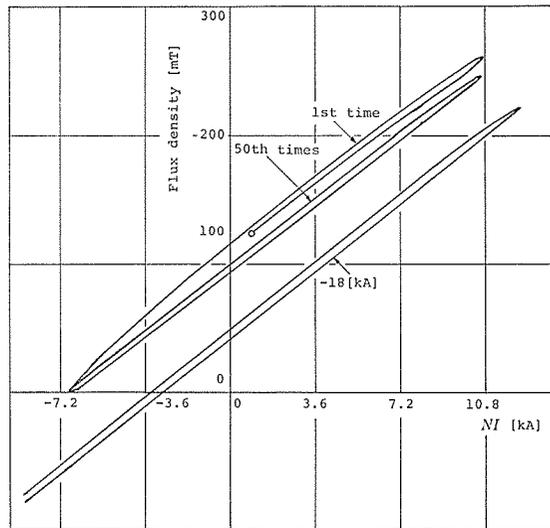


Fig.6 Repeating characteristics with larger demagnetization.

が、ヒステリシスの存在はやむえないとしても、その再現性は良好といえる。

Fig. 6 は、永電磁石に大きな減磁を与えたときの磁束密度 B と励磁アンペアターン NI の繰り返し特性を示したものである。最初の減磁曲線 (1st time) は、第2回目に移るとき、その B 値は若干減少するが、次回から50回までは同一なコースをたどって安定に動作し、その再現性も良好である。

減磁電流をさらに大きくし、 $NI = -18$ [kA] まで与えて、磁束密度を負値にすると、 B 値は50回曲線にくらべて大幅に減少し、別の安定なコースを往き帰することになることがわかる。

なお、Fig. 5 と Fig. 6 の $NI = 0$ の時の B 値が異なるのは、永久磁石の初期着磁状態の相違に起因している。

Fig. 7 は、円柱磁極片 (Fig. 8 参照) を用いてギャップ 10 [mm] の条件における励磁アンペアターン NI に依存する永電磁石の磁束密度 B と温度 T の関係を NI の印加速度をパラメータにしてしらべたものである。

低速励磁 (slow excitation) は1点当たり1時間かけて励磁した場合である。この時は、コイルからの発熱によって永電磁石本体は 22°C から 75°C まで上昇し、磁束密度 B' も飽和傾向をみせている。しかし、急速励磁 (rapid) のときは全曲線 B を数十秒で励磁するために、磁束密度は飽和傾向をみせず、永電磁石本体の温度上昇も低い。この永電磁石は $I = 1$ [A] 用に設計されたものであるが、急速励磁を行うと 3 [A] ($NI = 10.8$ [kA]) までの使用が可能である。

3・3 磁極片の種類

実験に使用した純鉄製の9種類の磁極片とギャップ調節片を Fig. 8 に示した。便宜上つけた磁極片の記号と名称は、以下の通りである。

- A : 円柱 (column)
- B : 台形 (trapezoid)
- C : 屋根 (roof)
- D : 球 (sphere)
- E : 円錐 (cone)
- F : すり鉢 (mortar)

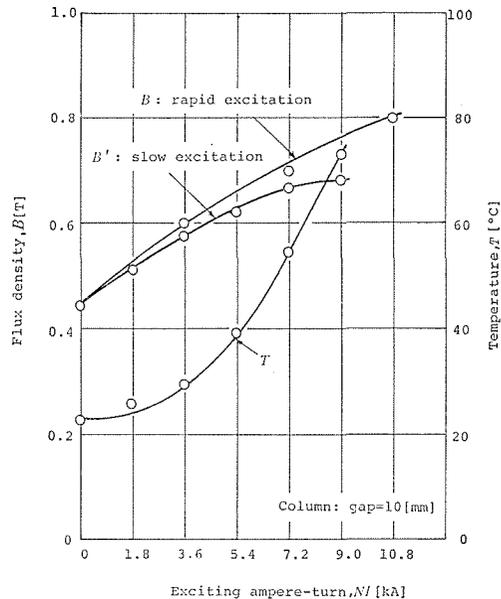


Fig. 7 Relation of flux density, B , exciting ampere-turn, NI and temperature, T .

