

令和4年度
修士学位論文

超伝導線材を用いた磁気浮上工具の
性能向上に関する研究

岩崎 慎也

学籍番号：21676108

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

指導教員：小田部 荘司

令和5年2月8日

目次

第1章	序論.....	2
1.1	超伝導体.....	2
1.1.1	超伝導体の歴史.....	2
1.1.2	第1種・第2種超伝導体.....	3
1.1.3	磁束ピンニング.....	4
1.1.4	銅酸化物超伝導体.....	5
1.1.5	RE系超伝導体.....	5
1.1.6	n 値.....	5
1.2	有限要素法(FEM).....	6
1.3	JMAG.....	6
1.4	$A-\phi$ 法.....	6
1.5	本研究の目的.....	9
第2章	FEM解析.....	10
2.1	解析方法.....	10
2.1.1	超伝導線材を用いた磁気浮上工具のモデル作成.....	10
2.1.2	メッシュ作成.....	15
2.2	解析内容.....	15
2.2.1	反発力計算.....	15
2.2.2	超伝導線材の層を追加させた際の電磁界解析.....	17
第3章	結果と考察.....	18
3.1	FEM結果の比較.....	18
第4章	まとめ.....	24
	参考文献.....	26
	研究業績.....	27
	謝辞.....	28

図目次

図 1.1	超伝導状態と常伝導状態の関係.....	3
図 1.2	第 1 種・第 2 種超伝導体.....	4
図 1.3	有限要素法の概要図.....	6
図 2.1	超伝導線材の概要.....	11
図 2.2	台形型超伝導線材の概要.....	11
図 2.3	永久磁石の概要.....	12
図 2.4	磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル (Type A).....	12
図 2.5	磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル (Type R).....	13
図 2.6	積層する際に回転させて積み上げた磁気浮上工具を.....	13
図 2.7	台形状超伝導線材を用いた磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル.....	14
図 2.8	永久磁石を 2 つ用いた磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル.....	14
図 2.9	77.3 K における $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ の J_c - B 特性[9].....	15
図 2.10	反発力計算の概要.....	16
図 2.11	永久磁石が 2 つの場合の反発力計算の概要.....	16
図 2.12	超伝導層の追加方法.....	17
図 3.1	Type A と Type R を超伝導線材の層を 1 層から 4 層まで追加させた.....	19
図 3.2	超伝導線材の 4 層の層間距離を 50, 100, 300, 500 μm に.....	20
図 3.3	超伝導線材の 8 層の層間距離を 50, 100, 300, 500 μm に.....	20
図 3.4	Type A における超伝導線材を積層する際に 0° , 45° , 90° 回転させて.....	21
図 3.5	Type A における超伝導線材を台形状に変化させた場合の反発力の FEM 結果.....	22
図 3.6	Type A における永久磁石を 2 つにした場合の反発力の FEM 結果.....	23

第1章 序論

1.1 超伝導体

1.1.1 超伝導体の歴史

1908年、オランダの物理学者 K. Onnes がヘリウムの液化に初めて成功した。これによって非常に低い温度を利用することが可能になり、1911年には、液体ヘリウムを用いて水銀の電気抵抗が4.2 K(−268.8°C)以下で急激にゼロになることを発見した。このように、非常に低い温度に冷やすことで電気抵抗が急激にゼロになる現象を超伝導と呼ぶ。また、この現象が起きる特定の金属や化合物などの物体を超伝導体と呼ぶ。そして、超伝導体の電気抵抗がゼロとなり、超伝導が起こる状態のことを超伝導状態と呼び、逆に電気抵抗がゼロでない状態のことを常伝導状態と呼ぶ。超伝導体はいろいろな機器への応用が期待されたが、当時の超伝導体では非常に低い温度のときのみ、超伝導が発生するが、僅かな磁場で超伝導が破壊される。そのため、当時は工学的な応用は困難であった。

1933年には、ドイツの F. W. Meissner らによって、超伝導体には完全反磁性（マイスナー効果）があることが発見された。マイスナー効果とは、超伝導体に外部磁場 H_e をかけても超伝導体の内部には磁束が侵入出来ず、磁束密度 B をゼロのままにするという特性のことである。つまり、超伝導体とは、電気抵抗がゼロでマイスナー効果を持つ物質のことである。超伝導体は図 1.1 のように、ある温度や磁場の範囲内でそれらの特性を示し、超伝導状態となる最大の温度を臨界温度 T_c 、最大の磁場を臨界磁場 H_c と呼ぶ。また、超伝導体は流すことの出来る電流にも限りがあり、ある一定の電流値を超えると電気抵抗が発生する。この流せる最大の電流密度のことを臨界電流 J_c と呼ぶ。そのため、 T_c 、 H_c 、 J_c の範囲内では超伝導状態、それ以外では常伝導状態となる。

それから少し間が空き、1957年に J. Bardeen と L. N. Cooper および J. R. Schrieffer らによって超伝導の仕組みが解明された。その理論を3人の頭文字をとって BCS 理論という。BCS 理論とは、超伝導を量子力学を使って説明する理論である。BCS 理論によると超伝導体は超伝導状態になる最大の温度（臨界温度 T_c ）は 40 K(−233 °C)を超えないという予測がされた。

そして、1962年にはイギリスの物理学者 B. D. Josephson は超伝導の量子論をさらに発展させ、薄い絶縁体層で隔てられた2つの超伝導体において、絶縁体層がきわめて薄いとき、超伝導体間に超伝導電流が流れるということを見つけた。これをジョセフソン効果と呼ぶ。

さらに 1986年には J. G. Bednorz, K. A. Müller らによって銅を含む酸化物が

30 K(−243°C)で超伝導が発現することが発表された。この発表以降、世界中で銅を含む酸化物の超伝導体の研究が行われた。そして数か月後には液体窒素の沸点である77.3 Kを超える $T_c = 92$ Kの $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ が C. W. Chu らによって発見された。そして、現在の温度の最高記録は $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ で $T_c = 150$ K(−123 °C)となっている。このように高い T_c を持つ超伝導体を高温超伝導体と呼び、その中でも銅酸化物であるものを銅酸化物超伝導体と呼ぶ。

