磁性流体を利用した圧縮機*

(第1報, その原理と模型実験)

佐藤 泰生^{*1}, 佐田富道雄^{*1}, 坂田 雄市^{*2}
西村 睦郎^{*3}, 糸永 泰彦^{*3}

A Gas Compressor Using Magnetic Fluid

(1st Report, Principle and Feasibility Test)

Yoshifusa SATO, Michio SADATOMI, Yuichi SAKATA,
Mutsuo NISHIMURA and Yasuhiko ITONAGA

A new fluid-drive gas compressor using magnetic fluid and traveling magnetism is investigated. Its principle is as follows. Consider a cylinder equipped with a linear motor which generates successive magnetic fields traveling along the cylinder axis. At one end of the cylinder, magnetic fluid (MF) and gas flow alternately into it. Immediately after entering, the MF is formed into successive slugs by the magnetism of the linear motor, and each slug is drawn towards the other end. The gas between MF slugs can be thrust and thus compressed. In order to confirm the feasibility of this compressor, a simplified test was conducted by means of permanent magnets instead of the linear motor. The results of both this test and the comparison with the analytical model proposed here are presented and discussed.

Key Words: Fluid Machinery, Gas Compressor, Magnetic Fluid, Linear Motor, Traveling Magnetism, Multiphase Flow, Non-Newtonian Fluid

1. ま え が き

磁場に強い反応を示す磁性流体は、その特長を生かしたその移送装置^{(1)~(3)}をはじめとして、工業上へのさまざまな利用が考えられている⁽⁴⁾。本研究は、新しい利用法の一つとして、管内の磁性流体に外部から移動磁場を作用させることにより、他の流体を輸送する純流体式圧縮機⁽⁵⁾の開発を目的としている。この圧縮機は、機械的な運動部分がないという特徴を有するため、従来の機械式のものと異なるさまざまな分野での利用が期待される。この論文では、その原理を提案するとともにその実現性を確かめるための第1段階の実験結果を報告する。すなわち永久磁石を動かして移動磁場をつくり、空気を圧縮移送する実験を行った。実験では、気体吐出し弁を閉じた状態で到達可能な最高締切圧力、ならびに所定の吐出し圧力条件での連続運転時の吐出し流量を調査した。さらに、磁場による体積力を考慮した運動量式に基づいて最高締切圧力と吐出し流量を計算し、実験値との比較を行い、今後の課題を調べた。

2. 圧縮機の作動原理と特徴

図1に圧縮機の作動原理を示す。主要な構成要素は、流体を加圧するシリンダ、磁性流体と気体の分離器、磁性流体の戻り管、およびシリンダの外部で移動磁場をつくり磁性流体を駆動するリニアモータである。磁性流体と被輸送気体は、シリンダの一方の端において交互にシリンダに吸入される。磁性流体は磁場に反応して磁性流体スラグを形成し、管軸に沿って移動する磁場に引きずられて管内を移動する。その際、磁性流体スラグはピストンのような役割を演じ、気体を移送・加圧する。シリンダの他端には分離器があり、加圧された気体を外部へ吐出する。磁性流体は分離器から戻り管を通して再びシリンダの吸入端に戻る。結果と

図1 磁性流体を利用した圧縮機の原理図

* 原稿受付 平成4年9月28日。

^{*1} 正員, 熊本大学工学部 (☎860 熊本市黒髪 2-39-1)。

^{*2} 学生員, 熊本大学大学院。

^{*3} 三井三池製作所 (☎836 大牟田市旭町 2-28)。

して、磁性流体を介して外部の移動磁場によって気体を圧縮する装置を得ることができる。

上記の装置は機械的可動部分を持たぬ純流体式圧縮機で、これは従来の機械的なものと相違する特徴である。このため、機械的な振動などはなく、構成要素に使用する材料の選択範囲が拡大され、長時間の運転に堪える漏えいのない圧縮機を得ることが期待される。たとえば、宇宙ステーションにおける気体圧縮機としての利用、あるいは放射能を持つ気体の移送装置としての使途が考えられる。

