

平成28年度
修士学位論文

超伝導バルクを用いた
磁気浮上工具の有限要素法による
電磁現象解析に関する研究

平松 佑太

学籍番号：15676122

九州工業大学大学院 情報工学府
先端情報工学専攻 電子情報工学分野

指導教員：木内 勝 准教授

平成29年2月10日

目次

第1章 序論.....	1
1.1 超伝導体.....	1
1.1.1 超伝導の歴史.....	1
1.1.2 第1種・第2種超伝導体.....	2
1.1.3 銅酸化物超伝導体.....	4
1.1.4 RE系超伝導体.....	5
1.1.5 磁束ピンニング機構.....	5
1.1.6 超伝導体の n 値.....	6
1.1.7 着磁.....	7
1.1.8 超伝導バルク.....	8
1.2 加工技術.....	10
1.2.1 研磨・切削の現状.....	10
1.2.2 中空加工技術.....	10
1.2.3 CMP (Chemical Mechanical Polishing).....	11
1.2.4 SUAM (Superconductive Assisted Machine).....	11
1.3 有限要素法(FEM: Finite Element Method).....	13
1.4 JMAG.....	14
1.5 $A-\phi$ 法.....	14
1.6 本研究の目的.....	17
第2章 FEMによる解析方法と内容.....	18
2.1 解析方法.....	18
2.2 計算内容.....	22
2.2.1 磁気浮上工具の引力・反発力.....	22
2.2.2 磁気浮上工具の回転トルク.....	23
2.2.3 磁気浮上工具の復元力.....	23
第3章 結果及び考察.....	25
3.1 超伝導バルクの引力・反発力.....	25
3.1.1 初期着磁距離 10 mm で着磁した場合における引力・反発力.....	25
3.1.2 磁石に働く引力に対するバルク間距離の影響.....	29
3.1.3 磁石に働く引力に対する初期着磁距離の影響.....	30
3.2 超伝導バルクの回転トルク.....	31
3.2.1 初期着磁距離 10 mm での着磁における回転トルク.....	31
3.2.2 初期着磁距離を変化させた場合の回転トルク.....	32

3.3 超伝導バルクの復元力	34
3.4 引力の改善案	35
3.4.1 磁石の増量	35
3.4.2 磁石の加重	36
3.4.3 磁石の多極化	37
3.4.4 複数磁石の使用	38
第4章 結論	40
4.1 結言	40
4.2 今後の課題	41
参考文献	42
謝辞	44
研究実績	45

目次

図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係	2
図 1.2 第 1 種・第 2 種超伝導体	3
図 1.3 YBCO 超伝導体の結晶配向 [7].....	4
図 1.4 磁束ピンニング現象	6
図 1.5 第 2 種超伝導体における E - J 特性 [9].....	6
図 1.6 FCM(Field Cooled Magnetization)	7
図 1.7 ZFCM(Zero Field Cooled Magnetization)	7
図 1.8 永久磁石や超伝導コイルと比較した場合の超伝導バルクの工学的位置づけ[10]	8
図 1.9 CMP(Chemical Machining Process) [21]	11
図 1.10 SUAM(SUPERconductive Assisted Machine)の概要図	11
図 1.11 磁気浮上工具による切削加工	12
図 1.12 磁気浮上工具による研磨加工	12
図 1.13 有限要素法 の概念	14
図 2.1 磁気浮上工具の計算モデル図	18
図 2.2 永久磁石の模式図	19
図 2.3 超伝導バルクの模式図	19
図 2.4 J_c - B 特性	21
図 2.5 E - J 特性	21
図 2.6 超伝導バルクによる反発力	22
図 2.7 超伝導バルクによる引力	22
図 2.8 超伝導バルクによる回転トルク	23
図 2.9 超伝導バルクによる復元力	24
図 3.1 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と FEM 計算結果の比較	25
図 3.2 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く引力の実験結果と FEM 計算結果の比較	25
図 3.3 FEM 計算における超伝導バルク内の電流密度分布	26
図 3.4 着磁後における超伝導バルク内の電流密度分布の予想図	26
図 3.5 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と移動速度 1.0×10 ⁻³ mm/sec とした時の FEM 計算結果の比較	27
図 3.6 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と移動速度 1.0×10 ⁻³ mm/sec とした時の FEM 計算結果の比較	27
図 3.7 移動速度変化後の FEM 計算における超伝導バルク内の電流密度分布	28

図 3.8	10 mm 離し着磁させた場合におけるバルク間距離を 0.1 – 10 mm まで変化させた時の磁石に働く引力の FEM 計算結果の比較.....	29
図 3.9	10 mm 離し着磁させた場合におけるバルク間距離を 0.1 – 10 mm まで変化させた時の磁石に働く最大引力の FEM 計算結果の比較.....	29
図 3.10	初期着磁距離を 5 – 15 mm まで変化させた時の磁石に働く引力の FEM 計算結果の比較.....	30
図 3.11	初期着磁距離を 5 – 15 mm まで変化させた時の磁石に働く最大引力の FEM 計算結果の比較.....	30
図 3.12	初期着磁距離を 10 mm とした時の磁石に働く回転トルクの実験結果と FEM 計算結果の比較.....	31
図 3.13	初期着磁距離を 10 mm とした場合に 360 deg まで回転させた時の磁石に働く回転トルクの FEM 計算結果.....	31
図 3.14	初期着磁距離を 5 – 15 mm とした時の磁石に働く回転トルクの実験結果と FEM 計算結果の比較.....	32
図 3.15	初期着磁距離を 5 – 15 mm とした場合に磁石に働く最大回転トルクの FEM 計算結果の比較.....	32
図 3.16	ステンレス管内部の研磨例.....	33
図 3.17	初期着磁距離 10 mm における復元力の実験結果と FEM 計算結果の比較....	34
図 3.18	初期着磁距離 10 mm における横方向に移動した場合の反発力の FEM 計算結果の比較.....	34
図 3.19	初期着磁距離を 10 mm, 磁石の厚さを 20 mm とした場合の磁気浮上工具に働く引力の FEM 計算結果.....	35
図 3.20	重り追加モデルの概略図.....	36
図 3.21	4 極・6 極・8 極型磁石の概要図.....	37
図 3.22	初期着磁距離 10 mm における 4 極・6 極・8 極磁石の引力の FEM 計算結果の比較.....	38
図 3.23	初期着磁距離 10 mm における 4 極・6 極・8 極磁石の引力の FEM 計算結果の比較.....	38
図 3.24	磁石追加モデルの概略図.....	39
図 3.25	磁石追加モデルにおける引力と磁石単体のみの場合の引力の計算結果の比較.....	39

表目次

表 3.1	磁石の体積分の重りを載せた場合における磁気浮上工具の引力の変化.....	36
-------	--------------------------------------	----

第1章 序論

1章では、超伝導現象や加工技術の現状について記述する。1.1節では、主に超伝導体について記述し、原理や応用例についても触れる。1.2節では、主に加工技術について記述し、超伝導体を用いた新型工具について紹介する。1.3節以降では、2章以降に用いられる解析計算の基礎知識や目的について記述していく。

1.1 超伝導体

1.1.1 超伝導の歴史

1900年代初頭、低温下における導体の抵抗がどのように変化するかということについて多くの議論がなされた。1つはオームの法則が続くという理論、2つ目は極低温で抵抗がゼロとなるという理論、3つ目は極低温において電子の動きが止まることによって抵抗が無限大となるという理論である。そのような議論がなされる中で、1908年、オランダのヘイケ・カマーリン・オンネス (Heike Kamerlingh Onnes) がヘリウムの液化に初めて成功した。1910年に液体ヘリウム内での実験を行なったところ、水銀の抵抗が4 K付近で突然ゼロになる現象を発見した。追実験により確認した後、1911年に正式に発表された。通常の導体以上に電流を流しやすい性質を持つこの状態は超伝導(Superconductivity)と呼ばれるようになった。以降、低温下において超伝導状態へと変化する物質を総じて超伝導体という。超伝導体は、臨界温度以上の温度下では電磁氣的性質において常伝導体と変わらないが、臨界温度下において超伝導状態となり、電気抵抗ゼロや完全反磁性といった性質を示すようになる。超伝導体は、図 1.1に見られるように、温度の上昇や超伝導体にかかる磁界、超伝導体に流れる電流が大きくなることで超伝導状態から常伝導状態へと転移する。これらの状態は急激な変化を及ぼす相であり、この変化は相転移として位置づけることができる。これらの相境界はそれぞれ温度 T_c 、磁界 H_c 、電流密度 J_c に存在する。超伝導状態では電気抵抗が無いことで大電流が通電できるということが期待され、研究が進められたが40年間決定的な理論は発見されなかった。しかし、BCS理論が1957年に発表されたことにより超伝導体の機構が明らかにされた[1]。この理論では超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へと転移する温度である臨界温度 T_c は30 K程度だと考えられており、その後の30年ほどは30 Kを超える臨界温度を持った超伝導体は現れなかった。しかし、1986年に T_c が35 Kである $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ などのLa-Ba-Cu-O系超伝導体がドイツの物理学者・鉱物学者のヨハネス・ゲオルグ・ベドノーツ(Johannes Georg Bednorz)とスイスの物理学者のカール・アレクサンダー・ミュラー(Karl Alexander Müller)によって発見されたことによって、より高温で超伝導状態となる超伝導体の発見が期待された。これは、化学式に銅及び酸素を含むことからこのような超伝導体は銅酸化物超伝導体とよばれるようになった。酸化物超伝導体の発見以降、 T_c が液体窒素の沸点(77.3 K)以上の高温超伝導体(HTS: High Temperature Superconductor)も発

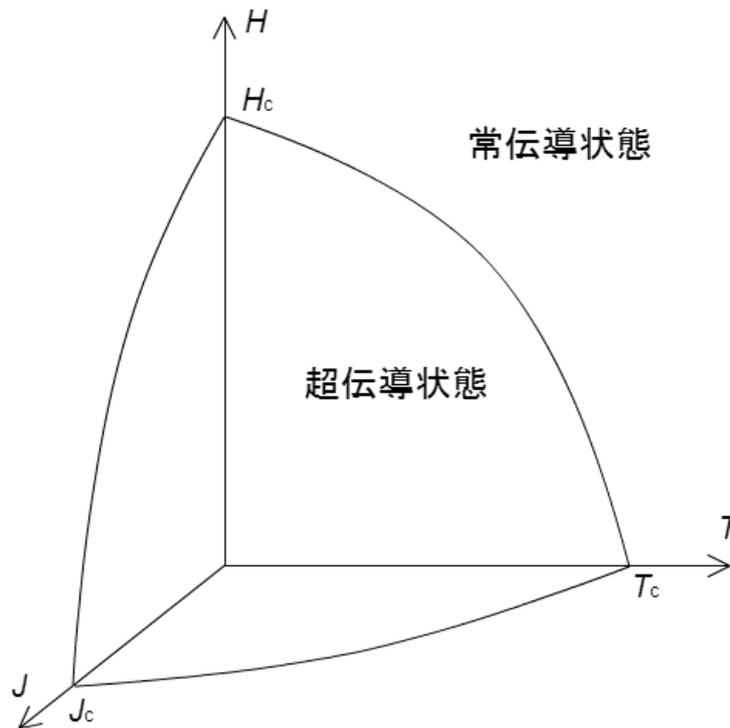


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

見され、1994年には $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ が高圧下において 164 K の T_c を記録した[2]。2008年には、鉄系超伝導体が発見され、2015年には単層薄膜において 100 K の T_c を記録しており、新たな超伝導体の可能性を示唆した[3]。更に、2015年に H_2S が 155 GPa の超高压化の下で 203 K において超伝導状態に遷移することが確認された[4]。これは、南極における最低気温 184 K より高温であり、南極における冷却器不使用での研究も期待されている[5]。

1.1.2 第 1 種・第 2 種超伝導体

超伝導体は完全反磁性を持つことを 1.1.1 項にて記述した。この現象は、外部から印加した磁界は超伝導体内に入り込まないという性質である。したがって、この場合には超伝導体内の磁界はゼロに保たれる。この現象は、1933年にマイスナー(Fritz Walther Meissner)とオクセンフェルト(Robert Ochsenfeld)によって発見されたことから、Meissner 効果と呼ばれる。

臨界磁界以上の外部磁界の印加によって反磁性の性質が完全に失われる超伝導体は第 1 種超伝導体と呼ばれ、Pb や Hg を含む多くの単一元素超伝導体が該当する。第 1 種超伝導体では、外部磁界が臨界磁界に達した時点で、超伝導体内の磁化は失われ磁束は超伝導体内にすべて侵入する。これに対し、臨界磁界以上でも超伝導性を完全に失わない第 2 種超伝導体が存在する。臨界磁界以上の外部磁界の印加によって Meissner 状態から磁束が部分

的に超伝導体内に侵入し、さらに大きな磁界をかけたときに反磁性が完全に消失する。NbとVを含むほとんどの合金超伝導体や化合物超伝導体は第2種超伝導体である。図1.2に見られるように、Meissner効果が失われ始める最初の臨界磁界を下部臨界磁界 H_{c1} 、常伝導状態になる臨界磁界は上部臨界磁界 H_{c2} と呼ばれる。

第1種超伝導体の臨界磁界 $\mu_0 H_c$ は10–100 mTであるため、マグネットや電力輸送ケーブルのような実用的な応用にはあまり適さない。一方、第2種超伝導体の上部臨界磁界 $\mu_0 H_{c2}$ は非常に高く、実用超伝導体である Nb_3Ti_{63} では15 T、 Nb_3Sn では29 T、臨界温度が90 Kを超えるイットリウム系銅酸化物高温超伝導体 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ では350 Tである。この高い臨界磁界のため、NbTiや Nb_3Sn はMRIや高磁界NMRなどの高磁界発生のために用いられており、Y系超伝導体は高電力ケーブルや高磁界バルクなどのより高温下での応用が期待されている。

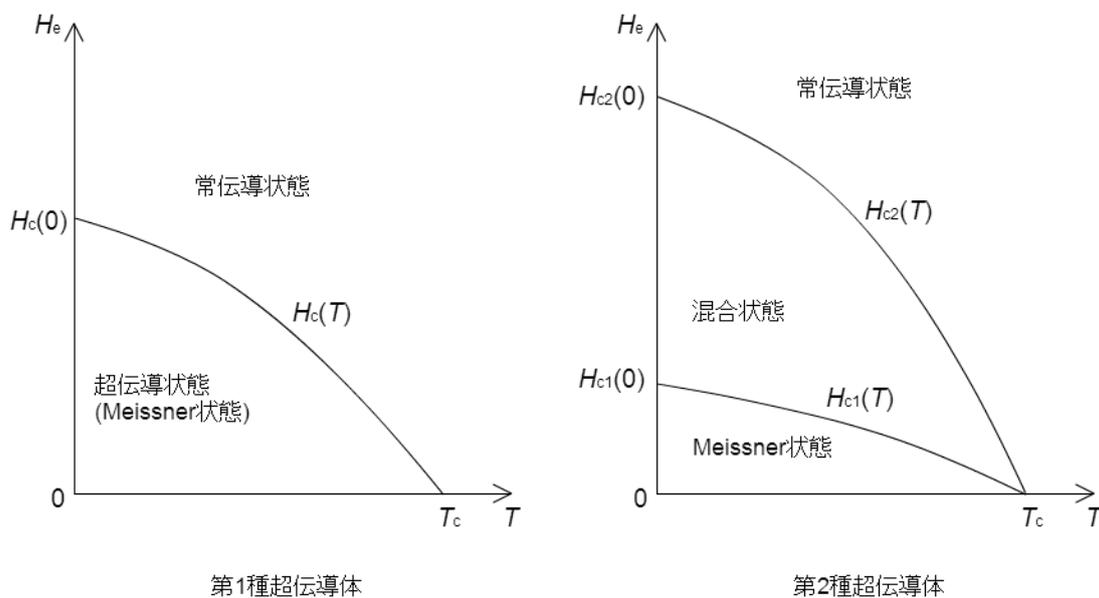


図 1.2 第1種・第2種超伝導体

1.1.3 銅酸化物超伝導体

1.1.1 項で述べたように、1986年にベドノーツやミュラーによってそれまで Nb_3Ge がもっていた最高の臨界温度 23 K を上回る銅酸化物超伝導体 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ が 30 K で超伝導状態になることが報告された。さらにその 1 年後となる 1987 年には、臨界温度が 30 K を遥かに上回る 92 K で $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)が、その 1 年後の 1988 年には臨界温度が 110 K である $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Bi-2223)が発見された。これらの超伝導体は低温高磁界においても高い臨界電流密度を持ち、特に液体窒素下(77.3 K)においても使用可能であるという利点が存在する。YBCO を含む Y 系超伝導体や Bi-2223 などの Bi 系超伝導体は、現在では大電流用超伝導ケーブルや高磁界用マグネットなどへの応用が期待されている。銅酸化物超伝導体の特徴として、図 1.3 に示すようなペロブスカイト構造を持ち、結晶内に存在する CuO_2 面に電流が流れることが挙げられる。銅酸化物超伝導体の結晶構造は、電流が流れる CuO_2 面と CuO_2 面に超伝導電子を供給する絶縁面によって構成される。そのため、銅酸化物超伝導体は CuO_2 面に平行な方向には電流が流れやすいが、 CuO_2 面に垂直な方向には絶縁面によって電流が流れにくいという異方性をもつ[6]。この銅酸化物超伝導体をより実用的に利用するためには、電流密度が高い CuO_2 面を揃えるように結晶を配向させる必要がある。