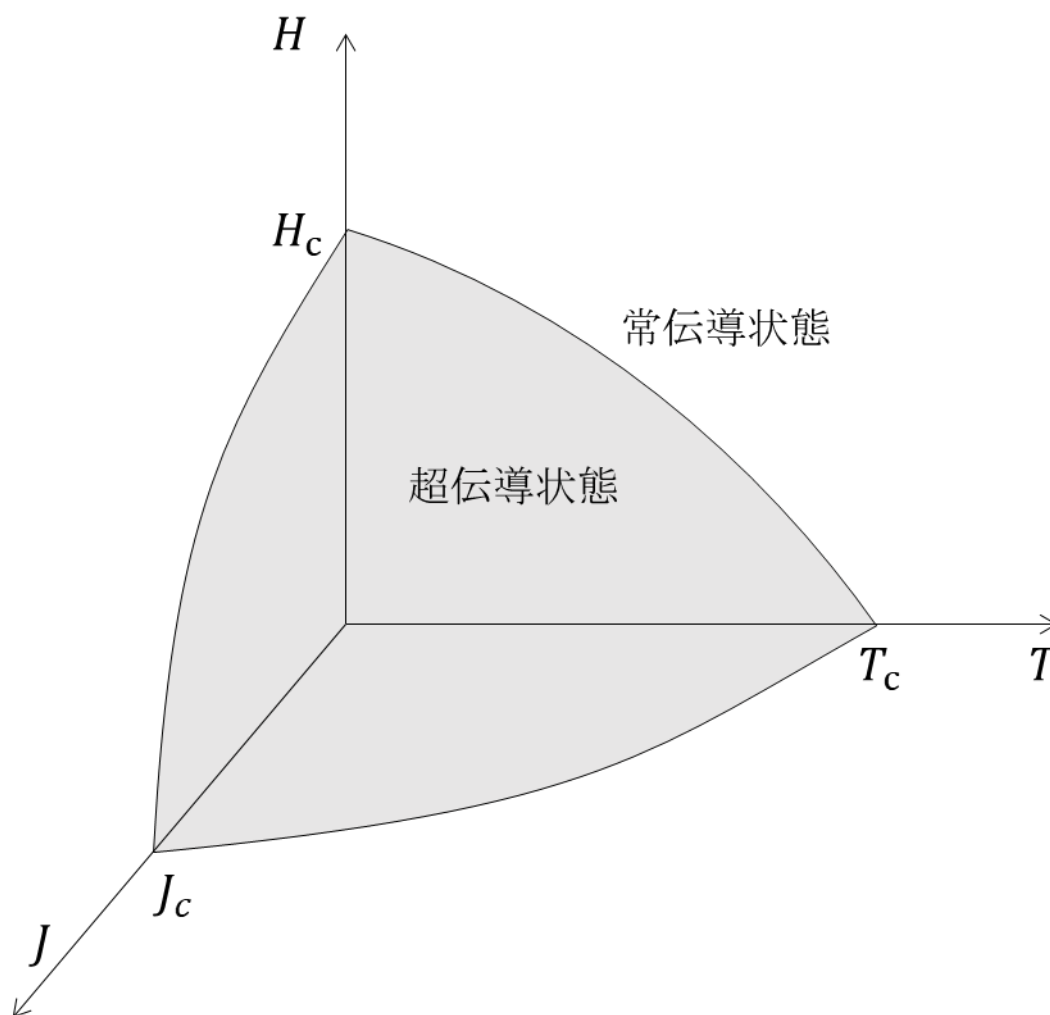


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

1.1.2 第1種・第2種超伝導体

1.1.1 項では、超伝導体には電気抵抗ゼロ、マイスナー効果という2つの性質を持っていることを記述した。しかし、超伝導体は外部磁場 H_e を大きくしていくと、超伝導状態が壊れ、マイスナー効果が失われるので、磁束が内部に入り込み、常伝導状態となる。

よって、超伝導状態から常伝導状態に遷移するときの磁場を臨界磁場 H_c という。超伝導体は超伝導状態から常伝導状態へと遷移する過程によって第一種超伝導体、第二種超伝導体に分類することが出来る。

第一種超伝導体では H_c 以上の H_e かけると、マイスナー効果が完全に失われるので、常伝導状態へ遷移する。対して、第二種超伝導体では、下部臨界磁場 H_{c1} 以上の H_e かけると、超伝導体が壊され磁束が一部侵入するが、超伝導状態は完全には壊れず、超伝導状態と常伝導状態の2つが混ざり合った状態になる。超伝導状態と常伝導状態が混ざり合っており、 H_e が H_{c1} 以上 H_{c2} 未満のとき、この状態を混合状態と呼ぶ。 H_e を大きくすると常伝導状態の範囲が増え、入り込む磁束線の数が増える。 H_e が上部臨界磁場 H_{c2} を超えると超伝導状態は完全に壊され、常伝導状態に遷移する。よって、第一種超伝導体と第二種超伝導体は混合状態が存在するかどうかで分類されている。

