

磁気粘弾性流体の流動特性と
応用展開に関する研究

2022年3月

田澤 拓也

目次

| | |
|-----------------------------------|----|
| 第1章 緒論 | 3 |
| 1. 1 研究背景 | 3 |
| 1. 2 本論文の構成 | 6 |
| 参考文献 | 7 |
| 第2章 磁気粘弾性流体のレオロジー特性 | 9 |
| 2. 1 供試流体 | 9 |
| 2. 2 レオロジー測定機 | 10 |
| 2. 3 レオロジーモデル | 11 |
| 2. 4 レオロジー測定の結果および考察 | 13 |
| 2. 5 まとめ | 17 |
| 参考文献 | 17 |
| 第3章 磁気粘弾性流体の流動特性と数値解析 | 18 |
| 3. 1 磁気粘弾性流体の力学 | 18 |
| 3. 2 実験装置および方法 | 20 |
| 3. 3 数値解析 | 21 |
| 3. 4 結果および考察 | 23 |
| 3. 5 まとめ | 25 |
| 参考文献 | 25 |
| 第4章 オリフィスにおける磁気粘弾性流体の流動特性と圧力係数の関係 | 26 |
| 4. 1 実験装置および方法 | 26 |
| 4. 2 供試流体 | 28 |
| 4. 2. 1 供試流体の作製 | 28 |
| 4. 2. 2 レオロジー測定結果および考察 | 28 |
| 4. 2. 3 粘弾性無次元数の関係式 | 30 |
| 4. 3 実験概要 | 31 |
| 4. 3. 1 定常圧力差 | 31 |
| 4. 3. 2 圧力差の時間変化 | 32 |
| 4. 3. 3 圧力係数の算出 | 35 |
| 4. 4 まとめ | 36 |
| 参考文献 | 36 |

| | |
|-----------------------------|----|
| 第5章 磁気スピン項を考慮した磁気粘弾性流体の数値解析 | 38 |
| 5.1 磁気粘弾性流体の力学 | 38 |
| 5.2 数値解析 | 40 |
| 5.3 結果および考察 | 47 |
| 5.4 まとめ | 52 |
| 参考文献 | 52 |
| 第6章 磁気粘弾性流体の応用展開（同極性磁石の試作） | 54 |
| 6.1 供試流体 | 54 |
| 6.2 軸対称異方性磁石（同極性磁石）の作成 | 56 |
| 6.3 結果および考察 | 57 |
| 6.4 まとめ | 60 |
| 参考文献 | 61 |
| 第7章 結論 | 62 |
| 謝辞 | 65 |

第1章

緒論

1.1 研究背景

産業機器において用いられる流体に機能性を加味することにより、より高度な機能を実現したいという技術的ニーズから、近年、流体科学工学の分野において機能性・知能流体に関する研究が数多く行われている。その中で磁場に感応する機能性流体として磁性流体がある。

磁性流体は、水やケロシンなどの母液中にナノサイズの強磁性微粒子が安定分散した流体である[1][2]。具体的には、強磁性微粒子表面に界面活性剤を付着させることで、強磁性微粒子間で作用するファン・デル・ワールス力および磁気力による強磁性微粒子の凝集および沈降を防いでいる。強磁性微粒子の粒子径は約 10 nm 程度と微小であり、ブラウン運動により母液中に安定分散するため、Fig.1.1 はフタ裏に棒状の鉄が取り付けられつつ磁性流体が封入されたガラス瓶に対して磁場を印加した際、磁化された棒状の鉄に磁性流体が引き寄せられることを示す図である。磁性流体は Fig.1.1 に示すように液体状態で磁場に感応する。Fig.1.1 の右図より、容器の上部に設置された永久磁石による磁場で磁性流体が磁化されることにより容器上部に移動し表面にスパイクを形成した球状の塊となった図である。

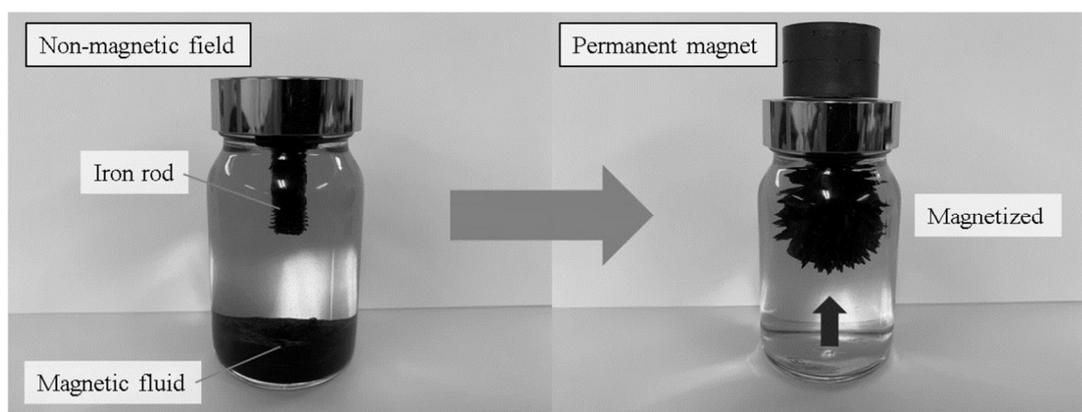


Fig.1.1 Magnetic fluid

磁性流体は、10 nm 程度の非常に小さな粒子径の強磁性体が安定分散された流体であることから、超常磁性の性質を示す。通常 100 μm 程度の強磁性体は粒子内に多軸構造を有

し、外部より磁場が与えられた状態から磁場を取り除くと、粒子内の磁壁の影響により残留磁化を有する。しかし、磁性流体は強磁性微粒子の磁区構造が単軸構造であることから、Fig.1.2 に示すように磁化—磁場曲線において残留磁化を持たず、また、保持力も持たない[3]。ここで、Fig.1.2 に磁性流体に対してある磁場 H を印加した際の、印加磁場の大きさ H と磁性流体が示す磁化 $\mu_0 M$ の一般的な関係を示す。ここで、矢印は磁化の増加（または減少）の方向を示す。磁性流体は、磁場を外部から加えれば磁場に感応し、磁場が無い状態では通常のコロイド溶液としての性質を有する。磁性流体は、流体としての流動性と磁場に感応する性質から 1960 年代に発明されて以来[3]、さまざまな産業機器へ応用されている。例えば、真空シール[4]や圧力センサー[5]、比重差選別[6]、ダンパー[7]、精密研磨[8]、熱輸送装置[9]、温熱療法[10]などがある。

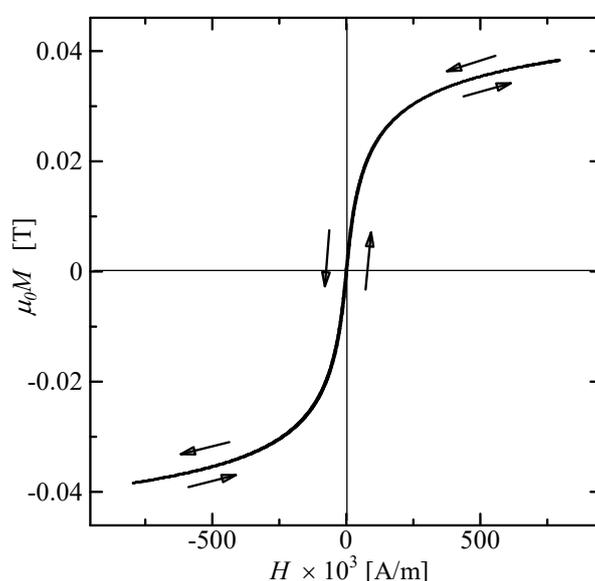


Fig.1.2 Magnetization curve of the magnetic fluid at liquid temperature $T=300.1$ K[2]

磁性流体の動力学的特性の応用分野として、懸濁系磁気粘性流体の磁場下におけるせん断粘度に関する実験的な研究では、磁性流体を対象としたものについて McTague[11]らが、また磁気粘性流体（Magnetic Rheological Fluid）については Wang[12]らが行った研究などが挙げられる。さらにせん断粘度に関する理論的な研究としては、Shliomis[13]による研究などが挙げられる。磁性流体は黒色・不透明であるため、磁場下を流動する磁性流体および磁性流体の混合流体における流動現象を実験的に可視化することは困難である。そのためこれまでに数値解析による磁性流体の流動の可視化が数多く行われてきた[14][15][16]。また、磁性流体を応用展開したのものとして磁気粘弾性磁性流体がある。これは、高分子溶液をはじめとする粘弾性流体と磁性流体を混合することによって作成される。先に述べた産業機器への応用の多くが磁性流体の静力学的特性に着目した利用方法であり、磁気粘弾性流体

を用いることでその動力的特性を外部磁場により能動的に制御可能である。

産業の発展を図るために混合される粘弾性流体は、グリセリンなどに代表される一般的なニュートン流体とは異なり、粘性に加えて弾性を併せ持つ流体のことである。そのため、せん断速度により粘性率が変化する性質や、せん断流動により弾性変形が生じ、流線方向に張力が発生することによって、流れ方向に対して垂直な方向に圧力が生じるワイセンベルク効果を持つことで知られている[17][18]。粘弾性流体も磁性流体と同様に多様な性質を持つため機能性流体と呼ばれ、様々な工学的製品へと応用されている。これら機能性流体の工学的な応用を考えた場合に重要となる事項は、流体を実際の流路で流した場合の圧力損失である。特に粘弾性流体を含む流れは、粘性と弾性の性質をどちらも持ち合わせているため、断面が急激に変化する流路を流れる際、変形記憶効果により上流側で受けた変形の影響を下流側で受ける。粘弾性流体について、一般的な理論式で圧力損失を見積もると、大きな差異が生じ、工学的製品に重大な問題が生じることが予想される。粘弾性流体を扱う際の力学的理論については従来より論じられてきたものの、流体の種類によって最適な物理モデルが異なり、数値解析においても統一的な考え方が示されていない。

そこで本研究では、はじめに、機械的応用が十分可能な範囲での磁場を印加できるレオメータを作成し低周波振動時におけるレオロジー計測を行い、試作レオメータによるレオロジー特性の評価を行うとともに、懸濁系の磁気粘弾性流体のレオロジー特性について、4要素モデル[19][20]を用いて考察を行った。

次に、オリフィスのモデルを用いて、磁気粘弾性流体の流れについて実験的および数値解析的に調査を行った。実験的では、磁気粘弾性流体がオリフィスを流れる際の圧力損失について、スタートアップの圧力変化と磁場印加時の圧力の過渡的な挙動を測定した。さらに、圧力損失に対する内部流動モードを明らかにするために、磁気粘弾性流体の流れに関連する流路に対して CIP 法[21]による数値解析を行った。

また、磁気粘弾性流体の工学的応用展開を考え、磁気粘弾性流体を供試流体としたオリフィス流れにおいて磁場印加時でのレオロジー測定による流動特性の評価、およびオリフィス前後における磁気粘弾性流体の圧力損失の特性について、圧力係数および流量係数の定式化を目的とし、実験的に調査・検討を行った。

さらに実験係数の定式化にあたって、磁気粘弾性流体の物理パラメータが実験係数に対して支配的となるパラメータの判別を目的として、流路中心の流線に沿った流れ場について積分形の圧力方程式を用いて数値解析を行った。ここでは、解析結果および実験結果を比較することによってオリフィスを流動する磁気粘弾性流体の特性を明らかにする。

最後に磁気粘弾性流体の工学的応用[22][23]の有用性の検証として、新規永久磁石の作成技術を具体化し、作成されたサンプル永久磁石の磁場分布を測定するとともに、上下面の極性を確認した。実際のサンプル作成では平均直径 $5\mu\text{m}$ のネオジム粒子についてエポキシ樹脂を母剤とした熱硬化性樹脂に均一に懸濁させ、室温で小型円筒容器に入れて混合する方法を考案した。本研究では、容器内の強磁性粘弾性液体をパルス磁場印加装置 (B-H カ

ーブトレーサー)に入れ、液体を瞬間的に磁化するものとする。さらに、磁化された粘弾性流体を室温で流体に硬化剤を添加し、上下面に同じ極が現れるように一様磁場を印加した。

1. 2 本論文の構成

第1章では、磁性流体の特徴と産業機器への応用、本研究対象である磁気粘弾性流体のこれまでの研究の流れについて概観し、本論文の全体構成についてまとめる。

第2章では、磁場下において粘性と弾性を制御可能とする多機能性流体の創成とそのレオロジー特性について検討を行うことを目的として、磁性粒子懸濁系の磁気粘弾性流体を作成した。さらに、機械的応用が十分可能な範囲での磁場を印加できるレオメータを作成し低周波振動時におけるレオロジー計測を行い、試作レオメータによるレオロジー特性の評価を行うとともに、懸濁系の磁気粘弾性流体のレオロジー特性について、四要素モデルを用いて考察を行う。また、結果について述べる。

第3章では、オリフィスのモデルを用いて、磁気粘弾性流体がオリフィスを流れる際の圧力損失について、始動時の圧力測定と磁場印加時の圧力の過渡的な挙動を実験的に調査した結果および圧力損失に対する内部流動モードの影響を理論的に考察するために CIP 法による数値解析を行った結果について述べる。

第4章では、第3章にてオリフィスを流動する磁気粘弾性流体について数値解析的および実験的に調査を行ったことを踏まえて、オリフィスにおける磁気粘弾性流体の圧力特性と各パラメータの関係について調査する。特に、実験パラメータの変化に着目した実験的な調査を行った結果について述べる。

第5章では、磁気粘弾性流体の印加磁場下におけるレオロジー測定による流動特性の評価および磁気粘弾性流体のオリフィス前後における圧力損失の特性について明らかにするために、流路中心の流線に沿った流れ場が積分形の圧力方程式を用いて数値解析を行った結果について述べる。また、数値解析の結果の妥当性を判断するために、低レイノルズ数での実験も行った。実験値に対しての考察のため、磁気粘弾性流体の流れはケルビン力、磁気スピンの作用、物性を決定づける四要素モデルによる数値的に表現の可能性についても述べる。

第6章では、磁気粘弾性流体を用いた応用技術として、磁極や成形品の形状に柔軟性のある新たな永久磁石（特にボンド磁石に比べて）の作成の可能性を検討し、その特性および技術の有用性についての考察結果について述べる。

第7章では、第2章から第6章で得られた結果をまとめ、結論とする。

参考文献

- [1] 山口博司, 磁性流体, 森北出版, 2011.
- [2] H. Yamaguchi, *Engineering Fluid Mechanics*, Springer, 2008.
- [3] S. Papell, US Patent, No.3, 215, 572, 1965.
- [4] R. E. Rosensweig, G. Miskolczy and F. D. E. Ezekiel, *Machine Design*, Vol. 40, No. 8, pp. 145-150, 1968.
- [5] B. M. Beerkovsky, V. F. Medywdwy and M. S. Krakov, *Magnetic fluid seals*, Vol. 40, No. 8, pp. 145-150, 1968.
- [6] R. E. Rosensweig, US patent, No. 3, 483, 969, 1969.
- [7] R. Moskowitz, P. Stahl and W. R. Reed, U. S. Patent, No. 4, 123, 675, 1978.
- [8] N. Umehara, *MAGIC Polishing*, *J. Mag. Mag. Mat.*, Vol. 252, pp. 341-343, 2002.
- [9] Y. Iwamoto, H. Yamaguchi and X. D. Niu, *Magnetically-driven heat transport device using a binary temperature-sensitive magnetic fluid*, *J. Mag. Mag. Mat.*, Vol. 323, No. 10, pp. 1378-1383, 2010.
- [10] B. Jeyadevan, T. Atsumi, M. Suto, R. Kasuya, Y. Sato and K. Tohji, *Synthesis and characterization of magnetic iron oxide nanoparticles suitable for hyperthermia*, *Thermal Medicine*, Vol. 25, No. 2, pp. 43-52, 2009.
- [11] J. P. McTague, *Magnetoviscosity of Magnetic Colloids*, *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 51, 133, 1969.
- [12] D. H. Wang and W. Hsin Liao, *Magnetorheological fluid dampers: a review of parametric modelling*, *Smart materials and structures*, Vol. 20, No. 2: 023001, 2011.
- [13] M. I. Shliomis, *Effective Viscosity of Magnetic Suspensions*, *Soviet Physics JETP*, Vol. 34, pp.1291-1294, 1972.
- [14] 田澤拓也, 山口博司, 急縮小・急拡大部を流動する粘弾性流体の数値モデルの検討, 第 20 回複雑流体研究会 講演論文集, pp.1-17, 2018.
- [15] 田澤拓也, 山口博司, 山崎晴彦, 磁性流体中の気泡挙動と外部磁場による影響の調査, 平成 30 年度 磁性流体連合講演会 講演論文集, pp.15-16, 2018.
- [16] 大西暁, 田澤拓也, 山口博司, ダンパーモデル内における磁気粘弾性流体の特性変化に関する研究, 第 32 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム 講演論文集, pp.465-466, 2020.
- [17] 日本レオロジー学会編, 講座・レオロジー, 1992.
- [18] 田澤拓也, 山口博司, 円管急縮小・急拡大部を通る非ニュートン流体の流れ, 第 19 回複雑流体研究会 講演論文集, pp.1-8, 2017.
- [19] 田澤拓也, 山口博司, 磁気粘弾性流体のレオロジー特性に関する研究, 日本レオロジー学会誌, Vol. 47, 3, pp. 95-98, 2019.

- [20] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Flow characteristic of magneto-viscoelastic fluid in sudden expansion and contraction channel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 504: 166673 (E-Journal), 2020.
- [21] 肖鋒, 伊井仁志, 小野寺直幸, 計算流体力学 CIP マルチモ-メント法による手法, コロナ社, 2009.
- [22] 田澤拓也, 山本日登志, 藤井泰久, 出口朋枝, 山口博司, 異方性球状磁石の作成と磁気特性, 第32回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム 講演論文集, pp.15-17, 2020.
- [23] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Synthesis of identical pole permanent magnet, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 537: 168180 (E-Journal), 2021.

第2章

磁気粘弾性流体のレオロジー特性

本章では、磁場下において粘性と弾性を制御可能とする多機能性流体の創成とそのレオロジー特性について述べる。また、新たな磁気粘弾性流体として磁性粒子懸濁系の磁気粘弾性流体についても述べる。これまで、懸濁系磁気粘性流体の磁場下におけるせん断粘度に関する実験的な研究では、磁性流体を対象としたものについて McTague[1]らが、また磁気粘性流体 (Magnetic Rheological Fluid) については Wang[2]らが行った研究などが挙げられる。さらにせん断粘度に関する理論的な研究としては、Shliomis[3]による研究などが挙げられる。これまで応用研究としては静的レオロジー特性への磁場の影響や磁気粘弾性流体のマグネットカップリングをはじめとした工学的応用が試みられている[4][5][6]ものの、磁気粘弾性流体を工学的に応用する場合、時間的に変化する外部磁場の変化に対するレオロジー特性を把握することも非常に重要となる。

そこで、本章では機械的応用が十分可能な範囲での磁場を印加できるレオメータを作成し低周波振動時におけるレオロジー計測を行い、試作レオメータによるレオロジー特性の評価を行うとともに、懸濁系の磁気粘弾性流体のレオロジー特性について、四要素モデルを用いて考察を行った結果について述べる。

2. 1 供試流体 (磁気粘弾性流体)

本章で述べられる磁気粘弾性流体は、水ベース磁性流体と水溶性ポリマーからなる粘弾性流体を混合し作成した。磁性流体には、磁性粒子がマグネタイト (Fe_3O_4) である水ベース磁性流体を用いた。以下、この磁性流体を W-40 (株式会社イチネンケミカルズ製) と略称する。

磁性流体の磁性微粒子は、直径 10 nm 程度の強磁性超微粒子が使用され、近接する粒子同士が分子間力などにより凝集するのを防ぐため、オレイン酸界面活性剤を付着させ安定分散[4]させたものを用いた。また、磁性超微粉の溶媒となる粘弾性流体には、希薄水溶液において顕著なレオロジー特性を示し物性も比較的制御が容易な Polyacrylamide (指定分子量約 1.6×10^6) の水溶液を用いた。以下、この粘弾性流体を PAA と略称する。PAA の濃度は実験条件としてそれぞれ 6000 ppm, 7000 ppm, 8000 ppm, 9000 ppm の 4 種類を用意し W-40 との混合における質量比が 2:8 となるように混合した。ここで、本章ではそれぞれの磁気粘弾性流体を PW6000, PW7000, PW8000, PW9000 と呼称する。

2.2 レオロジー測定機

一様磁場内において動的レオロジー特性の測定を行う場合、一般的なレオメータでは、磁場の印加時にはレオメータ周辺の構成物などの磁性材料の影響により、供試流体に印加すべき一様磁場分布に変化が生じる。そこでこれらの問題を解決するため、主要構成部品に非磁性材料を用いた磁場印加型レオメータ[4]を用いて測定を行った。半径方向の磁場分布の均一性試験の結果、テストセクション内での誤差は最大5%であることを確認した。同様にして中心軸方向の均一磁場試験の結果においても、最大誤差が1%となることを確認した。

実験において試作した磁場印加型レオメータとコイルの概要図を Fig. 2.1 (I), (II) および Fig. 2.2 に示す。

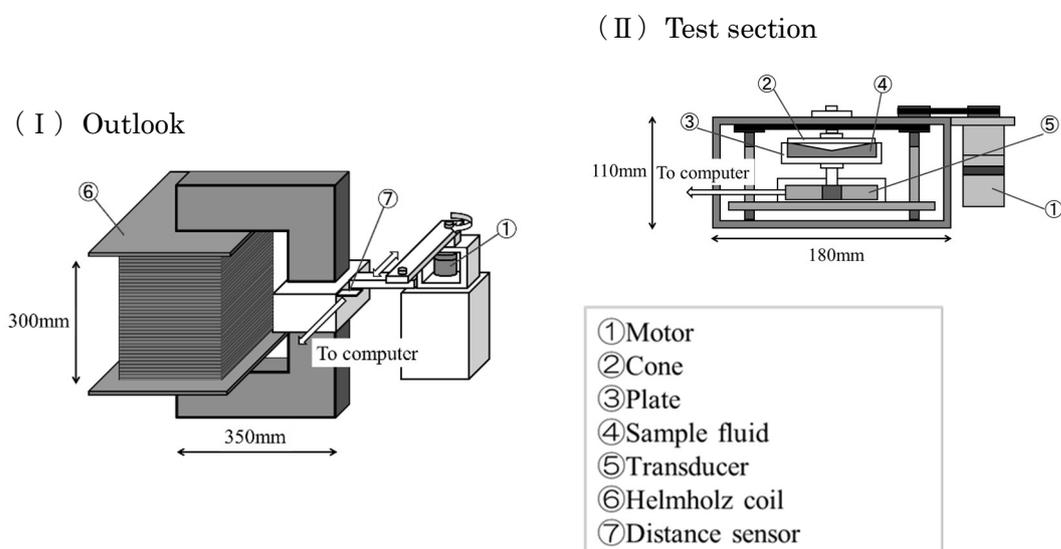


Fig. 2.1 Rheometer amazement

Fig. 2.1 (I), (II) に示すように、①はクランク機構を介してテストセクション内に周期振動を入力するためのモータ、②は供試流体に周期振動を与えつつトルクを発生させるための Cone (直径 60 mm, 円錐角度 3°)、③は供試流体を保持するためのプレート、④は磁気粘弾性流体のサンプル、⑤は供試流体に発生したトルクを計測するためのトランスデューサ、⑥はテストセクション内に一様磁場を印加するためのヘルムホルツコイル、⑦はアーム変位を計測することでテストセクション内に入力した周期振動を算出するための位置センサーで、磁場印加時におけるレオロジー特性を測定するため、外部からの磁場 (0 mT ~ 120 mT) を印加しながら同時に周期的変位 (0 rad/s ~ 70 rad/s) を入力し、駆動トルクの測定を可能となっている。また、その他の基本構造は一般的な回転式レオメータと同等の設計である。Fig. 2.2 はテストセクション内部の詳細を示す。Fig. 2.2 に示すように、供試流体

に押し当てるコーンの直径が 60 mm, 間隙角は 3°であり, 固定されたプレートは直径 64 mm である. また供試流体を充填するプレートとコーンの間隔は 1.0mm とした. コーンは, モータ (オリエンタルモータ製, ブラシレス DC モータ, BXM230-A2), とクランク機構により周期振動する. Table 2.1 にレオロジー測定試験で使用する供試流体の基礎物性を示す. Table 2.1 に示すように, 供試流体の密度は水に対して磁性微粒子の分散量が付加される.