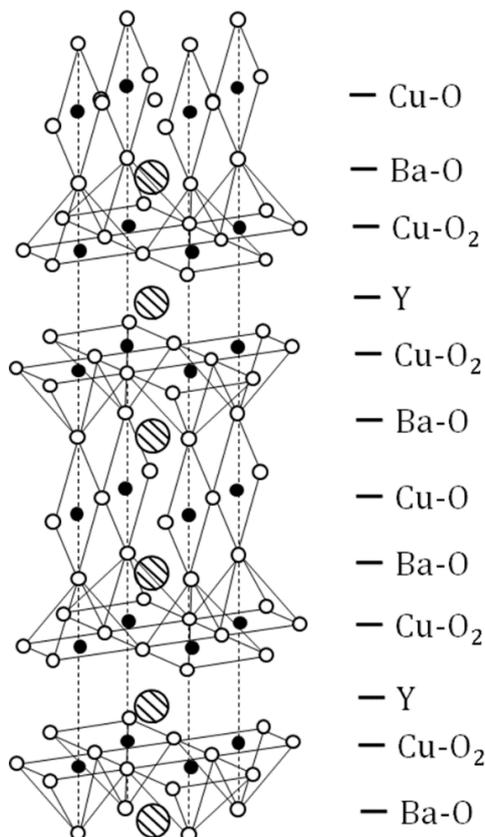


図 1.3 YBCO 超伝導体の結晶配向 [7]

1.1.4 RE 系超伝導体

銅酸化物超伝導体の一種であるREBa₂Cu₃O_x (REBCO) 超伝導体 (RE = Rare Earth : 希土類) は組成比 RE:Ba:Cu=1:2:3 となる超伝導体である。RE には Y, Sm, Gd, Dy, Eu, Yb 等が該当し、総称して RE 系超伝導体とも呼ばれる。1987 年の発見以降、RE 系超伝導体は様々な応用に向けて研究されている。しかし、高温での利用が可能な反面、1.1.3 項にて先述したように、図 1.3 のペロブスカイト構造による臨界電流密度の磁界依存性(J_c - B 特性)の異方性が存在する。通常、金属超伝導体はどの方向に電流を流したとしても J_c - B 特性はすべて等しくなる。それに対して、銅酸化物超伝導体は磁界の印加する方向によって J_c - B 特性が変化する。この J_c - B 特性の磁界の角度依存性のため、実用化は難しいとされていたが、近年の結晶配向技術の向上によりバルク化に至るまでとなった。超伝導バルクに関しては後の 1.1.8 項にて記述する。

RE 系超伝導体の中でも、実用的なバルク材料として用いられているものがGdBa₂Cu₃O_x (GdBCO)超伝導体である。Gd は RE の中でも比較的イオン半径が大きく、Nb 等の Y よりもイオン半径の大きい他の希土類系金属と比較して、結晶成長の際に超伝導電流を妨げるような不純物が生成しにくいいため組成制御が容易である。

1.1.5 磁束ピンニング機構

第 2 種超伝導体に電流 J を流す際に、高磁界 B の下での利用を考えた場合には磁束線にはローレンツ力 $F_L = J \times B$ が働き、磁束線が運動することになる。しかし、磁束線が運動した場合、誘導起電力として $E = B \times v$ が発生する。誘導起電力が発生した場合、常伝導金属と同様に損失及び電気抵抗が発生することを許容することになる。図 1.4 のようにこれに対し、誘導起電力を発生させないために磁束線の運動が起きないようにする必要がある。すなわち、ローレンツ力に対応した力が磁束線に働く。この磁束線の運動を止める現象を磁束ピンニング現象と呼び、この力をピンニング力 F_p と呼ぶ。

磁束ピンニング現象はローレンツ力がある臨界値を超えるまで発生し、誘導起電力が生じ始める臨界電流密度 J_c においてピンニング力密度は

$$F_p = F_L = J_c B \quad (1.1)$$

となる。ピンニング力は、転位、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面などの欠陥(ピンニングセンター)の導入に依存する。このピンニング力の増加によって臨界電流密度の増加を図ることができる。

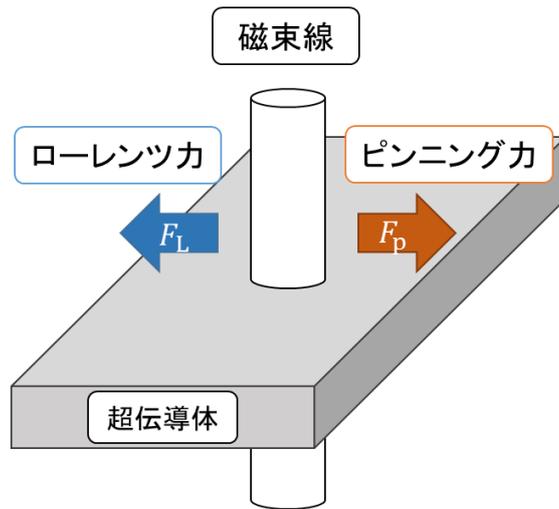


図 1.4 磁束ピンニング現象

1.1.6 超伝導体の n 値

第 2 種超伝導体の電界-電流密度(E - J)特性には図 1.5 に示すように、ゼロでない値の電流密度から急速に電界-電流密度特性が立ち上がるような、強い非線形性を示す物がある[8 – 9]。この時の超伝導体の電界-電流密度特性は次のように表される。

$$E \propto J^n \quad (1.2)$$

(1.2)式の指数 n を超伝導体の n 値と呼ぶ。一般的には、 n 値は $1 - 100 \mu\text{V/m}$ の電界範囲から導出され、非線形性を示す補助的なパラメータである。特に $n = 1$ のとき常伝導状態と同様にオームの法則を満たす線形的な立ち上がりとなる。 n 値が大きい場合、わずかに電流値を減少させることで発生電圧を大幅に抑制することが可能である。一方で n 値が小さい

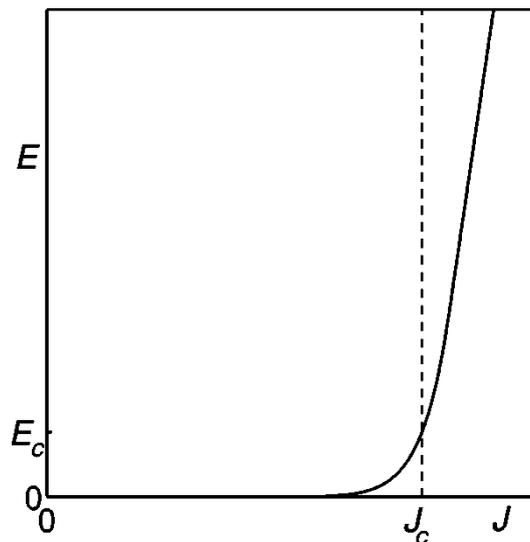


図 1.5 第 2 種超伝導体における E - J 特性 [9]

場合、臨界電流を多少上回る場合においても緩やかな電圧の発生が見られる。

1.1.7 着磁

超伝導状態になった超伝導体に外部磁界を印加することで、磁束ピンニング機構を利用し超伝導体に磁界を定着させることを着磁という。着磁方法は、磁場中冷却磁化法 FCM (Field Cooled Magnetization)、零磁場冷却磁化法 ZFCM (Zero Field Cooled Magnetization)、パルス磁化法 PFM (Pulsed Field Magnetization) に大別される。FCM は、図 1.6 に示すように、臨界温度以上の温度において外部磁界を印加し、外部磁界を維持した状態で温度を臨界温度以下まで減少させ、測定温度に達した後に外部磁界をゼロにすることで着磁を行う方法

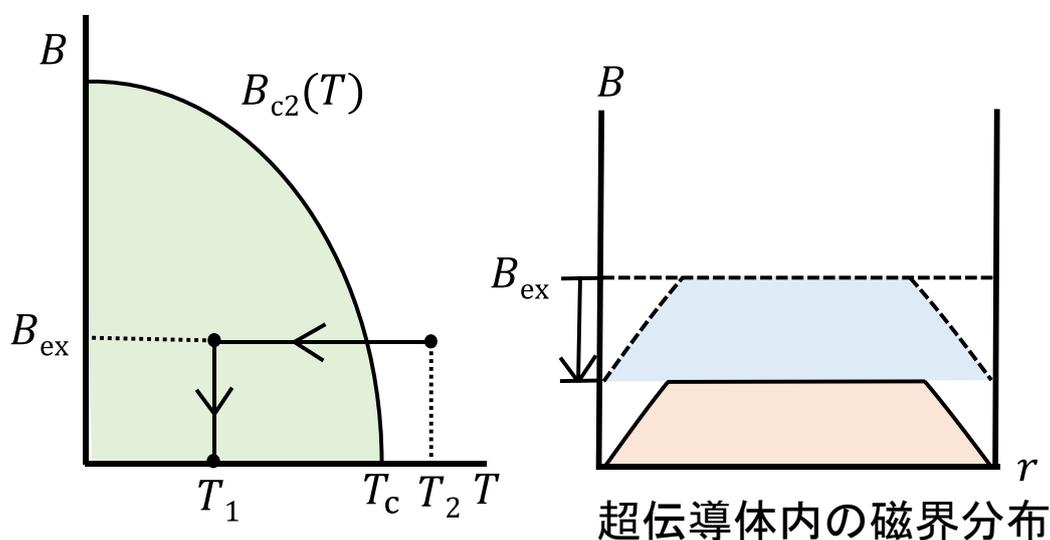


図 1.6 FCM(Field Cooled Magnetization)

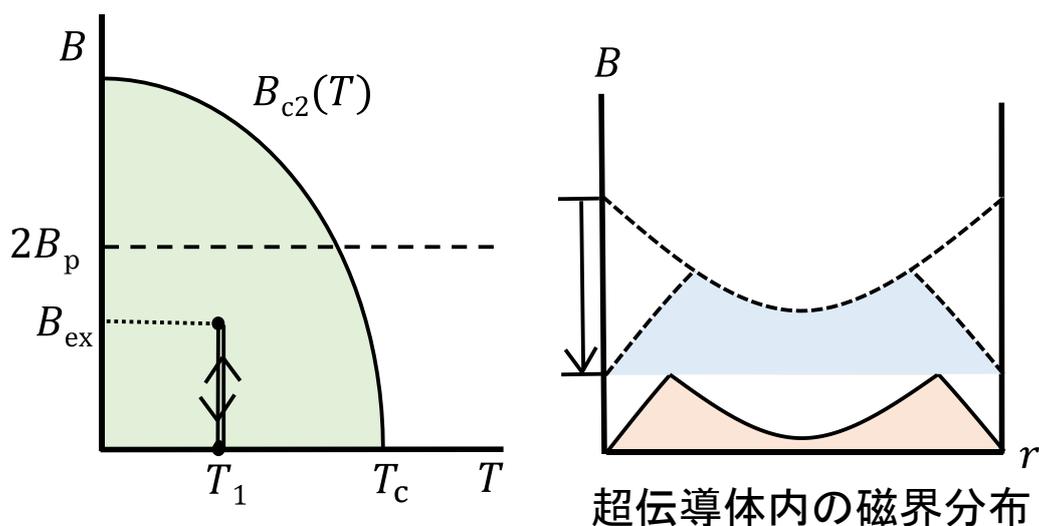


図 1.7 ZFCM(Zero Field Cooled Magnetization)

である。この方法では、侵入した磁界に対してピンニング力が働き、その磁界が残るように超伝導体内に遮蔽電流が流れることで、内部の磁束線が止められる。そのため、超伝導体内部に磁界が残る。この方法は、熱による磁界の低下が起こらず着磁が安定する反面、冷却に時間がかかるという点やそれによるコストが大きくなるという欠点を持つ。それに対して、図 1.7 に示すように ZFCM は外部磁界がゼロとなる状態で測定温度にし、外部磁界を印加後、ゼロにすることによって着磁を行っている。しかし、FCM と同等の磁界を残すためにはより強力な磁界をかける必要がある。十分な磁界がかからない場合、超伝導体内に磁束線が十分に入り込まないため、FCM と比較すると捕捉磁界が低くなるという問題が存在する。PFM は ZFCM を応用した手法であり、ZFCM と同様に一定温度下で強力な磁界を与えることで着磁を行っている。しかし、印加する磁界をごく短時間にするすることで、コイルの発熱を抑えることが可能となる。そのため、着磁用コイルには銅などの安価な材料を用いることができ、それに伴いコイルの小型化を図ることも可能となる。しかし、この方法は磁束線の高速度運動が起こるため、ローレンツ力の他に粘性力が働き、損失エネルギーが発生する。この損失エネルギーが急激な熱上昇を引き起こし、その熱上昇によって超伝導体の破損や捕捉磁界の低下などを引き起こすという問題が存在する。

1.1.8 超伝導バルク

超伝導バルクは、超伝導体の塊であり、バルク体に着磁を行うことで強力な磁力を持つ磁石として利用されている。これは、超伝導体のもつ磁氣的側面を強く押し出したもので、磁束ピンニングなどの磁氣的現象を利用する際に用いる。他に磁界応用で用いられる永久磁石や超伝導コイルと比較した場合の超伝導バルクの工学的位置づけを図 1.8 に示す。超伝導バルクは、永久磁石や超伝導コイルなどの実用化されている技術と比較して、素材の小

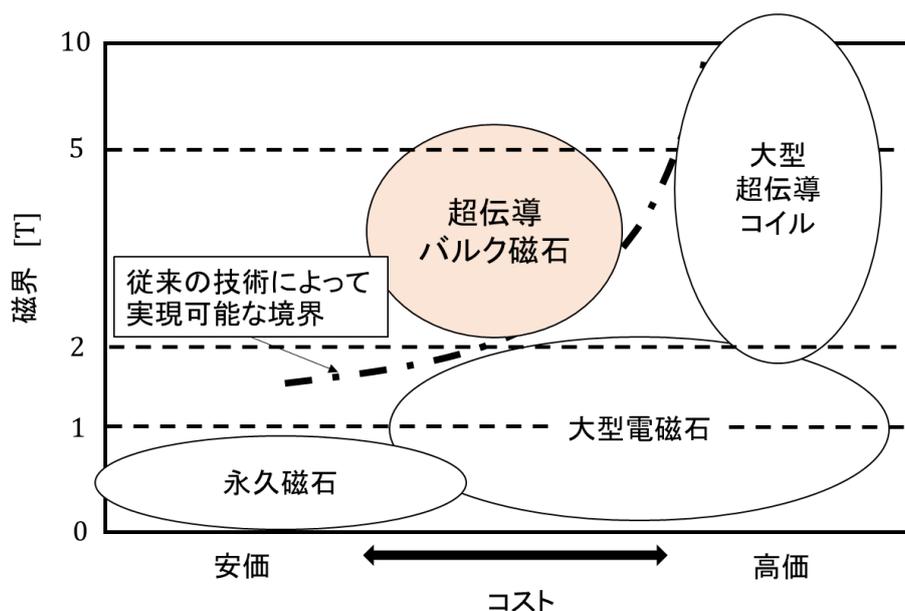
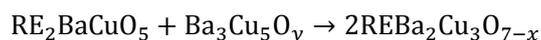


図 1.8 永久磁石や超伝導コイルと比較した場合の超伝導バルクの工学的位置づけ[10]

型化が望める点やその小型な形状と対称的に大きな磁界を発生させることができる点、それに伴った冷凍機の小型化が可能であるため冷凍機に対しても小型化や低コスト化を実現できる点などの利点がある[10]。また、磁石の近傍では強力な磁界が発生するが、距離減衰が高いために磁石の周囲の影響が小さい点も利点として考えられる。

超伝導バルクの実用化は超伝導発見より構想されていたが、Nb-Ti, Nb₃Sn などの低温超伝導体ではフラックスジャンプの問題が解決できなかった。フラックスジャンプとは、着磁過程での印加磁界上昇につれて侵入した磁束が発熱を引き起こし、その発熱により臨界電流密度の低下が発生、その結果、新たな磁束侵入を引き起こし、温度上昇を引き起こす現象である[11]。比熱の小さい低温での超伝導体の使用の際には温度上昇が大きいので、超伝導バルクの実現は困難とされてきた。しかし、高温超伝導体発見に伴い、比熱の大きい液体窒素下での使用によって熱的安定性を得ることによってフラックスジャンプの問題が解決されたため、超伝導バルクの作製が可能となった。高温超伝導バルクの作製は可能となったが、捕捉磁界は永久磁石に及ばないことが次の問題として表れた。これは、高温超伝導体の臨界電流密度の異方性により、超伝導バルク内の磁束が完全に捕捉されないことが原因であった。しかし、21世紀に入り、結晶成長の配向制御技術が発達したことにより、超伝導バルクの高磁界着磁においては、2003年に YBCO バルクで 29 K の温度下において最大 17.2 T の磁界捕捉が実現している[12]。

超伝導バルクの作製には TSMG(Top Seed Melt Growth)法, QMG(Quench and Melt Growth)法, MPMG(Melt Powdering Melt Growth)法などの熔融法が用いられる。ここでは RE 系超伝導体はある温度を超えると、包晶反応を起こし、固相が別の固相と液相に分解される。RE 系超伝導体を包晶温度以上まで加熱すると、RE₂BaCuO₅ の固相と Ba-Cu-O の液相が混じり合った半熔融状態となる。その後、除冷することで以下の反応が起こり、超伝導相である REBa₂Cu₃O_{7-x} 相が結晶成長する。



この結果、超伝導バルク体を作製することができる[13]。近年では、バルクの性能向上のため、Ag を 10 wt%程度添加することで機械的特性の向上を図っている材料や、比較的大きなイオン半径を持つ La, Sm, Gd などの希土類系において、低酸素分圧中で結晶成長を行なうことにより、T_c及びJ_c特性を改善する製造法が確立され、材料の超電導特性が良化し実用化も現実的になっている[14]。

高磁界用超伝導磁石以外の利用方法として、磁束ピンニング現象を利用した磁気浮上がある。磁気浮上とは、超伝導バルクに対してある一定の距離を空けたまま永久磁石などの高磁界を持った磁性体をおき、その状態で冷却及び着磁を行なうことで超伝導バルクと磁性体が固定される現象のことである。

現在、超伝導バルクの方法としては、主に高磁界を液体窒素下での利用が可能である YBCO, GdBCO や DyBCO といった RE 系超伝導体を利用されている。その主な利用手段としては、NMR・MRI, リニアモーターカー, 物質輸送システム, ドラッグデリバリーシ

テム(DDS: Drag Delivery System)や浄水施設などへの利用が考えられている[15 – 17].