3. 永久磁石を使った模型実験

上に述べた原理のとおり、シリンダ内に磁性流体スラグが形成され、移動磁場と共に管軸に沿って移動して気体を移送・圧縮できるか、を調べるため比較的簡単な装置を作り、作動実験をした。

3・1 実験装置 装置の要点は、リニアモータと同等の作用をする要素として永久磁石をベルトに固定し、可変速モータでベルトを $0 \sim 1.0 \text{ m/s}$ の速度で動かして直線的な移動磁場を得たことである。

図2に実験装置の概要を示す。図2の左端のタンクに磁性流体を満たし、これにシリンダの役割をする円管を水平に取付けた。円管入口の磁性流体と空気との吸入部は、予備検討の結果良い性能を示した図3の二とおりをテストした。すなわち、磁性流体と空気とも円管の入口部に設けた拡大部から吸入する形式のもの（以下ではJ形と呼ぶ）と単純なT形の吸入部であった。J形の場合、拡大部での磁性流体の液位は、入口タンク内のせきで常に円管の底部と一致するように調節した。他方、T形の場合、入口タンク内の液位は円管の頂部と同じ高さとした。これら液位の調整は、空気と磁性流体を定常的に管内に供給するために重要であった。

磁性流体は、磁石対がこれらの吸入部を通過すると

図2 永久磁石を移動させる方式の実験装置

きに、磁場の作用によって間欠的に一部が捕捉され、ピストン状で円管内に導かれた。そのほかの時間帯には大気圧の空気が自然に吸い込まれた。磁性流体と空気は、円管内を流動したあと出口の分離器で互いに分離された。ここから排出される空気の流量は検定済みのロータメータで測定した。一方、磁性流体は、分離器内の液位の調節のために設けたせきを経て、磁性流体貯槽に流下した。この磁性流体の流量を求めるために、途中の三方コックを利用して流れを一時的に外部に取り出し、重量の時間に対する変化率を測った。貯槽内の磁性流体はその後ローラポンプによって入口タンクに供給された。なお、空気と磁性流体の吐出し流量の測定精度は、それぞれ $\pm 3\%$ と $\pm 1\%$ 以内であった。

供試円管はアクリル管で、内径は $D=7 \text{ mm}$ (正確には 7.1 mm) と 5 mm (5.0 mm) の2本、長さはいずれも 1145 mm であった。二つのプーリの軸間距離は 810 mm 、移動磁場が円管に作用するテスト部有効長さ Δx は約 950 mm であった。ベルトの周囲に16対あるいは8対の磁石を取付けた。その結果、テスト部には 125 mm ピッチで7対か8対(時間平均では7.3対)、あるいは 250 mm ピッチで3対か4対(3.6対)の磁石が存在した。

使用した永久磁石は住友特殊金属(株)製のNEOMAX-35で、横 10 mm 、縦 40 mm 、奥行 5 mm の直方体であった。一对の磁石間の距離は 15 mm で、この空間に生じる磁場こう配を磁性流体に作用させた。図4に磁石間中央におけるX方向(円管中心軸方向)の磁束密度分布の測定結果を示す。データ点は磁石16対の平均値で、各点に付けた線分はデータのばらつきである。これらのデータは図4中に曲線で示す次式で良く表された。

$$B = 0.165 \exp\{-2.4|x/L_M|^{2.7}\} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 L_M は x 方向の磁石の幅である。

図3 2種類の供試吸入部の形状

磁性流体にはタイホー工業(株)製の W-40 を用いた。これは四三酸化鉄の極微粒子を水溶媒に分散させたもので、飽和磁化 0.031 T を示すフエリコロイド水溶液である。W-40 の選定理由は、取扱いが容易であること、飽和磁化が比較的大きいこと、の二点であった。なお、実験中の磁性流体の温度は 16~24°C であった。