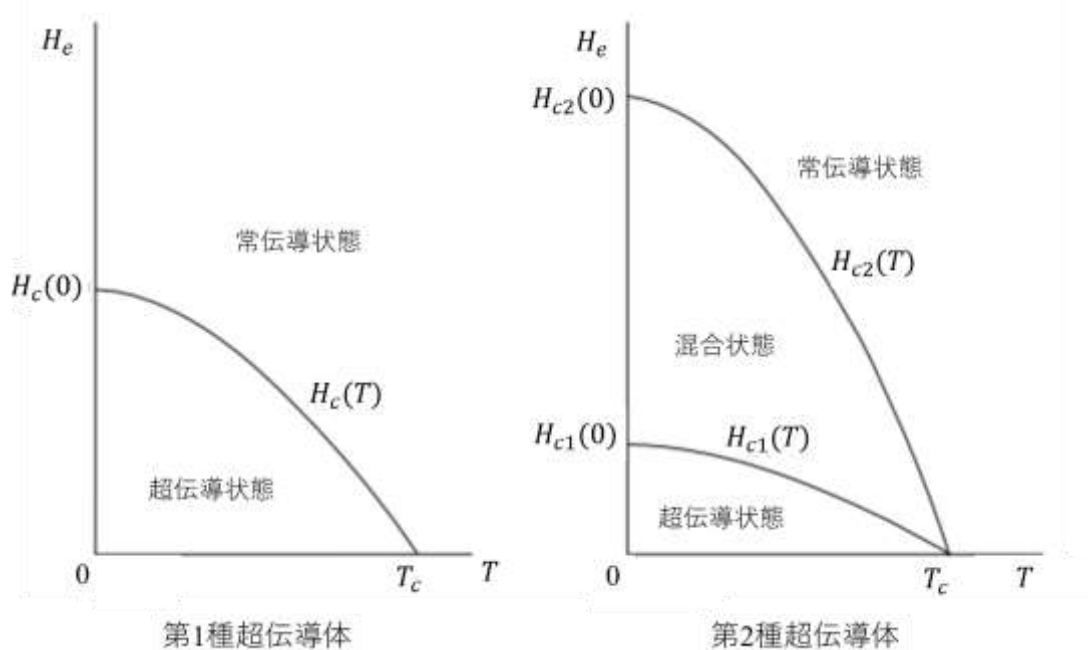


図 1.2 第一種・第二種超伝導体

1.1.3 磁束ピンニング

第二種超伝導体の混合状態において磁場をかけると、その時の超伝導体は一部が常伝導状態であるので、その部分に磁束が侵入する。この状態で超伝導体に電流を流すと、超伝導体に侵入した磁束にローレンツ力 F_L が働く。 F_L は超伝導体に流れる電流密度を J としたら、 $F_L = J \times B$ と表される。このローレンツ力により、磁束が速度 v で運動をすると、電磁誘導により、 $E = B \times v$ となる電圧 E が発生する。 E が発生するということは損失の発生、つまり抵抗が存在することを示しており、この抵抗の発生を防ぐためにロー

レンツ力に対抗して、磁束の運動を妨げる必要がある。この磁束の運動を妨げる力をピン力と呼び、磁束の動きを止める作用のことを磁束ピンニングと呼ぶ。ピン力 F_p は J_c を超えない範囲内において F_L と等しくなり、最大で $F_p = F_L = J_c B$ となる。よって、 F_p を強くすることで J_c を向上させることが可能となる。

また、磁束ピンニングと完全反磁性を用いることで磁気浮上を行うことが可能になる。完全反磁性によって磁石と超伝導体を反発させ、磁石を浮かし、磁束ピンニングによって永久磁石から発生する磁束を超伝導体内に固定することで磁石を空中に固定することが出来る。

1.1.4 銅酸化物超伝導体

今までの超伝導物質の T_c では液体窒素の沸点77 Kよりも低い温度でしか超伝導状態にならないため、冷却用の触媒として液体ヘリウムの使用が必要だった。しかし、1986年、ドイツの物理学者 J. G. Bednorz, スイスの物理学者 K. A. Müller らによって銅酸化物超伝導体 $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ が30 K 以上で超伝導状態になるということが発見された。その1年後には T_c が93 Kの $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ を発見し、1993年には $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ が133 Kの T_c を持つということが発見された。しかし、線材化が困難であったため、バルク状高温超伝導体として使用された。

1.1.5 RE 系超伝導体

銅酸化物超伝導体の内の一つである $REBa_2Cu_3O_x$ (REBCO) 超伝導体 (RE : Rare Earth : 希土類) は組成比が RE : Ba : Cu = 1 : 2 : 3 の超伝導体である。RE には Y (yttrium), Sm (Samarium), Dy (Dysprosium), Eu (Europium) などが存在し、それらは総じて RE 系超伝導体と呼ばれる。1986 年に発見されて以降、液体窒素を用いて超伝導状態にすることが可能となったので、RE 系超伝導体は様々なことに応用するため、研究されている。しかし、高温で利用が可能な代わりに、金属超伝導体は普通、どの方向に電流を流しても J_c - B 特性はすべて等しくなるが、銅酸化物超伝導体は磁界を加える方向によって J_c - B 特性が変化してしまう。よって、臨界電流密度の磁界依存性の異方性が存在する。

1.1.6 n 値

第二種超伝導体の E - J 特性は以下のように表すことが出来る。

$$E \propto J^n \quad (1.1)$$

この指数 n は超伝導体の n 値と呼ばれる。 $n = 1$ のとき、常伝導状態とオームの法則を示すような線型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えることができる。 n 値が小さい場合には、臨界電流を多少上回るときでも緩やかな電圧の発生がみられる。

1.2 有限要素法(FEM)

有限要素法は、解析的に解くことが困難である微分方程式の近似解を数値的に算出する数値解析手法の1つである。円柱などの簡単な形状では解析的に解くことは簡単であるが複雑な形状となると解析が非常に困難になる。そこで、図に示すように複雑な形状を単純な形状の要素に分割し、各要素で境界条件を満たすように方程式を立てる。その後、これらの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解く。このように複雑な形状を単純な形状の集合とみなして解くことで複雑な形状の物体を解くことが可能となる。この分割された要素をメッシュと呼び、メッシュは小さいほど単純な形状となるためメッシュを細かくするほど計算精度は向上する。また、FEMは数値解析のみを行っているため、解析対象のモデリングが適切でない場合、誤った結果となる。そのため、解析対象への十分な理解が必要となる。