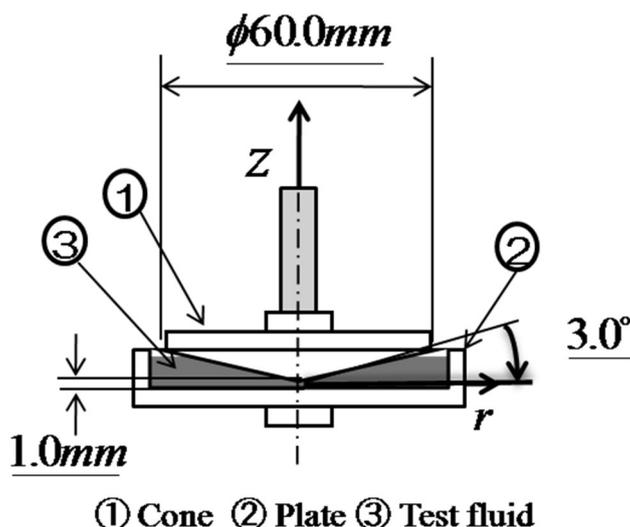


Fig. 2.2 Cone plate sensor

Table 2.1 Basic parameter of test fluid

| | |
|---------------------------------|---|
| Density | 1110 [kg/m ³] |
| Concentration of magnetic fluid | 25 [vol.%] |
| Base fluid | 75 [vol.%] Polyacrylamide solution (6000 - 9000 ppm) |

2.3 レオロジーモデル

本研究では磁気粘弾性流体の動的レオロジーを調査する上で重要となるレオロジーモデルについて検討を行った. 特に, 弾性および粘性を表すそれぞれのパラメータを後の数値計算に利用するために, Voigt model および Maxwell model を直列に組み合わせた四要素モデル[7]について検討を行った. このモデルの Maxwell 要素における弾性 G_m および粘性 η_m は流体的な粘弾性を表し, Voigt 要素における弾性 G_v および粘性 η_v は固体的な粘弾性を表すことで知られている[8]. これらパラメータに関する磁場の依存性を調べることで, 磁場による粘性的, 弾性的性質の変化について詳しい検討を行った.

本研究におけるレオロジー特性の磁場の依存性を四要素モデルにおいて決定するため, ま

ず四要素モデルの複素コンプライアンスから、磁場下における各要素の係数(G_m, G_v および η_m, η_v)をフィッティングによって求める。本研究では四要素モデルの複素コンプライアンスの実数部 J' と虚数部 J'' についてレオメータによって計測した貯蔵弾性率 G' , 損失弾性率 G'' および複素弾性率 G^* を用いて次式に示す関係式より算出した。

$$J' = \frac{G'}{G^{*2}} \quad (2.1)$$

$$J'' = \frac{G''}{G^{*2}}$$

また、四要素モデルの数学モデルより、 G_m, G_v および η_m, η_v に対して J', J'' は次式のような関係をもつ。

$$J' = \frac{1}{G_m} + \frac{G_v}{G_v^2 + (\omega\eta_v)^2} \quad (2.2)$$

$$J'' = \frac{1}{\omega\eta_m} + \frac{\omega\eta_v}{G_v^2 + (\omega\eta_v)^2}$$

さらに、式(2.2)より、次の関係式が得られる。

$$\frac{G_v}{\eta_v} J' + \omega J'' = \frac{G_v}{G_m \eta_v} + \frac{1}{\eta_m} + \frac{1}{\eta_v} \quad (2.3)$$

また、式(2.3)より J' を次式で表すことができる。

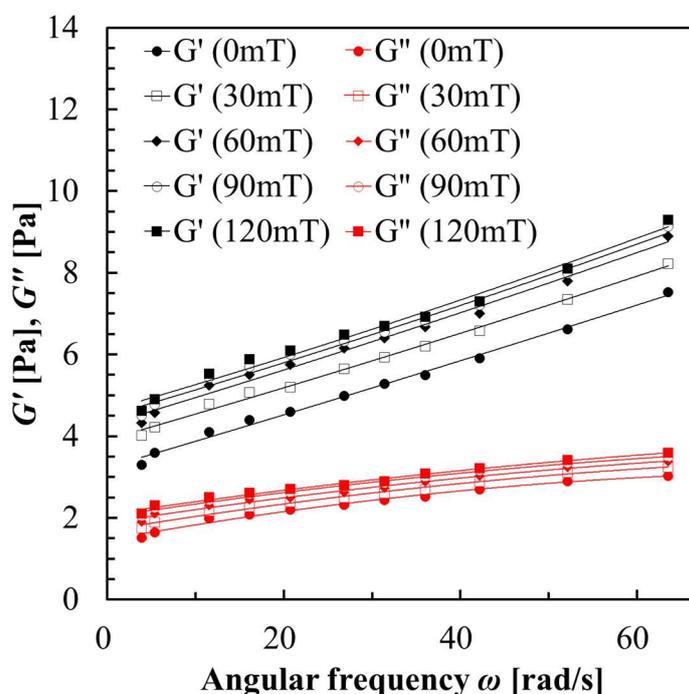
$$J' = \frac{1}{G_m} + \frac{1}{G_v} \left\{ 1 + \left(\frac{\eta_v}{G_v} \right)^2 \omega^2 \right\}^{-1} \quad (2.4)$$

本研究において、磁場下においてレオロジー計測より得られた実験値より式(2.1)の J', J'' を求め、さらに式(2.3)を用いて $J', \omega J''$ の線形関係に回帰させることにより、それぞれの傾きと切片を求める。さらに式(2.4)より J' と $[1 + \{1 + (\eta_v/G_v)^2 \omega^2\}]^{-1}$ の線形関係より傾きと切片を求めることで、未知定数 G_m, G_v および η_m, η_v を求めた。

2. 4 レオロジー測定の結果および考察

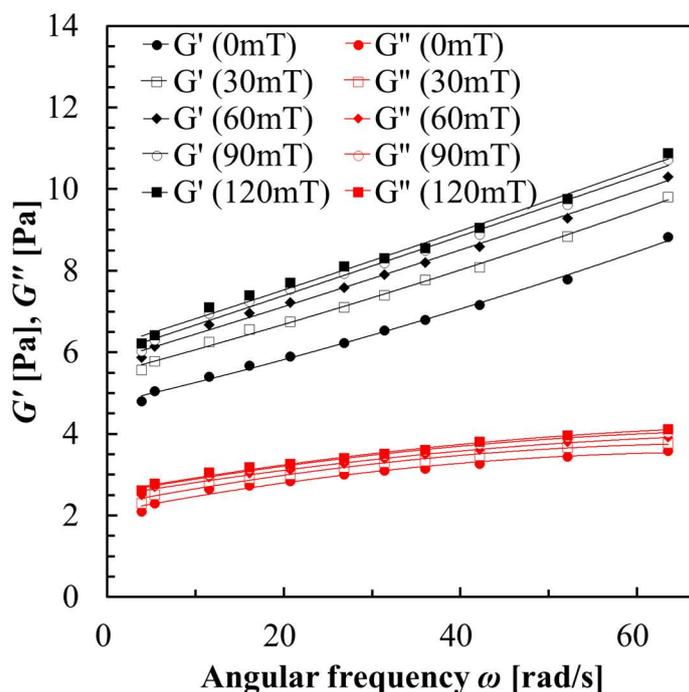
各種混合濃度別の磁気粘弾性流体に、それぞれ一定条件下での角振動数および磁場を与えた時の、貯蔵弾性率 G' と損失弾性率 G'' の計測結果を Fig. 2.3 に示す。ここでは各混合濃度別粘弾性流体に対して角振動数 ω は $0 \sim 70$ rad/s の範囲で、印加磁場 $B_{z(r)}$ は $0 \sim 120$ mT の範囲で 30 mT 刻みに印加した。以下に代表的な実験結果として PW6000 および PW9000 の結果を Fig. 3 に示す。(a),(b)いずれも、横軸を周期振動ひずみの角振動数 ω rad/s, 縦軸を得られた G', G'' とした。

Fig. 2.3 より、それぞれ印加磁場強度の変化($B_{z(r)} \equiv 0$ mT \rightarrow 120 mT)に伴い、 G', G'' がそれぞれ増加することが分かる。また、増加傾向は G' において高周波数領域では飽和傾向を示すことも確認された。一方、(a),(b)のいずれにおいても、周波数 ω の増加に伴い、 G', G'' ともに強い増加傾向を示す。すなわち、本研究における計測結果よりすべての条件において本研究で用いた供試流体は磁場による影響を顕著に受けるとともに、粘性および弾性に対する強いレオロジー特性を示すことが表された。ここで、 $\omega = 55$ rad/s \sim 65 rad/s の範囲において、 G' が大きく増加するのに対して、 G'' は小さく増加する。また Fig. 2.3(a),(b)の比較により、粘弾性流体の濃度増加に伴い、 G', G'' は増加することが分かる。また、磁場印加時の増加量に対し G' は粘弾性流体の濃度が高いほどより大きく増加する。



(a) PW6000

Fig. 2.3 Frequency dependence of G' and G''



(b) PW9000

Fig. 2.3 Frequency dependence of G' and G''

磁気粘弾性流体では G' が磁場印加により大きく増加することに対し、粘弾性流体の濃度により G'' が小さく増加する傾向を四要素モデルにより検討する。Fig. 2.4 は PW7000 の無磁場時と、30 mT 磁場印加時におけるモデル値と実験値を比較したものである。なお、本研究において算出した四要素モデルの各係数は Table 2.2 にまとめる。

Fig. 2.4 より、実験結果を四要素モデルより非常に良く表せることが分かる。また、モデル値および実験値における無磁場時から磁場印加時にかけての G'' の増加率を Fig. 2.5 に示す。 G'' の増加率は無磁場時の値と磁場印加時の値の比を求めることにより算出した。

Fig. 2.5(a),(b) は PAA6000 および PAA9000 を試料流体とした際の外部磁場の増加に伴う G'' の増加率を示し、印加する外部磁場が増加するにつれて無磁場時の G'' と磁場を印加した際の G'' の差が増加する傾向が分かる。これは Table 2.1 における粘性に関わるパラメータである η_m および η_v の変化からも同様の傾向が確認できる。Fig. 2.5 に示されるようにモデル値と実験値を比較では、各供試流体ともに定性的、定量的に良い一致を示すことが分かる。これより、磁気粘弾性流体の磁場印加による損失弾性率 G'' の増加は、磁性流体の見かけ粘度増加が強く影響することが分かる。さらに、粘性的性質の変化は磁性流体の見かけ粘度増加の影響が支配的であることが示された。

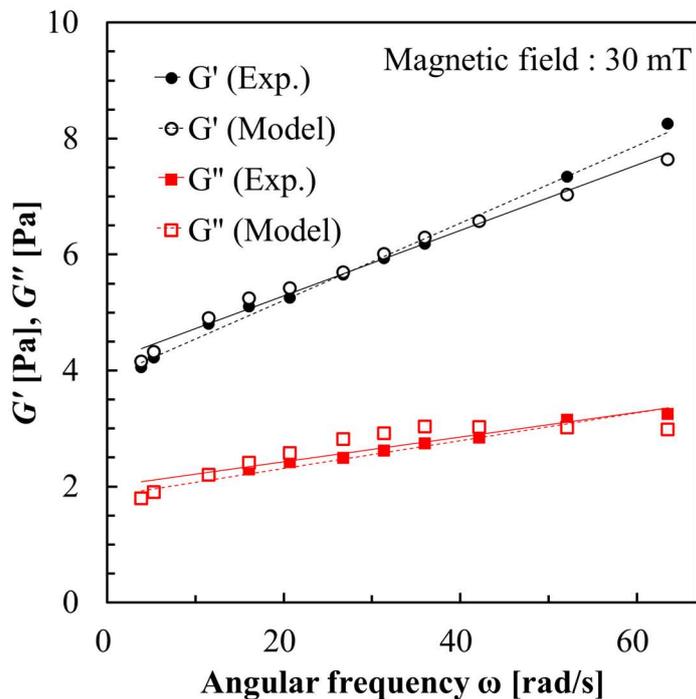
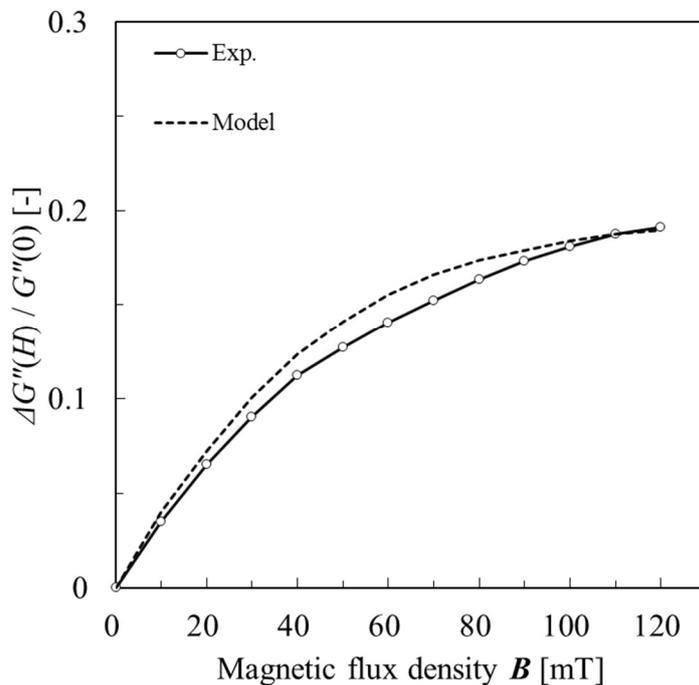


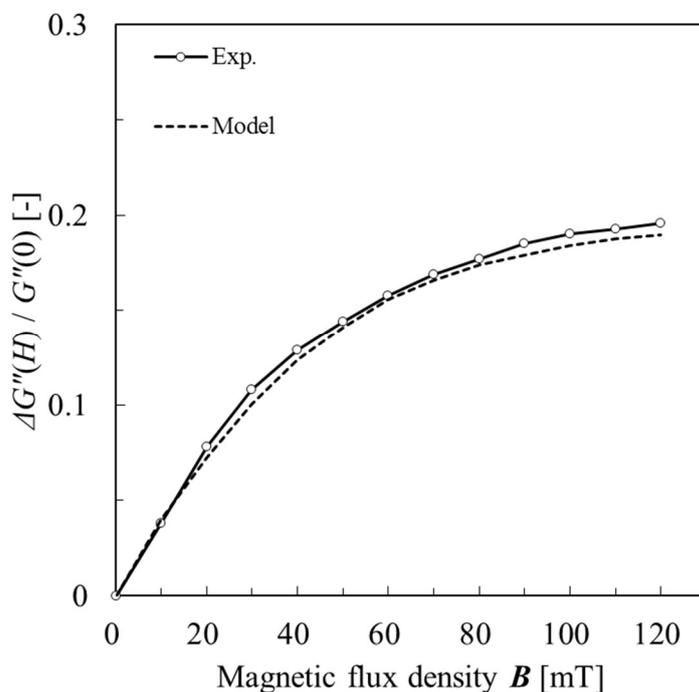
Fig. 2.4 Comparison of model and experimental values (PW7000)

Table 2.2 Each parameter of Four elements model

| | Magnetic field [mT] | 0 | 30 | 60 | 90 | 120 |
|--------------------|---------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| G_m [Pa] | PW6000 | 2.89 | 3.03 | 3.20 | 3.38 | 3.53 |
| | PW7000 | 3.98 | 4.10 | 4.29 | 4.37 | 4.56 |
| | PW8000 | 4.95 | 5.13 | 5.24 | 5.37 | 5.57 |
| | PW9000 | 5.99 | 6.19 | 6.33 | 6.44 | 6.64 |
| G_v [Pa] | PW6000 | 1.89 | 2.96 | 3.84 | 4.79 | 5.78 |
| | PW7000 | 2.33 | 3.46 | 4.63 | 5.48 | 6.30 |
| | PW8000 | 2.52 | 3.70 | 4.79 | 5.75 | 6.85 |
| | PW9000 | 2.81 | 4.02 | 4.98 | 5.98 | 7.12 |
| η_m [Pa s] | PW6000 | 1.04 | 1.65 | 1.97 | 2.17 | 2.30 |
| | PW7000 | 1.81 | 2.46 | 2.80 | 3.06 | 3.26 |
| | PW8000 | 2.71 | 3.41 | 3.82 | 4.14 | 4.34 |
| | PW9000 | 3.86 | 4.61 | 5.01 | 5.36 | 5.61 |
| η_v [Pa s] | PW6000 | 0.243 | 0.245 | 0.247 | 0.248 | 0.249 |
| | PW7000 | 0.266 | 0.269 | 0.270 | 0.272 | 0.273 |
| | PW8000 | 0.292 | 0.293 | 0.295 | 0.297 | 0.300 |
| | PW9000 | 0.322 | 0.324 | 0.325 | 0.327 | 0.330 |



(a) PW6000



(b) PW9000

Fig. 2.5 Relationship of enhancement of loss modulus and magnetic flux density at different angular frequency

2.5 まとめ

本章では、磁気粘弾性流体の一様磁場下でのレオロジー特性について調査した結果を述べた。磁場印可型コーン・プレート型レオメータのレオロジー計測より、磁気粘弾性流体は周期振動ひずみの角振動数、印加磁場の増加に伴い、貯蔵弾性 G' 、損失弾性率 G'' が増加し、さらに粘弾性流体の濃度の増加に伴い、磁気粘弾性流体の貯蔵弾性率 G' 、損失弾性率 G'' は、共に増加することがわかった。四要素モデルによる考察より、磁気粘弾性流体は磁場印加による内部構造の変化に起因するレオロジー特性の変化が考えられる。磁場印加による損失弾性率 G'' の増加は磁性粒子による見かけ粘度の増加が原因であると推察される。また貯蔵弾性率 G' の増加は、磁性粒子と高分子ポリマーの相互作用により弾性的性質、特に磁性粒子の磁場下におけるクラスタ形成と分子鎖の相互作用と考えられる。

参考文献

- [1] J. P. McTague, Magnetoviscosity of Magnetic Colloids, *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 51,133, 1969.
- [2] D. H. Wang and W. Hsin Liao, Magnetorheological fluid dampers: a review of parametric modelling, *Smart materials and structures*, Vol. 20, No. 2: 023001, 2011.
- [3] M. I. Shliomis, Effective Viscosity of Magnetic Suspensions, *Soviet Physics JETP*, Vol. 34, pp.1291-1294, 1972.
- [4] H. Yamaguchi, X. D. Niu, X. J. Ye and M. Li, Dynamic rheological properties of viscoelastic magnetic fluids in uniform magnetic fields, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 324, pp.3238-3244, 2012.
- [5] X. D. Niu, H. Yamaguchi, X. R. Zhang, Y. Iwamoto and S. Suzuki, Rheological characteristics of magnetic viscoelastic fluids and their lubrication in a cone-plate magnetic coupling, *Physical Procedia*, Vol. 9, pp.105-108, 2010.
- [6] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Synthesis of identical pole permanent magnet, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 537: 168180 (E-Journal), 2021.
- [7] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Flow characteristic of magneto-viscoelastic fluid in sudden expansion and contraction channel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 504: 166673 (E-Journal), 2020.
- [8] D. S. Resiga, V. Socoliuc, T. Boros, T. Borbáth, O. Marinica, A. Han, L. Vékás, The influence of particle clustering on the rheological properties of highly concentrated magnetic nanofluids, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 373, pp.110-115, 2012.