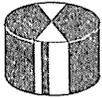
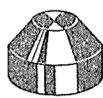
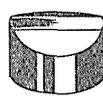
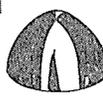
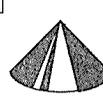
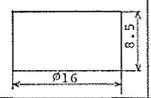
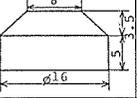
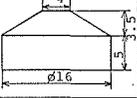
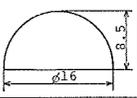
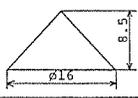
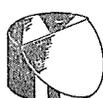
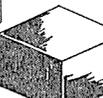
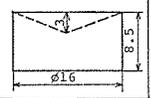
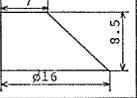
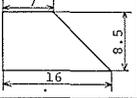
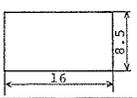
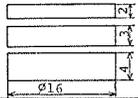
type	column	trapezoid	roof	sphere	cone
shape	A 	B 	C 	D 	E 
volume ratio	1.0	0.829	0.840	0.686	0.334
size					
type	mortar	semi-column	semi-square pillar	square pillar	gap adjustable pieces
shape	F 	G 	H 	I 	
volume ratio	0.882	0.776	0.919	1.273	
size					

Fig.8 The shapes and sizes of pole pieces.

G : 斜円柱 (semi-column)

H : 斜角柱 (semi-square pillar)

I : 角柱 (square pillar)

上のA, B, D, EとFの5磁極片は、軸対称形状である。さらに、円柱の体積を基準にとり、他磁極片との体積比も同図中に示しておいた。

以上の磁極片対を永電磁石の磁極に装着したとき、両磁極片間のギャップは10[mm]となる。さらに、ギャップを調節するために用意されたものが厚さがそれぞれ2, 3と4[mm]のギャップ調節片である。これら3種類の調節片を用いて、ギャップは最小2[mm]まで設定可能である。

4 磁界および磁気力分布

すでに、Fig.8に示した9種類の同形の磁極片対を用いて、ギャップ中央部、すなわちx軸上での磁界の強さを測定し、磁気力分布を計算から求めた結果について、以下に考察してみよう。

測定におけるパラメータとしては、ギャップの長さは2, 6と10[mm]、励磁アンペアターン $NI=0, 3.6, 7.2$ と10.8[kA] (または、励磁電流 $I=0, 1, 2$ と3[A]) をとりあげた。

4・1 台形磁極片による磁界と磁気力分布

前出した式(16)において、 V_2 を単位体積 ($V_2=1$ [m³]) とし、媒質中に強磁性体が存在

しない単一空間としたとき 18°C における空気の体積比磁化率を $\chi_s = 40.2 \times 10^{-8}$ として、 $\mu_2 - \mu_1 = \mu_0(\chi_{s2} - \chi_{s1}) \simeq \mu_0\chi_s$ とおけるから、単位体積あたりの磁気力 f は、次式で与えられる。

$$f = \frac{F_z}{V_2} = 1.26 \times 10^{-13} H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} [\text{N/m}^3]$$

ここに、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$

Fig. 9 は台形磁極片 (column) のギャップ 10 [mm] のときの x 軸上の z 方向における磁界の強さ H_z と単位体積当りの磁気力 f を励磁アンペアターン NI をパラメータにして示した分布図である。同図から明らかのように、磁界 H_z は x の増加に伴い台形磁極片の肩、すなわち端部 ($x = 4 [\text{mm}]$) あたりからなめらかに減少する。しかし、磁気力 f の最大値