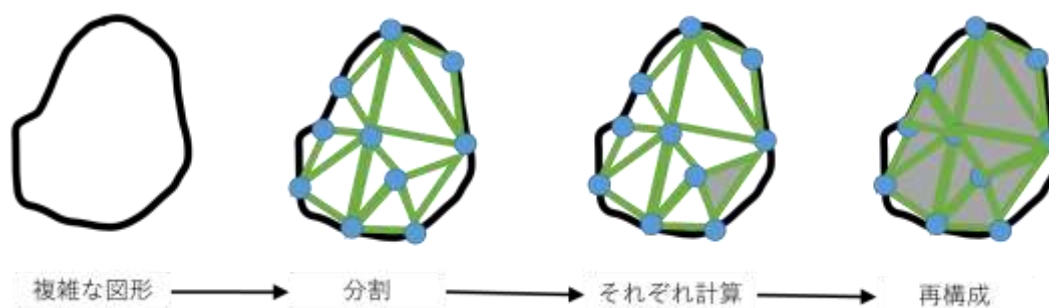


図 1.3 有限要素法の概要図

1.3 JMAG

JMAGは1983年に株式会社JSOLによって開発された、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のことである[1]。有限要素法を用いることで機器内部の複雑な物理現象を正確で高速に解析することが可能である。JMAGには「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つの特色を持ち合わせている。

1.4 A - ϕ 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 - ϕ 法)が存在する。

磁束密度 \mathbf{B} は、磁気ポテンシャル \mathbf{A} を用いると、

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.2)$$

と表せる。この式を Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.3)$$

に代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \dot{\mathbf{A}} \quad (1.4)$$

となる。すなわち、

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.5)$$

になる。 \mathbf{E} は電場の強度、 $\dot{\mathbf{B}}$ は $\partial \mathbf{B} / \partial t$ ことである。また、任意のスカラー関数 ϕ は、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ なので、 \mathbf{E} は

$$\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla \phi \quad (1.6)$$

と表すことができる。

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} とすると、

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

$$\nabla \times \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{J} = 0 \quad (1.7)$$

となる。また、周波数が極めて低い場合を考えればいいので電束密度 \mathbf{D} の時間微分は無視することができる。よって、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.8)$$

となる。式(1.8)に、式(1.2)および関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.9)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.11)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.13)$$

となる。なので、任意のベクトル \mathbf{A} では

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.14)$$

が成り立つ。これにクーロンゲージ条件

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (1.15)$$

を代入すると、

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

となる。式(1.11)、式(1.12)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 $\phi = \dot{\Phi}$ と定義して、式(1.12)、式(1.15) に代入すると、それぞれ

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

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

と表せる。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}_{ex} を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

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

と表せる。また、 $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は真空中の透磁率) と Maxwell 方程式から、

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

となり、空気中の支配方程式は、

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

となる。

支配方程式を空間で離散化するとき、誤差が生じる。導体中の支配方程式においては、

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

となり、 $\delta \mathbf{x}$ が誤差を表している。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、体積積分したものをゼロと考えることによって、誤差 $\delta \mathbf{x}$ を考慮せず解析出来るようにしている。

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

$A-\phi$ 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。

また、他の支配方程式についても同様の操作を行う。

1.5 本研究の目的

工業製品の開発の進展に伴い、それらに使用される部品はより複雑化している。そのような複雑な部品を加工するために、中空加工技術が利用されている。中空加工技術には、成形前に部品を加工するものと、成形後に加工するものの2種類がある。成形後に中空加工を行う場合、複雑な形状の対象物を内部で加工することが困難な場合がある。そこで、超伝導バルクに永久磁石を浮上させ、超伝導体の磁束ピンニング現象を利用して加工する磁気浮上工具が考案されている[2,3]。永久磁石は片面4極磁石で、超伝導バルクを使用して浮上する。磁石の浮上は磁石が空中に保持され、磁場冷却されることで発生する。そして、ピン止め効果により超伝導部が回転すると永久磁石が回転する。そのため、永久磁石の表面で材料を内側から研磨することができる。

超伝導バルクの性能を向上させる[4]一方で、超伝導線材の製造に関する研究が進んでおり、現在では高性能超伝導線材が開発されている[5]。超伝導線材は超伝導バルクと同じように機能し、130層の超伝導線材を積み重ねて磁化することにより、4.2Kで7.9Tの磁場を得ることができる[6]。線材はカットして組み合わせることが容易である。超伝導線材を使用して磁気浮上工具を設計するには、永久磁石を浮上させるのに必要な力に対して、影響を与えるパラメータを評価する必要がある。我々の以前の研究[7]では、超伝導線材を用いたSUAMは、超伝導バルクを用いたSUAMと同等の性能を示すことが判明した。しかし、実際の応用では超伝導線材によるSUAMの浮上性能の向上が必要である。

本研究では、永久磁石と超伝導線材のみからなる簡単なモデルを用いて、有限要素法(FEM)による電磁界解析を行い、超伝導線材の形状やSUAMの配置を変えて、より強い反発力を得る方法を模索した。

第2章 FEM 解析

2.1 解析方法

2.1.1 超伝導線材を用いた磁気浮上工具のモデル作成

現在、株式会社フジクラにてGd系超伝導線材の開発が行われている[8]。そこで、本研究では開発された超伝導線材を元に磁気浮上工具のモデルを作成し、解析を行った。FEM 解析には 1.3 項にて説明した JSOL 社製の JMAG-Designer20.0 を用いて解析を行った。モデルの作成には計算の簡易化のため、磁気浮上工具に必要な最低限の超伝導線材、永久磁石、そしてそれらを取り巻く空気の 3 要素のみで構成し、解析を行う。モデル解析において超伝導線材のサイズは図 2.1、図 2.2 に示す 2 通りのものを使った。図 2.1 は、長さが 20 mm、幅が 12 mm、厚さが 1 μm の $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超伝導線材である。図 2.2 は、長さが上底 20 mm、下底 34 mm、幅が 12 mm、厚さが 1 μm で台形状にした $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超伝導線材である。更に永久磁石は図 2.2 に示すように内径 10 mm、外径 29.5 mm、厚さ 10 mm で磁石表面での磁場が 450 mT のリング型 4 極ネオジム磁石を用いた。超伝導線材と永久磁石の配置を図 2.4、図 2.5 に示す。磁気浮上工具の中心から等間隔に 6 個の線材を方位角状に配置したモデルを Type A とする。磁気浮上工具の中心から等間隔に 6 個の線材を放射状に配置したモデルを Type R とする。さらに、50 μm の間隔で上層と同様に最大 4 つの層を作成した。