3・2 実験内容 実験内容は、以下に述べる「最高締切圧力の測定」と「定常な連続運転時の吐出し流量の測定」の二つである。

最高締切圧力測定の実験では、磁石速度 U を一定のもとで分離器下流の空気吐出し弁を閉じて運転した。運転開始後、分離器内の空気圧(吐出し圧力)は次第に増大するが、図 5 に示すように、状態(b)の圧力を超えると磁性流体スラグをくぐり抜けて逆流する空気量が増し、スラグが泡状(フォーミングの状態)となる。その結果、磁石対近傍の磁場内の磁性流体質量が急激に減り、入口タンクと分離器内の圧力差 ΔP に対抗する磁気力が低下するため、分離器内の圧力は下がる[状態(c)]。このときの最大圧力差 ΔP_{MAX} を精度 ± 10 Pa 以内の圧力センサを用いて測定し、これに及ぼす磁石の移動速度、吸入部形状、管径およびテスト部における磁石対の数の影響を調べた。

連続運転時の磁性流体と空気の吐出し流量は、一定の磁石速度 U のもとで、空気の吐出し弁を所定の開度に調整して圧力差 ΔP を最高締切圧力以下のある一定値に保ち、前述の方法で測定した。これを磁石速度と圧力差を系統的に変えて行い、この流量に及ぼす上述の種々のパラメータの影響を調べた。

4. 流動モデルとその計算法

最高締切圧力と連続運転時の吐出し流量に関する後述の実験結果の考察に役立てるため、流動系を単純化することにより、これらを推定する計算モデルを考えてみた。その基礎式は、テスト部($\Delta x = 950$ mm)を検

図 4 磁石対の中央部における x 方向の磁束密度分布

査区間とする運動量式であるが、本実験範囲では運動量変化による項が無視できるので、次の力の釣り合い式となる。

$$-F_p - F_f + F_m = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 F_p , F_f , F_m は、それぞれ検査区間の両端面に作用する圧力差 ΔP による力、壁面摩擦力、磁性流体スラグに作用する磁気力であり、磁石の移動方向をプラスにとつてある。

圧力差による力は、管の断面積を A とするとき、

$$F_p = A \Delta P \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与えられる。

磁気力⁽⁴⁾ は、テスト部における磁性流体スラグの数を N 個とすれば、

$$F_m = N A \mu_0 \int M(dH/dx) dx \quad \dots\dots\dots (4)$$

で求められる。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。 M は磁性流体の磁化の強さで、W-40 の磁化特性曲線から求められる。 dH/dx は管軸方向の磁場のこう配を表し、図 4 のデータを $B = \mu_0 H + M$ に代入して計算される。なお、この磁気力の計算では、簡単のため、磁性流体は図 6 のように磁石部に集中して分布すると仮定している。磁性流体スラグの長さは流動条件に応じて変化し、流動系が磁場の進行方向に対し逆圧力こう配となるため、図 6 のように磁性流体スラグの前面が後退する。

壁面摩擦力については、後述の三つの方法で計算してみた。これは、本流動系が、わずかに擬塑性性を呈する供試磁性流体が、非一様な磁場下でしかも逆圧力こう

図 5 最高締切圧力測定における圧力と流れの変化

配下で、水平円管内を空気とともに気液二相スラグ流として流れる複雑な系であり、現時点ではどのような計算式が最適であるかが不明であるためである。

(1) Chhabra ら⁽⁷⁾の式 供試磁性流体が擬塑性であることを考えて、まず次の Chhabra らの式(5)で計算した。

$$F_f = \tau_{w,MF} \pi D \lambda \Delta x \quad \cdots \cdots (5)$$

ここで、 λ は図6に示す磁性流体スラグの長さの割合であり、 $\tau_{w,MF}$ はその部分の壁面摩擦応力である。このモデルでは、図6のように磁性流体は空気と完全に分離すると仮定され、さらに空気スラグ部の壁面摩擦は無視されている。 $\tau_{w,MF}$ は次式で計算されている。

$$\tau_{w,MF} = f \rho_{MF} U^2 / 2, f = 16 / Re_{MR} \quad \cdots \cdots (6)$$

ここで、 ρ_{MF} は磁性流体の密度($=1400 \text{ kg/m}^3$)であり、 U は磁性流体スラグの速度すなわち磁石対の速度である。 Re_{MR} は次の Metzner-Reed⁽⁸⁾の修正レイノルズ数で、本実験の範囲では450以下であった。

$$Re_{MR} = \rho_{MF} U^{2-n} D^n / [8^{n-1} K \{(3n+1)/4n\}^n] \quad \cdots \cdots (7)$$