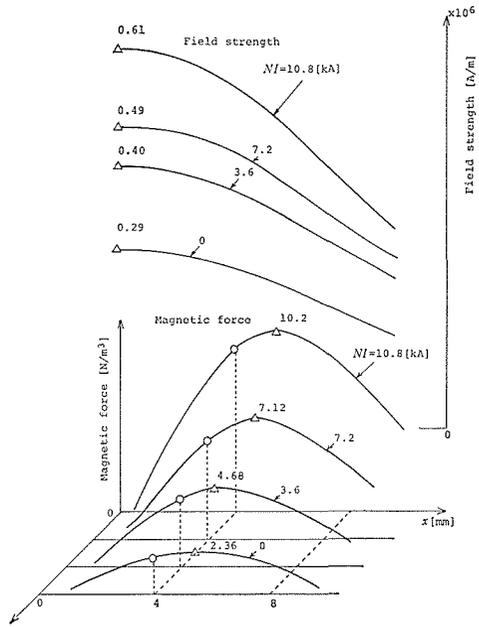


Fig.9 Distributions of field strength and magnetic force on the trapezoid, Gap is 10 [mm].

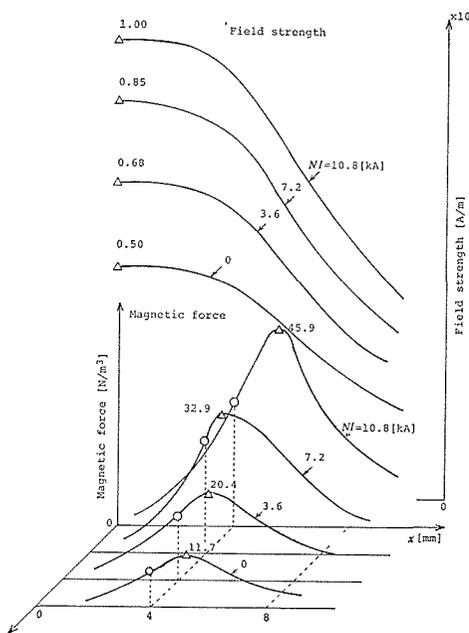


Fig.10 Distributions of field strength and magnetic force on the trapezoid, Gap is 6 [mm].

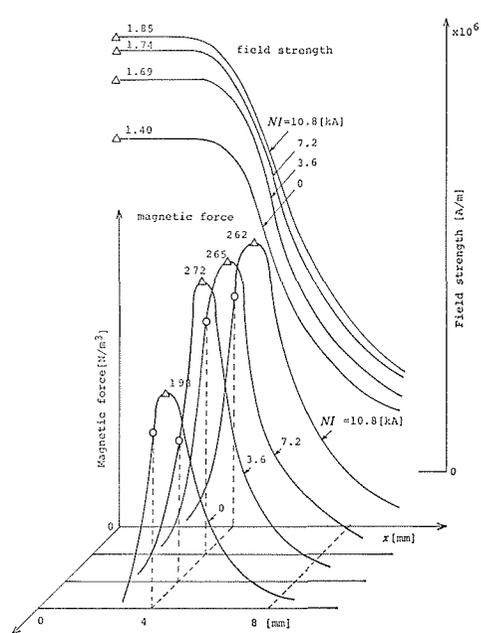


Fig.11 Distributions of field strength and magnetic force on the trapezoid, Gap is 2 [mm].

は肩の部分 (○印) を外側に出た部分 (△印) に存在することがわかる。

さらに、磁気力の最大値は、 NI の増加に伴って増大する傾向がある。この様相は、ギャップ 6 [mm] とした Fig. 10 の場合においても同様に認めることができる。

しかし、ギャップ 2 [mm] とした Fig. 11 の場合においては、逆に励磁アンペアターンの小さい $NI=7.2$ [kA] ($I=2$ [A]) の最大値は $NI=10.8$ [kA] ($I=3$ [A]) のよりも 5%ほど大きい。

このことは、 NI の増大によって H_z は相応に大きくなるが、磁気勾配はそれほど大きくなりえない領域が存在することを意味している。この現象は、後述するすり鉢および球磁極片にも見ることができ、 NI を大きくしても必ずしも磁気力が相応して大きくなりえないことは注意すべき事項であろう。