第3章

磁気粘弾性流体の流動特性と数値解析

前章で述べたように、磁性流体と高分子粘弾性流体を混合して得られる磁気粘弾性流体は新しい機能性流体として期待される。ダンパーやアクチュエーターは、バネと作動油の組み合わせで作動するものの、作動油は通常、ピストン部に作られた細い流路を流動することになる。本研究で取り上げる磁気粘弾性流体では磁場を印加することで粘弾性を制御し、粘性流体を代替の磁気粘弾性流体に置き換えれば、ダンパーやアクチュエーターの動特性を最良の状態に制御することができる[1]。本章では、オリフィスのモデルを用いて、磁気粘弾性流体の流れを調べた。実験では、磁気粘弾性流体がオリフィスを流れる際の圧力損失を測定した。また、始動時の圧力測定と、磁場印加時の圧力の過渡的な挙動を測定した。さらに、圧力損失に対する内部流動モードの影響を考慮するため、磁気粘弾性流体の流れに関連する流路に対して、数値拡散の抑制するために、移流項演算において格子上の値のみならず勾配値も計算する CIP 法[2]に基づいて数値解析を行った。

3.1 磁気粘弾性流体の力学

粘弾性流体の運動方程式は次式で与えられる。

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} \quad (3.1)$$

ここで、 ρ は流体の密度、 \mathbf{u} は速度テンソル、 \mathbf{g} は重力テンソルであり、偏差応力テンソル $\boldsymbol{\sigma}$ は、次式で定義される。

$$\boldsymbol{\sigma} = -p^* \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_s \quad (3.2)$$

ここで、 $\boldsymbol{\tau}_s$ は磁気粘弾性の寄与を表す応力テンソル、 p^* は透磁率[3]を持つ流体の静水圧 p と磁場の寄与を含む全圧力、 \mathbf{I} は単位テンソルで、 $\mathbf{I} = \delta_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$ となる。磁気粘弾性（線形モデル）流体の構成方程式 $\boldsymbol{\tau}_s$ は四要素モデルを考慮すると次のように定式化される[4][5]。

$$\left(\frac{1 - e^{-\frac{G_v}{\eta_v} t}}{G_v} + \frac{1}{G_m} \right) \frac{\partial \boldsymbol{\tau}_s}{\partial t} + \left(\frac{e^{-\frac{G_v}{\eta_v} t}}{\eta_v} + \frac{1}{\eta_m} \right) \boldsymbol{\tau}_s = \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (3.3)$$

ここで、 G_v および η_v はVoigt要素における弾性および粘性、 G_m および η_m はMaxwell要素における弾性および粘性、 $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ はせん断ひずみ速度テンソルである。式(3.3)は、粘弾性流体の半経験的数値モデルである四要素モデル[5]の構成式である。四要素モデルは、Fig.3.1に示すように、四要素モデルはMaxwellモデルとVoigtモデルを用いてそれぞれの直列の組み合わせで表される。

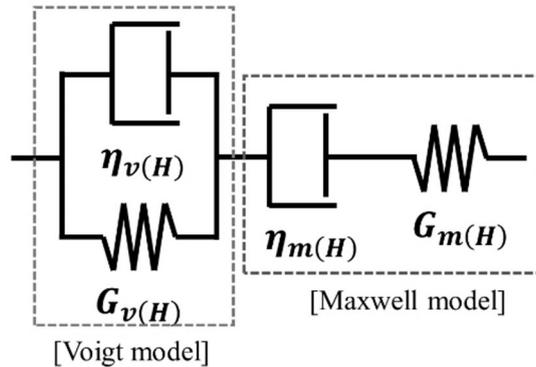


Fig. 3.1 The four-elements model of magnetic field

本研究において、 η_v は固体的粘性、 G_v は固体的弾性、 η_m は流体的粘性、 G_m は流体的弾性を表す。それぞれのパラメータの値については以後、第2章で計測した結果を実験条件と照らし合わせながら用いるものとする。

以上の定義より結果として、磁気粘弾性流体の運動方程式は磁場（ケルビン力）と粘弾性項の組み合わせにより次式で与えられる[6]。

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nabla \cdot (-p^* \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_s) + \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} + \rho \mathbf{g} \quad (3.5)$$

ここで、 \mathbf{M} は磁化、 \mathbf{H} は磁場である。なお、本章における磁化と磁場の関係は $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ であるものとする。ここで、本来 p^* に含まれるテンソルの反対称部であるトルクテンソル $\mathbf{L} = \mu_0/2(\mathbf{H}\mathbf{M} - \mathbf{M}\mathbf{H})$ [3][4]が流れ場の力学に影響を与える可能性がある。これは、 \mathbf{L} による内部角運動に対する流動抵抗により、 \mathbf{M} が \mathbf{H} と必ずしも平行とは限らないことに起因する。ただし、本章では、粘弾性の影響がかなり弱く（ワイゼンベルグ数 $We = 0.11$ ）、磁場下での流

体運動が緩慢である($\lambda \ll \dot{\gamma}$)であるとして、 $M \parallel H$ の平行性より L の影響を無視した。ここで、ワイゼンベルグ数の導出において、レオロジーの検証 (特に $\eta_{v(H)}$ と $G_m(H)$ の磁場による流体のレオロジーへの寄与を考慮する) から代表的な緩和時間を得ることができる。本章における流れの無次元物理パラメータとして、ワイゼンベルグ数 We を $We = \lambda \dot{\gamma}$ と定義しており、実験で用いた供試流体では $We = 0.11$ となる。

3. 2 実験装置および方法

実験装置は、Fig.3.2(i)に示すように、主に6つの構成要素で構成される。Fig.3.2(ii)にテストセクション (Fig.2(i)④) の詳細な構造を模式的に示す。Fig.3.2 より、オリフィスはセクションの中央に位置し、急激な収縮と拡大の流路 (急縮小急拡大流路) を形成する。実験の条件を表3.1に示す。代表的な実験として、本研究では、高分子流体 (5000ppm のポリアクリルアミド溶液、以下 PAA5000 とする)、高分子流体 92vol.%+水ベース磁性流体 8vol.% (以下 MVF5000 とする)、および MVF5000 に磁場を印加した状態 ($H_{max} = 8.0 \times 10^6 \text{ A/m}$) で測定を行い、特性評価においてスタートアップ流れについて注目するものとした。

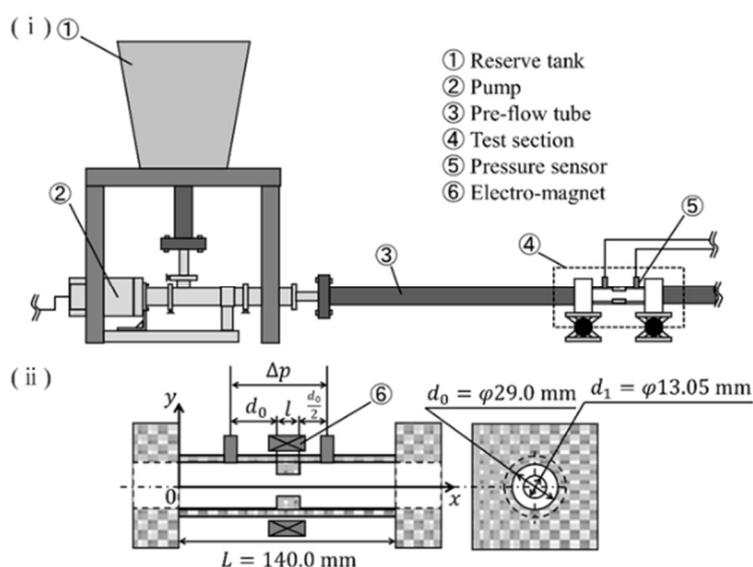


Fig. 3.2 Experimental apparatus

Table 3.1 Experimental condition

| | |
|---------------------------------|--|
| Reynolds number | 1.0–10.0 [-] |
| Magnetic field | $8.0 \times 10^4 \text{ [A/m]}$ |
| Concentration of magnetic fluid | 25 [vol.%] |
| Base fluid | 75 [vol.%] Polyacrylamide solution (5000 ppm) |

なお、磁気に関する変数について表 3.2 に示す[7].

Table 3.2 Magnetic effect condition

| | |
|----------------|-----------------------------|
| (if $H = 0$) | (if $H = 8.0 \times 10^4$) |
| $\eta_m=1.972$ | $\eta_m=2.099$ |
| $\eta_v=0.389$ | $\eta_v=0.423$ |
| $G_m=13.64$ | $G_m=15.48$ |
| $G_v=8.92$ | $G_v=10.73$ |

3.3 数値解析

本研究における数値解析では二次元、等温および非圧縮性の粘弾性流体であると仮定し、式(3.5)および次式に示す支配方程式を連立して用いる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.6)$$

$$\nabla^2 p^* = -\rho \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \quad (3.7)$$

式(3.6)は連続の式、式(3.7)はポアソン方程式である。本研究では、数値解析において、安定した数値収束を得るために、式(3.5)から(3.7)をフラクショナルステップ法[2]に基づいた有限体積法で解く[4]ものとした。

本研究では、速度場と圧力場を求める数値解析において、式(3.5)から(3.7)までの支配方程式を離散化し、圧力ベースの有限体積法を用いる。数値演算では式(3.5)についてフラクショナルステップ法に基づき、移流項と非移流項に分割して時間更新を行う。また、移流項に対しては CIP-CSL3 法[2]を用いて移流後の速度に更新する。CIP-CSL3 法は CIP 法の一つであり、格子点上の値と格子内の積分値を用い、さらに格子の中心における値の勾配値を用いて CIP 補間を行う方法である。以下にフラクショナルステップ法による圧力更新の手順を記す。まず、移流項によって更新される仮の速度場 \mathbf{u}^* を次式で求める。

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}}{\Delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = 0 \quad (3.8)$$

次に \mathbf{u}^* を用いて粘弾性項によって更新される新しい仮の速度場 \mathbf{u}^{**} を次式で求める。

$$\frac{\mathbf{u}^{**} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (3.8)$$

粘弾性項による更新後，式(3.7)を用いて次式で仮圧力 p_i を求める．

$$\nabla^2 p_i = -\rho \nabla \cdot (\mathbf{u}^{**} \cdot \nabla) \mathbf{u}^{**} \quad (3.9)$$

求めた p_i および \mathbf{u}^{**} を用いて，次式により次ステップの仮速度 $\mathbf{u}_i^{(n+1)}$ を求める．

$$\frac{\mathbf{u}_i^{(n+1)} - \mathbf{u}^{**}}{\Delta t} = \frac{1}{\rho} \nabla p_i \quad (3.10)$$

求めた $\mathbf{u}_i^{(n+1)}$ を用いて，再度圧力場を計算し，仮圧力の誤差が 0.001%以内となる（ただし計算回数が 1.0×10^6 回を超える場合にはそこで反復計算を終了する）まで計算を繰り返し次ステップの速度 $\mathbf{u}^{(n+1)}$ を決定する．

本研究における数値解析で定義した計算領域を Fig.3.3 に示す．Fig.3.3 に示すように，前流（図左側）に境界条件としてポアズイユ流れが与えられた．また計算領域に関して，実験結果との比較を考慮し，長軸方向を 150mm，半径方向を 29.0mm，絞り比 0.45 とすることで実験装置と同じスケールを定義した．なお，数値解析のための代表的な境界条件は以下の通りである．

流れ場の入口：ポアズイユ速度分布 $u_x = u_0$ (17.56 mm/s)

流れ場の出口：完全に発達した流れの状態 $[\partial u / \partial x, \partial p^* / \partial x] = 0$

流路壁；滑りなし条件 $u_w = 0$ ．

外部磁場； $H_{y(x)} = 8.0 \times 10^4 \text{ A/m} = \text{Const.}$, $H_{x(y)} = 0$

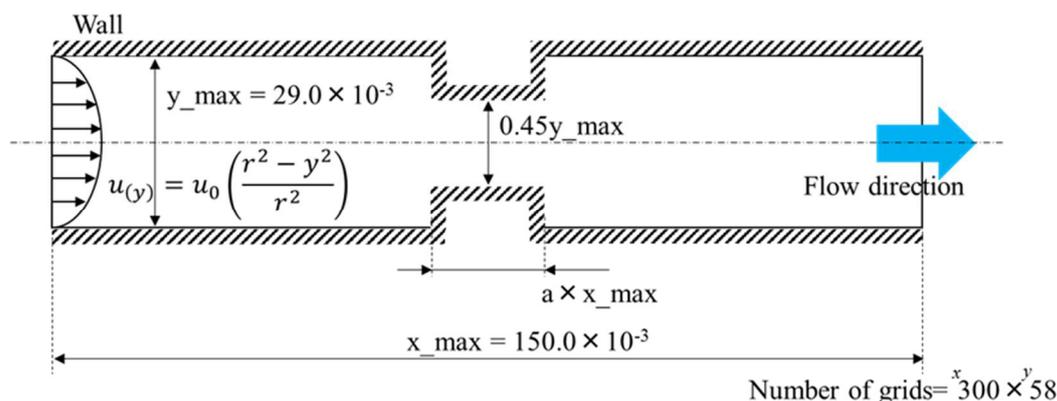


Fig. 3.3 Numerical analysis area

3.4 結果および考察

スタートアップから定常流までの急収縮・急拡大流路における圧力差 Δp (実験で測定) の時間変化を Fig.3.4 に示す. Fig.3.4 より, 磁気粘弾性流体の磁気圧力効果は, 基準粘弾性流体 (PAA500) に比べて減少することが確認された. ここで, Fig.3.4 に示すように, 圧力差 Δp の変化に対する磁場による圧力効果を δp_m とする. MVF5000 (磁場なし) の Δp が PAA5000 の Δp_{ref} との比較から見られる減少傾向は, 主に弾性効果の減少によるものである. MVF5000 (無磁場) は PAA5000 の体積濃度が低いため, G_m と G_v の寄与が少ない (Fig.3.1). 代表的な傾向として, 磁気粘弾性流体の圧力差 Δp が磁場ありの場合と比べて無磁場の場合より減少する. 磁場 $H_{x(x)}=8.0 \times 10^4$ A/m を与えたときの差 Δp_m は, Fig.3.4 より, 定常状態に達した後の時間平均から算出すると約 $\delta p_m=17.8$ Pa となった. この差 δp_m は, 全体の大きさ Δp に対して約 4.5% であり, $(\delta p_m / \Delta p)_{exp} = 4.5\%$ となる. ここで, δp_m は, 磁気粘弾性流体の特徴的な傾向が流れ方向に対して垂直 (法線方向) の圧力の変化量として評価するものとした. これは, δp_m に対して磁場印加時磁気粘弾性効果を表すことに関連する. すなわち, 本研究で使用した磁気粘弾性流体は高分子溶液であり, 弾性は流体内部の高分子ネットワーク構造に依存することを考慮した. 従って, 磁場によって制御される磁性粒子やクラスターにより, ポリマーのネットワーク構造[8]が変化することで流体の弾性特性が変化することを示す.

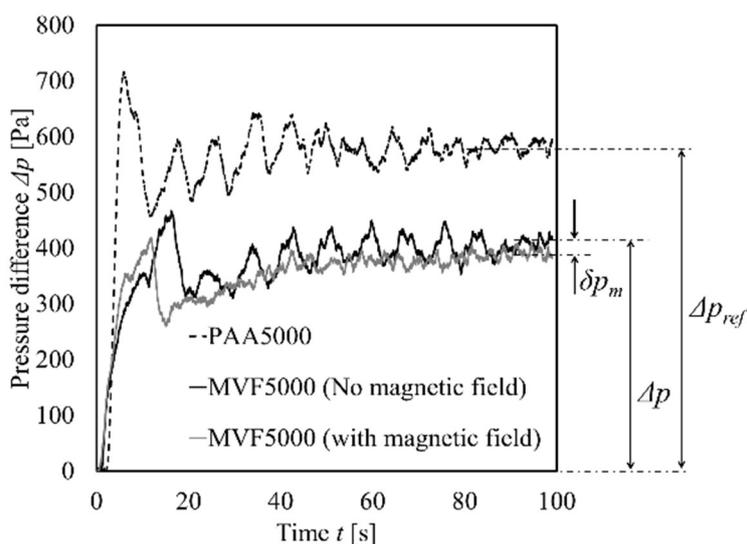


Fig. 3.4 Pressure difference of magneto-viscoelastic fluid

Fig. 3.5 は, CIP 法による 2 次元数値解析で得られた中心線 (Fig. 3.2(ii)で示した x 方向) に沿った圧力分布である. Fig. 3.5 より, 静圧 (粘弾性効果を含む機械的圧力) の変化は, MVF5000 (無磁場) の方が, MVF5000 (磁場あり) よりも高い値を示す. δp_m はこの 2 本の

線の差の平均値であり、数値解析で得られた δp_m は、実験によって得られた結果の傾向を定性的に示す。また、オリフィス付近の圧力分布には特に振動的な挙動が確認される。この振動は、オリフィスの入口と出口の両方にある循環領域が流路中心の流れに影響を与えることが考えられる。Fig. 3.5(i)より、磁場がある場合の圧力分布は、無磁場の場合に比べてやや抑制される。これは、磁場の印加に伴って磁気粘弾性流体のレオロジー特性が変化した影響であり、磁気粘弾性流体の物性の制御が圧力特性の制御の有効となることを示す。

さらに数値解析の結果、圧力変動は特にオリフィスの出口側の循環領域の振動運動に起因することが確認された。これはオリフィスの領域への磁場印加により、循環領域による流れへの影響が変化し、Fig. 3.5(i)のように生じた局所的な差 δp_m を示すことによるものである。 δp_m は弾性効果による差と考えられ、応力テンソル τ_s の法線成分と磁気体積力 $\mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H}$ の影響を受ける。また、 δp_m が示す τ_s および $\mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H}$ は、結果的として粘弾性流体特有の現象であるダイスウェルの形成（一度縮流となった流れがニュートン流体のものと比較して大きな拡大流となる現象）を阻害することが分かる。全圧力差 Δp に対する δp_m の割合は約 2.9% であり、実験値の 4.5% と比較してもよい一致を示すことが分かった。実験で得られた δp_m と Δp の両方の大きさを定量的に示すことは困難であるものの、数値オーダーは実験の値とほぼ一致することが確認された。

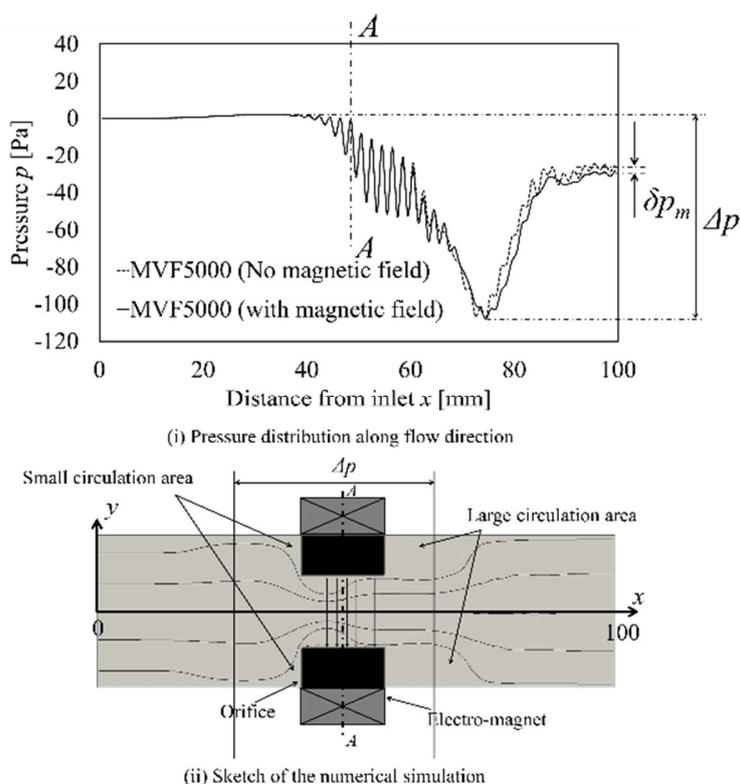


Fig. 3.5 Schematics of numerical simulation

数値解析の結果として、解析に含まれる弾性効果が流動挙動に重要な役割を果たすことが確認された。本研究の発展にあたり、磁気粘弾性流体のレオロジー特性（理論的定式化）を様々な磁場条件で検討し定量的な議論が必要となる。また、粘弾性の影響が強い場合には、トルクテンソル \mathbf{L} の発生により、 \mathbf{M} が \mathbf{H} の平行性を考慮して、体積力 $1/2\nabla\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H})$ を考慮する必要がある。これらの点に関しては、第5章に詳細を論述する。

3.5 まとめ

本研究では、磁場を印加したオリフィスにおける磁気粘弾性流体の流動変化を圧力の変化ベースで調査した。実験結果と数値解析の比較により、磁気粘弾性流体に磁場を印加すると、時間的にも空間的にも振動的な挙動が現れ、オリフィスを通過する圧力損失の測定値が減少する。オリフィス通過前後の静圧差 Δp は、粘弾性流体の濃度（磁性流体の混合による）に応じて減少する。また、磁場印加により Δp は減少する。粘弾性流体の運動方程式に磁性体の力の項を導入することで、実験で得られた圧力効果 δp_m を本研究で行った数値解析で定性的に再現することができる。

参考文献

- [1] X.D. Niu, H. Yamaguchi, X.R. Zhang, Y. Iwamoto and S. Suzuki: Rheological Characteristics of Magnetic Viscoelastic fluids and Their Lubrication in a Cone-Plate Magnetic Coupling, 12th International Conference on Magnetic Fluids Physics Procedia, 9, pp.105–108, 2010.
- [2] F. Xiao, R. Akoh and S. Li: Unified formulation for compressible and incompressible flows by using multi-integrated moments ii: Multi-dimensional version for compressible and incompressible flows, J. Comp. Phys., 213, pp. 31–56, 2006.
- [3] R. E. Rosensweig: Ferrohydrodynamics, Cambridge University Press(1985), pp.100–123.
- [4] H. Yamaguchi: Engineering Fluid Mechanics, Springer, pp.447–465, 2008.
- [5] P. J. Carreau, D. De kee and R. P. Chhabra: Rheology of Polymeric Systems, Hanser, pp.163–183, 1997.
- [6] T. Tazawa and H. Yamaguchi: Rheological Characteristics of Viscoelastic Magnetic Fluid, Journal of Society of Rheology, Japan, 47, pp.95–98, 2019.
- [7] H. Yamaguchi, X. D. Niu, X. J. Ye, M. Li and Y. Iwamoto: Dynamic rheological properties of viscoelastic magnetic fluids in uniform magnetic fields, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 324, pp.3238–3244, 2012.
- [8] S. Odenbach: Magnetoviscous Effects in Ferrofluids, Springer, pp.108–121, 2002.