1.2 加工技術

1.2.1 研磨・切削の現状

原料や製品に対して、外部から手を加えることで、他の製品へ変化させることを加工という。この中でも、切削工具などを用いて対象物を切り削る加工を切削加工、切削加工を施したものに更にヤスリや研磨剤を用いることで表面を滑らかにする加工を研磨加工という。現在、切削には昔から行われる鉋(かんな)や鑿(のみ)を使用する人力加工の他、現在の主流である工作機械を用いた機械加工が存在する。また、研磨に関しても、細かい砥粒を金属などに貼り付けて行なう固定砥粒加工や砥粒を液体に混ぜて行なう遊離砥粒加工が存在する。これらの研磨や切削といった加工技術は様々な箇所で利用されており、大型の物では航空機部品や小型の物では半導体部品まで現代の生活には欠かせないものとなっている。これらの部品は成型物の進歩に伴い、複雑化している。さらに近年、省エネルギー化が重要視されており、加工器具の小型化・軽量化が図られている。

1.2.2 中空加工技術

内部に空洞が残るように加工する手段を中空加工技術という。現在、様々な中空加工技術が存在し、3Dプリンタやダイカスト法などが該当する。これらの技術は、成型する際に中空加工が行なわれることが主であるため、外装加工を施した後に加工を行なうことは困難である。また、これらの中空加工技術には成型そのものにかかる時間が長く、また加工にかかる手間も大きいという問題が存在する。

上記では、成型における中空加工技術について紹介したが、成型後の中空加工技術として、旋盤加工や磁気研磨加工が存在する[18 – 20]。これらの加工手法は簡易に加工が可能であるという上記の問題を満たすものであるが、同時に機材の小型化や軽量化という点では未だ欠点を持っているといえる。また、複雑化していく部品に対してその内面加工を行なうことは難しいと考えられる。

そのため、加工の容易さ、加工時間の短縮、複雑加工に対応可能という技術が求められている。

1.2.3 CMP (Chemical Mechanical Polishing)

CMP(化学的機械研磨: Chemical Mechanical Polishing)は主に半導体の研磨加工に用いられる加工装置である。図 1.9 に示されるように、CMP は微粒研磨剤(ダイヤモンド粒子等)を含んだ液体であるスラリーを用いることで微細な加工を可能にしている[21]。各文献を参考にし、CMP の研磨圧力を調べた結果、最低研磨圧力は 10 kPa、平均的な研磨圧力は 30 kPa 程度である事がわかっている[22-25]。また、回転数は 60 rpm 程度である。

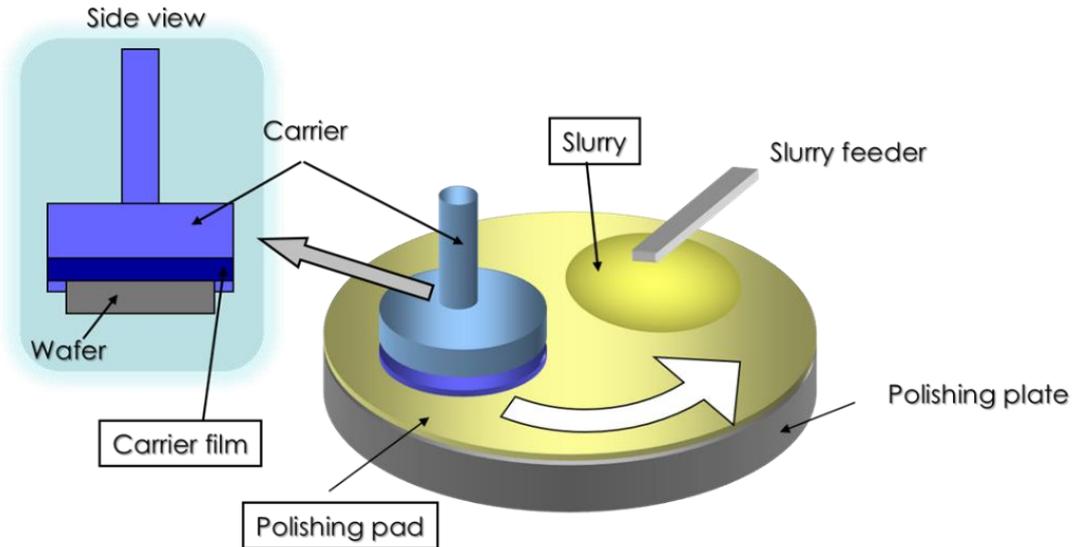


図 1.9 CMP(Chemical Machining Process) [21]

1.2.4 SUAM (SUPERconductive Assisted Machine)

1.2.2 項で述べたように、中空加工技術には容易かつ短い時間で加工が可能な技術が求められている。これに対して、磁性体を空中で固定できる超伝導体の磁束ピンニング現象の活用した工具が考えられている。この工具は磁界により浮上していることから、磁気浮上工具または SUAM(SUPERconductive Assisted Machine)という名称で呼ばれている[26]。SUAM

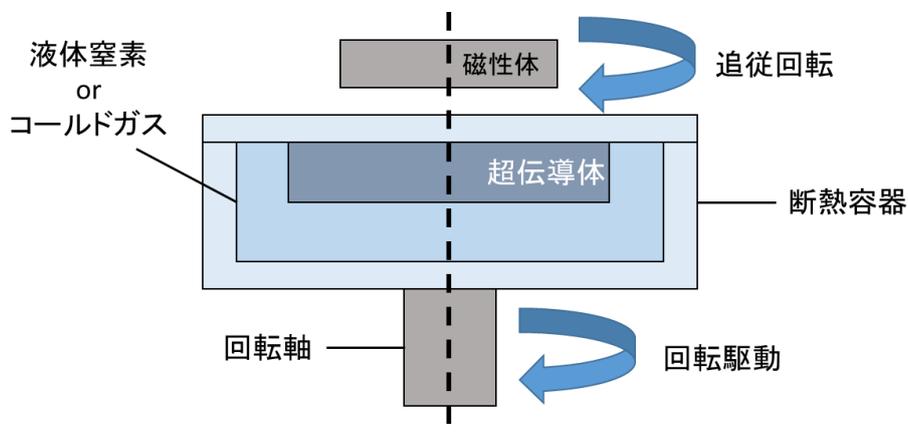


図 1.10 SUAM(SUPERconductive Assisted Machine)の概要図

は、図 1.10 に示すように、主に超伝導バルクと永久磁石によって構成される。永久磁石は方位角方向の磁束ピンニングを可能にするため、片面 4 極型の永久磁石を用いている。磁気浮上工具では、永久磁石を超伝導バルクの上で任意の高さに固定し、超伝導バルクを着磁させる。これにより、永久磁石から発生する磁束線を超伝導バルク内に捕捉することが

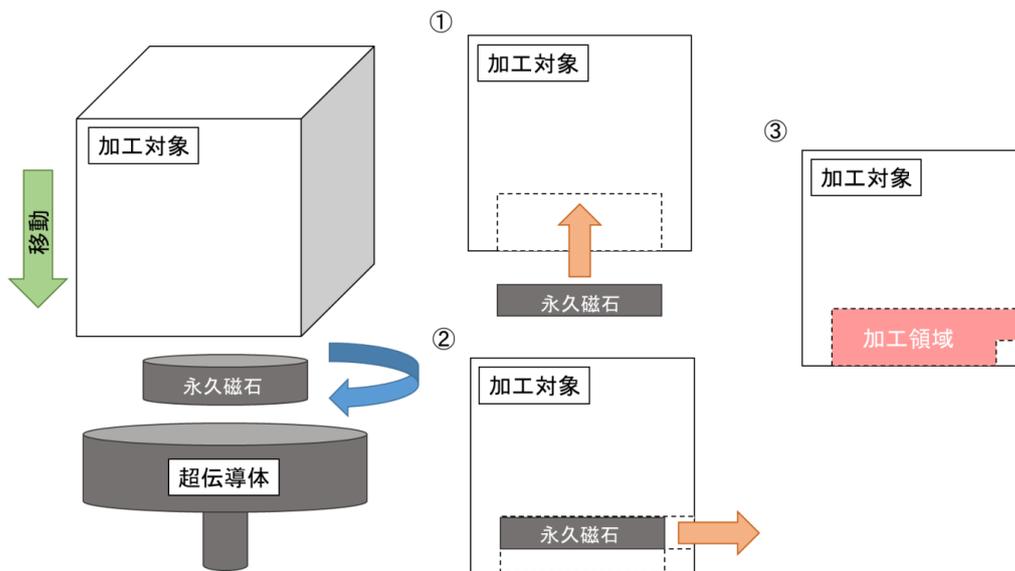


図 1.11 磁気浮上工具による切削加工

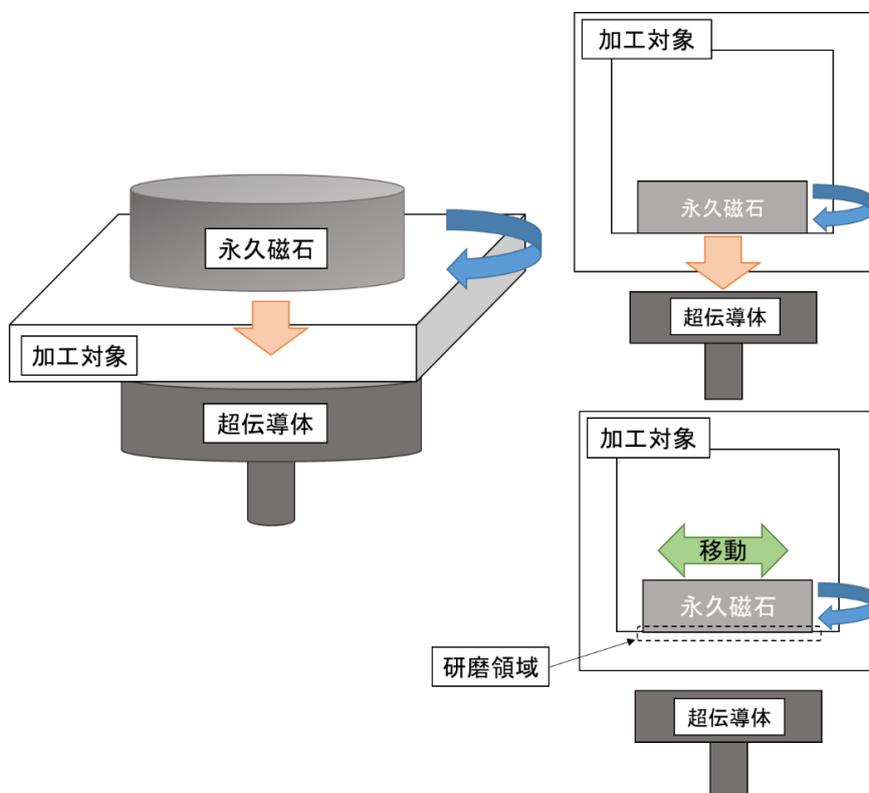


図 1.12 磁気浮上工具による研磨加工

でき、永久磁石を空中で固定することができる。磁石を空中に固定した後、超伝導体を回転させることで磁性体も追従回転することになり、この回転トルクを利用して物質を削ることができる。現在、SUAMには二通りの使用法が提案されており、永久磁石に切削対象をSUAMの上から押し付ける切削(図 1.11)と、永久磁石と超伝導体間に対象物を挟むことで磁性体を研磨対象の上から押し付ける研磨(図 1.12)が提案されている。切削加工の利用においては、空中に捕捉される永久磁石を回転させ、切削対象を磁石の上部から押し付ける。回転力によって上下切削を行なった後に、物質を横方向に移動させることで内部切削を可能とし、3次的に加工することができる。また、研磨に関しては、加工後の対象物に対して内部から研磨をすることを想定している。すなわち、浮上させた磁石を対象物内部に仕込み、磁石を回転させることで内部から研磨が可能となる。これを利用することで、通常の研磨法では不可能である、複雑な物質の内部研磨を容易に行うことが可能である。実際の加工状況では、永久磁石に研磨用ステンレス刃やヤスリといった工具を装着することやスラリーを使用する方法が考えられている。

1.3 有限要素法(FEM: Finite Element Method)

有限要素法(FEM : Finite Element Method)は、解析的に解くことが難しい微分方程式の近似解を数値的に得る方法の1つである。円柱や無限平板のような単純な形状ではなく、複雑な形状の問題だと解析的に解くことは非常に困難である。そこで複雑な形状の問題の解析を行う場合は、対象物を四角形や三角形のような単純な形状の要素の集合体としてとらえ、各々の要素間で境界条件を満たすように方程式を作製する。それから、それぞれの要素で作製された方程式を対象物全体の連立一次方程式として組み立てて計算を行う。先述した対象物を分解し生成された要素をメッシュという。計算を行なう際にはこのメッシュを細かくすることで、計算精度は増加する。同時に、メッシュ数に従って計算数も増加するため、計算時間も増加することになる。そのため、計算の際には計算時間が過剰にならず、かつ必要最低限のメッシュカットを行なうように注意しなければならない。有限要素法は単なる数値解析手法であるため、解析対象物のモデリングが適切でないと間違った解析結果を導く可能性が高い。そのため、解析対象物についてよく把握しておく必要がある。有限要素法の概念を図 1.13 に示す。

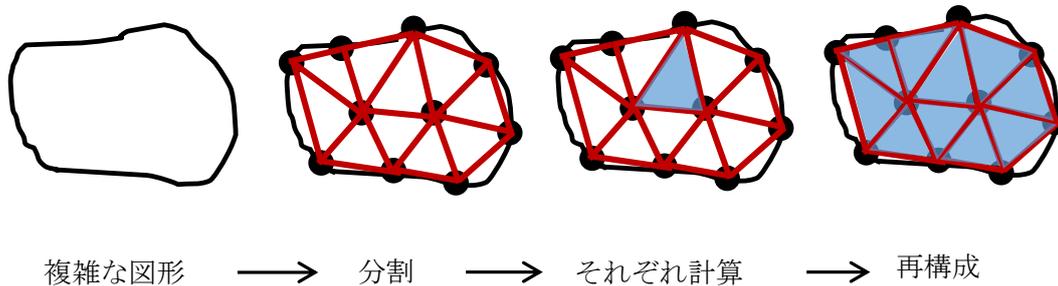


図 1.13 有限要素法の概念

1.4 JMAG

JMAG は 1983 年に株式会社 JSOL が開発した電気機器設計，開発のためのシミュレーションソフトウェアであり，有限要素法を用いて高速に解析することによりバルク内部の複雑な物理現象を正確に捉えることができる．また，JMAG は「高い分析能力」，「高速計算」，「高い生産性」，「オープンインターフェース」の 4 つのコンセプトから成り立っている．更に，JMAG-Designer15.0 より，超伝導体の特性として $J_c - B$ 特性を入力することが可能となり，より正確な計算が可能となった．現在，最新バージョンは 16.0 となっている．

1.5 $A - \phi$ 法

渦電流問題を高速に解く方法として，磁気ポテンシャル A と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数として解くベクトルポテンシャル法 ($A - \phi$ 法) がある．

磁界 \mathbf{B} は，磁気ポテンシャル A を用いると，

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.3)$$

と表せる．これを Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.4)$$

に代入すると，

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \dot{\mathbf{A}} \quad (1.5)$$

すなわち，

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.6)$$

と表せる．ここで \mathbf{E} は電場の強度， $\dot{\mathbf{B}}$ は $\partial \mathbf{B} / \partial t$ である．任意のスカラー関数 ϕ について， $\nabla \times \nabla \phi = 0$ であるから， \mathbf{E} は

$$\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla \phi \quad (1.7)$$

と表せる．

透磁率 μ ，電気伝導率 σ の導体中の磁場強度を \mathbf{H} ，電流密度を \mathbf{J} とする．

$\nabla \times \mathbf{H}$ に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{J} = 0 \quad (1.8)$$

であるが、周波数が極めて低い場合を考慮するので電束密度 \mathbf{D} の時間微分は無視できると考える

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.9)$$

となる。式(1.9)に、式(1.3)及び関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.10)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.11)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.12)$$

を代入すると

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.14)$$

となる。任意のベクトル \mathbf{A} において

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.15)$$

が成立する。これにクーロングージ条件($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)を代入すると、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.16)$$

となる。式(1.13)、式(1.14)に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.17)$$

となる。ここで $\phi = \Phi$ と定義して、式(1.14)、式(1.17)に代入すると、それぞれ

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \quad (1.18)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = 0 \quad (1.19)$$