4・2 他磁極片による磁界および磁気力分布

この節においては、前に取り扱った台形磁極片以外の磁極片対による磁界の強さ H_z [A/m] および単位体積当りの磁気力 f [N/m³] の x 軸上におけるそれぞれの分布について考察してみよう。なお、以下のデータは、ギャップの値をすべて 6 [mm] に設定した。

まず、Fig. 12 は円柱 (column) の場合について示したものであり、磁界の強さは円柱の端部あたりからなめらかに減少している。磁気力の最大値は、円柱の端部を外側にすぎた点に存在している。

同図において、磁界の強さおよび磁気力のそれぞれの曲線は、縦軸に対しては等間隔目盛で表示されていない点に留意いただきたい。

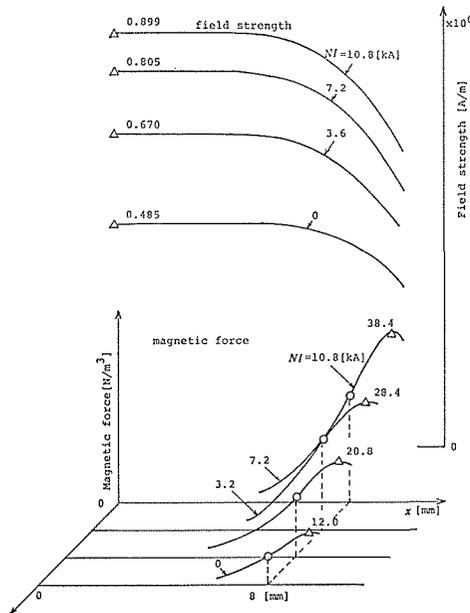


Fig.12 Distributions of field strength and magnetic force on the column. Gap is 6 [mm].

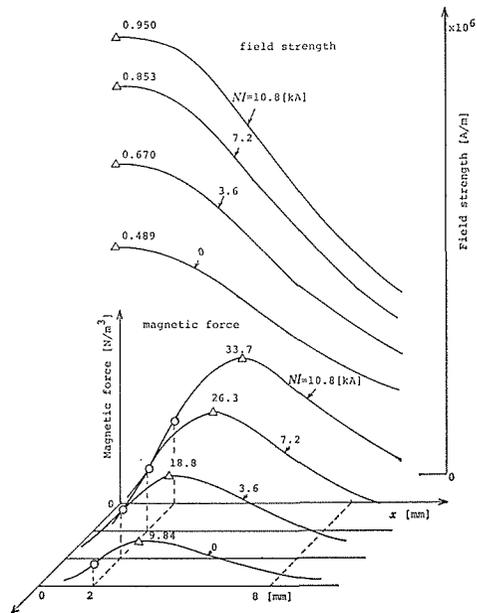


Fig.13 Distributions of field strength and magnetic force on the roof. Gap is 6 [mm].

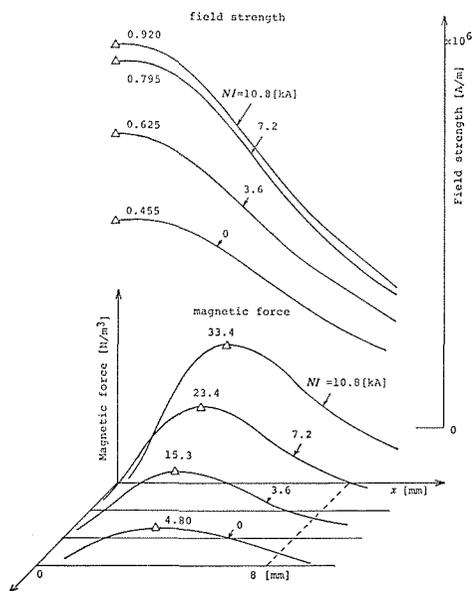


Fig. 14 Distributions of field strength and magnetic force on the sphere. Gap is 6 [mm].