第4章

オリフィスにおける磁気粘弾性流体の流動特性と圧力係数の関係

第3章では、オリフィスを流動する磁気粘弾性流体について数値解析および実験計測により検討を行った。本章では、さらに工学的な応用展開のためオリフィスにおける磁気粘弾性流体の圧力特性と各パラメータの関係について実験的に調査を行う。

粘弾性流体はニュートン流体と異なり粘性と弾性の双方の性質を持ち、これまで多くの研究者がその特性や工学的応用[1]に向け盛んに研究されてきた。粘弾性流体は機械要素内に封入時において能動的にレオロジー特性を制御するのは困難であるため、外部より能動的に物性および流れの状況が制御可能な磁気粘弾性流体[2]が注目されている。磁気粘弾性流体は磁性流体と粘弾性流体の混合によって作成され、磁場により外部から能動的にレオロジー特性を変えることが可能な機能性流体である。その性質から近年では磁気粘弾性流体は3Dプリンターなどの射出成型やダンパー等の応力緩和への応用が期待されている[3]。一方、これらの機械要素の内部での流動様式を考える場合、急縮小急拡大部を含むことが多く、磁気と粘弾性と流れ場の複雑な相互作用を考慮する必要がある。また、磁気粘弾性流体の安全性や機能性を確保するため外部磁場に対するレオロジー特性や様々な要素の相互作用を把握すること[4]が重要である。

本章では、これらの工学的応用展開を考え、磁気粘弾性流体を供試流体としたオリフィス流れにおいて磁場印加時でのレオロジー測定による流動特性の評価、およびオリフィス前後における磁気粘弾性流体の圧力損失の特性について実験的に調査・検討を行った結果を述べる。

4.1 実験装置および方法

Fig. 4.1 にオリフィス部に磁場を印加しつつ磁気粘弾性流体の流動に起因する圧力差を測定するための本実験装置の概略図を示す。Fig. 4.1 に示す実験装置は Fig.3.2 に示した実験装置と類似したものであるが、テストセクションを覆うように設置したソレノイドコイルについて、より高磁場の印加が可能となるように冷却機構を取り付けた。

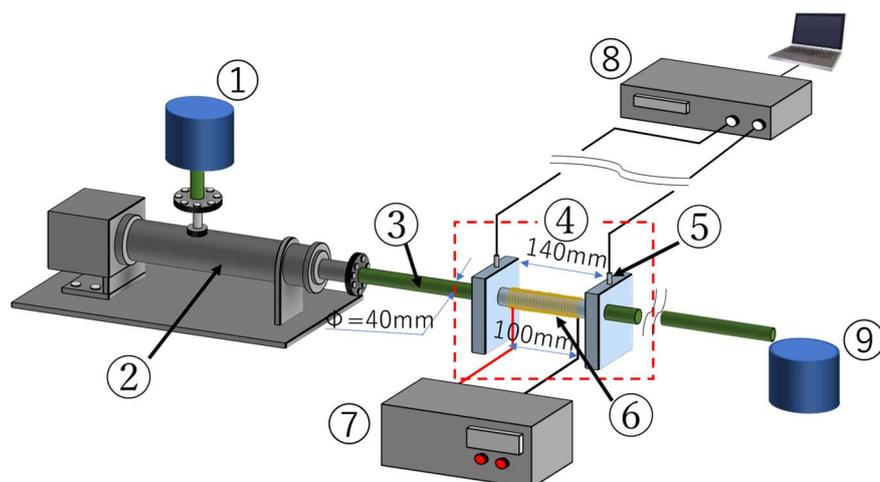


Fig. 4.1 Experimental apparatus

テストセクション部の詳細を Fig. 4.2 に示す. Fig. 4.2 において流れ方向を z 軸とする円筒座標が定義される. テストセクションは管路であり管内部にはオリフィス部を有し, 流路断面積が急激に変化する. Fig. 4.2 に示すようにテストセクションのオリフィスの絞り部は長さ 30 mm の箇所である. オリフィスの絞り比 β は 以下式で定義される.

$$\beta = \frac{d}{d_0} \quad (4.1)$$

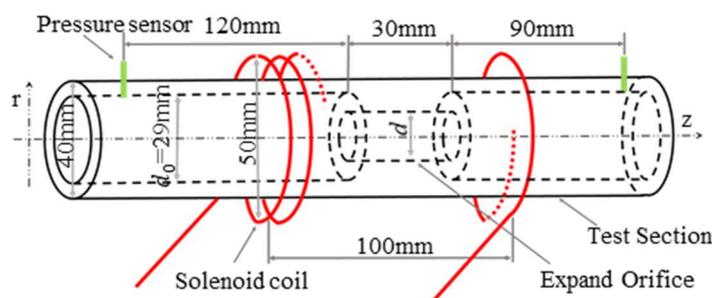


Fig. 4.2 Test section of extended orifice

ここで, d_0 , d はそれぞれオリフィス部前後およびオリフィス部の内径である. 圧力差測定はモノポンプの作動と同時にオリフィス前後の圧力を圧力センサによって測定し, その差を算出することで行った. 圧力センサは Fig. 4.2 の通りオリフィスの入口より 120 mm 上流側及び出口の下流側 90 mm の位置にテストセクションの壁にフラッシュマウントで設置した. 今回使用したソレノイドコイルは Fig. 4.2 に示すように直径 50 mm で, 長さは 100 mm であり, ソレノイドコイルによる磁場の印加方向が流体の渦度と直交する位置関係とな

るように設置した。実験において使用したソレノイドコイルの中心磁場の最大値 H_{zmax} が 30.1 kA/m となるように磁場を印加した。実験では流動条件および磁場の有無と圧力差の変化を観察するために、流動条件としてテストセクションの絞り比ならびに流速の変更を行った。絞り比の条件として $\beta=0.250$, $\beta=0.400$ および $\beta=0.500$ の3条件、流速については管路内の平均流速が 3.30×10^{-3} m/s, 5.64×10^{-3} m/s および 8.72×10^{-3} m/s の3条件とした。印加磁場については無磁場である $H_{zmax}=0$ kA/m, $H_{zmax}=30.1$ kA/m の2条件とし、各組合せの18条件について実験を行った。

4. 2 供試流体

4. 2. 1 供試流体の作製

供試流体である磁気粘弾性流体は粘弾性流体と磁性流体を混合して作成した。粘弾性流体は物性の制御が比較的容易かつモデル流体として多用される高分子流体であるポリアクリルアミド水溶液を用いた。磁性流体[5]については磁性微粒子として 10 nm 程度のマグネタイト (Fe_3O_4)を母液である水に安定分散させた磁性流体を使用した。磁気粘弾性流体は上記の粘弾性流体と上記の磁性流体を低レイノルズ数での流動状態において顕著な変化が観測されるように、体積比で 3 : 1 となるように混合し作成した。表 2.1 に実験で使用する供試流体の基礎物性を示す。表 2.1 に示すように、供試流体の密度は水に対して磁性微粒子の分散量が付加される。

Table 2.1 Basic parameter of test fluid

| | |
|---------------------------------|---|
| Density | 1110 [kg/m ³] |
| Concentration of magnetic fluid | 25 [vol.%] |
| Base fluid | 75 [vol.%] Polyacrylamide solution (20000 ppm) |

4. 2. 2 レオロジー測定結果および考察

本研究では磁場印加型レオメーター[6][7]を用いて一様磁場 H 中での磁気粘弾性流体の物性を調査した。静的測定はせん断速度 $\dot{\gamma}$ が 0.100~1.00 s⁻¹ の範囲で行い、供試流体の粘度 η を測定した。動的測定についてはひずみを 0.100 として角振動数 ω が 1.00~14.4 rad/s の範囲で行い、供試流体の貯蔵弾性率 G' 及び損失弾性率 G'' の関係を調査した。またそれぞれについて印加磁場 H は 0 kA/m(無磁場), 39.8 kA/m および 79.6 kA/m の3条件を設定した。

Fig. 4.3 は静的測定によって得られた磁気粘弾性流体の粘度曲線である。Fig. 4.3 における縦軸は粘度 η , 横軸はレオメーターを一定回転させたときのせん断速度 $\dot{\gamma}$ を示す。Fig. 4.3 に示

すようにせん断速度の増加に伴う磁気粘弾性流体の粘度の減少が確認された。せん断速度の増加に伴う粘度低下の原因は、供試流体の母液となる粘弾性流体が高分子溶液であるため、流体中に等分散した高分子鎖がせん断によってせん断方向に伸長され、同時にポリマー鎖の切断現象が低せん断域で発生することに起因する。次に Fig. 4.3 から磁場の印加に伴い粘度増加が確認された。原因は供試流体に含まれる磁性微粒子が磁場によって配向し、せん断に対して抵抗となるためである。またこの傾向は Shiliomis [8]が次式のように示した、印加磁場の増加による粘度増加と定性的に一致する。

$$\eta(\xi) = \eta_0 \left[1 + \frac{\varphi}{2} \left(5 + 3 \frac{\xi - \tanh \xi}{\xi + \tanh \xi} \sin^2 \alpha_m \right) \right] \quad (4.2)$$

$$\xi = \frac{mH}{kT}$$

ここで、 η_0 はゼロせん断粘度、 φ は磁性粒子の体積分率、 m は粒子の双極子モーメント、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 α_m は双極子の開き角である。

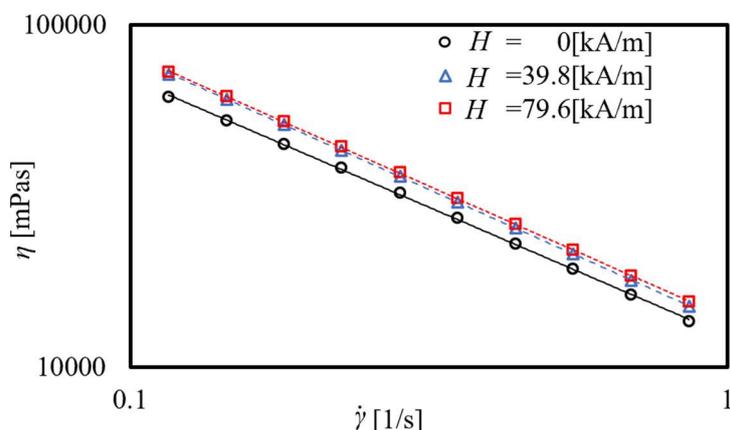


Fig. 4.3 Measured viscosity η VS. share rate $\dot{\gamma}$ with magnetic field H

Fig. 4.4 に動的測定によって計測した磁気粘弾性流体の貯蔵弾性率及び損失弾性率を示す。Fig. 4.4 (a), (b)はそれぞれ、縦軸は磁場印加時の貯蔵弾性率 G' 、損失弾性率 G'' 、横軸は角速度 ω を示す。Fig. 4.4 から磁場を印加した際の貯蔵弾性率は損失弾性率と比較して大きい値が得られることが確認できた。これは本研究における供試流体の粘性的な性質と比較して、弾性的な性質による影響が強いことを示す。また、Fig. 4.4 では印加磁場の増加に伴い、貯蔵弾性率及び損失弾性率の増加が確認された。この挙動の原因は、粘度増加と同様に磁場印加による相互作用が弾性に影響を及ぼすことに起因する。次項にこれらの量的関係を示す。

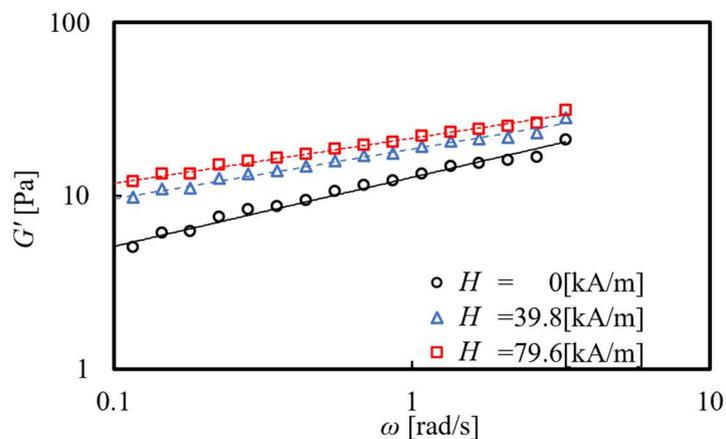


Fig. 4.4 (a) Relationship between ω VS. G' with magnetic field H

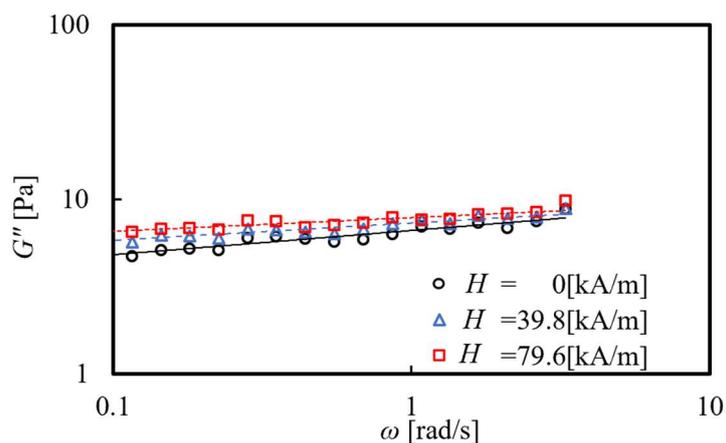


Fig. 4.4 (b) Relationship between ω VS. G'' with magnetic field H

4. 2. 3 粘弾性無次元数の関係式

実験結果を整理検討するために本研究では以下に示す流れの無次元数を定義した。まず本研究における供試流体は非ニュートン流体であることから磁場印加時における粘度 $\eta(H_z)$ は次式で表す。

$$\eta(H_z) = \eta_0(H_z) |\dot{\gamma}|^{n-1} \quad (4.3)$$

式(4.2)はべき乗則モデルであり、一般的な高分子流体では $0 < n < 1$ であり、 n は無次元数である。本研究では粘度曲線から $n=0.300$ を与えた。べき乗測モデルを基に粘性に関する無次元数であるレイノルズ数 $Re(H_z)$ は次式で定義した。

$$Re(H_z) = \frac{\rho u^{2-n} d^n}{\eta(H_z)} \quad (4.4)$$

レイノルズ数は慣性力と粘性力の比を表す無次元数であり，ここで， u はテストセクション内の絞り部での平均流速を示し， d はテストセクションの絞り径を示す．次に貯蔵弾性率 $G'(H_z)$ および損失弾性率 $G''(H_z)$ は次式で表わした．

$$G'(H_z) = \frac{G^*(H_z)\omega^2\lambda^2(H_z)}{1 + \omega^2\lambda^2(H_z)} \quad (4.5)$$

$$G''(H_z) = \frac{G^*(H_z)\omega\lambda(H_z)}{1 + \omega^2\lambda^2(H_z)} \quad (4.6)$$

$G^*(H_z)$ は磁場印加時の複素弾性率である．式(4.5)，式(4.6)より緩和時間 $\lambda(H_z)$ は次式で与えられる．

$$\lambda(H_z) = \frac{G'(H_z)}{G''(H_z)\omega} \quad (4.7)$$

弾性に関する無次元数として磁場印加時のワイゼンベルク数 $We(H_z)$ を以下式のように定義する．

$$We(H_z) = \lambda(H_z)\dot{\gamma} \quad (4.8)$$

4. 3 実験概要

4. 3. 1 定常圧力差

本実験で得られた定常圧力差 Δp_0 を Fig. 4.5 に示す．Fig. 4.5 において横軸は平均流速 u を示し，縦軸はオリフィス前後の定常圧力差 Δp_0 を示す．また，それぞれの絞り比について，無磁場および磁場を印加した際の2条件について，圧力差の変化を計測した．Fig. 4.5 において，管路内の平均流速の増加に従い，圧力差も増加することが分かる．これは，平均流速が増加し，流路の流体管摩擦抵抗が増加したことで圧力損失が増加するためである．さらに絞り比 β を変化させた際の圧力差の変化については，絞り比の減少に伴い，圧力差が増加することが分かる．Fig. 4.5 より絞り比 $\beta=0.250$ での圧力差は $\beta=0.400$ での圧力差の1.67倍となり， $\beta=0.400$ の際の圧力差は $\beta=0.500$ の際の圧力差の1.25倍となる．これは，管路が

オリフィスによって急縮小することで流れが収縮することによる縮流効果による圧力損失である。一般的に粘弾性流体では、オリフィス部に流入する際に管路壁面付近の供試流体が主要な流動と逆方向に流動する再循環領域が発生する。この再循環領域は絞り比の縮小に伴って増加する。以上より、絞り比の値が小さいため縮小部での縮流の発生及び再循環領域の拡大が発生したことで縮小部での抵抗が増加し、圧力差が増加することが分かった。

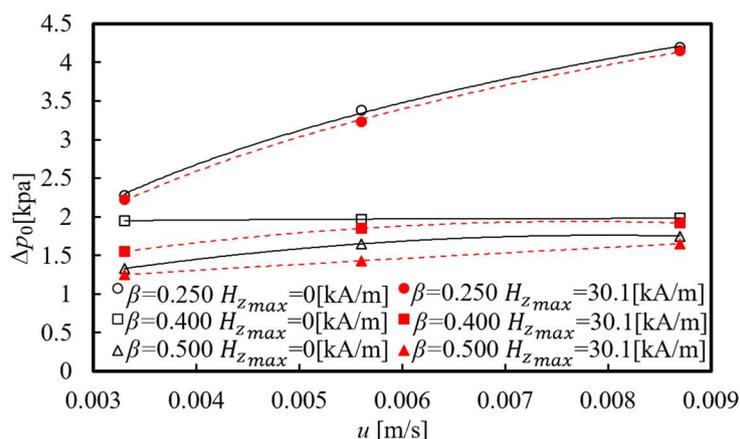


Fig. 4.5 Steady pressure difference Δp_0 on average velocity u

さらに、磁場を変化させた際の圧力差の変化については、Fig. 4.5 に示されるように磁場の印加に伴い、定常圧力差が減少するという結果が得られた。この原因はレオロジー計測で確認されたように、磁場の印加によって供試流体の粘性・弾性的性質が変化するためである。特に、高分子鎖のネットワーク強度の増加による弾性的性質の影響が支配的となる。これらのことより、粘弾性や慣性またはその相互作用の変化が圧力差に影響を与えたことがわかる。また、磁場の印加によって圧力差は減少する理由として、ソレノイドコイルの磁力線は流路方向に向かうため流路方向の磁気粘弾性流体中の高分子ネットワークが強化され[9]、高分子チェーンが形成されることにより流動が誘起されるものと考えられる。

4. 3. 2 圧力差の時間変化

Fig. 4.6 は無磁場時と磁場印加時の絞り比 $\beta=0.400$ 、流速 3.30×10^{-3} m/s における圧力差の過渡時間変化 Δp_t を示す。ここで、Fig. 4.6 において Δp_{\max} はオーバーシュート値、 Δp_s は再上昇値、 Δp_{\min} は圧力差の最低値である。Fig. 4.6 の無磁場下でのスタートアップでは急激に圧力差が増大し、オーバーシュート後に減少し、アンダーシュートを示すことが確認できる。スタートアップ後のオーバーシュートはグリセリンなどのニュートン流体では生じず、弾性を持つ非ニュートン流体特有の現象である。このことよりオーバーシュートの原因は粘

弾性的性質によるもの[10]であることがわかる。特に粘弾性流体は流れ方向に垂直な法線応力 τ_{rr} が生じる。本研究における τ_{rr} は流路の壁面方向に働く応力のため、圧力センサによる測定に直接影響を与える。したがって、本研究では τ_{rr} の変化の影響が圧力差としてあらわれた。また、時間とともに大きく成長する循環二次流れによって[11]流れ方向の速度勾配が抑制された結果、急激に増加していた法線応力の成長速度の抑制効果も考えられる。

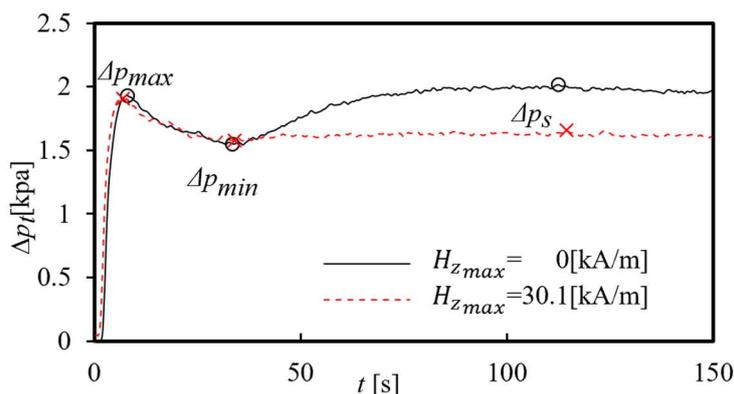


Fig. 4.6 Representative transient pressure difference

Fig. 4.6 ではアンダーシュート後の緩やかな増加傾向が確認された。これは粘弾性的性質による影響であるものの、特に粘性と弾性の相互作用により振動現象の発生が考えられる。これに類似の現象については粘弾性流体の壁面でのスティックスリップ機構[12]や、M. E. Ryan and A. Dutta[13]や T. S. Chong and D. M. Vezz[14] による粘弾性流体の流体挙動としての圧力損失に対する複数の振動現象が考えられる。また Fig. 4.6 より磁場の印加によってアンダーシュート後の圧力差の増加が抑制されることが確認された。これは粘弾性的性質の影響によって生じる振動現象が、磁場によって粘性と弾性の相互作用に変化（特に弾性的性質の強化）し、結果的に振動が抑制される働きが生じたものであると推定される。次に圧力差の時間変化を定量的に比較するために、定常圧力差 Δp_0 および Fig. 4.6 に示される代表値 Δp_{max} , Δp_s , Δp_{min} に以下の式で定義される過渡波高係数 ε_1 および ε_2 を用いて比較した。

$$\varepsilon_1 = \frac{\Delta p_{max} - \Delta p_{min}}{\Delta p_0} \quad (4.9)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\Delta p_s - \Delta p_{min}}{\Delta p_0} \quad (4.10)$$

Fig. 4.7 に平均流速 u に対する過渡波高係数 ε_1 を示す。Fig. 4.7 に示されるように流動条件によって ε_1 が大きく異なることが示された。これは流動条件により、オリフィス部を通過す