となる。これらが導体中の支配方程式である。

次に、空気領域では、 \mathbf{J}_e を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_e \quad (1.20)$$

$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は空気中の透磁率)と Maxwell 方程式より、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_e \quad (1.21)$$

よって空気中の支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_e \quad (1.22)$$

となる。

支配方程式を空間で離散化すると誤差が生じる。たとえば、導体中の支配方程式では、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) = \delta \mathbf{x} \quad (1.23)$$

となり、 $\delta \mathbf{x}$ が誤差である。有限要素法では、左辺の微分方程式と右辺の誤差に重み $\delta \mathbf{w}$ をかけて体積積分したものをゼロと考えることにより、誤差 $\delta \mathbf{x}$ を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta \mathbf{w} \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) \right\} dV = \int_V \delta \mathbf{w} \cdot \delta \mathbf{x} dV = 0 \quad (1.24)$$

$A-\phi$ 法の有限要素法では、重み $\delta \mathbf{w}$ を \mathbf{A} の各成分の微小変化

$$\delta \mathbf{w} = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.25)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

1.6 本研究の目的

車や飛行機を始めとして多くの機械が進歩しており，その部品もまた機械の進歩に伴い複雑化している．今までは，これらの部品加工のために旋盤加工や磁気研磨加工といった加工技術が主流となってきたが，部品の複雑化に伴い内部加工が必要な部品が現れることが予想される．また，地球温暖化やエネルギー資源の問題が騒がれている昨今，加工技術についても軽量化や省エネルギー化が求められており，これらの問題を解決できる技術手法の確立が重要となっている．

これらの問題を解決するため，新しい加工器具として超伝導バルクを用いた磁気浮上工具が考案されている．この磁気浮上工具は超伝導体の磁束ピンニング現象を利用し，磁石を浮上させ，空中固定する工具である．SUAM (Superconductive Assisted Machine)と呼ばれるこの工具は，超伝導体を回転させることで空中固定された磁石も追従回転し物質を切削研磨加工することができる．このSUAMを使用することによって，今までの加工技術では不可能であった，物質の内面加工が可能になる．また，工具の軽量化に関しても，磁石，超伝導バルク，冷却装置や回転機構のみで良いため，器具そのものを小型化できるという利点もある．しかし，SUAMは考案されて間もなく，そのポテンシャルは未知数である．そのため，磁気浮上工具に必要な磁気浮上力，復元力，回転トルクの計算が重要となる．近年では超伝導体に関する研究において，FEMにおける磁界解析や電流密度解析が盛んに行われている．そのため，本研究では，磁気浮上工具の重要な特性である，磁気浮上力，復元力，回転トルクについて， $A-\phi$ 法を用いてFEMにより計算を行なった．また，磁気浮上工具の性能について評価を行い，更なる磁気浮上工具のポテンシャルを引き出す方法について，議論を行なった．

第2章 FEM による解析方法と内容

1 章では、超伝導とその応用や加工技術の現状を説明してきた。その中で、加工現場における問題点として、加工器具の軽量化や部品の形状の複雑化などが挙げられており、それに対応する新技術として、複雑な内面加工を容易にする磁気浮上工具が提案されていることを記述した。これに対して、2 章では本研究で行なった電磁現象解析として有限要素法での解析の方法やどのような力に対して計算を行なったかについて記述する。2.1 節では、FEM 解析の手法について記述する。この中では、解析方法の他、どのようなモデルに対して計算したのか、どのような超伝導特性を加えたのか、といったことについても記述する。2.2 節では、磁気浮上工具のどのような要素に対して計算したのかという点について記述する。

2.1 解析方法

本研究では、1.3 節で紹介した JMAG-Designer を用いた FEM 計算を行なった。JMAG 内の計算では、領域は永久磁石、超伝導バルク、空気の 3 種類に分割されている。メッシュサイズは超伝導バルクに対して 1.0–1.5 mm、磁石に関しては 3.0 mm としている。これは、超伝導バルクの電流密度を計算する際に、表皮厚さを考慮しなければならないという点から来ている。

本計算では、図 2.1 に示すような 4 つの四角柱超伝導バルクの上にリング状の永久磁石が配置された簡易的なモデルを作成した。今回使用したリング状ネオジム磁石の模式図を図 2.2 に示す。磁気浮上工具では、永久磁石は回転加工方向に固定する必要があるため、N 極と S 極が交互に配置される、片面 4 極型リング状ネオジム磁石を使用している。リング状ネオジム磁石は、内径 10 mm、外径 29 mm、厚さ 10 mm を想定している。また上面及び下

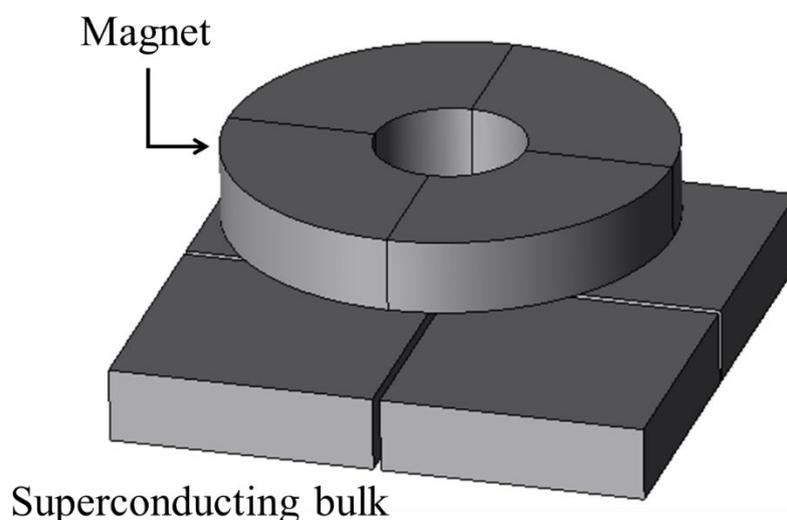


図 2.1 磁気浮上工具の計算モデル図

面における表面磁界は 450 mT である。リング状ネオジム磁石の重さは 190 g である。これは重力に換算した場合、1.8 N に相当する。そのため、着磁時にはバルクから働く電磁力以外の力として重力が働いていることを考慮しなければならない。また、物質との接触面積は 2300 mm² 程度である。そのため、今回評価する研磨圧力 P_p は以下のように求められる。

$$P_p = \frac{F_L + F_g}{S_{\text{surface}}} \quad (2.1)$$

ここで、 F_L は超伝導バルクから得られる磁石下向きに働く電磁力、 F_g は磁石下向きに働く重力、 S_{surface} は接触面積を表す。

超伝導バルクの模式図を図 2.3 に示す。各四角柱超伝導バルクの大きさは、各辺 35 mm、厚さ 10 mm である。超伝導バルクには $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の使用を想定し、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の J_c - B 特性の実験値を参照している。詳細は後に紹介する。

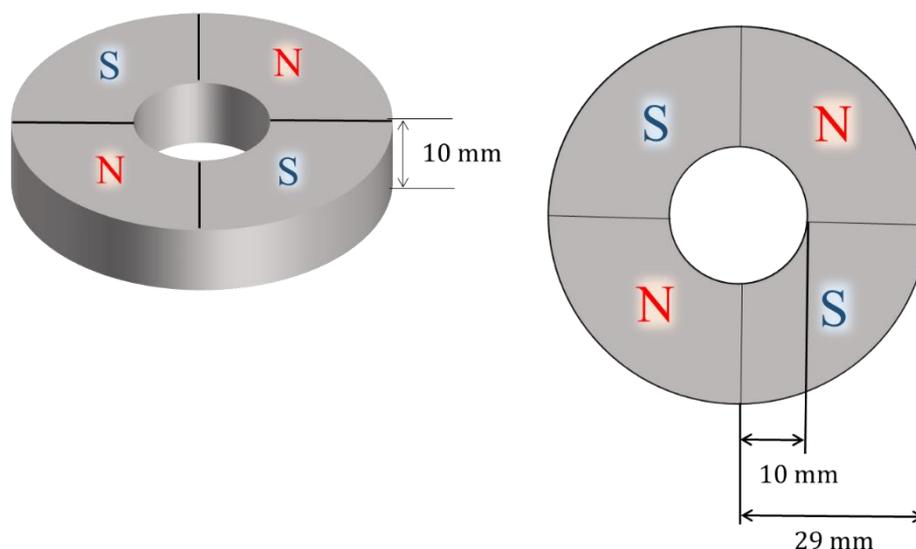


図 2.2 永久磁石の模式図

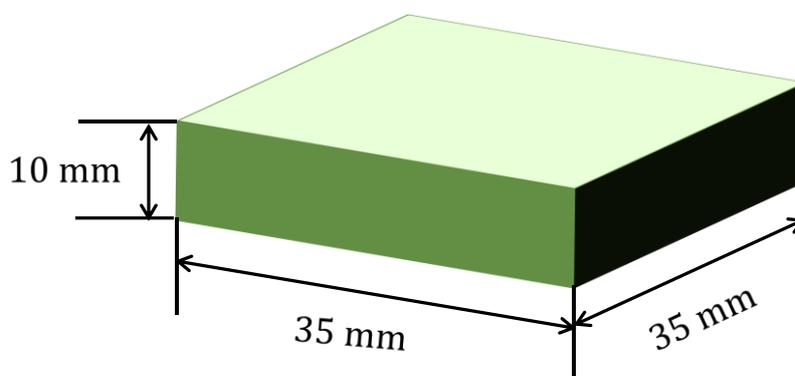


図 2.3 超伝導バルクの模式図

本来、実験環境においては、着磁方法として 1.1.7 項に記述している FCM が用いられる。ZFECM では、永久磁石程度の比較的低い磁界を着磁させる場合、十分に磁界を捕捉させることができないためである。したがって、計算内においても FCM を再現する必要がある。そのため、FEM 計算において、初期状態を導体と同様の条件に設定し常伝導状態を表現し、磁石の設置後に超伝導体の特性を加えることによって、FCM の再現を行なった。

まず、常伝導状態の条件について説明する。常伝導状態では、臨界電流密度の設定を $J_c = 10^7 \text{ A/m}^2$ に設定した超伝導体とみなす。この状態では、 J_c は磁界依存性を持たず、変化しない。この時、電流が流れることで発生する電界 E はオームの法則 $E = J/\sigma$ に従う。ここで、 σ は電気伝導率を示し、単位は S/m である。常伝導状態の σ は 10^7 S/m で設定している。この状態で外部磁界を与えることで、超伝導体は内部に磁束を侵入することになる。磁束の侵入後、超伝導状態の特性を加えることで磁束ピンニング機構が表れ、侵入した磁束は捕捉される。

次に、超伝導状態の条件について説明する。電界の大きさ $|E|$ 、磁界の大きさ $|B|$ は以下のように定義する。

$$|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad (2.2)$$

$$|B| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (2.3)$$

今回の計算では、 E - J 特性に 1.1.6 項に示した n 値モデルを採用しているため、臨界電界基準値 E_0 、 E_0 における J_{c0} 、 n 値を設定する。ここでは、超伝導バルクの値より、以下のように設定した[27]。

$$E_0 = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m} \quad (2.4)$$

$$J_{c0} = 1.0 \times 10^9 \text{ A/m}^2 \quad (2.5)$$

$$n = 10 \quad (2.6)$$

次に、 J_c - B 特性として、図 2.4 に示す論文の実験値を用いた[27]。この値に多項式フィッティングを行ない、計算中で使用している。超伝導体の電気伝導率 σ は初期伝導率 σ_{init} で与えられる。この σ_{init} は

$$\sigma_{\text{init}} = J_{c0}/E_0 = 1.0 \times 10^{13} \text{ S/m} \quad (2.7)$$

で設定している。

最後に、 E - J 特性について説明する。上記されるように、本計算では n 値モデルを採用している。また、計算の簡易化のため、1 ステップ前の電界 E_{before} の値に応じて、計算が異なるように定義している。この時の E - J 特性のグラフを図 2.5 に示す。計算の切り替えの基準値に E_{cri} を採用し、

$$E_{\text{cri}} = E_0 (\sigma_{\text{init}}/\sigma_{\text{max}})^{\frac{n}{n-1}} = 6.0 \times 10^{-7} \text{ V/m} \quad (2.8)$$

である。

電界が十分小さい領域である, $0 < E_{\text{before}} < E_{\text{cri}}$ の場合

$$E = J/\sigma_{\text{max}} \tag{2.9}$$

$E_{\text{before}} > E_{\text{cri}}$ の場合

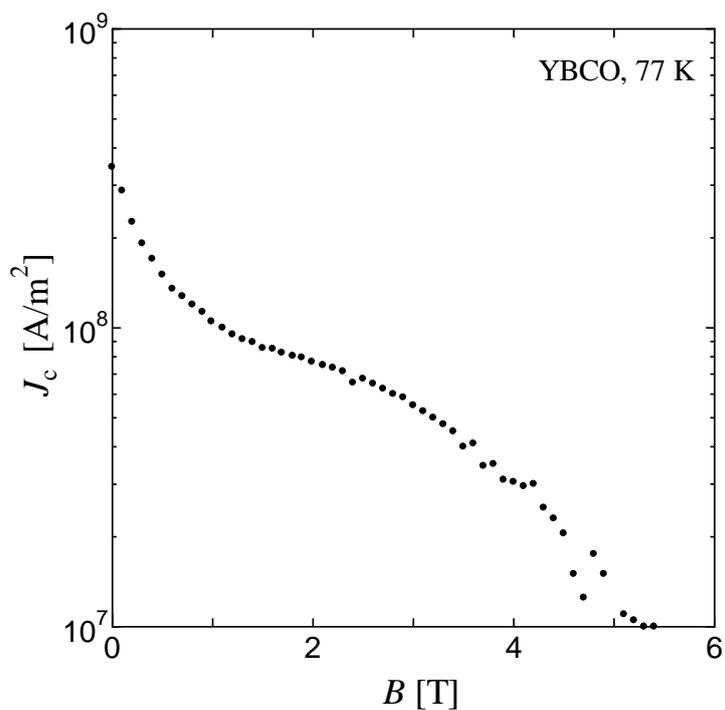


図 2.4 J_c - B 特性

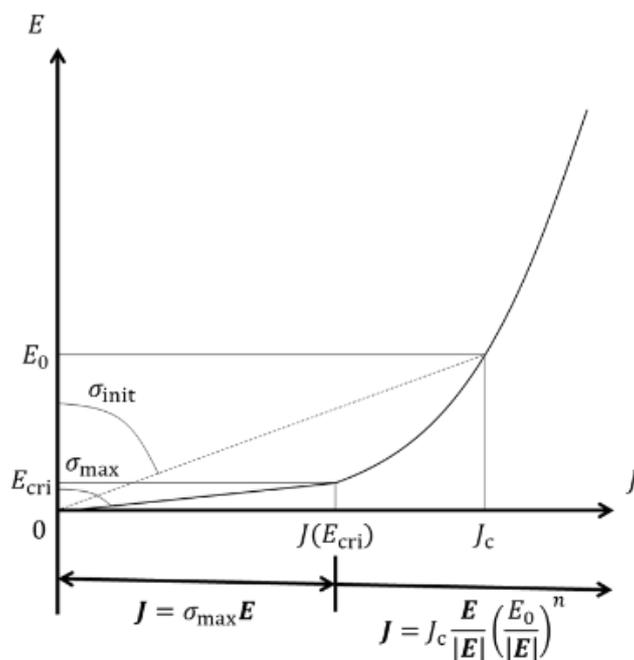


図 2.5 E - J 特性

$$E = \frac{J}{J_c} E_{\text{before}} \left(\frac{E_0}{E_{\text{before}}} \right)^{1/n} \quad (2.10)$$

である.

2.2 計算内容

2.2.1 磁気浮上工具の引力・反発力

超伝導バルクに対して垂直方向の運動を加えた場合に磁石に働く引力・反発力を計算した. 本論文においては, 着磁の際の磁石と超伝導バルク間の距離を初期着磁距離と呼ぶ. 反発力・引力の計算のどちらにおいても, 初期着磁距離から移動させていく場合を想定している. つまり, 一度初期着磁距離より離れた後に近づけた場合の反発力や初期着磁距離から近づけた後に離れた場合の引力については想定していない. 反発力については図 2.6 のように初期着磁距離から 0.1 mm まで近づけていった場合について想定している. また, 引力については図 2.7 のように初期着磁距離から 100 mm まで離れた場合を計算した. 超伝導体は水と反応し劣化するため, 超伝導バルクは樹脂加工を施して使用することが多い. その厚さを考慮し, バルクとバルク間に存在するギャップ(バルク間距離)は 1.0 mm とした.