指数法則のせん断応力式における n と K の値は、本磁性流体の場合、磁束密度 0.16 T (図4のピーク値)の一樣磁場の実験では $n=0.932$, $K=0.037$ であった⁽⁶⁾ので、本計算ではこれらの値を用いた。なお、Chhabra ら⁽⁷⁾によれば、式(5)~(7)による圧力損失の計算値は、擬塑性の高分子水溶液の Re_{MR} が500以下で空気の容積流速 j_c が 1 m/s 以下の領域にある、彼らの水平管内気液二相流に関する実験値と良く一致する。

(2) 磁性流体の単相流の式 磁性流体が磁石対と同じ速度で管全体を満たして流れると、 F_f は次式で得られる。

$$F_f = \tau_{w,MF} \pi D \Delta x \quad \cdots \cdots (8)$$

ここで、 $\tau_{w,MF}$ は上述の式(6)、(7)で求められる。

(3) Chisholm⁽⁹⁾の式 本実験範囲では吐出し空気が単独で同一管内を流動する場合も層流となるので、気液二相流の摩擦損失係数 ϕ_L^2 は、Chisholm によれば次式となる。

$$\phi_L^2 = 1 + 5/\chi + 1/\chi^2 \quad \cdots \cdots (9)$$

ここで、 χ はLockhartとMartinelliのパラメータ χ

図6 単純化された流動モデルの説明図

$= \sqrt{\Delta P_{MF} / \Delta P_C}$ である。なお、磁性流体単相流の圧力損失 ΔP_{MF} の計算では、この場合、流体の代表速度が U ではなく、吐出し流量を断面積で割った $j_{MF} = Q_{MF} / A$ となることを注意しなければならない。

$$\Delta P_{MF} = 2f \Delta x \rho_{MF} j_{MF}^2 / D \quad \cdots \cdots (10)$$

結局、この計算では F_f は次式で求めた。

$$F_f = \phi_L^2 \Delta P_{MF} A \quad \cdots \cdots (11)$$

最高締切圧力 ΔP_{MAX} の計算では、式(2)、(3)からわかるように F_m 値が大なるほど ΔP に大きい値を与えるので、式(4)の積分範囲を磁場の強さが零から最大となる所までとした。そして、いずれかの算式による F_f の計算値を式(2)に代入し、式(2)~(4)を連立させ、式(3)の ΔP を決定した。

次に、 ΔP を所定の値として連続運転時の吐出し流量を求める計算は次の手続きによった。まず式(4)の積分範囲の上限は上述の F_f のいずれかの式と式(2)~(4)を連立させて決めた。その下限は磁場の強さが零の地点とした。磁性流体スラグの長さ λL はこの積分範囲と一致すると考えられるので、これと磁石対間のピッチ(図6の L と同じ長さ)から λ が求まる。流体が図6のように完全に分離した場合を仮定すると、磁石速度 U における空気と磁性流体の体積流量はそれぞれ次式で計算できる。

$$Q_C = (1-\lambda)UA, Q_{MF} = \lambda UA \quad \cdots \cdots (12)$$

5. 実験結果と考察

5.1 最高締切圧力 図7~9は、最高締切圧力 ΔP_{MAX} の実験値を磁石速度 U に対してプロットしたもので、さらに前述のモデルによる計算値の曲線と比較してある。図7~9中 $U=0$ の点のデータは、テスト部に磁石を7対あるいは4対静止させた状態で、分離器内を圧縮空気により徐々に加圧して求めたものである。また、計算では、磁石対の数はその時間平均値

図7 最高締切圧力 (吸入部形状の影響)