る流体の粘弾性的性質また慣性的性質が磁場により変化したことによるものである。また、ここで Fig. 4.7 より ε_1 の無磁場時に対する磁場印加時の比は、それぞれ $\beta=0.250$ では 1.62 倍、 $\beta=0.400$ では 0.883 倍、 $\beta=0.500$ では 0.895 倍となった。これより $\beta=0.400$ 、 $\beta=0.500$ でオーバーシュート値は定常値と同様に低減したことが確認されるものの、 $\beta=0.250$ では磁場の印加に伴い大きく増加した。これは、 $\beta=0.400$ 、 $\beta=0.500$ では高分子チェーンと磁場の相互作用による駆動圧の上昇が支配的であるのに対し[10]、 $\beta=0.250$ では磁気粘弾性流体の磁場下での逆圧力勾配が支配的になる。 $\beta=0.250$ では他の 2 つに比べて流路が狭いことからスタートアップ時のオリフィス入口の速度勾配が増加し、同時に伸長粘度の増加が促進されることにより、法線応力の発達速度が早くなることに起因する。さらに磁場による粘弾性の増加も $\beta=0.250$ における法線応力の成長速度の助長も考えられる。

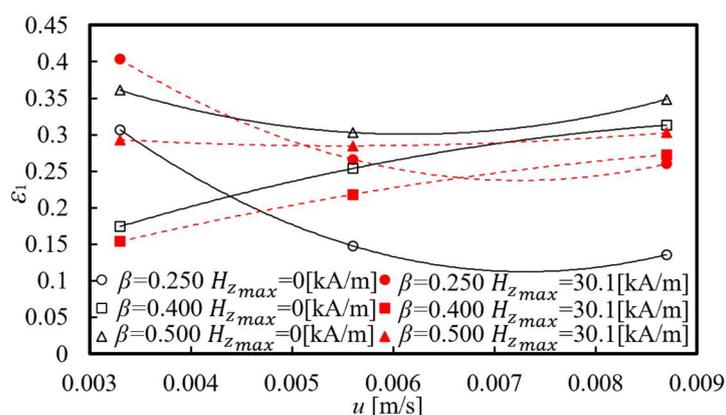
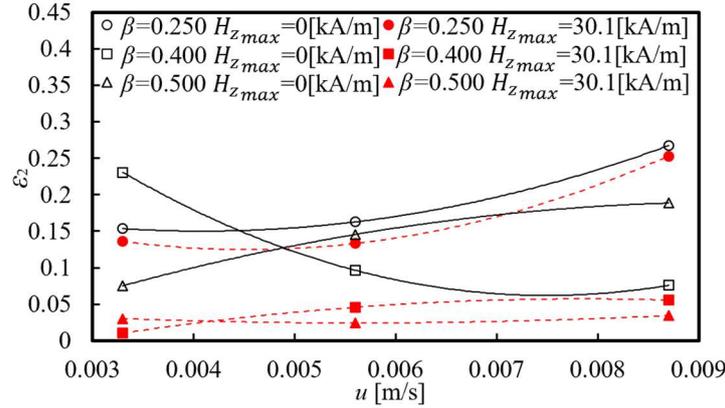


Fig. 4.7 Transient wave ratio coefficient ε_1

次に Fig. 4.8 に流動条件に対する過渡波高係数 ε_2 を示す。Fig. 4.8 に示されるように再上昇値の大きさも同様に β 値によって大きく異なることがわかる。これもオーバーシュートと同様に流動条件による粘弾性的性質の変化が原因であるものと考えられる。すなわち ε_2 の無磁場時に対する磁場印加時の比は Fig. 4.8 より、 $\beta=0.250$ では 0.894 倍、 $\beta=0.400$ では 0.340 倍、 $\beta=0.500$ では 0.201 倍となり、全体的に磁場の影響により再上昇値が抑制される結果となる。これらの計測結果は高分子チェーンの影響が大きく関わるものが推定されるものの、流動条件によって ε_2 の軽減の割合に違いがみられた。これは、圧力差を決定する要素である粘性と弾性の相互作用の磁場による変化が流動条件によって異なることから生じる差異が原因であるものと考えられる。


 Fig. 4.7 Transient wave ratio coefficient ε_2

4. 3. 3 圧力係数の算出

最後に、本研究で対象としたオリフィス流路での流体工学的特性を求めするため、代表的評価量として流路損失(圧力損失係数)につき検討を行った。オリフィス前後において上流側と下流側での圧力差より磁気粘弾性による圧力損失係数の見積もりを行った。オリフィスでの圧力損失係数は次式により表される。

$$C_{p_{th}} = \xi \frac{\Delta p_0}{\rho u^2 / 2} (1 - \beta^2)^2 \quad (4.10)$$

ここで、 ρ は供試流体の密度、 $C_{p_{th}}$ は流路損失係数、 ξ はオリフィスでの損失補正係数である。本研究の圧力計測の結果より特徴的に捉えられるように(Fig. 4.5 にも示されるように)定常圧力差の結果から、流動条件や磁場の粘弾性が圧力差に大きく影響を及ぼすことが確認された。従って式(4.10)に示される補正係数 ξ は粘性と慣性の影響を示すレイノルズ数 Re 、流路形状を示す絞り比 β 、粘弾性の影響を示すワイゼンベルグ数 We を含むことが考慮され $\xi = \xi(Re, We, \beta)$ で表される [15]ものとした。さらに本実験では(ソレノイドコイルによる)磁場の影響 ; H_z を考慮して $\xi = \xi(Re(H_z), We(H_z), \beta)$ とした。ここで、 ξ を以下の実験式で仮定する。

$$\xi = \alpha \times Re^x(H_z) \times We^y(H_z) \times \beta^z \quad (4.11)$$

α は実験係数である。本実験において Fig.4.7 より次の実験式が得られた。

$$\xi = \alpha \times Re^{-0.38}(H_z) \times We^{-0.76}(H_z) \times \beta^{1.6} \quad (4.12)$$

ここで、 $\alpha = 1.9 \times 10^3$ となる。すなわち本研究では式(12)より $\text{Re}(H_z)$ および絞り比が同次元で影響し、弾性の指標である $\text{We}(H_z)$ が逆数で比例する(減少関数として)実験式が得られた。さらに、オリフィスでの流量係数は次式のように表すことができる。

$$\alpha = \xi \frac{u\beta^2}{\sqrt{2\Delta p_0/\rho}} \quad (4.13)$$

式(4.11)で示される圧力係数と同様にして $\alpha = \alpha(\text{Re}, \text{We}, \beta)$ の関数型で表すと以下のようになる。

$$\alpha = b \times \text{Re}^x(H_z) \times \text{We}^y(H_z) \times \beta^z \quad (4.14)$$

ここで、 b は実験係数である。本実験におけるデータ Fig. 7 より次に示す実験式が得られた。

$$\alpha = b \times \text{Re}^{0.69}(H_z) \times \text{We}^{0.34}(H_z) \times \beta^{-0.67} \quad (4.15)$$

また、実験係数 b は $b = 1.2 \times 10^{-2}$ となった。これより式(4.12)と同様に $\text{Re}(H_z)$ および絞り比が同次元で影響し、粘弾性の指標である $\text{We}(H_z)$ が考慮された実験式が得られた。

4. 4 まとめ

磁気粘弾性流体について磁場印加によるレオロジー特性および圧力差の調査を行った結果、以下の知見を得た。定常圧力差測定において磁場の印加により圧力差の低減がみられた。圧力差の時間変化ではオーバーシュートがみられ、オリフィスにおける粘弾性流体特有の現象である振動的な流動が磁性流体の混合と磁場印加によって低減されることが明らかとなった。圧力差測定における圧力係数算出結果から磁気粘弾性流体の圧力損失および流量係数の定式化を行った。本研究より磁気粘弾性流体を用いた拡張流路を通過する流れの射出成型やダンパー設計に有用であるとともに、磁場制御による 3D プリンターへの実用化において最適条件を与えることが可能となる。

参考文献

- [1] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Synthesis of identical pole permanent magnet, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 537: 168180 (E-Journal), 2021.

- [2] H. Yamaguchi, X. D. Niu, X. J. Ye, M. Li, Y. Iwamoto, Dynamic rheological properties of viscoelastic magnetic fluids in uniform magnetic fields, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.324, pp. 3328-3244, 2012.
- [3] Y. Kim, H. Yuk, R. Zhao, Shawn A. Chester and X. Zhao, Printing ferromagnetic domains for untethered fast transforming soft materials, *Nature*, Vol.558, pp. 274-279, 2018.
- [4] X. D. Niu, H. Yamaguchi, X. R. Zhang, Y. Iwamoto, S. Suzuki, Rheological characteristics of magnetic viscoelastic fluids and their lubrication in a cone-plate magnetic coupling, *Physics Procedia*, Vol.9, pp. 105-108, 2010.
- [5] 山口博司, 磁性流体, pp. 1-3, 2011.
- [6] H. Yamaguchi, *Engineering Fluid Mechanics*, pp.428-437, 2008.
- [7] 田澤拓也, 山口博司, 磁気粘弾性流体のレオロジー特性に関する研究, *日本レオロジー学会誌*, Vol.47 No.3, pp. 95-98, 2019.
- [8] M. I. Shiliomis, *Magnetic fluids*, *Sov.Phys.-Usp*, Vol.17 No.2, pp. 153-169, 1974.
- [9] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Flow characteristic of magneto-viscoelastic fluid in sudden expansion and contraction channel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.504 (E-Journal), 2020.
- [10] 森教安, 武原弘明, 小西義郎, 中村喜代次, 円管内における粘弾性流体の流量一定スタートアップ流れ, *日本レオロジー学会誌*, Vol.18, pp. 69-75, 1990.
- [11] 山本剛宏, 中村喜代次, 急縮小流路における粘弾性流体のスタートアップ流れの数値計算, *日本機械学会論文集(B編)*, Vol.64, pp. 3162-3167, 1998.
- [12] J. M. Lupton and J. W. Regeater, Melt flow of polyethylene at high rates, *Polymer Eng. Sci*, Vol.5, p. 235, 1965.
- [13] M. E. Ryan and A. Dutta, Analysis of the Constant Rate Startup Flow of a Viscoelastic Fluid in Annular, *J. Rheol*, Vol.25, pp.193-212, 1981.
- [14] T. S. Chong and D. M. Vezz, Unsteady Flow of viscoelastic Fluids, *Journal of applied polymer science*, Vol.14, pp.17-34, 1970.
- [15] 山口博司, 野田悦郎, 縮小-拡大管路における粘弾性流体の圧力特性, *日本レオロジー学会誌*, Vol.22 No4, pp. 215-219, 1994.

第5章

磁気スピン項を考慮した磁気粘弾性流体の数値解析

磁気粘弾性流体を工学的製品に実装するためには安全性や機能性を推定・確保するために外部磁場に対するレオロジー特性を把握すること[1][2]，特に磁場，流速，流路形状と圧力損失の関連性および相互作用を把握することは非常に重要である．その中でもオリフィスのような縮小部を通過する磁気粘弾性流体の低レイノルズ数下での流動特性について知ることは極めて重要であると考えられる．

これまでの章ではオリフィスにおける磁気粘弾性流体の圧力特性について，数値解析的および実験的に調査を行い，その諸特性について検討を行った．その結果，磁気粘弾性の圧力特性について以下のことが明らかとなった．すなわち，オリフィス通過前後の静圧差 Δp は，粘弾性流体の濃度（磁性流体の混合による）に応じて減少する．また，磁場をかけることによっても Δp が減少する．また，圧力差の時間変化ではオーバーシュートがみられ，オリフィスにおける粘弾性流体特有の現象である振動的な流動が磁性流体の混合と磁場印加によって低減される．

本研究では，磁気粘弾性流体の印加磁場下におけるレオロジー測定による流動特性の評価および磁気粘弾性流体のオリフィス前後における圧力損失の特性について明らかにするために，流路中心の流線に沿った流れ場が積分形の圧力方程式を用いて数値的に解析した．さらに，数値解析の結果の妥当性を判断するため，磁気粘弾性流体が低レイノルズ数でオリフィスを通過する実験装置を構築し実証実験を行った．特に，解析結果および実験結果を比較することによってオリフィスを流動する磁気粘弾性流体の特性を明らかにする．本研究ではオリフィスを流れる磁気粘弾性流体の特性を明らかにするため，基本方程式の支配項に注目した．

5.1 磁気粘弾性流体の力学

磁気粘弾性流体の運動方程式は3章で述べたように次式で与えられる．ただし，外力項は無視できるものとする．

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (5.1)$$

ここで， ρ は密度， \mathbf{u} は速度テンソル， $\boldsymbol{\sigma}$ は偏差応力テンソルである．特に $\boldsymbol{\sigma}$ は次式のよう

に定義される[3][4][5][6].

$$\boldsymbol{\sigma} = -p_0 \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_s + \boldsymbol{\tau}_m \quad (5.2)$$

ここで、 p_0 は静水圧、 \mathbf{I} は単位テンソル、 $\boldsymbol{\tau}_s$ は粘弾性流体の要素を考慮するための物性応力テンソル、 $\boldsymbol{\tau}_m$ は磁性流体の要素を考慮するための磁気応力テンソルである。また、 $\boldsymbol{\tau}_s$ は四要素モデルを用いて次式で表される。

$$\left(\frac{1 - e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{G_v} + \frac{1}{G_m} \right) \frac{\partial \boldsymbol{\tau}_s}{\partial t} + \left(\frac{e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{\eta_v} + \frac{1}{\eta_m} \right) \boldsymbol{\tau}_s = \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (5.3)$$

ここで、式(5.3)の各パラメータは3章で述べたものを用いることとした。本研究で述べられる磁気粘弾性流体は固体と液体の間であるゲルに近い性質を持つため、四要素モデルによってモデリングされることが適切である。ここで、 G_v は固体的な弾性、 η_v は固体的な粘性、 G_m は流体的な弾性、 η_m は流体的な粘性、 $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ はせん断速度テンソルである。

一方、 $\boldsymbol{\tau}_m$ は次式で表される。

$$\boldsymbol{\tau}_m = \frac{1}{2} \mu_0 |\mathbf{H}|^2 \mathbf{I} + \mu_0 \mathbf{H} \mathbf{H} + \mathbf{M} \mathbf{H} \quad (5.4)$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 \mathbf{H} は磁場ベクトル、 \mathbf{M} は磁化ベクトルである。式(5.2)から(5.4)より式(5.1)の運動方程式は次式で展開することができる。

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right\} = -\nabla p^* + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s + (\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \frac{1}{2} \{ \nabla \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \} \quad (5.5)$$

ここで、 p^* は磁気圧($(\mu_0 |\mathbf{H}|^2)/2$)を含んだ圧力である。式(5.5)について、磁性流体による流れへの影響を考慮する時、磁場の緩和時間 ($\approx 10^{-6}$ sec) は流体の変化時間 (≈ 0.1 sec) に比べ小さいものとして、一般的には右辺第3項のケルビン力($(\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H}$)のみを考える(第3章参照)。本章では、これに対して磁性流体と粘弾性流体の相互作用を考慮することを目的として右辺第4項の磁気スピンによる作用($1/2 \nabla \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})$)を計算に含めた。これは Fig.5.1 に示す概念図のように、磁性微粒子の磁化方向と外部磁場の方向にある角度を持つことに起因するもので、Fig.5.1 に示すように粘弾性流体中の磁性微粒子は外部から磁場を印加された時には、磁化方向が粘弾性効果によって磁場方向と完全な平行にはならない。一方、磁化方向は磁場方向と平行の状態への復元作用 $\boldsymbol{\omega}_p$ として働き、その回転が磁気スピンによる作用 $\boldsymbol{\Omega}_L = \{ \nabla$

$\times(\mathbf{M} \times \mathbf{H})/2$ として流体に働くことが考えられる．そこで本研究では，磁気スピンによる作用が流体の運動方程式について外力として働くものとして力学系をモデル化した．

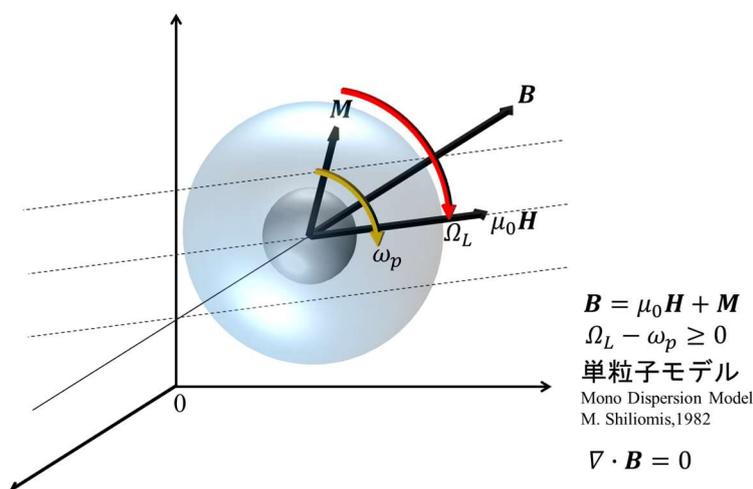


Fig. 5.1 Misalignment between the direction of magnetization of magnetic particles and the direction of the external magnetic field in a viscoelastic fluid

5. 2 数値解析

本研究では Fig.5.2 のように解析領域における流れ場を 2 次元のオリフィスとする際に，流路中心近傍における流線に沿った流れについて解析することが可能である（圧力方程式）．これは式(5.5)の運動方程式における右辺第 4 項の磁気スピンベクトルについて，一般的なポアソン方程式で解くのが困難なため，与えられた流路形状の 2 次元（または完全な 3 次元）における式 (5.5) の数値計算に対して，完全に収束した解を得るためには非常に多くの CPU 時間を要する．そのため，本研究では代表流れの方向の流線に沿った圧力方程式で流れ方向の全圧力を求めることとした．

解析では，Fig. 5.3 に示すように，流れ場が中心線（代表的な流線として）に沿った z 方向の流れを定義した．運動方程式(5.1)を解き，式(5.2)の応力テンソル項と磁場テンソル項を用いて，全圧力損失 $\Delta p^* = \Delta p_0 + (\mu_0 \Delta |\mathbf{H}|^2)/2 + \tau_{yy(H)}$ と定義し計算を実行した．なお， $\tau_{yy(H)}$ は流線に垂直な応力成分であり， $\tau_{yy(H)}$ は τ_s の応力テンソルの yy 成分と $\tau_{m(H)}$ から算出される．具体的な計算については，圧力を求めるためのステップのみ，次式で示される積分形式の圧力方程式の解により求められる．実際の数値解析では上述の支配方程式および境界条件を定義し，Mac[7]法に基づいて計算を行った．Mac 法では時刻 t での流速を用いて圧力の方程式を解き，時刻 $t+1$ （とみなせる）時点での圧力を算出する．その後，更新した圧力を含んだ運動方程式を解くことで時刻 $t+1$ での流速を求める．これを繰り返すことで速度場およ

び圧力場を更新する.

$$p_1^* + \rho \left(\int_0^x \frac{\partial u_{z1}}{\partial t} dz + u_{z1}^2 \right) = p_1^* + \rho \left(\int_0^x \frac{\partial u_{z2}}{\partial t} dz + u_{z2}^2 \right) + h_{(t)} \quad (5.6)$$

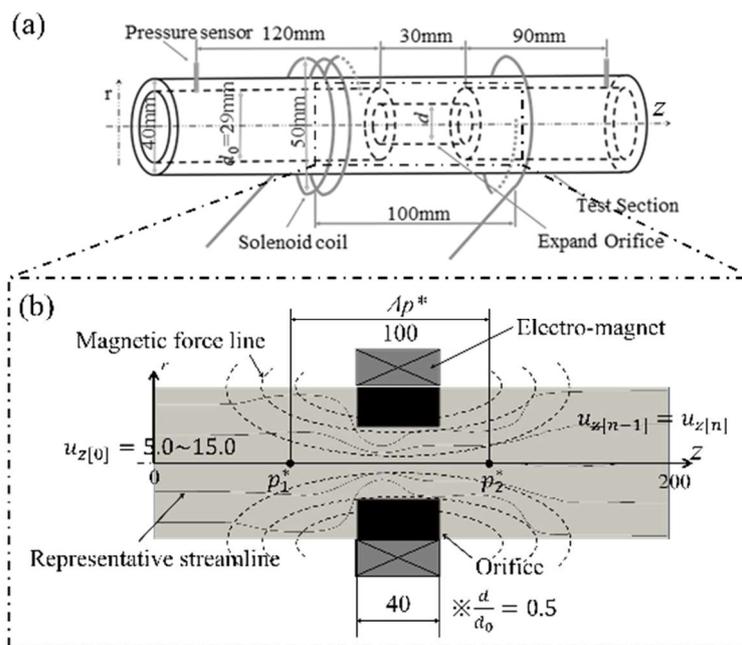


Fig. 5.2 Flow domain in extended orifice

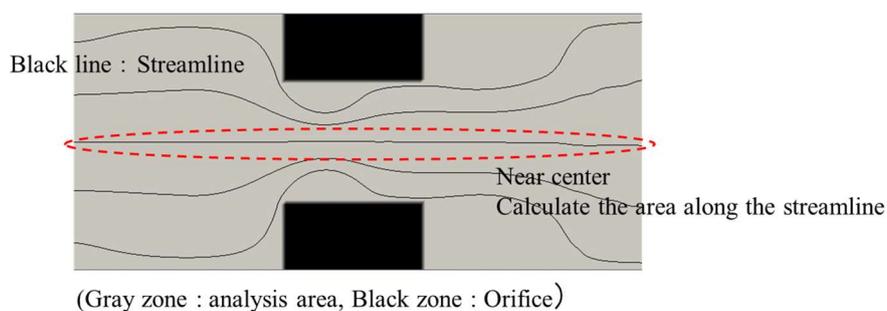


Fig. 5.3 Analysis area for extended orifice

ここで、 $h_{(t)}$ は物性由来の応力および磁場に関与する応力を含んだオリフィスによる損失項で、 $h_{(t)}$ は次式で定義される.

$$\begin{aligned}
 h_{(t)} = \tau_{s(u)} + & \left(\int M_z \frac{dH_z}{dz} dz + \int M_r \frac{dH_r}{dr} dz \right) \\
 & + \frac{1}{2} \left(\int M_z \frac{dH_r}{dr} dz - \int H_z \frac{dM_r}{dr} dz \right) + \alpha \frac{u_1^2}{2} (1 - \beta)
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