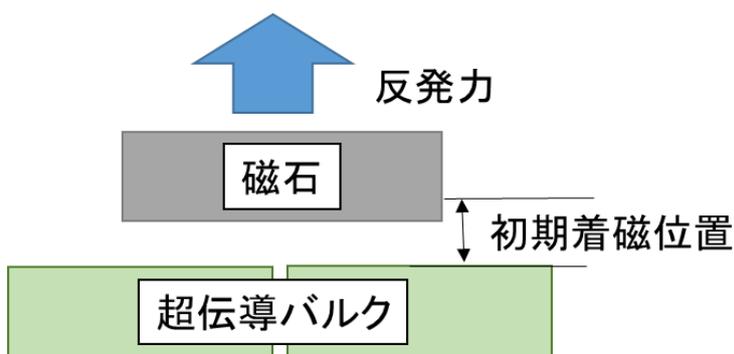


図 2.6 超伝導バルクによる反発力

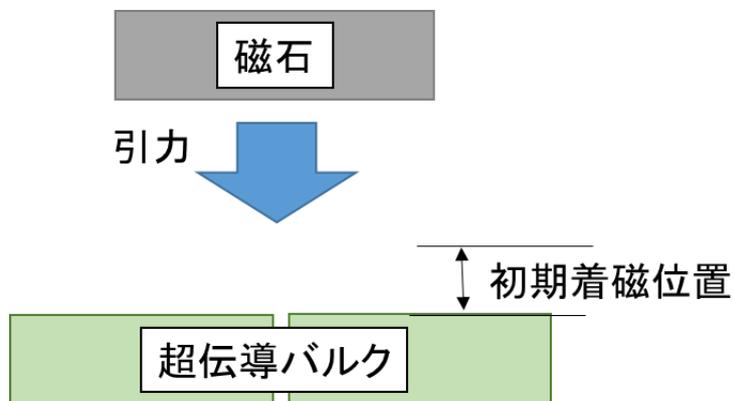


図 2.7 超伝導バルクによる引力

初期着磁距離は永久磁石の下部 10 mm を目安とし、0.1 – 10 mm まで変化させた場合の引力を計算した。また、機械情報工学科の鈴木研究室にてバネ秤により測定された実験結果との比較を行なった。また、バルク間距離を 0.1 – 10 mm 変化させた場合についても計算を行なった。

2.2.2 磁気浮上工具の回転トルク

図 2.8 のような超伝導バルクに対して回転方向の運動を加えた場合、磁石には回転方向と逆に元の位置に戻ろうとする力が働く。この力がもたらすトルクについて計算を行なった。この計算では FCM による着磁後、着磁位置から回転する場合を想定した。初期着磁距離が永久磁石の下部 10 mm の場合を計算し、実験結果との比較を行なった。また、初期着磁距離を 5 – 15 mm まで変化させた場合の回転トルクを計算した。回転角は、0 – 360°までとしている。

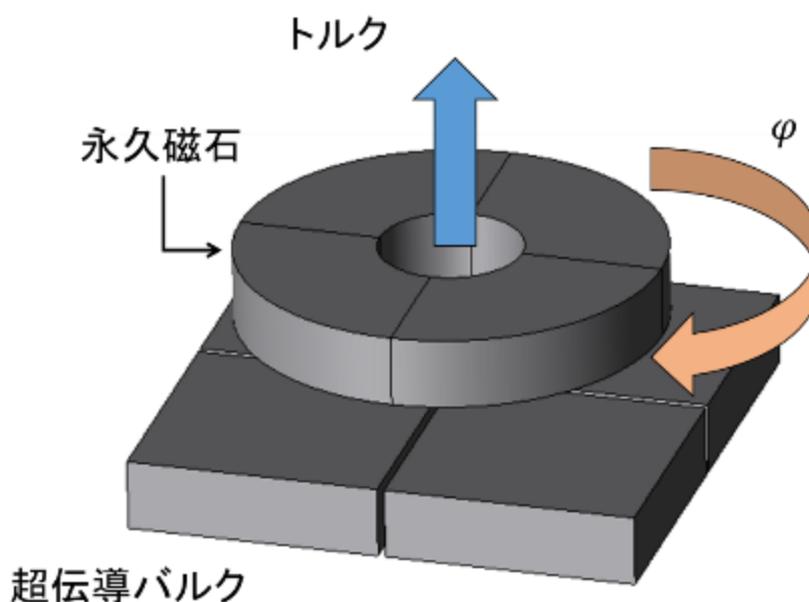


図 2.8 超伝導バルクによる回転トルク

2.2.3 磁気浮上工具の復元力

着磁し浮上している磁石に対して横方向の力を加えた場合、超伝導バルクによって捕捉された磁界によって元の位置に戻そうとする力が働く。この様子を模式した図を図 2.9 に示す。図 2.9 より、N、S 極に着磁した超伝導体は横方向にずらした場合、N 極と S 極の引力によって戻ろうとすることが確認できる。本論文では、この力のことを復元力と呼ぶ。また、移動距離がある一定の距離を超えた時点で、同極同士の反発が生じることが予想され

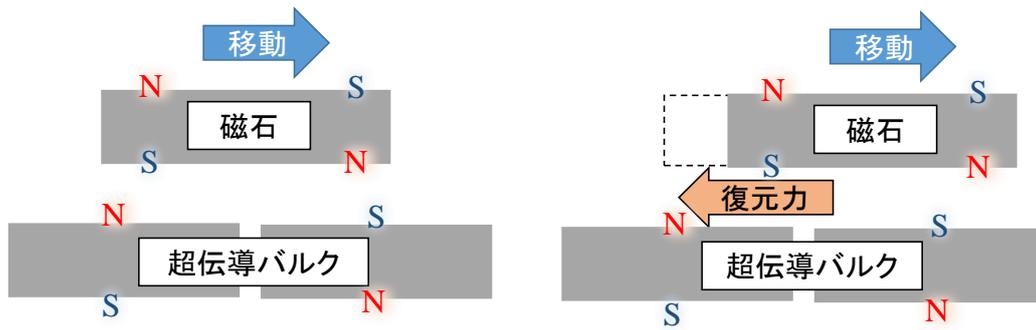


図 2.9 超伝導バルクによる復元力

る．そのため，引力が働いた後に，反発力が働くことを想定する．復元力についても，初期着磁距離が永久磁石の下部 10 mm の場合を計算し，実験結果との比較を行なった．

第3章 結果及び考察

3.1 節より，2.2.1 - 2.2.3 項に示した計算内容の結果及び考察を紹介する．評価の基準として，1.2.3 項で紹介した **Chemical Mechanical Polishing (CMP)** との比較を行なう．**CMP** の平均的な研磨圧力は 30 kPa，最低研磨圧力は 10 kPa である．最低限の使用要求を満たすことを目指し，本研究ではこの値を比較値として用いるものとする．3.1 節では引力について，3.2 節では回転トルクについて，3.3 節では復元力について記述する．また，3.4 節では，実用化に向けた引力の増加案について記述する．

3.1 超伝導バルクの引力・反発力

本節では，2.2.1 項にて記述した超伝導バルクに働く引力・反発力についての **FEM** による結果を記述する．3.1.1 項には，超伝導バルクの上部 10 mm において永久磁石を着磁させた場合の結果について記述する．3.1.2 項には，バルク間距離を変更した場合における引力への影響，3.1.3 項には初期着磁距離を変更した場合における引力への影響を記述する．

3.1.1 初期着磁距離 10 mm で着磁した場合における引力・反発力

本研究では，まず初めに移動速度を 1 mm/sec とし，着磁した際の初期着磁距離が 10 mm の場合における引力・反発力を計算した．この計算結果に関して，実験結果との比較を行なった．着磁後に，近づけた場合の反発力の結果を図 3.1 に，引力の結果を図 3.2 に示す．反発力の結果を見ると，着磁位置から近づくに従って，反発力が増加している．この傾向

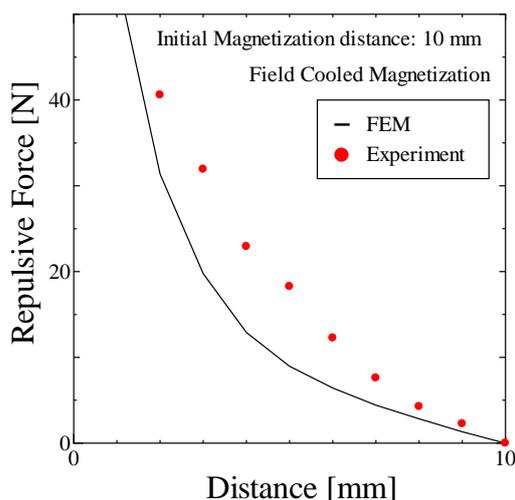


図 3.1 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と FEM 計算結果の比較

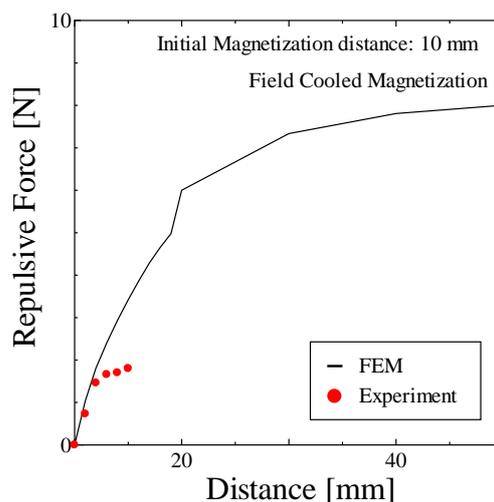


図 3.2 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く引力の実験結果と FEM 計算結果の比較

については、実験結果及び FEM 計算結果のどちらにも見て取れる。しかし、定量的に見た場合、値の不一致が顕著であるという点がある。次に、引力についての比較について記述する。こちらは着磁位置から離れるに従って、引力が増加している。こちらも定性的には一致しているが、定量的に見た場合、値の不一致が顕著であるという懸念がある。また、実験において、磁石と超伝導バルクの距離が 15 mm を超えた時点で引力が低下したために、測定が不可能となったことが確認されている。したがって、磁石と超伝導バルクの距離が 15 mm を超えたあたりから、引力は低下することが予想される。

この計算における超伝導バルク内の電流密度分布は上部が N 極，下部が S 極になるように電流が流れることが考えられる。したがって、超伝導バルク内の電流密度分布は図 3.3 のように流れることが予想される。ここで、移動速度 1 mm/sec における超伝導バルク内の電流密度分布の図を図 3.4 に示す。予想図と比較した場合、計算内の電流は様々な方向に流れており、電流が正確に流れていないことが確認できる。

この計算の問題として、移動速度があげられる。磁界計算の運動連成を行う場合、胴体

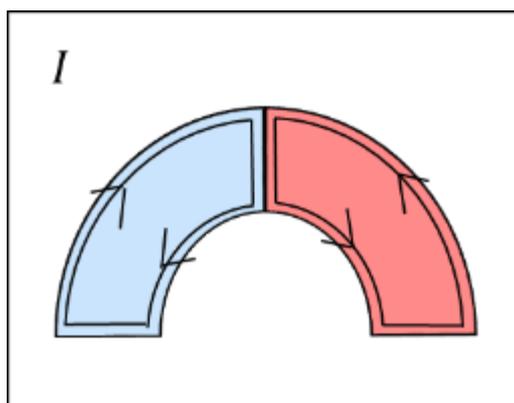


図 3.3 着磁後における超伝導バルク内の電流密度分布の予想図

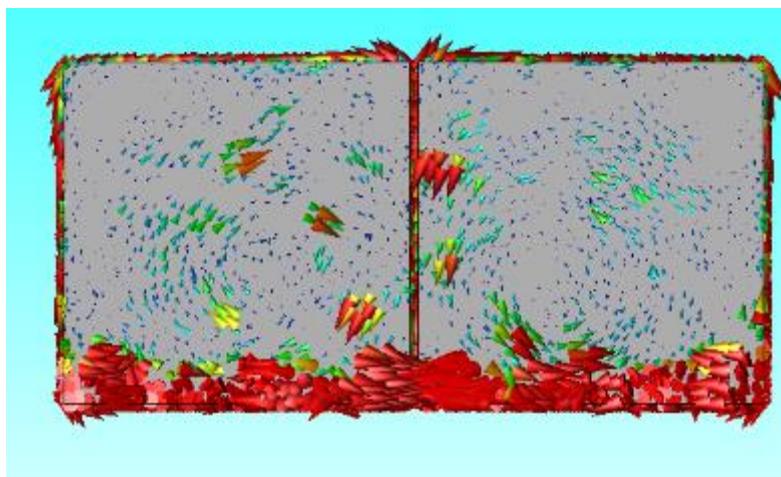


図 3.4 FEM 計算における超伝導バルク内の電流密度分布

内の急激な電磁界分布の変動を評価するために、メッシュサイズ及び速度を考慮する必要がある[28]。メッシュサイズ D の評価式は、次のように与えられる。

$$D = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (3.1)$$

ここで、 ω は周波数を示し単位は Hz、 σ は導電率を示し単位は S/m、 μ は透磁率を示し単位は H/m である。ここで、先に計算した場合の条件を当てはめた場合、移動距離を 40 mm とすると、1/4 周期が 40 sec であるため、 $\omega = \frac{1}{4 \times 40} = 6.25 \times 10^{-3}$ Hz となり、また $\sigma = \sigma_{\max} = 1.0 \times 10^{15}$ S/m であり、透磁率は真空中と同様に $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m とする。この場合、 $D = 1.26 \times 10^{-4}$ m = 1.26×10^{-1} mm となり、非常に小さい値となる。JMAG によるメッシュカットでは、この値でメッシュカットをすることは困難である。透磁率及び導電率の変更は実環境を考慮した場合、変更は容易ではない。そのため、移動速度を低下させることで再計算を行なった。再計算の際は十分にメッシュサイズが大きくなるように、移動速度を 1.0×10^{-3} mm/sec とした。この場合、同様に 40 mm 移動した場合に $\omega = \frac{1}{4 \times 40000} = 6.25 \times 10^{-6}$ Hz となり、 $D = 1.5 \times 10^{-2} = 15$ mm となり、モデルに対して十分に大きくなる。

再計算した場合における反発力のグラフを図 3.5 に、引力のグラフを図 3.6 に示す。再計算の結果と実験結果を比較した場合、定性的かつ定量的によく再現できている。ここで、再計算後の超伝導バルク内の電流密度分布を図 3.7 に示す。図 3.7 を図 3.4 と比較すると、秩序的に電流が流れていることが確認できる。また、図 3.7 を図 3.3 における予想図と比較

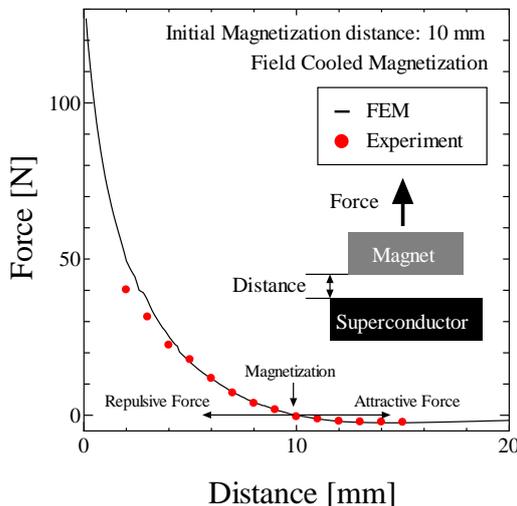


図 3.5 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と移動速度 1.0×10^{-3} mm/sec とした時の FEM 計算結果の比較

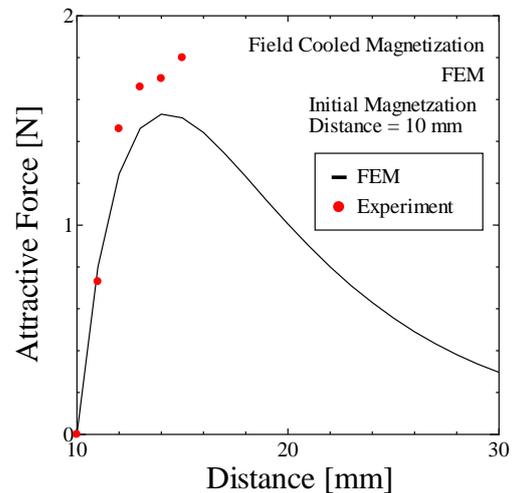


図 3.6 10 mm 離し着磁させた場合の磁石に働く反発力の実験結果と移動速度 1.0×10^{-3} mm/sec とした時の FEM 計算結果の比較

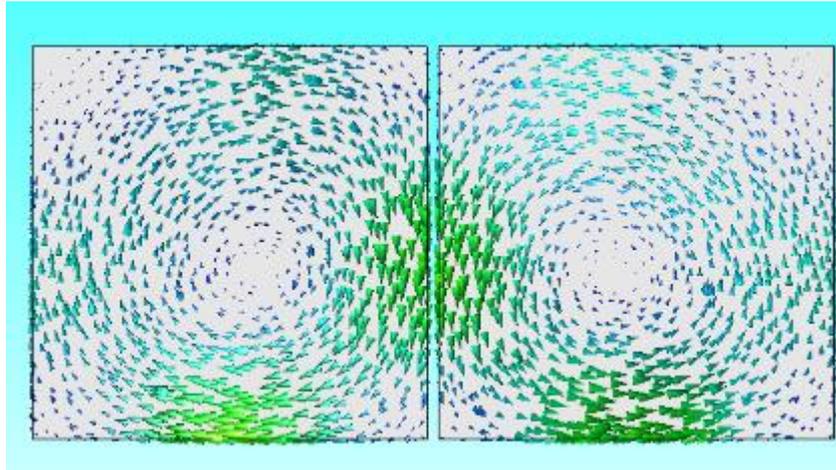


図 3.7 移動速度変化後の FEM 計算における超伝導バルク内の電流密度分布

すると、おおよそ電流が流れる方向が一致しており、左側が上部 N 極、右側が上部 S 極になるように電流が流れている。そのため、再計算後の結果は電流の流れる方向などから一定の正確性が得られていると判断できる。3.1.2 項以降の計算結果は移動速度を 1.0×10^{-3} mm/sec としている。