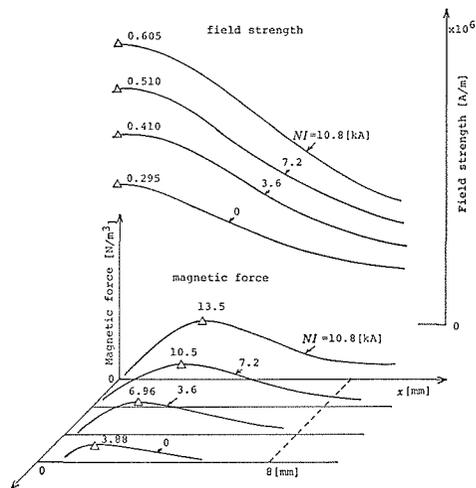


Fig. 15 Distributions of field strength and magnetic force on the cone. Gap is 6 [mm].

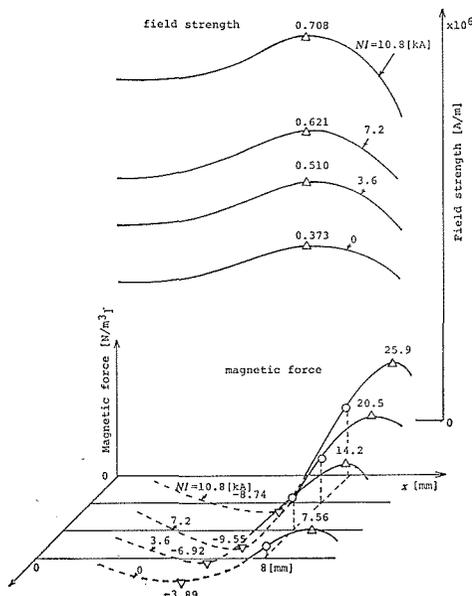


Fig. 16 Distributions of field strength and magnetic force on the mortar. Gap is 6 [mm].

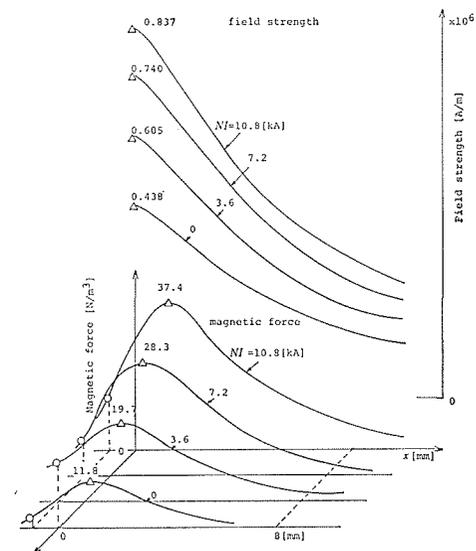


Fig. 17 Distributions of field strength and magnetic force on the semi-column. Gap is 6 [mm].

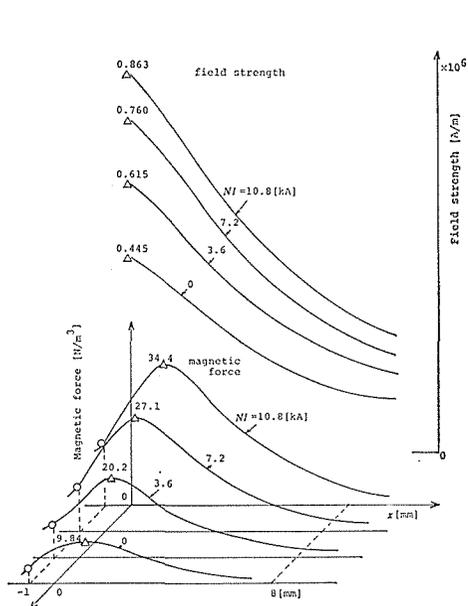


Fig. 18 Distributions of field strength and magnetic force on the semi-square pillar. Gap is 6 [mm].