ここで、 α はオリフィスの損失係数、 β はオリフィスの絞り比である。式(5.6)および(5.7)で実際に用いる物理パラメータを表 5.1 に示す。

Table 1 Physical parameter in numerical analysis

| | |
|--|---|
| Density ρ | 1.11×10^3 [kg/m ³] |
| Inlet velocity $u_{z(\text{in})}$ | 10.0 [mm/s] |
| Representative magnetic field $H_{z\text{max}}$ | 30.0 [kA/m] |
| Initial pressure p_0 | 1.01×10^2 [kPa] |
| Orifice coefficient α | 0.700 [-] |
| Aperture ratio β | 0.500 [-] |
| Magnetic susceptibility χ | 3.00×10^{-2} [-] |
| Magnetic permeability μ | 1.26×10^{-5} [N/A ²] |

数値解析では、(5.5)、(5.6)式を z 方向の流線上で解くことに加えて、磁場ベクトル \mathbf{H} (磁場)、 \mathbf{M} (磁化)、 \mathbf{B} (磁束密度) を以下の(5.8)～(5.10)式で連立する。

$$\mathbf{M} = \chi(\mathbf{H} + \mathbf{H}') \tag{5.8}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H}) \tag{5.9}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5.10}$$

ここで、 χ は磁化率、 μ は流体の透磁率、 \mathbf{H}' は粘弾性効果に起因する磁場ベクトルである。式(5.6)から(5.10)は、過渡的な全圧力差 Δp^* を z 方向の速度 u_z と応力テンソル ($h_{(t)}$ を計算するために用いられる) に連立し、与えられた磁場 \mathbf{H} に対して Mac 法によって数値的に解いた。境界条件は Fig.5.2(b)に示す。

なお、 \mathbf{H}' の推定値については次式の角運動方程式より算出する。

$$\rho \frac{D\mathbf{s}}{Dt} = \rho \mathbf{f} + \nabla \cdot \mathbf{c} + \mathbf{A} \quad (5.10)$$

ここで、 \mathbf{s} はスピンベクトル、 \mathbf{c} は偶応力ベクトル、 \mathbf{A} は内部角運動量である。ここで式(5.11)の角運動方程式について、スピンの時間変化と偶応力ベクトルが無視できるものとする。すると次式の通りになる。

$$-\rho \mathbf{f} = \mathbf{A} \quad (5.12)$$

また、 \mathbf{A} は応力の反対称部であり、 $\rho \mathbf{f}$ は体積偶力であることからそれぞれ次式のように定義される。

$$\mathbf{A} = -\frac{I}{\tau_s} (\boldsymbol{\omega}_p - \boldsymbol{\Omega}_L) \quad (5.13)$$

$$\rho \mathbf{f} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (5.14)$$

ここで、 $\boldsymbol{\Omega}_L$ は流体の局所角速度、 $\boldsymbol{\omega}_p$ は磁性粒子のマクロ角速度、 ζ はうず度ベクトルである。さらにうず粘度の定義が $4\zeta = 6\eta_0\phi_v$ で定義されることおよび式(5.13)より、 \mathbf{A} は次式で表される。なお ϕ_v は磁性粒子の体積分率である。

$$\mathbf{A} = -4\zeta (\boldsymbol{\omega}_p - \boldsymbol{\Omega}_L) = 6\eta_0\phi_v (\boldsymbol{\Omega}_L - \boldsymbol{\omega}_p) \quad (5.15)$$

ここで、 $(\boldsymbol{\Omega}_L - \boldsymbol{\omega}_p)$ がうず度ベクトルであることに留意し、本研究における流れ場の仮定を導入すると式(5.15)はさらに次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= 6\eta_0\phi_v \cdot \frac{1}{2} (\nabla \times \mathbf{u}) \\ &= 3\eta_0\phi_v \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ &\approx 3\eta_0\phi_v \frac{u_z}{R} \end{aligned} \quad (5.16)$$

一方、式(5.14)における右辺については Fig.5.1 で示したモデルより次式で表される。

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H} = \chi |\mathbf{H}|^2 \sin^2 \theta \quad (5.17)$$

ここで、 θ は磁化ベクトルと磁場ベクトルがなす角度である。式(5.12)、(5.16)および(5.17)より、 θ は次式より求められる。

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{1}{|\mathbf{H}|} \sqrt{\frac{3\eta_0 \varphi_v u_z}{\chi R}} \right) \quad (5.18)$$

式(5.18)に実験で用いたパラメータを代入し、本研究における θ は約0.01[deg]であることが確認された。

流れは流路の入口に実験から得られた平均流速を境界条件として与え、出口は流出条件とし重力の影響は無視できるものとした。磁場 $\mathbf{H} = H_z \mathbf{e}_z + H_r \mathbf{e}_r$ 、 H_z 、 H_r は、関数 $H_z = H_z(z)$ 、 $H_r = H_r(z)$ で与えた。また、 H_z と H_r はソレノイド磁場によって与えた。なお、Fig.5.4には、実験値を参考にして数値解析内で定義された磁場を示す。Fig.5.4(a)に示すように、 H_z は流路中心部を対称として中心が最も高く、端へと向かうにつれて値が減少しゼロに収束する。またFig.5.4(b)に示すように H_r は流路中心でゼロ、ソレノイドコイルの端に相当する点において極大値（極小値）をとり、端へと向かうにつれてゼロに収束する。

(a)

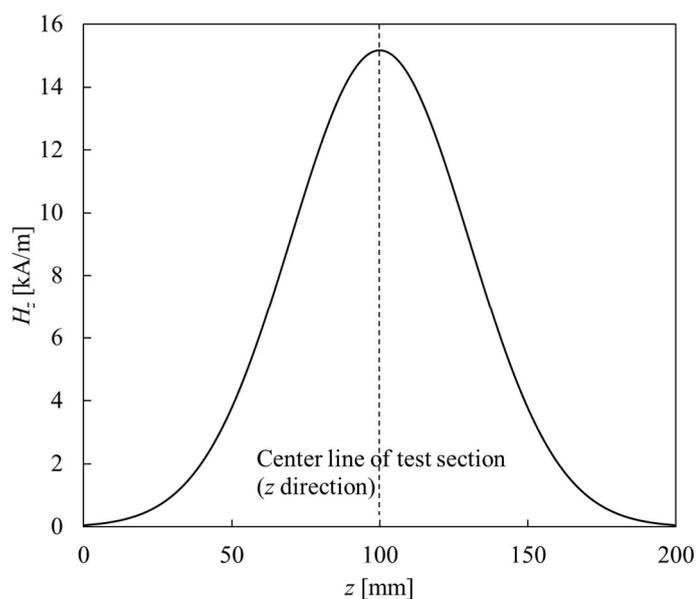
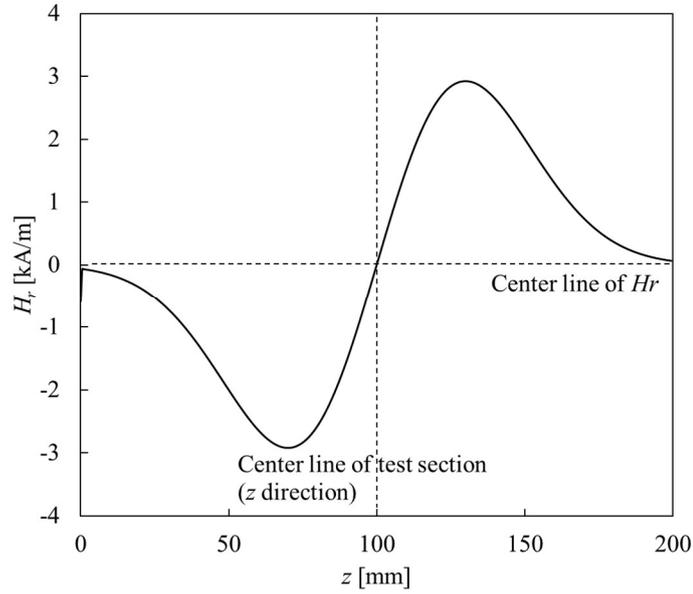


Fig. 5.4 Magnetic field distribution in the analysis area; H_z and H_r

(b)


 Fig. 5.4 Magnetic field distribution in the analysis area; H_z and H_r

数値演算では解析領域に与えた磁場が右向きに正の値をとり、流路中心近傍について中心軸から垂直上向きを正として定義した。一方、本研究で重要な支配力である磁気体積力磁場勾配（変化傾向）に大きく依存するため、磁場の極性の反転は演算に影響しない。数値演算の手順では、式(5.5)の運動方程式より、時刻 $t+1$ の圧力 p^* は次式で求められる。

$$\begin{aligned}
 \rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p^*}{\partial z} + \frac{\partial \tau_s}{\partial z} \\
 & + \left(M_z \frac{dH_z}{dz} + M_r \frac{dH_r}{dr} \right) + \frac{1}{2} \left(M_z \frac{dH_r}{dr} - H_z \frac{dM_r}{dr} \right)
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

式(5.11)を p^* について積分して展開すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 p^* = & -\rho \left(\int \frac{\partial u_z}{\partial t} dz + \frac{1}{2} u_z^2 \right) + \tau_s + \left(\int M_z \frac{dH_z}{dz} dz + \int M_r \frac{dH_r}{dr} dz \right) \\
 & + \frac{1}{2} \left(\int M_z \frac{dH_r}{dr} dz - \int H_z \frac{dM_r}{dr} dz \right) + p_0
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

ここで、 p_0 は標準大気圧 (=101.3 kPa) である。演算では引き続き式(5.20)で圧力場を計算

し、式(5.5)で速度場を計算する。また、 τ_s は式(5.3)に基づいて次式より求められる。

$$\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_m}{2r_{(z)}}\right) = \left(\frac{1 - e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{G_v} + \frac{1}{G_m}\right) \frac{\partial \tau_s}{\partial t} + \left(\frac{e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{\eta_v} + \frac{1}{\eta_m}\right) \tau_s \quad (5.21)$$

ここで、 u_m は入口平均流速、 $r_{(z)}$ はある z 座標における管内半径である。式(5.21)の左辺第一項は流体の伸張速度、左辺第二項は流体のせん断速度を表す。式(5.21)より τ_s は次式によって応力場として更新される。

$$\tau_s^{[t+1]} = \tau_s - \frac{\left\{ \left(\frac{e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{\eta_v} + \frac{1}{\eta_m}\right) \tau_s - \left(\frac{u_{z[i+1]} - u_{z[i-1]}}{2dz} + \frac{u_m}{2r_{[i]}}\right) \right\}}{\left(\frac{1 - e^{-\frac{G_v t}{\eta_v}}}{G_v} + \frac{1}{G_m}\right)} \quad (5.22)$$

本研究では数値演算を進めるにあたり、圧力方程式(5.20)はオリフィスについて、1次元空間座標において絞り部を想定するために Fig.5.5 に示すような境界条件を数値計算に導入した。

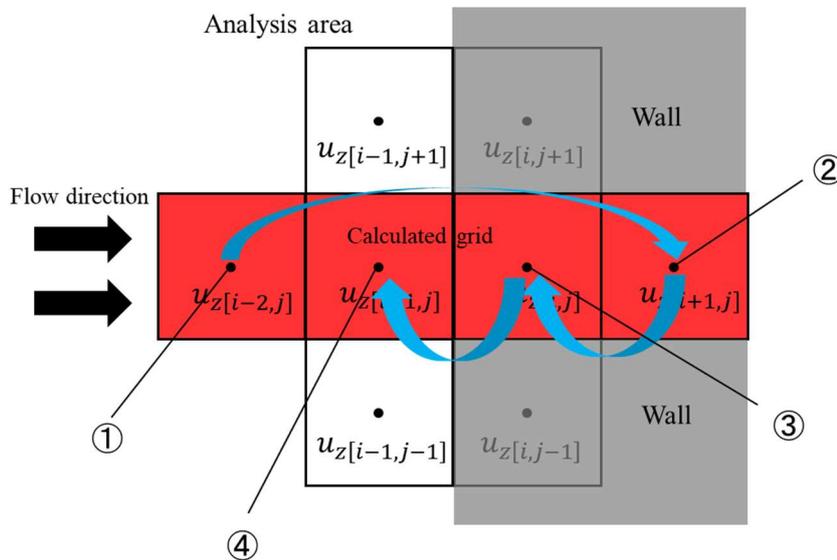


Fig. 5.5 Domain configuration for extended orifice in one-dimensional space

Fig.5.5 において、正方形は計算格子群、また赤色領域が速度場を計算するための格子群、灰色領域は絞り部 (Fig.5.5 では特に急縮小部の場合を示す) を表す。計算手順 (計算フロ

一) における境絞り部の表現手法を以下に示す.

- ①. 差分法により急縮小部 (絞り部) の格子が関与しない格子まで計算を進める.
- ②. 急縮小部の入り口が計算に関与しない程先の格子に, 連続の式から算出した加速後 (急拡大部の場合は減速後) の速度を代入する.
- ③. ②で外挿した速度と絞り部の速度が不連続になるのを防ぐために, 直線近似した関数値を前流の格子に代入する.
- ④. ③と同様に直線近似した関数値を格子に代入する.

5. 3 結果および考察

数値解析の結果として, Fig.5.6 に総圧力差 Δp^* の時間変化を示し, 磁場なしの場合のベースカーブおよび磁場 $H_{\text{zmax}}=30.0 \text{ kA/m}$ の場合の代表的な曲線を示す.

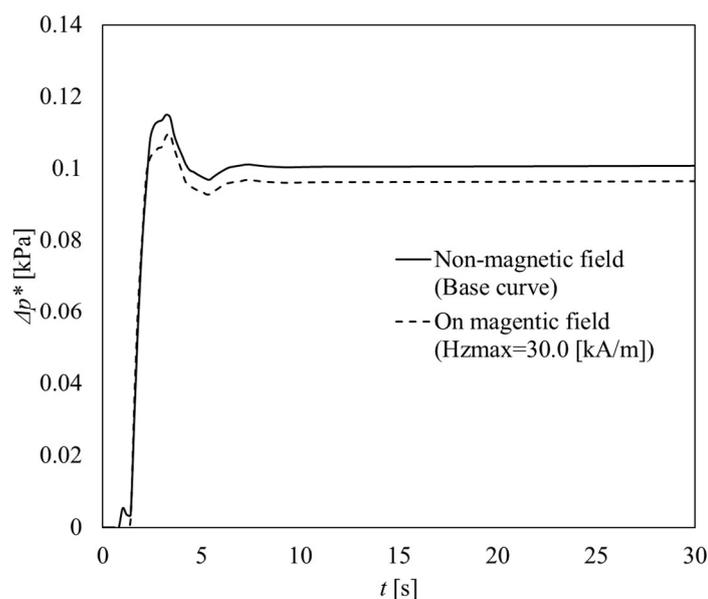
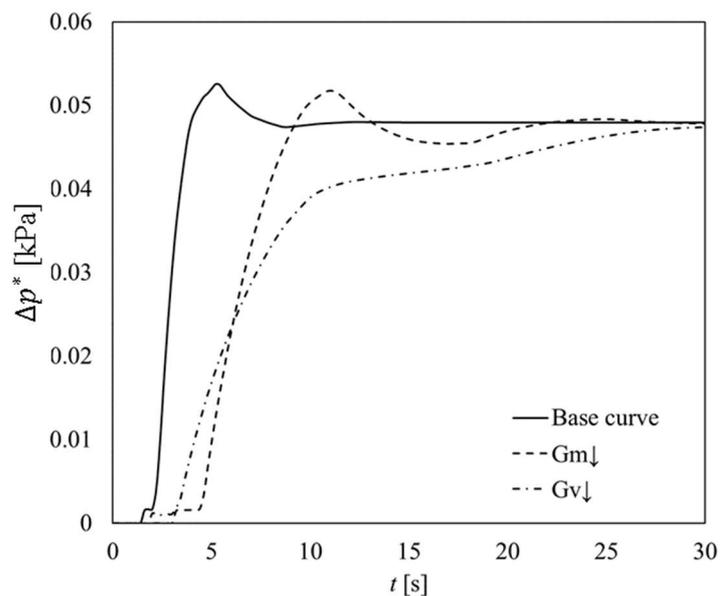


Fig. 5.6 Transient Pressure difference Δp^* , numerical analysis

Fig.5.6 に示されるように, 約 3.0 秒後にオーバーシュートが発生し, その後, 約 5.0 秒後にアンダーシュートが発生し, さらに約 11.0 秒後に同程度の再上昇が発生し, システムは定常状態になる. 圧力曲線の全体的な傾向は, Δp^* が磁場の印加によって減少することが確認された. この傾向の主な理由は, オリフィス内の粒子クラスター (直径 10nm の磁性粒子で, 磁場中で鎖状のクラスターを形成する) [5][10] と分子ネットワークに由来する強い弾性効果であると推測される. この現象を説明するための制御パラメータについて検証する.

Fig.5.7(a)および(b)は、四要素モデルの弾性パラメータを変化させたときの Δp^* の時間変化を示す。Fig.5.7(a)では、実線がベースカーブ (Fig.5.3), 破線が G_m と G_v をそれぞれ50%毎に減少させたときの Δp^* を表す。

(a)



(b)

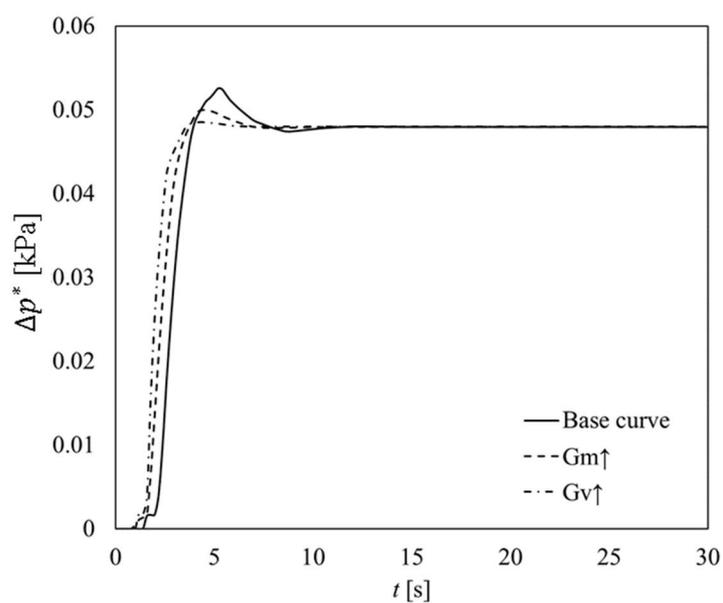


Fig. 5.7 Transient total pressure difference Δp^* , verification of G_m and G_v

式(5.3)より、 G_m と G_v を減少させると、流体の弾性が増加する。圧力曲線については大幅な変化が確認され、オーバーシュートを抑えて過渡挙動を緩やかにする効果がある。この特性から、 G_v が過渡現象を緩和するための支配的なパラメータであることがわかる。また、 G_m と G_v をそれぞれ50%ずつ増加させることで、過渡現象の異なる効果があらわれた結果がFig.5.7(b)である。Fig.5.7(b)は、弾性体の効果が増加すると（緩和時間が短くなると）、過渡現象の応答が速くなり、オーバーシュートのピーク値が減少することを示す。このように、 G_m と G_v は磁場 H の関数であることから、実際の（工学的）応用例では、磁場 H を印加することにより、 G_m と G_v は流路内の圧力（差）の過渡挙動について能動的な制御が可能となる。また、 G_v は、システムの圧力挙動を特徴づける最も影響力のあるパラメータであるものと判断される。Fig.5.8(a),(b)は、4要素モデルの粘性パラメータ η_m 、 η_v を前例(Fig.5.7(a),(b))と同様に変更した場合の Δp^* の時間変化の結果である。Fig.5.8(a)では、実線が Δp^* のベースカーブ、破線が η_m を減少させたときの Δp^* 、点線が η_v を減少させたときの Δp^* をそれぞれ50%の割合で変化させた場合について表す。Fig.5.8(a)からわかるように、流体的な（磁性流体の寄与）粘度を表す η_m のカーブから、粘度の影響が圧力変化に大きな影響を与えることが判明した。これは、磁性流体の粘度変化が過渡現象を極めて緩やかに制御できることを示す一方、固体的な粘性（粘弾性ベース流体）に由来する η_v の寄与は小さいことも示す。Fig.5.8(b)はさらに、 η_m と η_v の値をそれぞれ50%毎に増加させたときの効果を示したもので、磁気粘弾性流体の粘性が増加する効果によるものである。Fig.5.8(b)に見られるように、流体の粘度 η_m の増加は、 Δp^* の全体的な増加に影響する。

(a)

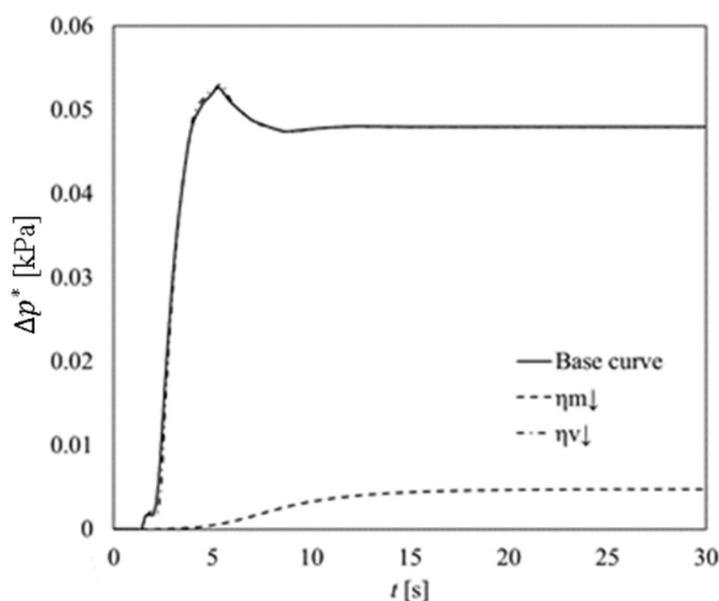


Fig. 5.8 Transient total pressure difference Δp^* , verification of η_m and η_v

(b)