次に、再計算した結果の引力・反発力について考察する。図 3.6 より、FEM 結果では、最大 1.5 N の引力、最大 130 N の反発力が発生する。実際の使用状況を考慮した場合、引力が最大となる距離まで磁石を移動させた後にその最大引力を利用して研磨することとなる。また、2.1 節にて述べられるように超伝導バルクによる引力の他に重力が働いている。この重力による影響は浮上距離、引力に及ぶ。まず浮上距離の影響について記述する。反発力は 9 mm の地点で 1.8 N 近くの値を取るため、重力 1.8 N と釣り合うことになる。そのため、浮上距離は 9 mm と着磁距離より 1 mm 低下する。そのため、実際の使用の場合は着磁位置と浮上距離が異なることを留意しなければならない。次に、引力について記述する。研磨に使用される引力として考えられるのは、超伝導バルクにより引き付けられることによって働く引力 1.5 N に磁石に働く重力 1.8 N を加えた 3.3 N となる。このときに働く研磨圧力は磁石の接触面積を考慮すると 1.5 kPa である。この研磨圧力は先述した CMP における平均的な研磨圧力 30 kPa を下回る。最低研磨圧力 10 kPa の値すらも下回る。そのため、更に引力の上昇を考えるため、バルク間距離の影響を調査した。

3.1.2 磁石に働く引力に対するバルク間距離の影響

バルク間距離を変化させた場合における引力の計算結果を図 3.8 に、バルク間距離を変化させた場合における最大引力の計算結果を図 3.9 に示す。図 3.8 から見られるように、バルク間距離を狭めることによって最大引力は増加する。この値を図 3.9 から確認していくと、バルク間距離 0.1 mm では、1.6 N の引力が発生している。しかし、この値はバルク間距離が離れていくに従い、減衰する。特に、10 mm までバルク間距離を大きくした場合、その値は 1.1 N まで低下する。この 0.5 N の引力低下は 10 mm 上部の結果ではその影響は大きい。そのため、バルク間距離は狭める必要がある。バルク間距離は樹脂加工によって 1 mm に制限される。ここで、0.1 – 2 mm の最大引力の変化について考慮すると、2 mm までの最大引力の変化は 0.03 N 程度と小さい。そのため、現在規定しているバルク間距離の 1 mm は適正であるといえる。ここで、図 3.8 から最大引力の発生距離に注目すると、すべてのバルク間距離は 4 mm となっている。これは、最大引力の発生距離はバルク間距離に依存しないということを示している。そのため、バルク間距離に関わらず、一度最大引力の発生距離を記録することができれば、以降はその発生距離で統一することができる。最大引力の増加という点を鑑みた場合、1.5 N からの増加は望めない。そのため、更に初期着磁距離による最大引力への影響を計算した。

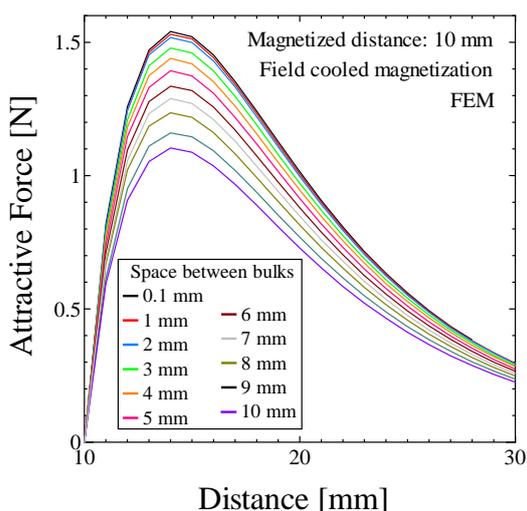


図 3.8 10 mm 離し着磁させた場合におけるバルク間距離を 0.1 – 10 mm まで変化させた時の磁石に働く引力の FEM 計算結果の比較

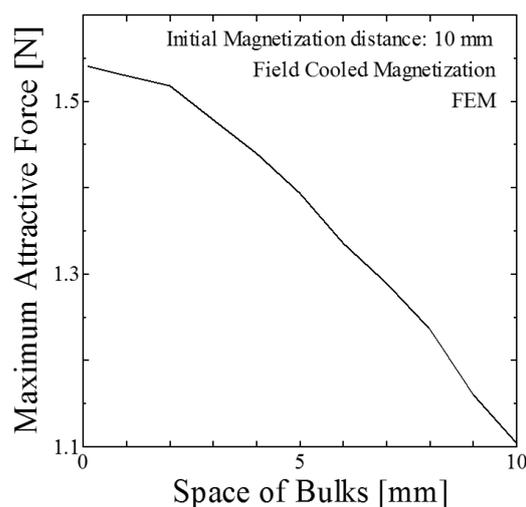


図 3.9 10 mm 離し着磁させた場合におけるバルク間距離を 0.1 – 10 mm まで変化させた時の磁石に働く最大引力の FEM 計算結果の比較

3.1.3 磁石に働く引力に対する初期着磁距離の影響

初期着磁距離を変化させた場合における初期着磁距離から離れた距離と引力の計算結果の関係を図 3.10 に、初期着磁距離と最大引力の関係を図 3.11 に示す。図 3.10 より、どの初期着磁距離においても最大引力は 4 mm 上部で得られる。これは 3.1.2 項におけるバルク間距離の変化においても同様の結果が得られ、同バルク同磁石の条件下では、最大引力は同様の距離で与えられるためである。これは、適当な初期着磁距離で着磁させ最大引力が得られる位置を確認することで、その他の初期着磁距離の場合でも最大引力の距離を使用できるため、便利な特性である。図 3.11 より、初期着磁距離を 10 mm より小さくすることによって、大きく最大引力を増加させることが可能である。値は非線形的に低下しており、これは磁界が距離に対して反比例して低下することに対応している。特に、初期着磁距離 5 mm の場合においては、その影響は最も顕著に表れており、最大引力は 5.9 N まで増加する。この時、総引力は 7.7 N となり、研磨圧力は 3.3 kPa である。初期着磁距離 5 mm の場合においても CMP の研磨圧力には及ばない。そのため、更なる研磨圧力の増加のためには、その他の方法を考える必要がある。改善案については、3.4 節にて詳細に記述する。

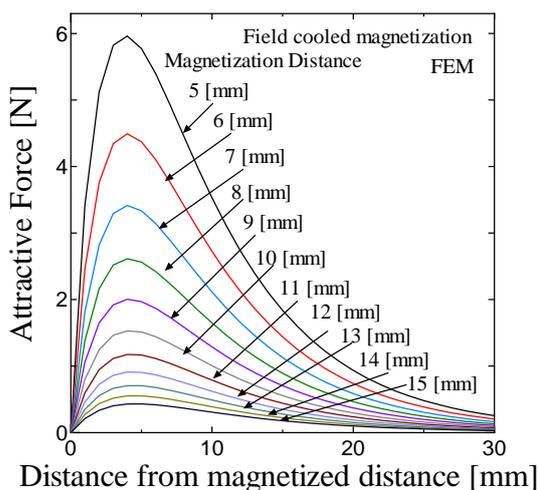


図 3.10 初期着磁距離を 5 - 15 mm まで変化した時の磁石に働く引力の FEM 計算結果の比較

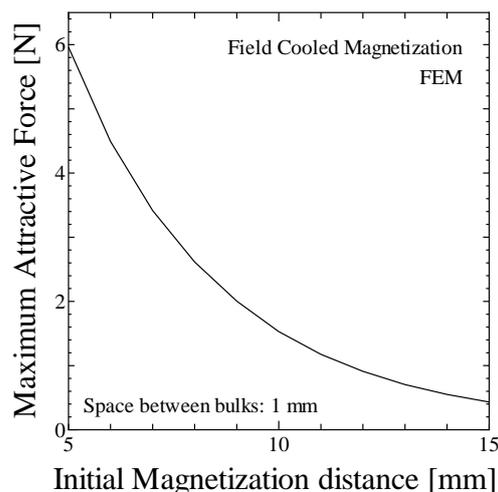


図 3.11 初期着磁距離を 5 - 15 mm まで変化した時の磁石に働く最大引力の FEM 計算結果の比較

3.2 超伝導バルクの回転トルク

3.2 節では、2.2.2 項に示した計算内容の結果及び考察を紹介する。前節と同様に、評価の基準は Chemical Mechanical Polishing (CMP) とする。

3.2.1 初期着磁距離 10 mm での着磁における回転トルク

初期着磁距離を 10 mm とした場合の回転トルクの実験結果と FEM 計算結果の比較を図 3.12、図 3.13 に示す。図 3.12 には、初期着磁位置から 0–90° 回転させた場合の回転トルクについて、図 3.13 には、初期着磁位置から 0–360° 回転させた場合の回転トルクについて示している。なお、実験結果は 45° までの結果しかない。これは、バネ秤により測定していた際にトルク値が最大値を超えたためにバネ秤による測定が不可能になったためである。そのため、実験結果の最大トルクは 45° の値となる。最大トルクの FEM 計算結果も 45° の値となる。最大トルクの値は FEM 計算では 0.15 N・m を記録しており、実験結果とは 0.015 N・m 程度の差しかない。この値を CMP と比較すると、CMP の回転トルクが 0.3 N・m であるため、そのおよそ半分であるといえる。これらの比較により、FEM 計算と実験結果は定性的・定量的に一致しているといえる。図 3.13 より、回転トルクは 90 deg 毎に 0 N・m を示すような正弦波である。しかし、360° 回転させた場合、完全に 0 N・m に戻っていない。このことから、超伝導体内に捕捉された磁界が回転とともに僅かに引っ張られていることが考えられる。

3.1.3 項同様に更に大きな回転トルクを求めて初期着磁距離と回転トルクの影響を計算した。

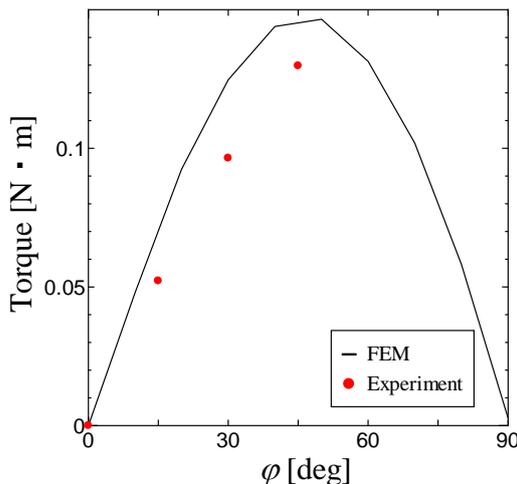


図 3.12 初期着磁距離を 10 mm とした時の磁石に働く回転トルクの実験結果と FEM 計算結果の比較

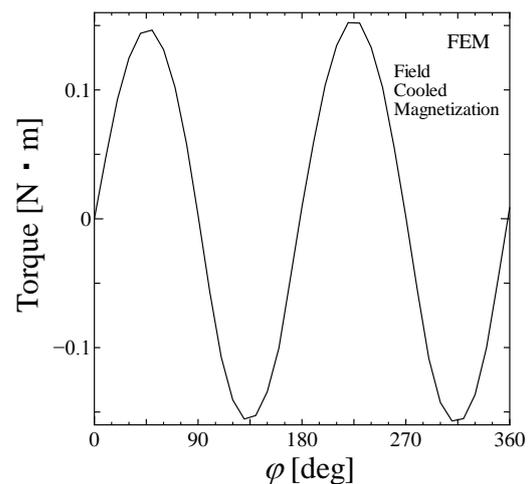


図 3.13 初期着磁距離を 10 mm とした場合に 360 deg まで回転させた時の磁石に働く回転トルクの FEM 計算結果

3.2.2 初期着磁距離を変化させた場合の回転トルク

初期着磁距離を変化させた場合における初期着磁位置から離れた距離と回転トルクの計算結果の関係を図 3.14 に、初期着磁距離と最大回転トルクとの関係を図 3.15 に示す。図 3.14 からどの初期着磁距離においても 45°付近が最大トルクを示す位置となっている。しかし、初期着磁距離が大きくなるとともに 360°回転後におけるズレが小さくなる。これは、初期着磁距離が大きくなるとともに超伝導体内に着磁される磁界が小さくなるために移動による捕捉磁界の影響が小さくなっているためと考えられる。図 3.15 より、最大回転トルクは初期着磁距離とともに図 3.11 のように非線形的に低下している。同様に、距離と磁界が反比例関係にあることからこの変化が表れていると考えられる。最大回転トルクに関しては 5 mm 上部で 0.47 N・m ものトルクが発生している。これは、0.3 N・m である CMP と比較しても遜色のない回転トルクである。したがって、回転トルクに関しては初期着磁距離を小さくすることによって研磨の要求スペックを満たすことは可能になる。CMP と同程度の回転トルクを要求する場合には、7 mm の浮上距離での研磨が可能である。例として、図 3.16 に示されるような、ステンレス管の内部研磨について考える。このようなステンレス管の研磨を考えた場合、内径は 36 mm 以上であればよい。さらに厚さが 1–2 mm であることを考慮した場合、その外径が 37 mm 以上であれば、従来の研磨方法と同等の研磨圧力を用いたステンレス管内部の研磨が可能である。

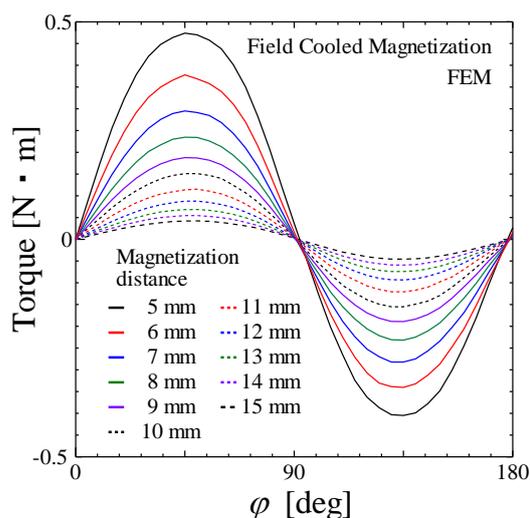


図 3.14 初期着磁距離を 5 – 15 mm とした時の磁石に働く回転トルクの実験結果と FEM 計算結果の比較

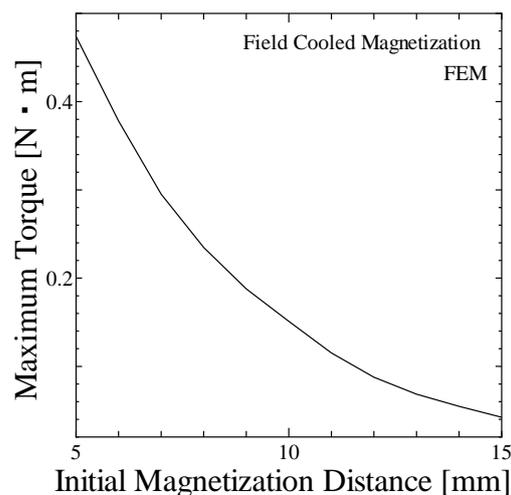


図 3.15 初期着磁距離を 5 – 15 mm とした場合に磁石に働く最大回転トルクの FEM 計算結果の比較

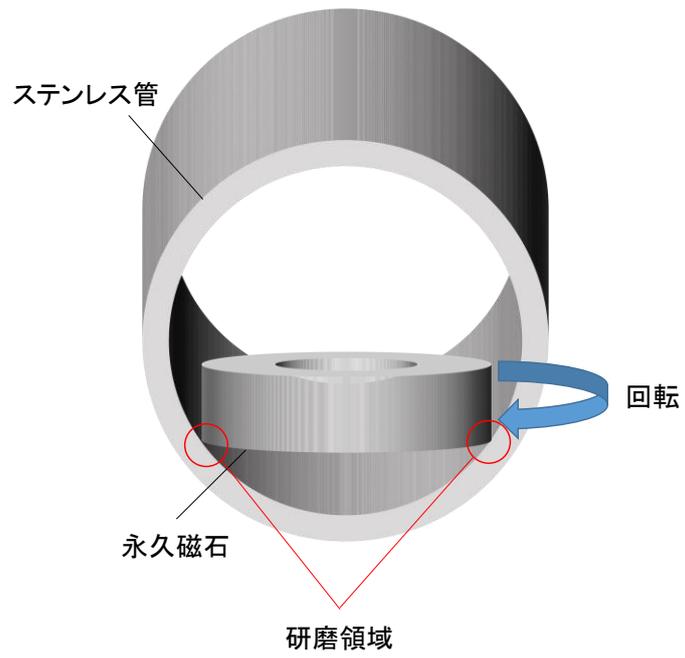


図 3.16 ステンレス管内部の研磨例

3.3 超伝導バルクの復元力

図 3.17 に初期着磁距離 10 mm 復元力の実験結果と FEM 計算結果の比較を示す。横軸は初期着磁位置からどれだけずらしているかを示し、縦軸は初期着磁位置へと戻ろうとする力(横方向への復元力)の強さを示している。実験結果と FEM 結果では定性的・定量的に一致が見られる。FEM 計算より、35 mm を超えた辺りから引力ではなく、反発力が働くようになっていく。これは、2.2.3 項にて記述したように、超伝導体に着磁した磁極と磁石の磁極が反対となっているためである。実際の使用状況を考慮した場合、引力・反発力や回転トルクのように最大値を取る領域まで使用することが可能であると考えられる。しかし、実験結果では 5 mm 以上移動した場合において値が得られなかった。これは復元力以外の方向の力が働いているために起こったと考えられる。そのため、FEM によって、移動方向に対して垂直方向に働く力(反発力)について計算した。