また、上層と下層の距離による反発力の変化を調べるため、Type A のモデルを用いて、50 μm 、100 μm 、300 μm 、500 μm の間隔で上層と同様の層を 4 層分と 8 層分の場合でそれぞれ作製した。

次に、超伝導線材の積層方法による反発力の変化を調べるため、超伝導線材の配置を中心から最下層に対してそれぞれ 0° 、 45° 、 90° 回転させて 4 層まで積層したモデルを図 2.6 に示す。

また、Type A の超伝導線材を図 2.2 の台形状のものに変更し、線材の隙間を小さくすることを試みた。台形状の超伝導線材を用いたモデルを図 2.7 に示す。

次に、永久磁石を 2 つ使用した磁気浮上工具を作製した。1 つは超伝導線材の 10 mm 上、もう 1 つは超伝導線材の 1 mm 下の位置である。磁石の向きは反発力が発生するようにした。

$\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超伝導線材の特性には図 2.4 の J_c - B 特性の実験値を使用した[9]。

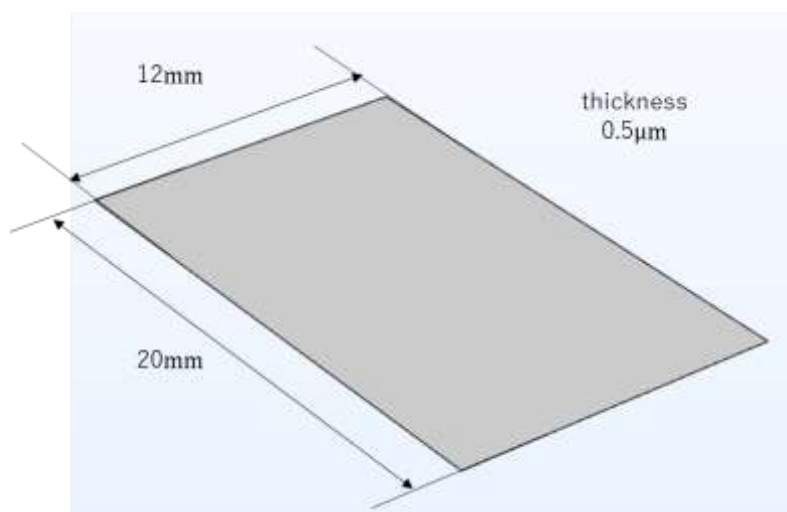