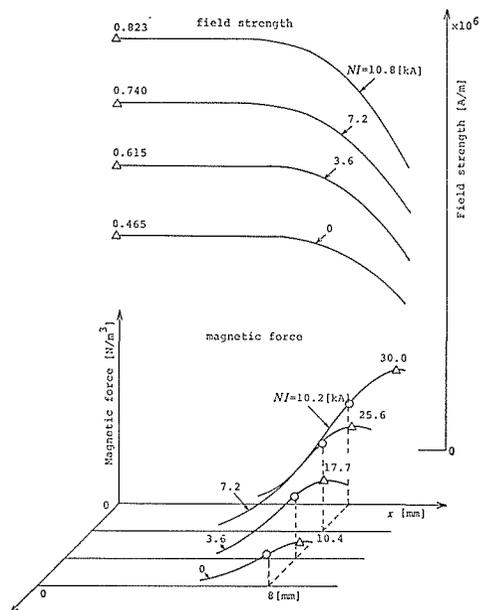


Fig. 19 Distributions of field strength and magnetic force on the square pillar. Gap is 6 [mm].

次に、Fig. 13 に屋根 (roof), Fig. 14 に球 (sphere), Fig. 15 に円錐 (cone), Fig. 16 にすり鉢 (mortar), Fig. 17 に斜円柱 (semi-column), Fig. 18 に斜角柱 (semi-square pillar) および Fig. 19 に四角柱 (square pillar) のそれぞれの磁極対による磁界の強さ H_z [A/m] と単位体積当りの磁気力 f [N/m³] の分布を示した。

これらのデータから、すり鉢磁極対以外の磁極対では、磁気力の最大値はすべて磁極片の端部あるいは頂点 (軸対称磁極片の場合) の外側に存在していることである。このことは、磁極片の外側に存在する磁性体等の媒質を磁極片の中央へ吸引することを意味している。

また、Fig. 16 に示したすり鉢磁極片では、その円周部の内・外端部に正・負の最大磁気力が存在することから、その周辺の媒質は中央部へ吸引されることが少なく、円周部分に停滞することを物語っており、特異な現象といえよう。

4・3 磁極片の形状による磁気力最大値の発生位置の変化

励磁アペアターン $NI = 7.2$ [kA] のときの x 軸上に形成される磁界の強さの最大値 H_{zm} の大きさの順に 9 磁極片を配列した結果を Fig. 20 に示した。 H_{zm} の最も大きい磁極片が台形 (trapezoid) であり、最も小さい磁極片が円錐 (cone) である。同図中に、磁気力最大値 f_m も同時にプロットしてあるが、これらの傾向も磁界の場合と同様である。さらに、励磁アンペアターンを 0~10.8 [kA] まで変化させても、これらの順位は変化しなかった。

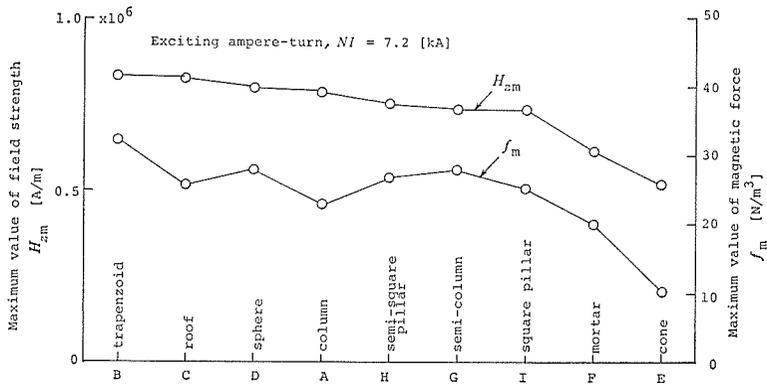


Fig.20 The maximum values of field strength, H_{zm} , and magnetic force, f_m on the nine pole pieces.