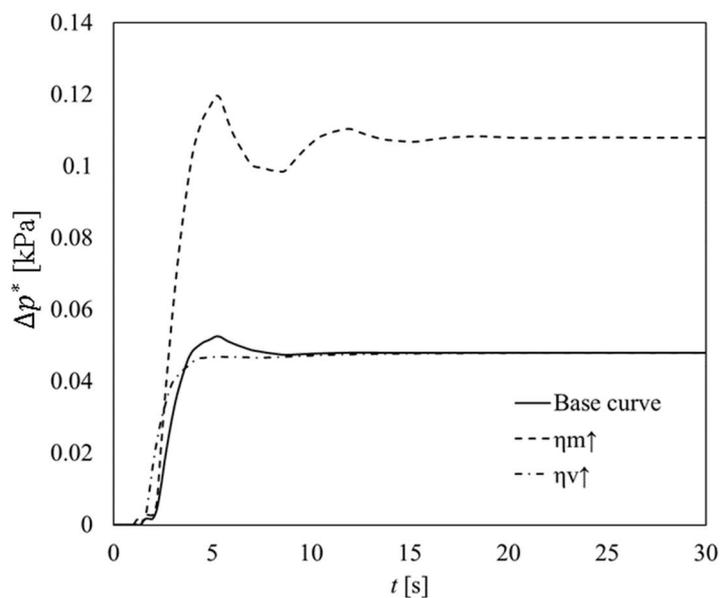


Fig. 5.8 Transient total pressure difference Δp^* , verification of η_m and η_v

また、 η_m の粘性の低下（磁性流体の寄与）の場合より、圧力カーブの過渡的な挙動が非常に激しくなり、系の弾性的な挙動が増大することが示された。これは、粘性の低減を磁場で制御した場合、磁気弾性流体の弾性が支配的になることに起因するものと考えられる。

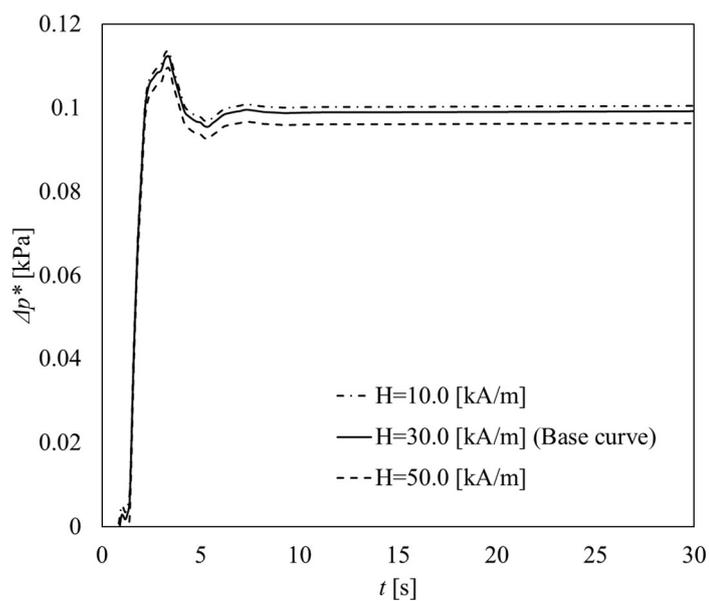


Fig. 5.9 Transient total pressure difference Δp^* , verification of H_{zmax}

式(5.5)の第4項である $\nabla \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})$ が Fig.5.9 の Δp^* に与える影響を考察する. Fig.5.9 に示されるように, $H_{z\max}=30.0$ kA/m から 10.0 kA/m と 50.0 kA/m の $H_{z\max}$ を変化させたときの Δp^* の変化は小さく, 結果の曲線もほぼ同等の大きさで同時に変化するものの, オーバーシュートのピーク値はアンダーシュートと同様に減少する. このように, 支配方程式に最後の項を含めることで磁気粘弾性流体の圧力挙動に与える影響は大きく低減される.

Table 5.2 Experimental condition

| | |
|---------------------------------|---|
| Reynolds number | 0.10–1.00 [-] |
| Magnetic field | 30.1 [kA/m] |
| Concentration of magnetic fluid | 25 [vol.%] |
| Base fluid | 75 [vol.%] Polyacrylamide solution (20000 ppm) |
| Voigt viscosity η_v | $-0.0006 \mathbf{H} ^2$ $+0.0854 \mathbf{H} $ $+17.0$ |
| Voigt elasticity G_v | $-0.001 \mathbf{H} ^2$ $+0.198 \mathbf{H} $ $+6.79$ |
| Maxwell viscosity η_m | $-0.0006 \mathbf{H} ^2$ $+0.0854 \mathbf{H} $ $+17.0$ |
| Maxwell elasticity G_m | $-0.0003 \mathbf{H} ^2$ $+0.0643 \mathbf{H} $ $+3.95$ |

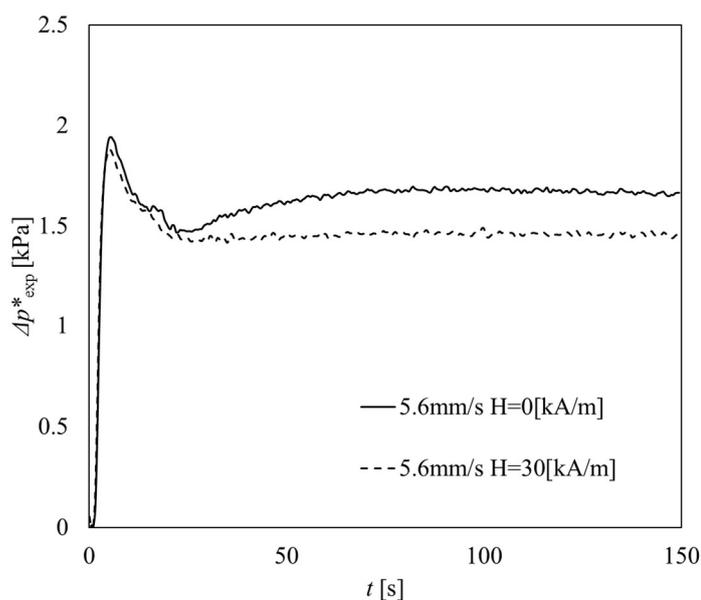


Fig. 5.10 Total pressure difference Δp^*_{exp} , representative experimental data

最後に、横軸に経過時間 t 、縦軸に圧力変換器で測定した全圧力差 Δp^*_{exp} を Fig.5.10 に示す。なお、 Δp^*_{exp} は、Fig.5.3 に示した Δp^* の解析値と良い一致を示したものである。Fig.5.6 と Fig.5.10 の総合的比較では、 Δp^*_{exp} および Δp^* の両曲線は同様に、スタートアップ時に急激に増加してオーバーシュートのピーク値を取り、ピーク値の後に減少してアンダーシュートに達し、その後、安定した一定の値に収束する傾向を顕著に示す。Fig.5.10 の $H=0$ の場合では、わずかな再上昇が見られるものの、Fig.5.6 の解析で得られた結果に準拠する（詳細は前述のとおり）ことが示された。一般に、スタートアップ時のオーバーシュートはグリセリンのようなニュートン流体では起こらず、粘弾性流体全般に見られる現象である [9][10][11]。特に、粘弾性流体は流線に対して流れ方向に垂直な法線応力 τ_{yy} [12][13] を発生させることが物理的な流れ系ではよく観察される。一般的に τ_{yy} は流路壁面に向かう方向に作用する応力であるため、圧力センサによる計測 [13] に直接影響を与えることが知られている。本研究では、Fig.5.10 により曲線におけるアンダーシュート後の減衰が確認された。これは粘弾性特性によるものであることから、粘性と弾性の相互作用にみられるような過渡現象が発生したものと考えられる。同様の現象は、M. E. Ryan, A. Dutta [14] や H. Qi, M. Xu [15] による粘弾性流体の流体挙動として、粘弾性流体の壁面へのスティック・スリップ機構や、圧力降下に対する多重振動現象にもあらわれる。また Fig.5.10 では、 $H=0$ [kA/m] のアンダーシュート後の再上昇が、磁場印加 ($H=30$ [kA/m])、すなわち粘弾性特性の変化（特に前述のような弾性特性の向上）により抑制されることが確認された。このように Fig.5.6 と Fig.5.10 の傾向がよい一致を示すことから、数値解析で得られた結果に関する考察（物性が圧力特性に与える影響）は定性的に妥当性があると判断できる。また Fig.5.6 と Fig.5.10 の結果として定量的な違いがあったものの、再循環領域での渦の発生などの空間的要因を考慮することにより、さらに良い一致が期待できる。

5.4 まとめ

本研究では、オリフィス内を流れる磁気粘弾性流体の圧力特性を数値解析によって調べた。磁気粘弾性流体の流れは、ケルビン力、磁気スピンの作用、物性を決定づける四要素モデルによって数値的に表現される。解析結果と実験結果を比較することで、オリフィス内の圧力差合計について定性的な一致が確認された。また、四要素モデルの各パラメータが圧力特性に与える影響を明らかにした。オリフィス内を流れる磁気粘弾性流体の全圧力差は、磁場の印加により減少し、過渡的な挙動が変化することから、材料特性における弾性パラメータの重要性が示された。

参考文献

- [1] T. Tazawa and H. Yamaguchi, Synthesis of identical pole permanent magnet, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 537: 168180 (E-Journal), 2021.
- [2] X.D. Niu, H. Yamaguchi, X.R. Zhang, Y. Iwamoto and S. Suzuki: Rheological Characteristics of Magnetic Viscoelastic fluids and Their Lubrication in a Cone-Plate Magnetic Coupling, 12th International Conference on Magnetic Fluids Physics Procedia, 9, pp.105–108, 2010.
- [3] H. Yamaguchi: Dynamic rheological properties of viscoelastic magnetic fluids in uniform magnetic fields, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 324, pp. 3238-3244, 2012.
- [4] R. E. Rosensweig: *Ferrohydrodynamics*, Cambridge University Press, pp.100–123, 1985.
- [5] M. I. Shiliomis, *Magnetic fluids*, Soviet Physics Uspekhi 17.2, p.153, 1974.
- [6] H. Yamaguchi, *Engineering Fluid Mechanics*, Springer, pp.447–465, 2008.
- [7] F. H. Harlow and J.E. Welch, Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *Phys. Fluids*, Vol.8, pp.2182-2189, 1965.
- [8] T. Tazawa, H. Yamaguchi: Flow characteristic of magneto-viscoelastic fluid in sudden expansion and contraction channel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 504, 166673(E-Journal), 2020.
- [9] F. Xiao, R. Akoh and S. Li: Unified formulation for compressible and incompressible flows by using multi-integrated moments ii: Multi-dimensional version for compressible and incompressible flows, *J. Comp. Phycs.*, 213, pp. 31–56, 2006.
- [10] P. J. Carreau, D. De kee and R. P. Chhabra: *Rheology of Polymeric Systems*, Hanser, pp.163–183, 1997.
- [11] T. Tazawa and H. Yamaguchi: Rheological Characteristics of Viscoelastic Magnetic Fluid, *Journal of Society of Rheology, Japan*, 47, pp.95–98, 2019.
- [12] H. Yamaguchi, X. D. Niu, X. J. Ye, M. Li and Y. Iwamoto: Dynamic rheological properties of viscoelastic magnetic fluids in uniform magnetic fields, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324, pp.3238–3244, 2012.
- [13] S. Odenbach: *Magnetoviscous Effects in Ferrofluids*, Springer, pp.108–121, 2002.
- [14] M. E. Ryan and A. Dutta: Analysis of the constant rate startup flow of a viscoelastic fluid in annular, cylindrical, and planar conduits. *Journal of Rheology* 25.2, pp. 193-212, 1981.
- [15] H. Qi and M. Xu: Unsteady flow of viscoelastic fluid with fractional Maxwell model in a channel, *Mechanics Research Communications* 34.2, pp.210-212, 2007.

第6章

磁気粘弾性流体の応用展開（同極性磁石の試作）

永久磁石の製造方法には、硬い磁石(Hard magnet)と軟らかい磁石(Soft magnet)のどちらにも対応できる方法がある。その中にボンド磁石と呼ばれる半固体の永久磁石がある。これは磁性体と硬化性材料による成形法で製造される永久磁石である[1][2]。高体積分率の強磁性粒子などの磁性体を含んだ成形材料（流動性のある母材）を、その過程で磁化し、高い成形温度と圧力で成形するものである[3][4]。このようにして作られたボンド磁石は、さまざまな形状を作ることができ、用途に応じてN極、S極の位置をある程度制御することができるため（特にSPMモーターの場合）、エンジニアリング製品の性能向上に使用される[5-8]。

一方、本研究の永久磁石は、従来のボンド磁石の長所を有するとともに、N（S）極の位置を任意に設定することに特徴を持つものである。従来のボンド磁石は、一軸方向のみ磁化（着磁）される[9][10]ものの、本研究の磁石ではN極とS極が直交する方向に配置されるのみならず、N-N（S-S）極が同軸方向に配置が可能となる。この性質は、磁気粘弾性流体を用い外部の永久磁石で磁場を印加することで実現可能となる。したがって本研究の技術に基づき、外部磁場を印加すると（適切な形状にモデル化された材料を用いて）ユーザーが想定する任意の磁極（ H ）が実現できる永久磁石の作成が可能となる。例えば、単一材料だけでモーターシャフトの作成が実現されるほか、円筒形の永久磁石を考えた場合では半径方向と軸方向の両極を持つ永久磁石も作成可能と考えられる。

本研究では、新規永久磁石の作成を具体化するために、平均直径 $5\mu\text{m}$ のネオジム粒子についてエポキシ樹脂を母剤とした熱硬化性樹脂に均一に懸濁させ、室温で小型円筒容器に入れて混合する方法を考案した。ここでは、容器内の強磁性粘弾性液体をパルス磁場印加装置（B-Hカーブトレーサー）に入れ、液体を瞬間的に磁化するものとする。さらに、磁化された粘弾性流体を室温で流体に硬化剤を添加し、上下面に同じ極が現れるように一様磁場を印加する。本研究ではこのように作成されたサンプル永久磁石の磁場分布を測定し、上下面の極性の確認および、磁気粘弾性流体の工学的応用の有用性について検証する。

6.1 供試流体

供試流体の準備において、粘弾性流体と強磁性微粒子を混合する際には、スターバーを用いて十分に攪拌した。攪拌後の混合物は十分な時間が経過しても分離することなく、安定した分散状態を維持することを確認した。また、容器への注入時には、攪拌の均一性を

目視で確認した。容器に注入した混合流体の磁化は、パルス励磁型磁気特性測定装置（東映工業株式会社製，TPM-2-08s25-VT-C）を用いて 8T のパルス磁場を印加した。Fig.6.1 に磁場印加コイルの模式図を示す。永久磁石の元となる磁気粘弾性流体を 20ml の容量の容器に入れ，スタンドで固定されたコイルの中心で磁化する。この作業手順において，磁化された磁気粘弾性流体の量を十分に確保するため複数回繰り返すこととした。本研究では，強磁性微粒子を酸化させずに分散させることを考慮し，強磁性微粒子を分散させる母液としては市販のエポキシ樹脂を用いた。使用したエポキシ樹脂は，硬化剤を混合することで容易に固化することができる。エポキシ樹脂の物理的特性値を表 1 に示す。母液への混合には，平均粒径 5 μm の強磁性微粒子であるネオジウム粉末（マグネケンチ：MQP-B-20052-070）を使用した。本研究では強磁性体粒子の中でも特に強い磁気特性を持つネオジウム粉を選択した。ネオジウム粉末の物理的特性は表 2 に示す。

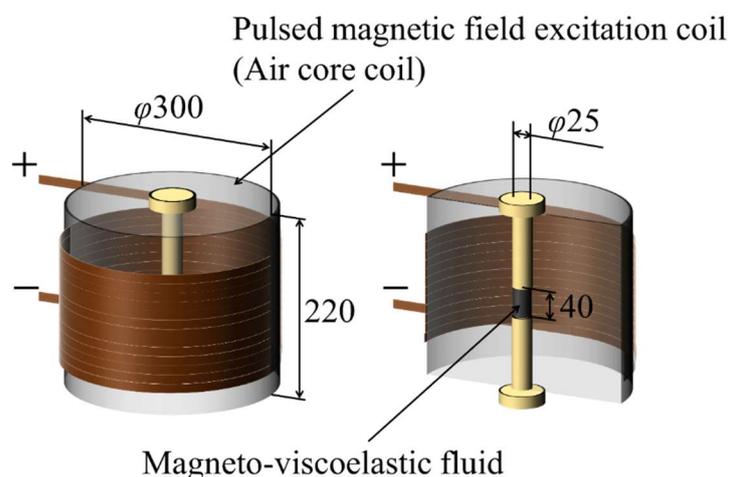


Fig. 6.1 Detail of the magnetizer

Table 1 Property of mother liquid

| | |
|------------------------------|-----------------------|
| Type | Two-part resin |
| Color | Colorless transparent |
| Density [g/cm ³] | 1.17 |

Table 2 Property of magnetic particles

| | |
|---------------------------------|-----------------------|
| Magnetic particles | Neodymium |
| Density [g/cm ³] | 7.01 |
| Particle size [μm] | 5–100 |
| Shapes | Scaly |
| Permeability [-] (100 Wt.%) | 1.32×10^{-6} |

6.2 軸対称異方性磁石 (同極性磁石) の作成

本研究の目的とする永久磁石の作成は、Fig.6.2 に示すように、直径 18mm、高さ 3mm のプラスチック製の円筒形の型に、液体磁石 (磁化された粘弾性流体) を硬化剤とともに注入し、同型のネオジウム磁石 ($\phi 18\text{mm}$ 、高さ 3mm、表面磁束密度の平均値が 200mT) を 1 個ずつ MOD 容器の各面に配置する。同軸上に同極を配置させるために、2つのネオジウム磁石は反発する向きで MOD 容器の各面に配置した (S 個のネオジウム磁石を MOD 容器の各面に対極する)。磁石間は MOD 容器を挟み込むサンドイッチ構造で、模式図のように固定した。硬化液磁石を室温で約 24 時間放置することで、硬化液磁石は永久磁石として十分に硬化することを確認した。

固体永久磁石 (同極永久磁石) は、直径 18mm、高さ 3mm の円筒形で作成される。ここで、液体磁石に対するネオジウム粉末の体積比は 5~20% である。

Fig.6.3 に模式的に示すように、永久磁石サンプル (円筒形) の端面における磁束密度の分布を測定する。本研究では、先端方向に平行して磁束密度を測定するポイントプローブ (先端ホール素子) を使用した。また、Fig.6.3 に示すように、永久磁石サンプルを精密ステージの表面に置き、その上でポイントプローブを xy 方向に移動した。ポイントプローブは、各表面 (ステージ上で表面の位置を変える際には、上面と裏面) から 1mm 以上離れたところに置き、各 (xy) 方向に $-9.00\text{mm} \sim +9.00\text{mm}$ 移動した。先端ホール素子からの信号 (表面磁束密度の変化) は、ガウスメーター (GM4002, 電子工業製) で mT の単位で計測し、データロガーに送られる。

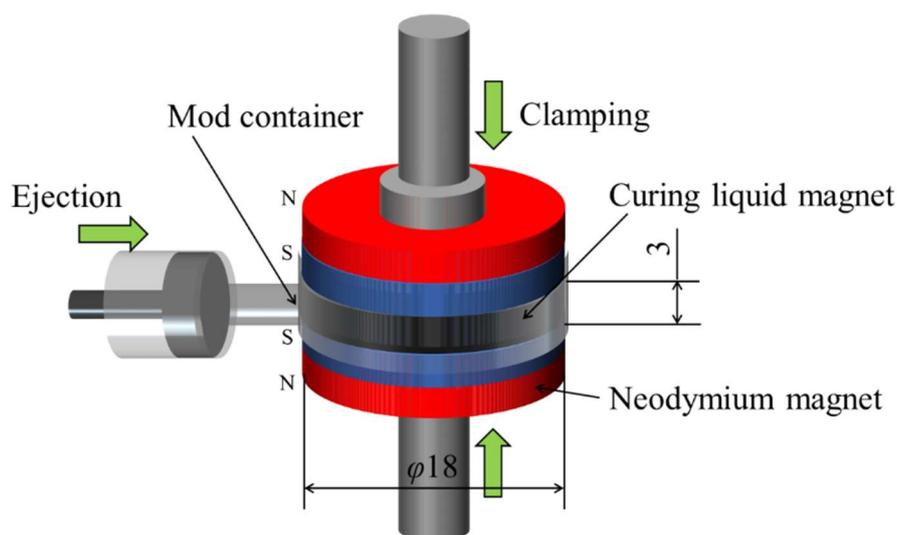


Fig. 6.2 Preparation of solid permanent magnet

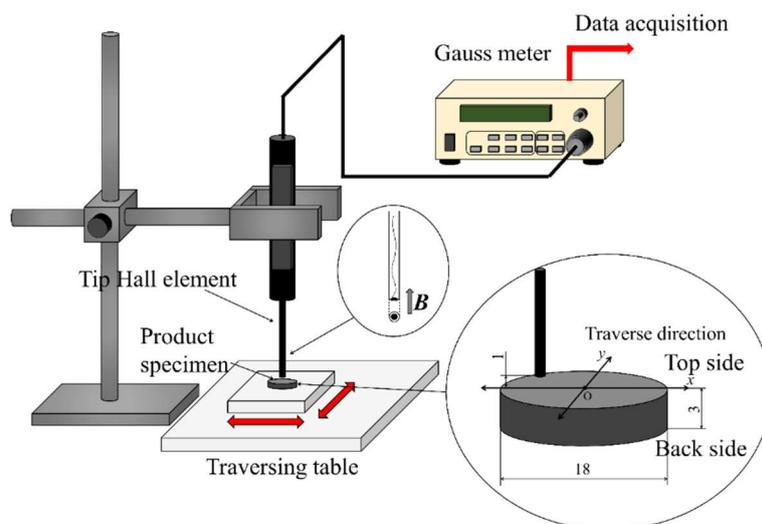


Fig. 6.3 Measurement apparatus for magnetic field distribution

6.3 結果および考察

同極性磁石の表面磁束密度の分布を測定した結果、硬化開始前に、(2つのネオジウム磁石による)磁場を印加することで、各磁性粒子に内包された磁極は、印加された磁場に沿って自由に配列されることが確認された。また、硬化の進行に伴い、各磁極の配列が与えられた磁場に沿って固定され、結果的に強力な永久磁石が得られることが確認された。

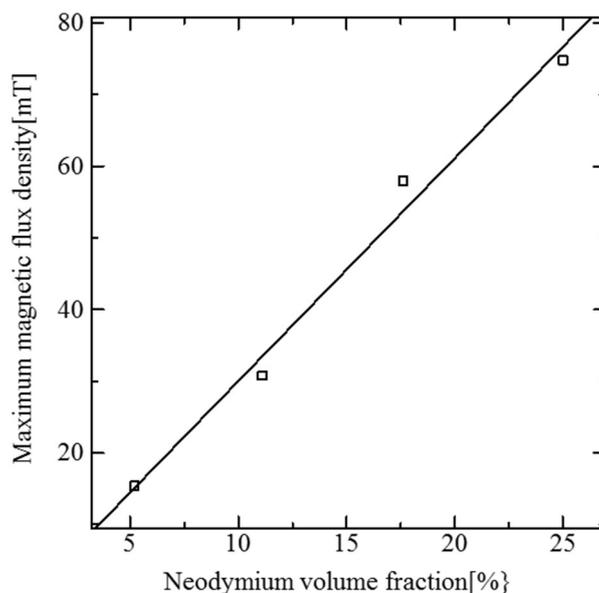
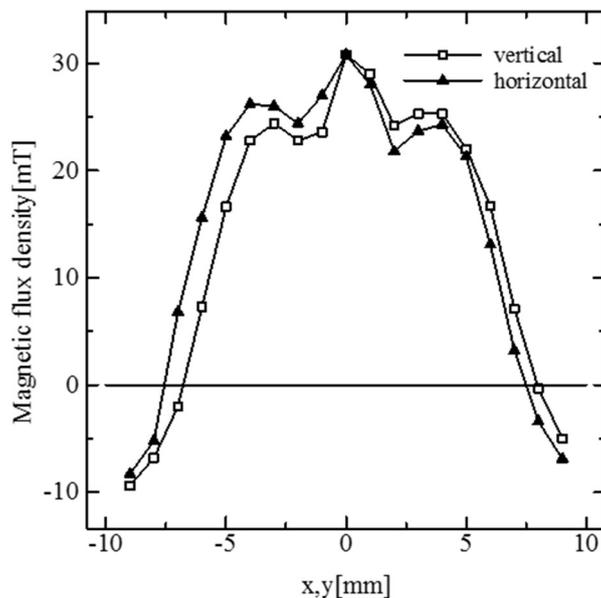


Fig. 6.4 Maximum magnetic flux density vs. volumetric concentration

ネオジム粉末の体積分率の変化による，表裏面で測定した最大磁束密度の変化を Fig.6.4 に示す. Fig.6.4 から，ネオジム粉末の体積分率に比例して，最大磁束密度（永久磁石の強さ）がともに増加する傾向にあることがわかる.