図 2.1 超伝導線材の概要

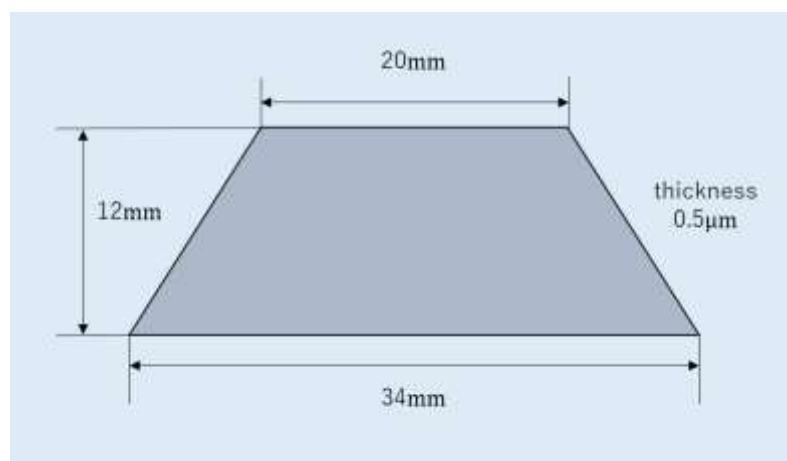


図 2.2 台形型超伝導線材の概要

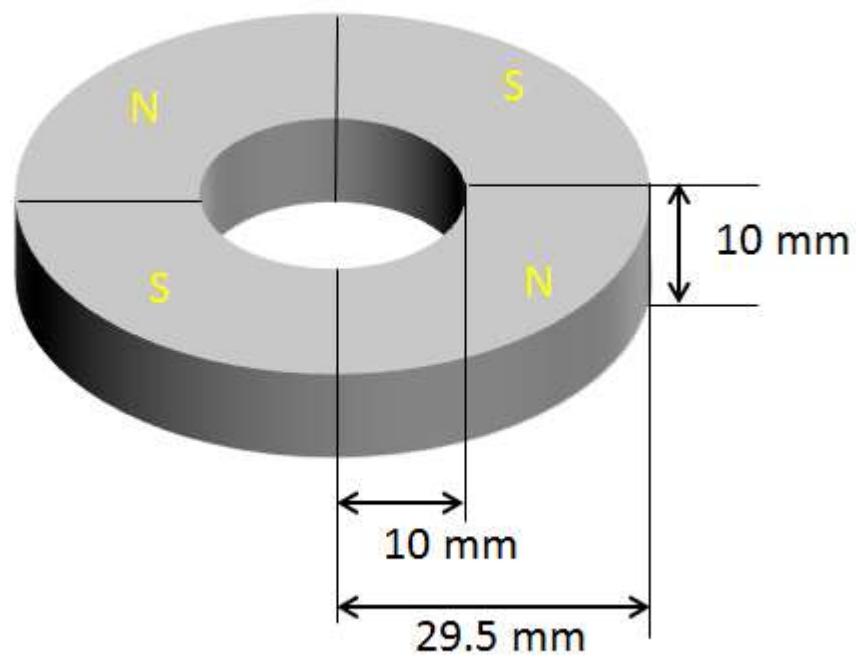


図 2.3 永久磁石の概要

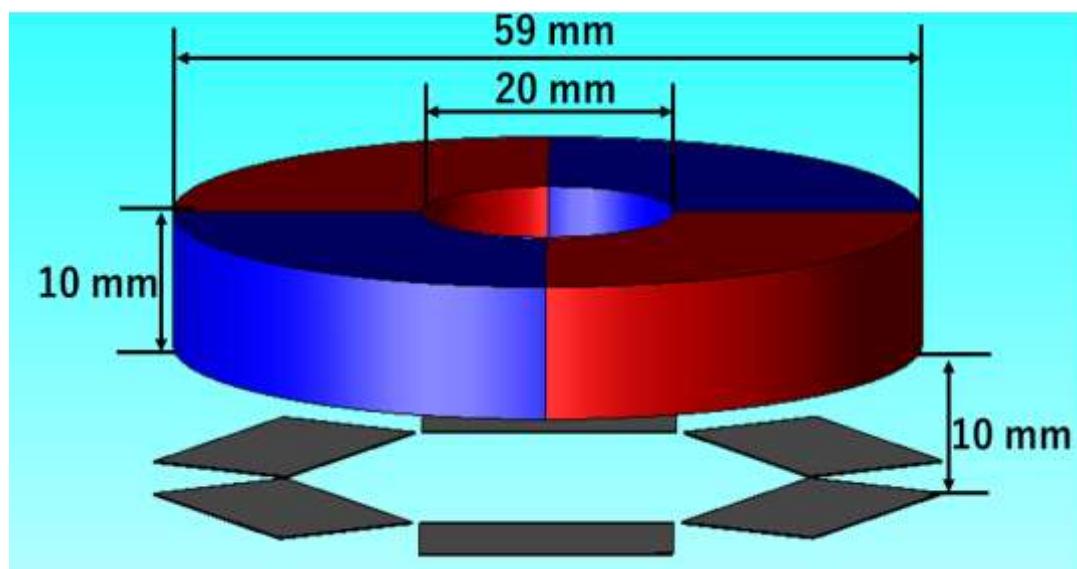


図 2.4 磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル (Type A)

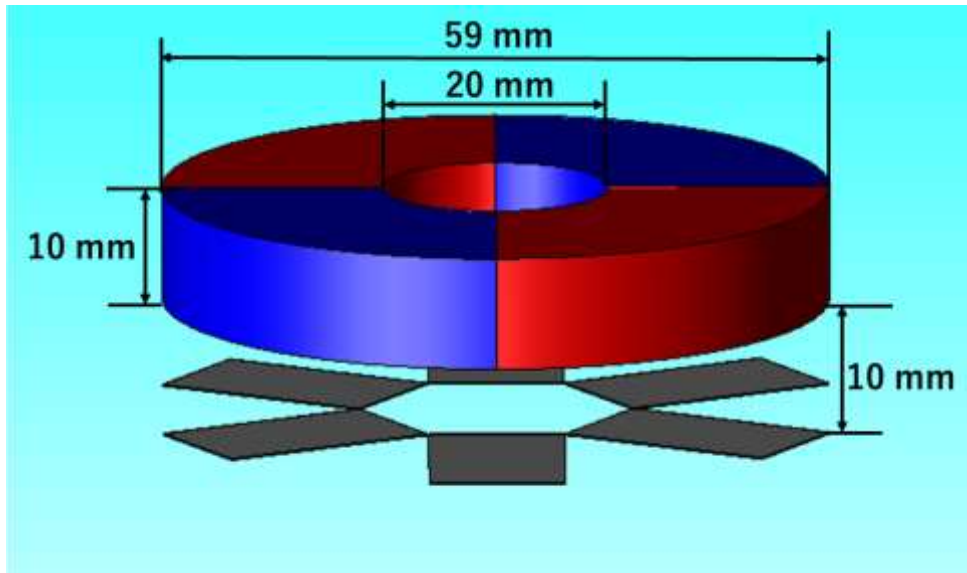
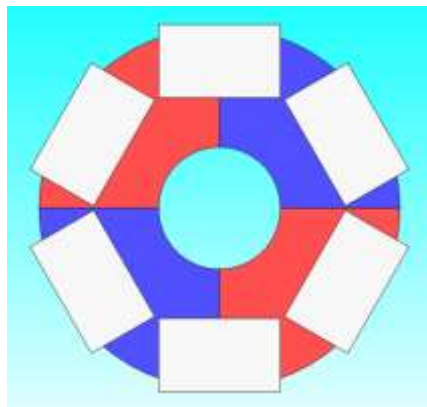
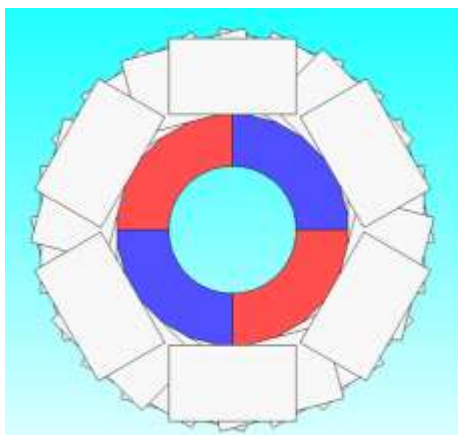


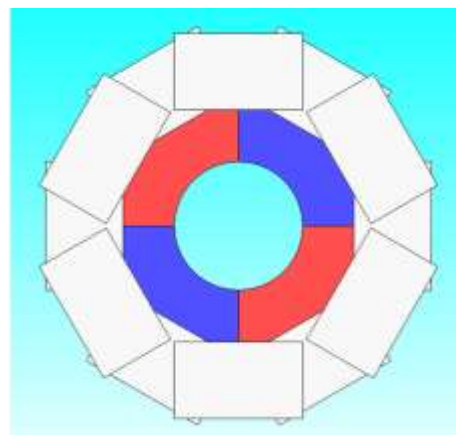
図 2.5 磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル (Type R)