7.3あるいは3.6とした。

図7はJ形とT形の吸入部のデータが比較してある。管径は7 mm, 磁石は7対の場合である。J形のデータは、磁石速度 U の増加にしたがって直線的に減少する。この減少傾向は、流動モデルを参考にすると、 F_m 値は U にはほとんど依存しないと考えられるので、壁面摩擦力 F_f 値の増加によるものと推定できる。他方、T形のデータは曲線的な変化を示し、 $U > 0.8$ m/s の領域ではJ形よりも ΔP_{MAX} が大きくなっている。後述のように、連続運転時の吐出し空気量は U が大なるほど多くなるので、実用化を考えると、 U が大なるときに ΔP_{MAX} がより大きくなるT形吸入部のほうが性能上望ましい。実験データと3本の計算曲線との比較から、Chhabra らと Chisholm らの式は壁面摩擦力を過小評価し、磁性流体単相流の式は U が大なるときにそれを過大評価することがわかる。三者では磁性流体単相流の式の場合が実験値に近いので、次の図8と図9ではこの場合の計算値のみを示すことにする。

図8は管径7 mm のT形吸入部の場合について、テスト部における磁石対の数の影響を調べたものである。当然ではあるが、 ΔP_{MAX} の値は、磁石対の数が多い

ほど大となり、その数がテスト部で最小となるときの値、7対あるいは3対にほぼ比例する。

図9は管径の影響を調べたものである。磁石は7対、吸入部はT形である。管径の大なるほうが ΔP_{MAX} は大きくなる。流動モデルを参考にすると、同じ U の条件では、本磁性流体では n が1に近いので F_f は管径にほぼ無関係となるが、単位断面積当たりのその値は管径の大なるほうが小さい。他方、単位面積当たりの F_m は管径によらない。したがって、式(2)から、単位断面積当たりの F_p すなわち ΔP が大となるのであろう。ただし、 $U = 0.7$ m/s 付近で $D = 5$ mm の実験値が大きくなる理由は不明である。なお、図9中の一点鎖線については後述する。

5・2 連続運転時の吐出し流量 供試管出口の分離器内の圧力を前述の最高締切圧力以下に設定すれば、磁性流体スラグの破断は起こらないので、本試験装置は定常的に連続運転が可能である。例えば、図9に一点鎖線で示すように、磁石7対、T形吸入部、管径7 mm の場合には、その圧力を15 kPaに設定すれば、磁石速度がおおよそ $U < 0.3$ m/s の領域では連続運転ができる。図10~13はこのような連続運転時における空気と磁性流体の吐出し流量の実験データと計算値

図8 最高締切圧力 (磁石対の数の影響)

図10 連続運転時の吐出し流量 (圧力差の影響)

図9 最高締切圧力 (円管径の影響)

図11 連続運転時の吐出し流量 (吸入部形状の影響)

図 12 連続運転時の吐出し流量 (磁石対の数の影響)

図 14 連続運転時の吐出し流量の変化に関する考察図

図 13 連続運転時の吐出し流量 (円管径の影響)

を示したものである。図 10～13 の縦軸は、流量を管断面面積で割って得られる容積流束である。

図 10 は、管径 7 mm、磁石 7 対、T 形吸入部の場合について、分離器内の圧力 ΔP を 4, 6, 10 kPa の 3 とおりに変えた結果で、空気と磁性流体の容積流束の実験値をそれぞれ三角印と丸印で示す。 $\Delta P = 10$ kPa の場合、 $U > 0.7$ m/s では前述の磁性流体スラグの破断のため、連続運転ができなかった。図 10 から、空気、磁性流体共にその吐出し流量は ΔP には依存せず、 U の増加につれて曲線的に増加することがわかる。実線と点線の計算値は、 F_f 値を磁性流体単相流の式と Chhabra ら⁽⁷⁾ の式として得たものである。これらの計算値は、簡略化されたモデルによるものであるため直線的な変化を示し、実験値との定量的な一致は必ずしも良くない。しかし、実験値の傾向は表している。なお、両者の計算値の差は小さいので、以下の図では、磁性流体単相流の式で F_f 値を求めた場合のみを示すことにする。

図 11 は、 $\Delta P = 6$ kPa、管径 7 mm、磁石 7 対の場合について、吸入部形状の吐出し流量への影響を調べたものである。T 形のほうが、 $U > 0.7$ m/s では空気の吐出し流量が大きく、圧縮機には適している。J 形の場合

には、磁石対の通過に伴い入口拡大部の液面に波が発生し、磁石速度が大きいときには次の磁石対が来る前までには消滅しなかった。このため、空気の吸入が波に妨害され、 U の増大に伴う j_G の増加は少なくなった。