A: column	B:trapezoid	C: roof	D: sphere	E: cone
gap length [mm] 10 --- 6 --- 2 ---	10 --- 6 --- 2 ---			
F: mortar	G:semi-column	H:semi-square pillar	I: square pillar	
10 --- 6 --- 2 ---	10 --- 6 --- 2 ---	10 --- 6 --- 2 ---	10 --- 6 --- 2 ---	

Fig.21 The positions of maximum magnetic force on the each pole pieces. Marks show the exciting ampere-turns respectively ;
 ● : 0 [A], × : 3600 [A], ▲ : 7200 [A], ○ : 10800 [A].

次に、ギャップの長さとし励磁アンペアターンをパラメータとして、9磁極片上に形成される磁気力最大値の発生位置の変化を Fig. 21 にまとめて示した。同図から、以下のような結論が導かれる。

(1) 各磁極片において、与えられたギャップ値では、励磁アンペアターンを変化させても磁気力最大値の発生位置は、あまり変化しない。

(2) 与えられた励磁アンペアターンにおいて、端部のある磁極片（たとえば、円柱、台形、屋根、斜円柱、斜角柱および四角柱）では、磁気力最大値の位置はギャップが小さくなるにしたがって外側からその端部へ近づき、また頂点のある磁極片（たとえば、球、円

錐) ではその頂点へ移動してくる。

(3) すり鉢磁極片では、ギャップが小さくなるにしたがって正負の磁気力最大値の位置は、その円周部に集中してくる。

5 あとがき

磁界処理システムは、前述した磁選機や酸素濃度分析計のほか、最近では感温磁性流体による廃熱除去⁶⁾、熱磁気発電⁷⁾や光磁気モータ⁸⁾の研究の中にもみられるようになってきた。

これらの研究の中で、そのシステムに対応した最適な磁極片構造が常に求められている。

本論文では、以上のシステムの中で基本的なパラメータとなる磁界および磁気力分布を9種類の磁極片に対して求め、磁気力最大値の発生位置を実験的に考察してきた。本論文で得られた基礎的なデータが他の研究に寄与できれば幸いである。

なお、本論文では同形の磁極片対のみによるデータを提示したが、異形の磁極片対(たとえば台形一円錐、すり鉢一球など)による磁界および磁気力分布も興味ある現象を示しているの、その報告については次の機会にゆずりたい。

最後に、本研究の遂行にあたり永電磁石の試作に協力された鐘通工業(株)の内久根守部長、磁極片の加工に尽力頂いた三鷹工業(株)の真田三喜彦部長へ御礼申し上げる。さらに、実験に従事した松島賢博(現在、泉精機)、滝沢賢二の両君に謝意を表する次第である。

文 献

- 1) A. Verdan : Gas analysis instrumentations, Macmillan, Britain, pp. 51-66 (1973).
- 2) 山田・高野・中沢 : 磁気風を生成する磁界分布, 昭和48電全大, No. 1263
- 3) 山田・一本木・松島・山田 : 磁極片の形状による磁気力分布, 昭.51 電全大, No. 151
- 4) 竹山 : 電気磁気学現象理論, 丸善 (昭.47)
- 5) 山田・一本木・山上 : 酸素濃度一圧力変換の動作解析, 電子計測・磁性材料合同研資, EM-75-27, MAG-75-34 (1975)
- 6) 松木・山沢・村上・大槻 : 感温磁性流体を用いた廃熱除去に関する実験と考察, 磁気応用研資, AM-76-17 (1976)
- 7) M. Ohkoshi et al : Thermomagnetic generator utilizing the spin reorientation in single crystal of $Hd_{1-x}Dy_xCo_5$, Abstracts of the eighth ann. conf. on Magnetics, No. 19pC-2 (1976).
- 8) 玉城・対馬 : スピン再配列を用いた光磁気モーターの特性, 第8回応用磁気学講論集, No. 19 pC-03 (1976)