(a)



(b)



(c)

図 2.6 積層する際に回転させて積み上げた磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル(a) 0°, (b)45°, (c)90°

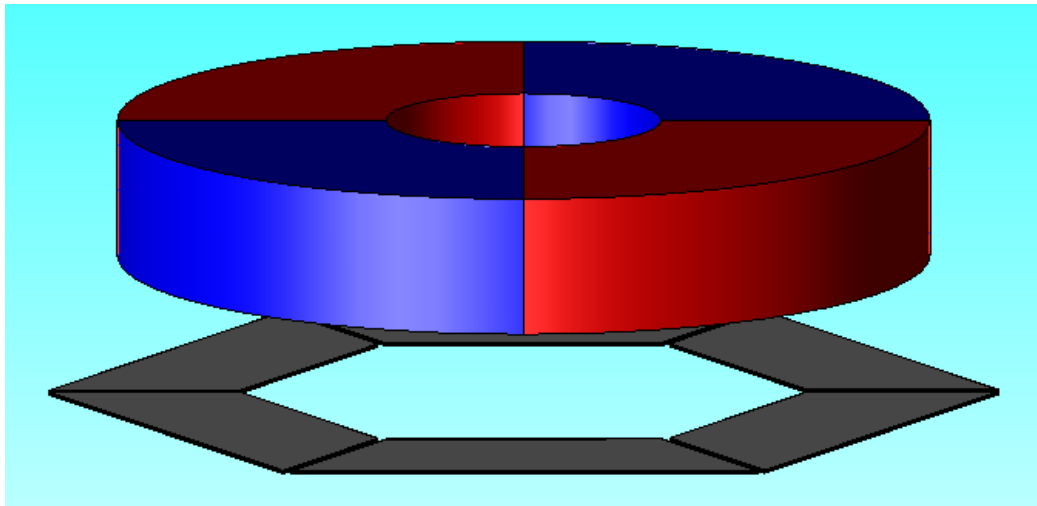


図 2.7 台形状超伝導線材を用いた磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル

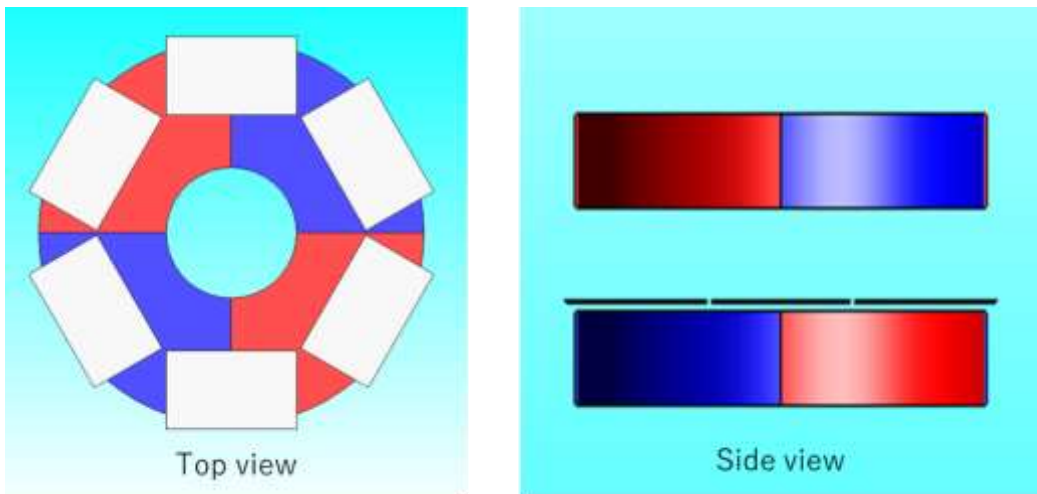


図 2.8 永久磁石を 2 つ用いた磁気浮上工具を JMAG で作成した解析モデル

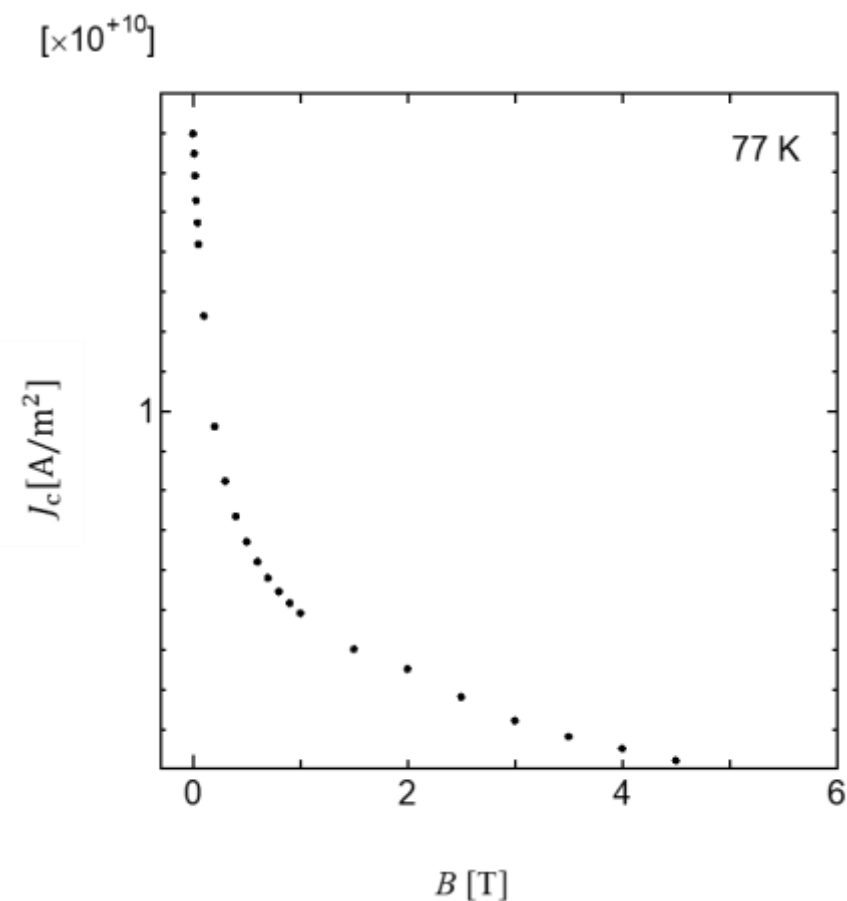


図 2.9 77.3 K における $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の J_c - B 特性[9]