図 3.18 に横方向に移動した場合の反発力の FEM 計算の結果を示す。この結果では、最大 5 N の反発力が働いている。この値は、復元力と比較すると大きな値である。特に実験にて計測不可能となった移動距離 5 mm の地点においては 0.75 N の反発力が働いていることから、垂直方向の力が 0.75 N を超えるほどの地点まで移動した場合、磁石は外れるものとして考えられる。

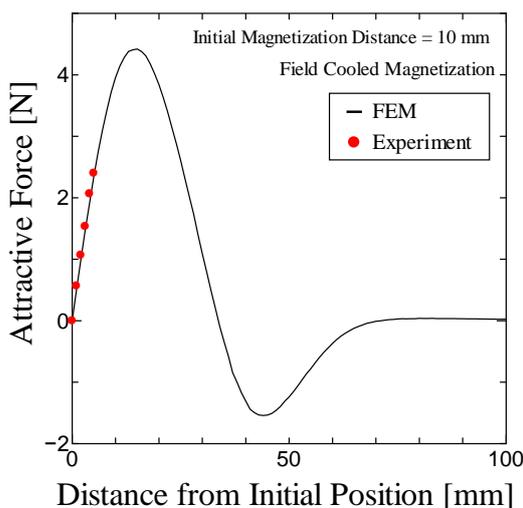


図 3.17 初期着磁距離 10 mm における復元力の実験結果と FEM 計算結果の比較

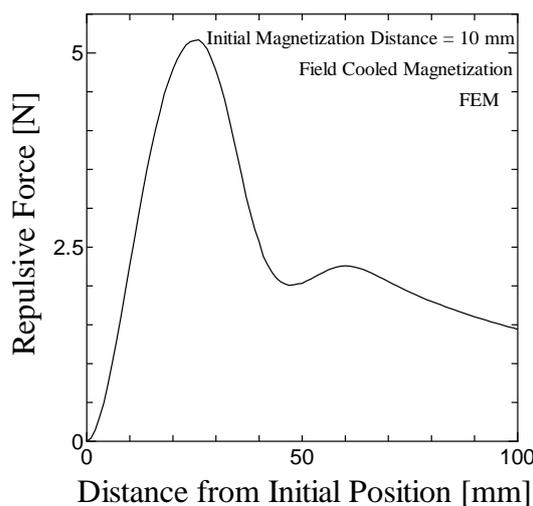


図 3.18 初期着磁距離 10 mm における横方向に移動した場合の反発力の FEM 計算結果の比較

3.4 引力の改善案

3.1 節にて磁気浮上工具が持つ引力の性能を評価してきた。その中で、初期着磁距離を変化させることによって、最大引力を増加させることが可能であることがわかっている。しかし、初期着磁距離の変化だけでは CMP などの現在使用されている研磨器具より研磨圧力が低くなるため、同等の研磨を行なうことができない。そのため、更なる研磨圧力の増加が必要となる。この節では、主に引力の増加の方法について議論を行なう。

3.4.1 磁石の増量

まず、引力の増加の方法として挙げられるのは磁石を大きくすることである。研磨圧力の増加のためには、接触面積の増加は避ける必要があるため、磁石の厚さに注目した。磁石の厚さを上げることによって、超伝導体内に入り込む磁界が大きくなり、引力の増加につながる事が考えられる。ここでは、初期着磁距離が 10 mm、磁石の厚さを 20 mm とした場合について計算を行ない、厚さが 10 mm のとした場合との比較を行なった。磁石の厚さを変化させた場合の計算結果の比較を図 3.19 に示す。この結果から、最大引力は初期着磁距離 10 mm の場合と比較し、0.5 N 程度増加しており、2.0 N となっている。また、厚さが 20 mm の時の磁石の重量は 380 g となり、その重力は 3.7 N である。したがって、この場合には 5.7 N の引力が見込め、この引力による研磨圧力は 2.5 kPa となる。これは、10 mm

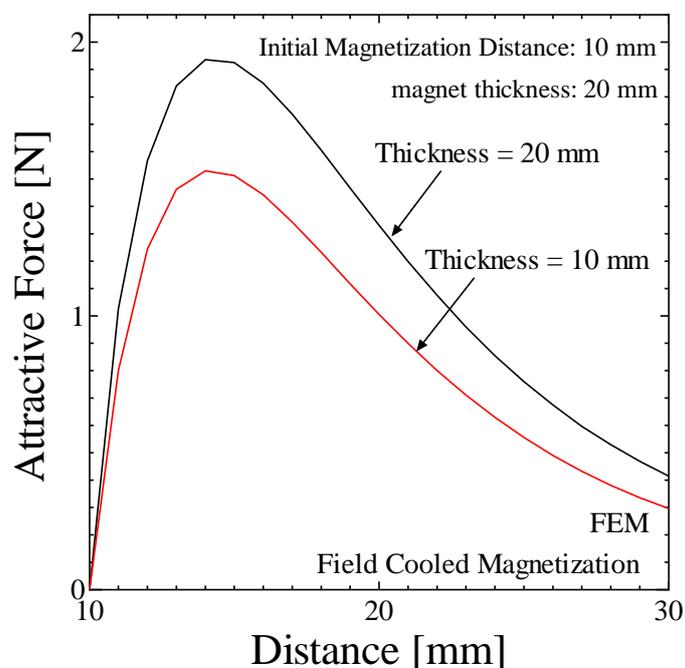


図 3.19 初期着磁距離を 10 mm、磁石の厚さを 20 mm とした場合の磁気浮上工具に働く引力の FEM 計算結果

の場合の圧力 1.8 kPa に比べると 0.7 kPa も上昇しており、磁石の厚さの増加は研磨圧力を増加させるための非常に有効な手段と言える。

3.4.2 磁石の加重

前項では、磁石そのものを大きくする事によって、研磨圧力を増加させることができた。これに代わる方法として考えられるのが、図 3.20 に見られるような磁石の加重である。現在使用している磁石の重量は 190 g であり、この磁石の重量で発生する重力は 1.8 N である。この重量を増加することで、研磨圧力を増加させることが可能である。例えば、磁石にかかる重量を 190 g から 1 kg まで増加させることで、5.0 kPa まで増加させることができる。ここまでの重量の増加を見込むためには、最高の比重をもつイリジウム(比重: $2.27 \times 10^{-2} \text{ g/mm}^3$)を使用した場合、 $3.59 \times 10^4 \text{ mm}^3$ の体積量が必要となる。他にも、現実的な重りの材料として考えられる鉛(比重: $1.13 \times 10^{-2} \text{ g/mm}^3$)を使用した場合、 $7.20 \times 10^4 \text{ mm}^3$ の体積量が必要である。これは、いずれも現在の磁石の体積の 1.5 – 3 倍の体積量に相当する。磁石の加重の効率を考慮するため、磁石の厚さを 2 倍にした場合の計算結果に対して、イリジウムを載せた場合の引力の増加率と比較を行なった。

引力の比較の結果をまとめたものを表 3.1 に示す。この結果から、鉛を重りにした場合、鉛を含めた総重量は 450 g となり、重力は 4.4 N である。磁石の磁界は変化しないため超伝導バルクによる引力は 1.5 N である。これらの総引力は 5.9 N となる。この引力による研磨圧力は 2.6 kPa である。イリジウムの場合、総重量が 720 g となり、重力は 7.1 N である。

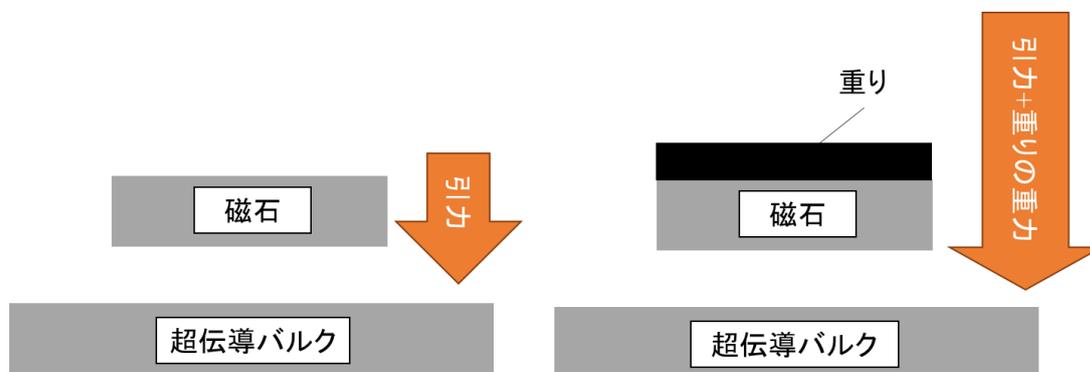


図 3.20 重り追加モデルの概略図

表 3.1 磁石の体積分の重りを載せた場合における磁気浮上工具の引力の変化

重りの種類	超伝導バルクの引力 [N]	重りの重量 [N]	総引力 [N]	研磨圧力 [kPa]
磁石	2.0	3.7	5.7	2.5
鉛	1.5	4.4	5.9	2.6
イリジウム	1.5	7.1	8.6	3.7

鉛同様に、引力は 1.5 N であるため、総引力は 8.6 N となる。この引力による研磨圧力は 3.7 kPa である。表 3.1 に示すように、同体積にするのならば、イリジウムを利用するのが最も効果的である。しかし、希少金属であり、高価であるイリジウムを大量に利用するのは難しい。そのため、鉛を重りとして利用するのが最も現実的である。

鉛を浮上させた場合の浮上距離は反発力を考慮すると、7 – 8 mm まで低下することになる。これは、3.2.2 節に述べたように、内径 36 mm 以上のステンレス管を加工する場合に十分な浮上距離である。

3.4.3 磁石の多極化

引力の影響を上昇させるために、磁石の多極化が影響を与えることが考えられる[15]。現在、使用している片面 4 極型の磁石の代わりとして、図 3.21 に示すような、現在、市販されており購入可能である片面 6 極型・片面 8 極型の磁石を用いた場合について計算を行なった。3.1.1 項、3.2.1 項などと同様に、初期着磁距離は 10 mm としている。初期着磁距離 10 mm における 4 極・6 極・8 極型磁石の引力の比較を図 3.22、回転トルクの比較を図 3.23 に示す。図 3.22 より、4 極型磁石は最も最大引力が大きくなる事が確認できる。これは、6 極・8 極型磁石では隣り合った N・S 極に流れる磁束線が 4 極と比較した場合、多くなるためであると考えられる。この影響は、図 3.23 に示される回転トルクにも表れている。この図の中でも 4 極型磁石の結果が最大となっている。また、6、8 極となったことで周期が変化している。4 極型では 1 周期が 180°であったが、6 極型では 120°、8 極型では 90°となっている。これらの結果より、多極化では引力、回転トルク増加を見込むことができない。そのため、その他の手段を利用する必要がある。

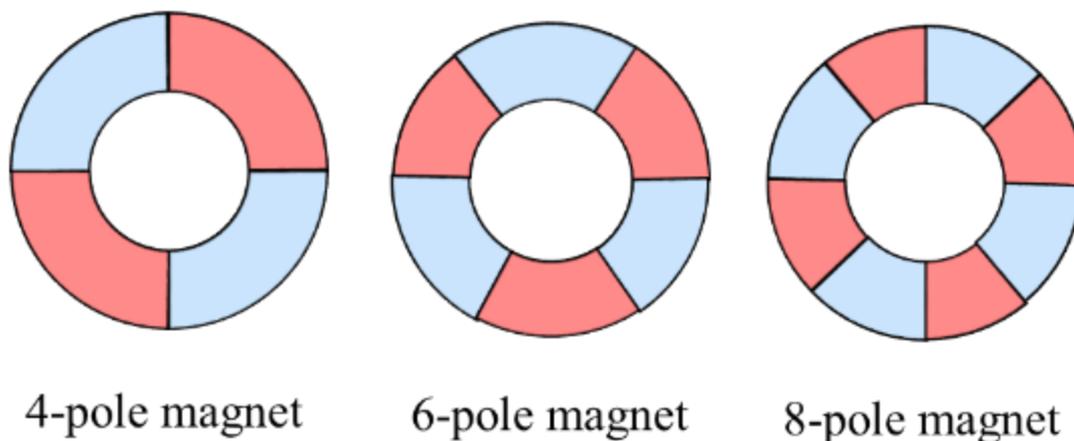


図 3.21 4 極・6 極・8 極型磁石の概要図

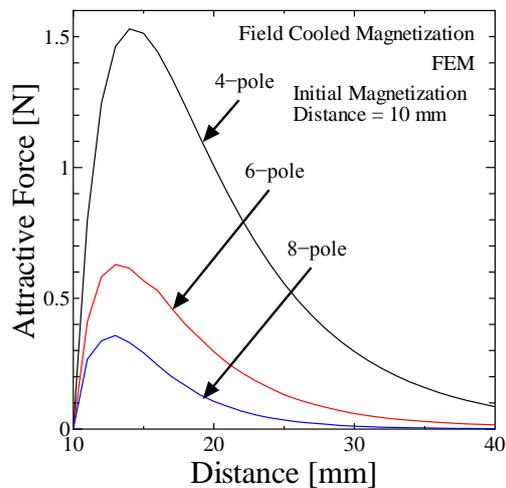


図 3.22 初期着磁距離 10 mm における 4 極・6 極・8 極磁石の引力の FEM 計算結果の比較

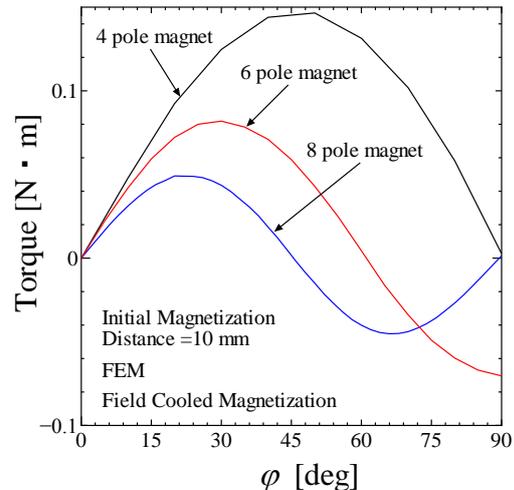


図 3.23 初期着磁距離 10 mm における 4 極・6 極・8 極磁石の引力の FEM 計算結果の比較

3.4.4 複数磁石の使用

引力を増加させるための手段として、超伝導体下に磁石を配置する手段もまた考えられる。複数磁石の概略図を図 3.25 に示す。図 3.25 に示されるように、超伝導バルクの下に同極の磁石を追加することによって、磁石同士の引力が近づける際に働くものと考えられる。この方法では、磁石を下に敷くことで、下部磁石が引力を増加させ、浮上に関しては超伝導バルクがその役割を担うことを目指す。下部磁石の磁石モデルは 2.1 節で見られるように、浮上磁石と同一のモデルを用いた。今回は浮上磁石と超伝導バルクの距離は 10 mm とし、追加磁石と超伝導バルク間の距離は 1 mm とした。図 3.26 に、初期着磁位置 10 mm における複数磁石を使用した場合の計算結果と磁石単体の場合の引力の結果の比較を示す。図 3.26 より、10 mm 着磁時点で既に引力が働いている。そのため、10 mm より近づいていく計算を行っていったところ、5 mm 付近で引力は 0 となることがわかった。このことから、二重磁石モデルにおいては、着磁距離に影響を与えている。2 重磁石の引力を 5 mm 上部の着磁結果と比較した場合、最大引力は 4 N 近く上昇しており、その値は 9.8 N にも上る。

この計算では 450 mT の永久磁石を用いているが、実際には電磁石を用いることで更なる磁界の上昇を見込むことができ、引力の増加へとつなげることが可能であると考えられる。