(i) Topside



(ii) Backside

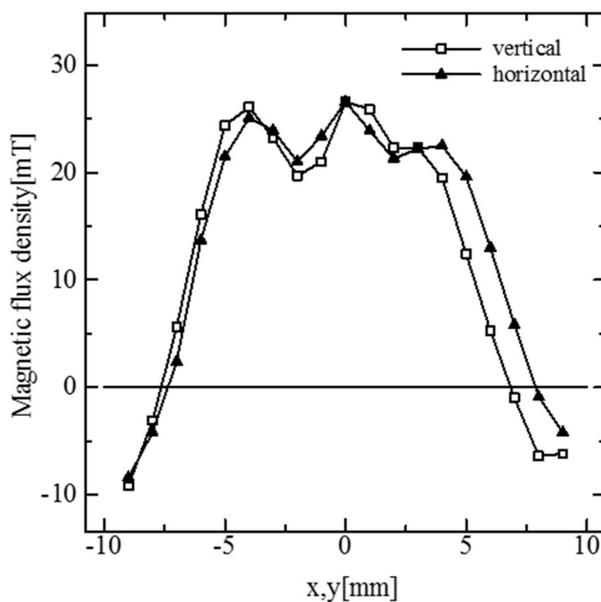


Fig. 6.5 Magnetic flux density at both end surface, (i) Topside (ii) Backside distribution

また，代表的な結果として 20%ネオジム割合の表面磁束密度を Fig.6.5(i),(ii)に示す. Fig.6.5 において，グラフ中のプラスとマイナスは，中央から端に向かって横断する先端ホール素

子 (ポイントプローブ) の N 極の磁束密度がプラス, S 極の磁束密度がマイナスであることを示す.

測定結果より, 作成したサンプル永久磁石は上面と裏面に同じ磁極が存在することが確認された. Fig.6.5(i),(ii)の測定結果から得られた定性的な考察は, 上面と裏面に N 極が現れ, 両中央部には表面から上方向に向かう最大の磁束密度が存在することが確認された. 磁束密度が (中央から) 端に向かって減少に伴い, 中央付近では隣接する 2 つのピークを示し, 端の領域付近では磁束密度の方向がマイナスに変化することから, 端付近に S 極が存在することがわかる. Fig.6.5(i)(ii)に示すように, 上面と裏面の傾向はほぼ同じであり, 同一極の永久磁石であることがわかる (ただし, 円筒形磁石のエッジ側には薄い負極のゾーンが存在する). Fig.6.5 に示した 3 つのピークは, 本来の永久磁石には見られない特性である. 一般的な円筒形磁石は中心部の表面磁束密度が低くなり, エッジ (磁石の端) にむかうにつれて表面磁束密度が高くなる. この傾向により, 永久磁石の表面磁束密度は (本研究の測定方法に準拠すると) 2 つのピークを持つ. これに対して本研究で作成された磁石は, 本来表面磁束密度が低くなるはずの中央部が高くピークを持つことから, 表面磁束密度が 3 つのピークを持つことは同極性磁石の特徴を持つものと考えられる. 本研究の永久磁石は, 通常の永久磁石とは異なり, エッジ効果が発生する側面付近で極が変化する構造になるため, 中央付近の磁極の面積が比較的大きい. 一方, 中心部も磁極の制御により異なるピークを持ち, 結果的には, 本来のエッジ効果が中心部付近に現れた. すなわち, 今回の磁石では, 本来のエッジ効果による 2 つのサイドピークと, 磁極制御によるセンターピークの発現により, 3 つのピークが現れたと推測される. 中央の磁束密度分布の最大値は, サイドピークを構成する磁区に垂直方向以外の磁気モーメントが含まれ, 中央のピークは垂直方向に磁気モーメントを持つ磁区のみで構成されることに起因する. したがって, センサーが感知する垂直方向の磁束密度が最大を示すことが分かった.

Fig. 6.6 は, (i)磁石の周囲空間の磁場と, (ii)磁石表面の磁極分布の概念図を示す. Fig.6.6(i)は Fig.6.5 で得られた結果を基に, 推定される空間的な磁束密度ベクトル \mathbf{B} を描いたものである. Fig.6.6(i)に示すように, 本研究で作成した同極性磁石は, 両底面から側面に向かって磁束密度が向かうものと推定される. Fig.6.6(ii)は, Fig.6.6(i)の磁束密度ベクトルについて, 内部粒子の磁気スピン方向の観点から概念的に説明するために, 磁化されたネオジム粒子に着目して描かれたものである. Fig.6.6(ii)に示すように, 本研究で作成した同極性磁石は, 両底面近傍に S 極を内側に向ける磁気モーメントが分布しており, 側面近傍に N 極を内側に向ける磁気モーメントが分布するものと考えられる.

Fig6.6(ii)で説明した磁気モーメントの構成を検証するために, 電子顕微鏡を用いて実際の極の分布を確認した. Fig.6.7 の写真 (i) ~ (iii) は, サンプル永久磁石の軸対称断面上の領域の代表的な写真を示す. Fig.6.7 の写真の黄色い線状体は, 磁石内のネオジム粒子のクラスターを表す. また, 画像全体に広がる黄色部は, 母液と磁性粒子の混合状態を表す. 写真(i)の上部にある緑色部は, 磁石を固定して観察するためのシリコンゴムである. (iii)

の小さな黒丸は、空気によるクラックを表す。Fig.6.6(ii)についての説明と同様に、磁気モーメントは上面 (Fig.6.7(i)) と側面 (Fig.6.7(iii)) に垂直に向くものの、Fig.6.7(ii)では磁気モーメントが上面方向に傾斜することにより、磁束密度分布が斜向する。すなわち、これらの電子顕微鏡による画像分析の結果より、Fig.6.6 での磁極配向 (局所的な磁気モーメントの方向について) の試作例が示された。この様に本研究において、軸上で対称な方向に同一極分布を持つ永久磁石の製作の可能性が本論文で述べた技術によって実現できることが示された。

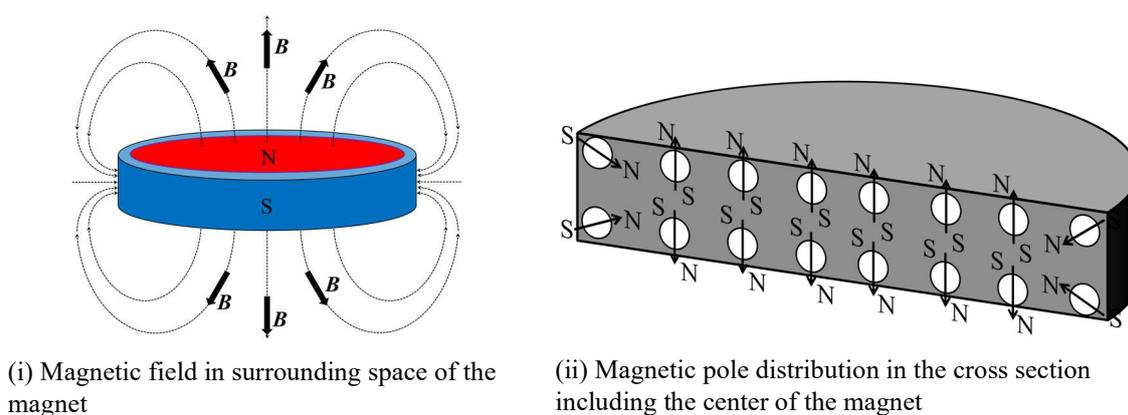


Fig. 6.6 Conceptual configuration of the identical magnet

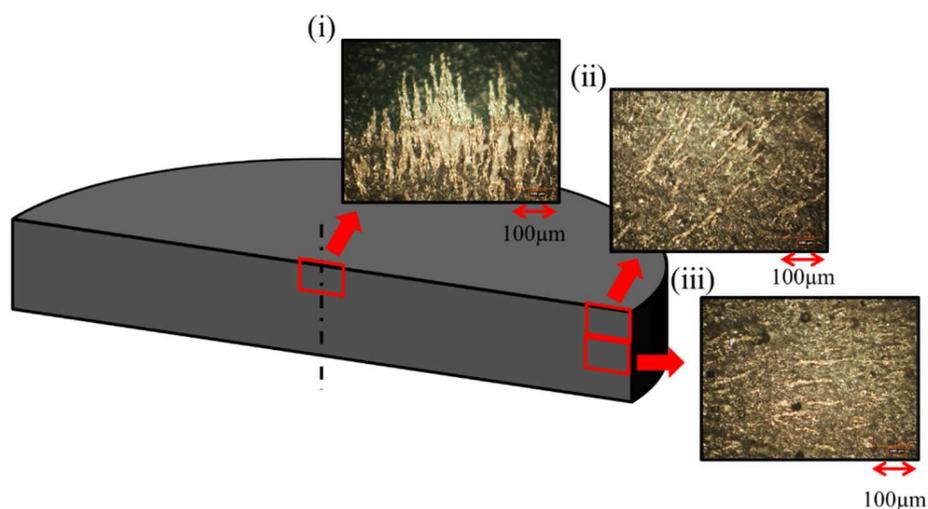


Fig. 6.7 Conceptual diagram of identical magnet and a cross section (red line) magnified by electron microscopy at a certain cross section (surface)

6. 4 まとめ

本章では磁気粘弾性流体を用いた応用技術として、磁極や成形品の形状に柔軟性のある新たな永久磁石 (特にボンド磁石に比べて) の作成の可能性[11]を検討した。調査結果より、

磁気粘弾性流体が硬化することで軸上に同一対称方向の同一極を持つ永久磁石ができる。すなわち、外部から他の永久磁石で磁極の向きを制御して作られた同極性磁石は、円筒面方向に N 極 (S 極)、円筒周方向に S 極 (N 極) を持つことが分かった。また、本研究で作成した同極性磁石は、表面の磁束密度が 3 つのピークを持つことが示された。また、実用化への方法として外部の他の永久磁石による制御効果、エッジ効果のシフト、エッジでの磁極の切り替え (N 極→S 極) が可能となった。

参考文献

- [1] M. Shimizu, N. Noda, Y. Noguchi, Cylindrical permanent magnet and method of manufacturing. U.S. Patent No 4,547,758, 1985.
- [2] L. Li, A. Tirado, B.S. Conner, M. Chi, A.M. Elliott, O. Rios, M.P. Paranthaman, A novel method combining additive manufacturing and alloy infiltration for NdFeB bonded magnet fabrication, *J. Magn. Magn. Mater.* 438, pp.163–167, 2017.
- [3] J. Ormerod, S. Constantinides, Bonded permanent magnets: current status and future opportunities, *J. Appl. Phys.* 81 (8), pp.4816–4820, 1997.
- [4] K. Takagi, H. Nakayama, K. Ozaki, Microstructural behavior on particle surfaces and interfaces in Sm₂Fe₁₇N₃ powder compacts during low-temperature sintering, *J. Magn. Magn. Mater.* 324 (15), pp.2336–2341, 2012.
- [5] Kohei Ihara, Michiya Kume, Bond magnet and method for manufacturing the same. U.S. Patent No 10,232,538, 2019.
- [6] C.S. Kim, S.H. Won, J. Lee, in: Design and Small-sized Frame of The Permanent Magnet Motor from New Material of Magnetic, The Korean Institute of Electrical Engineers, pp. 721–722, 2006.
- [7] A.M. Gabay, M. Marinescu-Jasinski, J. Liu, G.C. Hadjipanayis, Internally segmented Nd-Fe-B/CaF₂ sintered magnets, *IEEE Trans. Magn.* 49 (1) (2012) 558–561.
- [8] J. Tamaki, I. Miki, Y. Okamoto, IPMSM using permalloy and bond magnet, in: In 2020 International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion (SPEEDAM), 2020, pp. 657–661.
- [9] Guido Eilers, Masaaki Doi, Masaaki Matsui, Preparation of a Nd–Fe–B Bond Magnet using High Frequency Magnetic Fields, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34 6053, 1995.
- [10] H. Li, Q. Wu, M. Yue, Y. Li, Y. Zhuge, D. Wang, J. Zhang, Anisotropic nanostructured SmCo₅ bonded magnets fabricated by magnetic-field-assisted liquid phase processing, *J. Magn. Magn. Mater.* 483, pp.124–128, 2019.
- [11] 出口朋枝, 藤井泰久, 山本日登志, 山口博司, 田澤拓也, 磁石の製造方法及びその製造方法により製造される磁石, 特開 2021-015956, 2021.

第7章

結論

本研究では、まず、磁場下において粘性と弾性を制御可能とすることができるような多機能性流体の創成とそのレオロジー特性について検討するために磁気粘弾性流体を作成した。作成した磁気粘弾性流体の調査について、機械的応用が十分可能な範囲での磁場を印加できるレオメータを作成し低周波振動時におけるレオロジー計測を行い、試作レオメータによるレオロジー特性の評価を行うとともに、懸濁系の磁気粘弾性流体のレオロジー特性について、4要素モデルを用いて考察を行った。次に、オリフィスのモデルを用いて、磁気粘弾性流体の流れについて調査を行った。実験的調査では、磁気粘弾性流体がオリフィスを流れる際の圧力損失を過渡特性に着目して測定した。また、圧力損失に対する内部流動モードの影響を考慮するため、CIP法による数値解析も並行して行った。得られた結果を理論的に考察するために実験パラメータを増やすことによるモデル実験を行った。実験より得られた結果について、粘弾性特性および実験条件が圧力特性に及ぼす影響について無次元数で定式化し評価を行った。実験から得られた結果を基に、数値解析より特定の粘弾性パラメータおよび印加磁場条件を変化させることにより（四要素モデルによって定義される）粘弾性パラメータがそれぞれ圧力特性に与える支配性についても調査を行った。最後に磁気弾性流体の応用展開について同極性磁石の実用化試作を行い、磁化特性と製作技術の有用性について検討を行った。

本研究において得られた知見について以下に各章別にまとめて述べる。

第2章では、磁場下において粘性と弾性を制御可能とすることができるような多機能性流体の創成とそのレオロジー特性について検討を行うことを目的として、磁性粒子懸濁系の磁気粘弾性流体を作成し、機械的応用が十分可能な範囲での磁場を印加できるレオメータを作成し低周波振動時におけるレオロジー計測を行い、試作レオメータによるレオロジー特性の評価を行うとともに、懸濁系の磁気粘弾性流体のレオロジー特性について、4要素モデルを用いて考察を行った。その結果、磁気粘弾性流体は周期振動ひずみの角振動数、印加磁場の増加に伴い、貯蔵弾性 G' 、損失弾性率 G'' が増加し、さらに粘弾性流体の濃度の増加に伴い、磁気粘弾性流体の貯蔵弾性率 G' 、損失弾性率 G'' は、共に増加することがわかった。四要素モデルによる考察より、磁気粘弾性流体は磁場印加による内部構造の変化に起因するレオロジー特性の変化が考えられる。磁場印加による損失弾性率 G'' の増加は磁性粒子による見かけ粘度の増加が原因であると推察される。また貯蔵弾性率 G' の増加は、

磁性粒子と高分子ポリマーの相互作用により弾性的性質，特に磁性粒子の磁場下におけるクラスタ形成と分子鎖の相互作用が考えられる。

第3章では，オリフィスのモデル実験装置を用いて，磁気粘弾性流体がオリフィスを流れる際の圧力損失について，始動時の圧力測定と磁場印加時の圧力の過渡的な挙動を実験的に調査した。また，圧力損失に対する内部流動モードの影響を考慮するため，磁気粘弾性流体の流れに関連する流路に対して CIP 法による数値解析を行った。その結果，実験結果と数値解析の比較により，磁気粘弾性流体に磁場を印加すると，時間的にも空間的にも振動的な挙動があらわれ，オリフィスを通過する圧力損失の測定値が減少することが明らかになった。またオリフィス通過前後の静圧差 Δp は，粘弾性流体の濃度（磁性流体の混合による）に応じて減少し，磁場をかけることによっても Δp が減少する。数値解析の結果として粘弾性流体の運動方程式に磁性体の力の項を導入することで，実験で得られた圧力効果 δp_m を本章で行った数値解析により定性的に説明を行った。

第4章では，第3章にてオリフィスを流動する磁気粘弾性流体について数値解析的および実験的に調査を行ったことを踏まえて，オリフィスにおける磁気粘弾性流体の圧力特性と各パラメータの関係について，特に実験パラメータの変化に着目した実験的な調査を行った。実験として，磁気粘弾性流体を供試流体としたオリフィス流れにおいて磁場印加時のレオロジー測定による流動特性の評価，およびオリフィス前後における磁気粘弾性流体の圧力損失の特性について調査を行った。その結果，定常圧力差測定において磁場の印加により圧力差の低減が確認された。圧力差の時間変化についてはオーバーシュートが確認され，オリフィスにおける粘弾性流体特有の現象である振動的な流動が磁性流体濃度の増加と磁場印加によって低減されることが明らかとなった。また圧力差測定により圧力係数を算出し，磁気粘弾性流体の圧力損失および流量係数の定式化を行った。

第5章では，磁気粘弾性流体の印加磁場下におけるレオロジー測定による流動特性の評価および磁気粘弾性流体のオリフィス前後における圧力損失の特性について明らかにするために，流路中心の流線に沿った流れ場が積分形の圧力方程式を用いて数値解析を行った。また，数値解析の結果の妥当性を判断するために，低レイノルズ数での実験も行われた。その結果，磁気粘弾性流体の流れは，ケルビン力，磁気スピンの作用，物性を決定づける4要素モデルによって数値的に表現されることを明らかにした。解析結果と実験結果を比較により，オリフィス内の合計圧力差について定性的な一致が確認された。また，4要素モデルの各パラメータが圧力特性に与える影響を明らかにした。オリフィス内を流れる磁気粘弾性流体の全圧力差は，磁場の印加により減少し，過渡的な挙動が変化することから，材料特性における弾性パラメータの重要性が示された。

第6章では，磁気粘弾性流体を用いた応用技術として，磁極や成形品の形状に柔軟性のある新たな永久磁石（特にボンド磁石に比べて）の作成の可能性を検討した。結果として，磁気粘弾性液体が硬化することで，軸上に同一対称方向の同一極を持つ永久磁石ができることを確認した。外部から他の永久磁石で磁極の向きを制御して作られた同極性磁石は，

円筒面方向にN極(S極), 円筒周方向にS極(N極)を持つことが示された. また, 試作された同極性磁石は, 表面の磁束密度分布に関して, 外部の他の永久磁石による制御効果, エッジ効果のシフト, エッジでの磁極の切り替え(N極→S極)に起因する3つのピークを持ち, 作成技術が実用可能であることが示された. すなわち, 本研究の技術的手法により, 磁極や成形品の形状に柔軟性のある新たな永久磁石(特にボンド磁石に比べて)の作成の可能性が示された.

謝辞

本研究の遂行および本学位論文の作成にあたり、終始適切なお指導とご鞭撻を賜りました同志社大学理工学部 山口博司 教授に心より感謝申し上げます。

また、本研究の遂行に関してご助言頂きました名古屋工業大学 井門 康司 教授、岩本 悠宏 准教授および大阪府立大学 山崎 晴彦 助教授に謝意を表します。

本研究において、磁気粘弾性流体の供試流体作成に際し、株式会社 KRI 山本日登志 様、藤井泰久 様、出口朋枝 様には多大なご協力を頂きました。ここに謝意を表します。

本研究の遂行に関しましては同志社大学流体力学研究室の方々に多大なご鞭撻を頂きました。重ねて御礼申し上げます。

最後に、本研究を進めるにあたり、何不自由無い環境を与えて下さった家族に深甚なる謝意を表すとともに、終始暖かく支えて頂いた数多くの先輩、後輩ならびに友人の皆様に厚く御礼申し上げます。