図 12 は、 $\Delta P = 4$ kPa、管径 7 mm、T 形吸入部の条件で、磁石対数 N を変えた場合である。 N が少なくなると、図 8 に示したように ΔP_{MAX} が小さくなるため、 ΔP = 一定の条件のもとでの連続運転可能な U の範囲が狭くなる。 N の吐出し流量に及ぼす影響は小さいが、 N が大なるほど、一定時間に磁石対に捕捉される磁性流体の量が増すので、 j_{MF} は増え、逆に j_G は減る。

図 13 は、 $\Delta P = 6$ kPa、磁石 7 対、T 形吸入部の条件で、管径 D の吐出し流量への影響を調べたものである。 D の j_G 、 j_{MF} に及ぼす影響は小さいが、 $D = 7$ mm のほうが j_{MF} は大きく、 j_G は小さくなっている。計算結果は管径 D の影響を表すが、実験値よりもその影響を少なめに評価した。

図 14 は、 $\Delta P = 6$ kPa、管径 7 mm、磁石 7 対、T 形吸入部のデータを、両相の合計の容積流束 $j_G + j_{MF}$ と磁性流体のそれ j_{MF} を縦軸として表したものである。一点鎖線は、流体が図 6 のように完全に分離した状態で流動する場合の $j_G + j_{MF}$ を表すものである。三角印の実験点は、 $U < 0.6$ m/s ではこの線の 65% 程度であるが、 U の増加にしたがってこれに漸近する傾向がある。いっぽう、破線は、磁場の幅 30 mm と等しい長さの完全分離の磁性流体スラグが速度 U で移動するときの磁性流体の吐出し量である。丸印の実験点は、 $U < 0.3$ m/s ではこの線より少し大きい値であるが、 U の増加につれてこの半分程度となっている。これらのことから、図 14 中の絵のように、 U が小さい領域では気体スラグの下部に低速で比較的厚めの磁性流体層が存在し、 U の増加に伴いその層が薄くなり、しかも

磁石対間の磁性流体スラグが短くなるものと予想される。この U による磁性流体層の厚さの変化は、本流動モデルには考慮されておらず、これがデータを定量的に表せなかった一つの原因であろう。モデルの改良にはこの層に関する情報を収集しその生成メカニズムを推定することが必要と考える。

6. む す び

管内の磁性流体に外部から移動磁場を作用させることにより気体を圧縮する装置を考案し、その実現性を多数の永久磁石を移動させる方式の簡単な試験装置を用いて確かめた。次に、最高締切圧力と連続運転時の空気と磁性流体の吐出し流量に及ぼす気液吸入部、テスト部における磁石対の数、ならびに管径の影響を実験的に調べた。さらに、本装置の性能を推定するために簡単な流動モデルを提案し、それが本実験データを定性的に記述し得ることを示した。

シリンダ内の流動は非ニュートン流体を液相とする

逆圧力こう配の気液二相流であること、磁場のこう配は非一様であること、など現象は複雑である。このため、計算モデルの改良をはじめとして、本装置の実用化に向けた検討課題は多く残されている。

終わりに、実験装置の製作に尽力いただいた熊本大学 吉村久人技術官および当時学生の榊原紀孝氏、ならびに実験に協力いただいた熊本大学学生 古賀慎弥、松尾哲也、中村正治の三氏に謝意を表する。

文 献

- (1) 神山・石川, 機論, 55-511, B(1989), 741.
- (2) 神山・ほか2名, 機論, 57-537, B(1991), 1617.
- (3) 妹尾・ほか4名, 磁性流体連合講演会講演集, (1991-1), 10.
- (4) 神山, 磁性流体入門, (1989), 95, 60, 産業図書.
- (5) 佐藤, 特許出願, 1988-324307(1988).
- (6) 松野・ほか2名, 機論, 57-543, B(1990), 3674.
- (7) Chhabra, R. P., ほか2名, *Chem. Eng. Res. Des.*, 62-1(1984), 22.
- (8) Metzner, A. B. and Reed, J. C., *AIChE J.*, 1(1955), 434.
- (9) Chisholm, D., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 10-12(1967), 1767.