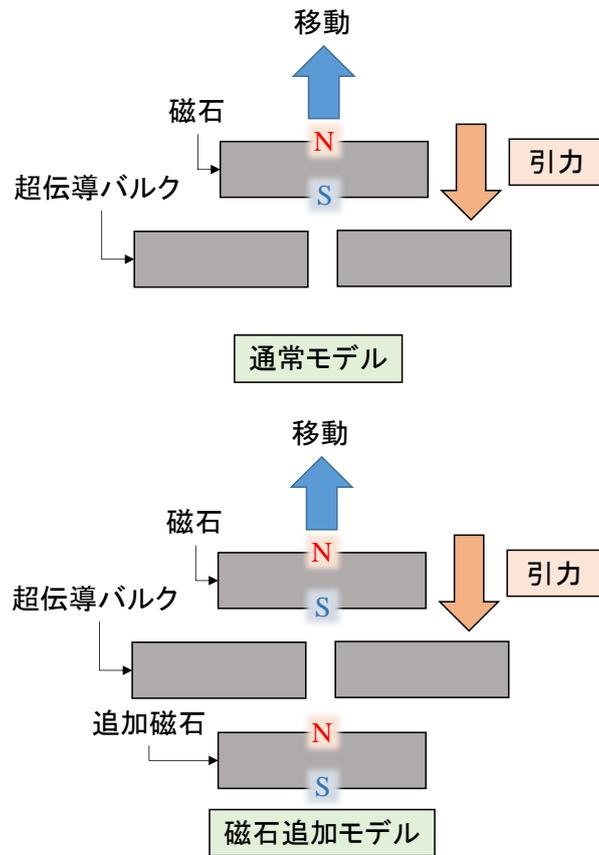


図 3.24 磁石追加モデルの概略図

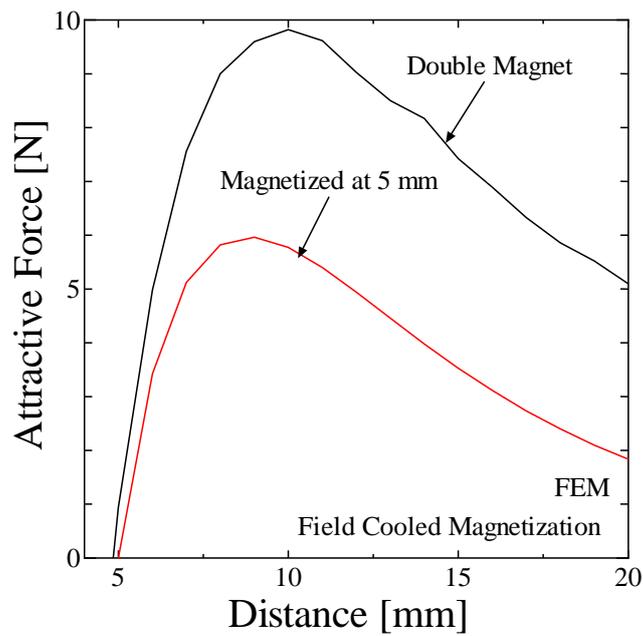


図 3.25 磁石追加モデルにおける引力と磁石単体のみの場合の引力の計算結果の比較

第4章 結論

4.1 結言

自動車・航空機などの様々な分野における技術革新による部品の複雑化に対応するため、複雑な内面加工を可能とする超伝導バルクを用いた磁気浮上工具 SUAM(SUperconductive Assisted Machine)が提案されている。SUAM は永久磁石を超伝導バルクの磁束ピンニングによって浮上させ、超伝導バルクの回転に追従して回転させることで対象物を加工する器具である。SUAM には切削加工や研磨加工などの加工方法での応用が考えられている。しかし、SUAM にはその性能を電磁的に評価している研究はまだ存在しない。そのため、本研究では、磁気浮上工具に働く力について有限要素法を用いてA- ϕ 法を解くことによって解析を行ない、その評価を行なった。また、従来の研磨方法と同等の研磨機能を達成するため、その磁気浮上工具の性能向上のための議論についても行なった。

SUAM の計算では、浮上磁石として片面 4 極型の磁石を用い、超伝導バルクについては YBCO バルクの実験結果を用いた。着磁方法として、磁界を完全に捕捉することができる磁界中冷却法(FCM: Field Cooled Magnetization)を用いた。FCM では、磁界を侵入させたまま、冷却を行なうため、本来ならば熱連成による磁界計算を必要とする。本研究では、簡易計算のため超伝導体に高抵抗を与え、磁界の侵入後に超伝導特性を加えることで再現を行っている。

初期着磁距離を 10 mm とした場合について、引力・反発力・回転トルク・復元力の計算を行なった結果、FEM 計算は実験結果を再現できることがわかった。しかし、現状の SUAM では他の研磨器具と比較して十分な研磨圧力を出すことができないことがわかった。そのため、初期着磁距離を狭めた計算を行なったところ、研磨圧力を増加できることがわかった。これは、研磨圧力の他に、回転トルクにも大きな影響を与えており、磁気浮上工具の性能を簡易に上げる手法の一つである。更なる研磨圧力の増加を考え、磁石の重量を増加させる方法についても考察を行なった。磁石の厚さを 2 倍まで増加させることによって、研磨圧力は 0.7 kPa 増加させることができたことがわかった。同等の研磨圧力を出すためには、比重が大きく安価である鉛を載せることが考えられる。これにより、磁石そのものに変化を加えることなく、研磨圧力を増加させることができる。その他の有効な手段として、超伝導バルクの下に同極磁石を設置することが挙げられる。同極磁石を設置することによって、浮上磁石を引き付け合い、浮上磁石に働く引力を増加させることができる。この中で、下部磁石を 1 mm 下に設置することによって、下部磁石を加えない場合の結果と比較して 4 N 近く研磨圧力が増加した。これらの手法を組み合わせることによって、従来の研磨方法と同等の研磨圧力を実現することが可能となる。

4.2 今後の課題

本研究では、主に磁気浮上工具の引力に関する議論を行ってきた。その中で様々な引力増加案を考察してきたが、まだ磁気浮上工具のポテンシャルを引き出す手段は考えられる。本研究で考察したものを除いても、超伝導バルクのサイズ、形状などの特性は磁気浮上工具が発生させる研磨圧力や回転トルクを増加させるための大きな要素となる。また、本研究では、YBCO バルクを用いた結果について議論してきたが、その他のバルクを用いた場合の磁気浮上工具への影響もまた、考慮する必要がある。

計算面に関しては、磁界と熱の連成解析がより正確な計算のためには必要といえる。現在、長時間研磨に関しては実験においてもなされておらず、研磨後の超伝導バルクの振舞は調査する必要があるだろう。このため、実際に高速回転した際に発生する熱量を計算し、熱量から発生する損失の影響なども計算する必要があると考えられる。

参考文献

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957) 1175–1204
- [2] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, and H. K. Mao, Phys. Rev. B **50** (1994) 4260
- [3] J. Ge, Z. Liu, C. Liu, C. Gao, D. Qian, K. Xue, Y. Liu and F. Jia, Nature Materials **14** (2015) 285–289
- [4] A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofotov and S. I. Shylin, Nature **525** (2015) 73–75
- [5] Colin Barras, 「Warmest ever superconductor works at Antarctic temperatures」, 『New Scientist』, <<https://www.newscientist.com/article/dn28058-warmest-ever-superconductor-works-at-antarctic-temperatures/>>, August 17, 2015
- [6] (社) 応用物理学会編: 超伝導分科会スクールテキスト 高温超伝導体データブック(下)-材料と応用-, 超伝導分科会, (2005) 第 11 章 ビスマス系線材
- [7] 水上総司, 九州工業大学大学院 情報工学府 先端情報工学専攻 電子情報分野 修士論文 (2015)
- [8] 松下 照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」, 産業図書 (1994)
- [9] M. Friesen and A. Gurevich, Physical Review B **63** (2001) 064521
- [10] T. Oka, Physica C **463–465** (2007) 7–13
- [11] 松本 要, 「多芯超電導線とは」, 超電導 Web21 (2003. 4)
- [12] M. Tomita and M. Murakami, Nature **421** (2003) 517- 520
- [13] 村上雅人, 低温工学 Vol.47 No.12 p.660-666
- [14] 森田 充, 手嶋 英一, 平野 芳生, 新日鉄技法 第 383 号 (2005)
- [15] 長嶋 賢, 「やさしい超電導リニアモーターカーのお話」, 超電導 Web21 (2011)
- [16] 植田 浩史, 岩本 真実, 久藤 勇哉, 石山 敦士, 電気学会論文誌 B, 124 巻 10 号 (2004) 1200–1208
- [17] S. Takeda, F. Mishima, S. Fujimoto, Y. Izumi, S. Nishijima, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **311** (2007) 367–37
- [18] M. Yoshioka, S. Hira and H. Takeuchi, Proceeding of the Third International Conference on Abrasive Technology (1999) 469
- [19] Y. Wang and D. Hu, International Journal of Machine Tools & Manufacture **45** (2005) 43–49
- [20] T. Boggs, R. Carroll, R. Tran-Son-Tay, H. Yamaguchi, F. Al-Mousily and C. DeGross, Journal of Medical Devices **8** (2014) 011005 1–8
- [21] アンカーテクノ株式会社, 「CMP(Chemical Mechanical Polishing)とは」, <<http://www.anchor-t.co.jp/category/1979326.html>>
- [22] P. Phaisalpanumas, K. Kimura, K. Suzuki and P. Khajornrungruang,

2013 年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集 649–650

[23] M. Krishnan, J. K. Nalaskowski and L. M. Cook, 2010 Chemical Reviews **110** (2010) 178–204

[24] T. Kasai and B. Bhushan, Journal of Physics: Condensed Matter **20** (2008) 225011

[25] I. D. Marinescu, E. Uhlmann and T. K. Doi, Handbook of Lapping and Polishing (2007)

[26] 日高 裕, 九州工業大学大学院 情報工学府 学際情報工学専攻 機械情報工学分野
修士論文 (2016)

[27] W. Zhai, Y. Shi, J. H. Durrell, Dennis R Anthony, Z. Zhang and D. A. Cardwell, Crystal Growth
Design **15** (2015) 907–914

[28] 本庄昇一, JMAG Users Conference (2001) 6–2

謝辞

まず、九州工業大学大学院 情報工学研究院 電子情報工学研究系 エレクトロニクス分野 准教授 木内勝先生にお礼を申し上げます。時には厳しく叱咤激励をいただくこともありましたが、それらの叱咤も成長できた要因だったと感じます。また、日頃のディスカッションからは自らの研究に疑問を持つことの必要性を学びました。また、社会に出た後の立ち居振る舞いも学び取ることができたように感じます。木内勝准教授の数々のサポートに深い感謝を致します。

そして、多大なご指導を頂いた九州工業大学大学院 情報工学研究院 電子情報工学研究系 エレクトロニクス分野 教授 小田部荘司先生に深く感謝致します。超伝導バルクの様々な解析について多くに助言をいただきました。日常の研究の他にも、海外の留学生との合同講義への勧めや飯塚市との連携などの様々な経験を積むことができました。その全てに深く感謝申し上げます。

九州工業大学大学院 情報工学研究院 機械情報工学研究系 教授 鈴木恵友先生には磁気浮上工具を研究するにあたって、その基礎や方向性などについて多くの助言をいただきました。その全てに深く感謝致します。

九州工業大学 情報工学部 機械情報工学科 田中佑季氏には実験結果を提供していただきました。そのご助力に深くお礼申し上げます。

九州工業大学 情報工学部 電子情報工学科 高橋悠氏には、私の研究の計算を行なう際に多くの助力をいただき、苦楽を共にしてきました。その全てに深く感謝致します。

九州工業大学 情報工学府 先端情報工学専攻 電子情報工学分野 木戸竜馬氏とは、3年間の研究生活で各々の研究をそれぞれ違う視点から議論しあってきました。実りある3年間を送ることができましたことを感謝致します。

同専攻 田邊裕也氏には、学部時代から公私共にお世話になっておりました。その全てに深く感謝致します。

同専攻 柏木啓氏には、その考え方から学ぶことができたことがいくつもあります。その全てに深く感謝致します。

その他にも、木内研究室・小田部研究室にてお世話になりました九州工業大学大学院情報工学府先端情報工学専攻の谷村賢二氏、伊原大輔氏、同大学情報工学部電子情報工学科4年生の吉村彩華女史、鶴田祐基氏、田口拓人氏、早瀬利伸氏、宮島悠氏、濱久保翔吾氏、技術職員の新山誠司氏に感謝申し上げます。

最後に、私をこれまで育ててくださり、私の行く路先を見守り、また多くの助言、そして支援をしてくださった両親、祖父母に多大な感謝を申し上げます。

研究実績

・国際学会

1. Y. Hiramatsu, E. S. Otabe and M. Kiuchi,
“Evaluation of Trapped Magnetic Field Properties in MgB₂ Bulk Magnets of Various Shapes by Finite Element Method”,
ISS (International Symposium on Superconductivity) 2015, Tower Hall Funabori, Tokyo,
November 18, 2015.
2. K. Kashiwagi, E. S. Otabe, Y. Hiramatsu, M. Kiuchi, V. Vyatkin, S. Yamaguchi, “Evaluation of self-magnetic field of oxide superconducting tapes with ferromagnetic shielding”,
ISS (International Symposium on Superconductivity) 2016, Tokyo International Forum, December 13, 2016.
3. Y. Hiramatsu, Y. Takahashi, E. S. Otabe, K. Suzuki, Y. Tanaka and M. Kiuchi, “Evaluation of Magnetic Cutting and Polishing with Superconducting Bulks”,
ISS (International Symposium on Superconductivity) 2016, Tokyo International Forum, December 14, 2016.
4. Y. Hiramatsu, Y. Takahashi, E. S. Otabe, K. Suzuki, Y. Tanaka and M. Kiuchi, “Evaluation of Magnetic Cutting and Polishing with Superconducting Bulks”,
SAES 2016, Kyushu Institute of Technology, December 18, 2016.

・国内学会

5. 平松 佑太, 小田部 荘司, 木内 勝,
「多種形状の MgB₂ 超伝導バルク磁石における捕捉磁界の評価」
第 76 回応用物理学会秋季講演会, 名古屋国際会議場, 2015 年 9 月 14 日
6. 柏木 啓, Vyatkin Vladimir, 小田部 荘司, 平松 佑太, 木内 勝, 山口 作太郎,
「磁気シールドを加えた場合における酸化物超伝導体テープの自己磁界の評価」,
第 77 回応用物理学会秋季講演会, 朱鷺メッセ, 2016 年 9 月 14 日
7. 柏木 啓, 小田部 荘司, 平松 佑太, 木内 勝, Vyatkin Vladimir, 山口 作太郎,
「磁気シールドを加えた場合における酸化物超伝導体テープの自己磁界の評価」,
第 69 回 電気・情報関係学会九州支部連合大会, 宮崎大学, 2016 年 9 月 30 日
8. 高橋悠, 平松佑太, 小田部荘司, 鈴木恵友, 田中佑季, 木内勝,
「超伝導バルクを利用した磁気浮上工具における磁気浮上力の計算」
平成 28 年度応用物理学会九州支部学術講演会, 対馬市交流センター, 2016 年 12 月 3 日
9. 平松 佑太, 高橋 悠, 小田部 荘司, 木内 勝, 鈴木 恵友, 田中 佑季,
「超伝導バルクを用いた磁気研磨切削装置の評価」
第 64 回応用物理学会春季講演会, パシフィコ横浜, 2017 年 3 月 16 日(予定)

• 論文

10. Y. Hiramatsu, E. S. Otabe and M. Kiuchi, “Evaluation of Trapped Magnetic Field Properties in MgB₂ Bulk Magnets of Various Shapes by Finite Element Method”, *Physics Procedia* **81** (2016) 69 – 72
11. Y. Hiramatsu, Y. Takahashi, E. S. Otabe, K. Suzuki, Y. Tanaka and M. Kiuchi, “Evaluation of Magnetic Cutting and Polishing with Superconducting Bulks”,
to be published in “*Journal of Physics: Conference Series*”

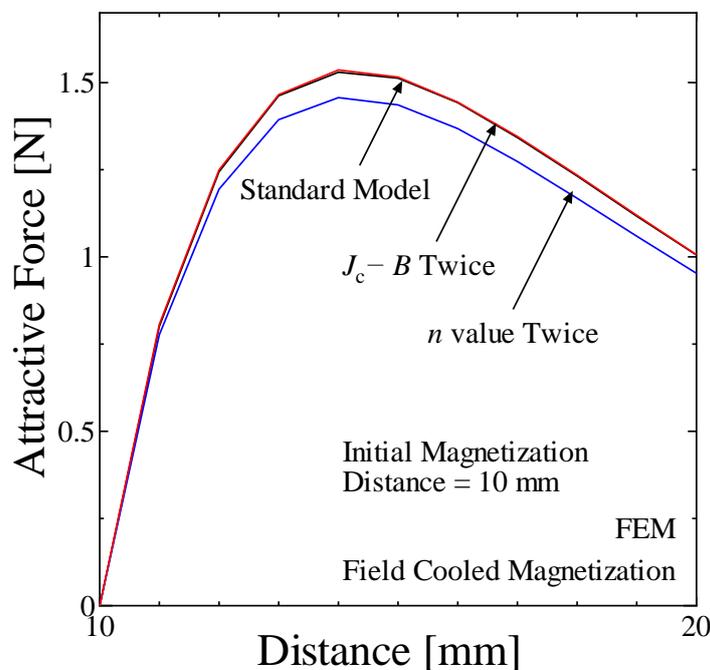
<未掲載予定>

3.4.3 J_c - B 特性, n 値の向上

超伝導体の重要な特性として, J_c - B 特性, n 値が挙げられる. J_c - B 特性, n 値は超伝導体内部の電流密度分布に大きな影響を及ぼすものであるため, J_c - B 特性, n 値を改善することによって引力もまた改善されるものと考えられる. そのため, 初期着磁位置を 10 mm とし, J_c - B 特性を 2 倍にした場合, n 値を 2 倍の 20 とした場合について計算を行なった.

初期着磁位置 10 mm における J_c - B 特性を 2 倍にした場合, n 値を 2 倍にした場合の引力の計算結果の比較を図 3.24 に示す. この図より, J_c - B 特性を 2 倍した場合と現在使用しているモデルでは, 引力に変化は見られない. また, n 値を 2 倍にした場合についても, 引力の変化は小さく, 低下している. これは, 十分な磁界を超伝導体内に着磁させていないため, J_c - B 特性, n 値の影響が弱いためと考えられる. この結果の影響について更なる考察をするため, J_c - B 特性を極端に変化させた場合について計算を行なった. 再計算を行なった際の J_c - B 特性は通常の 1/100, 1/10, 10 倍を用いた. これらの結果の比較を図 3.25 に示す. この中で,

しかし, 今回は J_c - B 特性を 2 倍にした場合, n 値を 2 倍にした場合のみの計算にとどまっているため, 超伝導体内の特性と磁気浮上工具の関係については議論していく必要がある.



初期着磁位置 10 mm における J_c - B 特性を 2 倍にした場合, n 値を 2 倍にした場合の引力の計算結果の比較