2.1.2 メッシュ作成

今回の解析では、超伝導体、永久磁石、空気の順で重要な要素となっている。FEM は 1.2 項にて述べたようにメッシュは細かいほど正確な解析を行うことができる。そのため、超伝導線材、永久磁石、空気の順でメッシュを細かく分割し、解析を行った。

2.2 解析内容

2.2.1 反発力計算

永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石を近づけると、磁束ピンニングによって永久磁石の運動に対して反対方向にピン力が働き、永久磁石の位置を元に戻そうとする。このピン力によって永久磁石が浮上を行う。また、磁気浮上工具での切削の際、この力を圧力として用いて、永久磁石と切削対象を密着させ、縦方向への切削を行う。この力

が弱いと、永久磁石は切削対象を滑るような回転を行い、十分な切削が行われない。本研究では、この力を反発力として解析を行った。反発力計算の概要を図 2.10 に示す。超伝導線材の上部に永久磁石を着磁距離 10 mm で配置し、着磁を行う。その後、永久磁石を 1 mm ずつ超伝導線材に近づける。その際に発生する反発力を永久磁石 - 超伝導線材間距離が 1 mm となるまで近づけて解析を行った。

続いて永久磁石が 2 つの場合の反発力計算の概要を図 2.11 に示す。超伝導線材の上部に永久磁石を 10 mm で配置し、超伝導線材の下部に永久磁石を 1 mm で配置し、着磁を行う。その後、上部の永久磁石を 1 mm ずつ超伝導線材に近づける。その際に発生する反発力を永久磁石 - 超伝導線材間距離が 1 mm となるまで近づけて解析を行った。

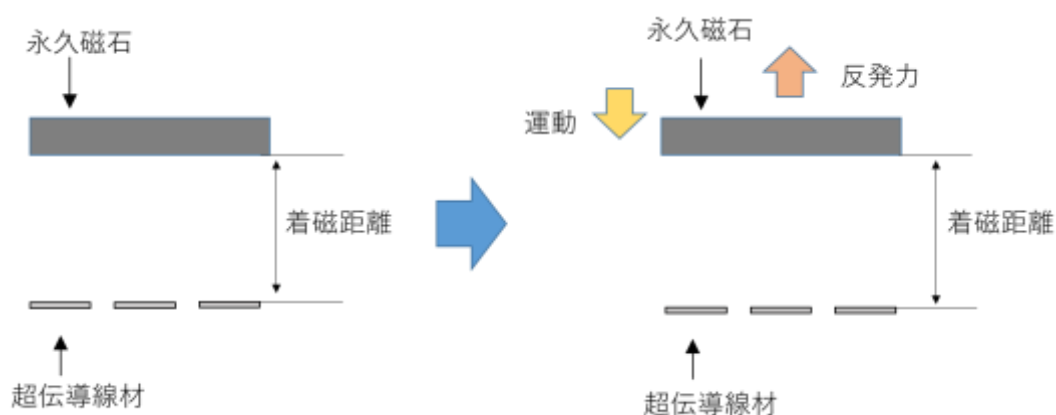


図 2.10 反発力計算の概要

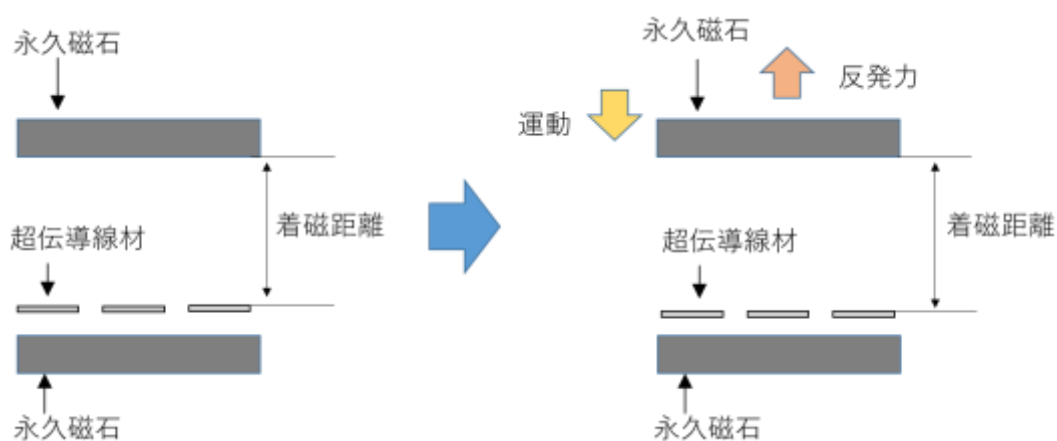


図 2.11 永久磁石が 2 つの場合の反発力計算の概要

2.2.2 超伝導線材の層を追加させた際の電磁界解析

磁気浮上工具の性能向上のために、超伝導線材の層を増やした場合の解析を行う。超伝導線材の厚さは $1\ \mu\text{m}$ だが、超伝導線材は本来、金属基板や中間層などの層と一緒に使うので、新しい層を追加するときに超伝導線材間の距離をそれらの層も考慮した全体の大きさである $50\ \mu\text{m}$ 空け、モデルを作成する。モデルの作成には計算の簡易化のため、磁気浮上工具に必要な最低限の超伝導線材、永久磁石、そしてそれらを取り巻く空気の3要素のみで構成し、解析を行う。図 2.13 に示すように、超伝導層間の距離を $50\ \mu\text{m}$ 空け、層を増やすことによる性能の変化について評価を行う。

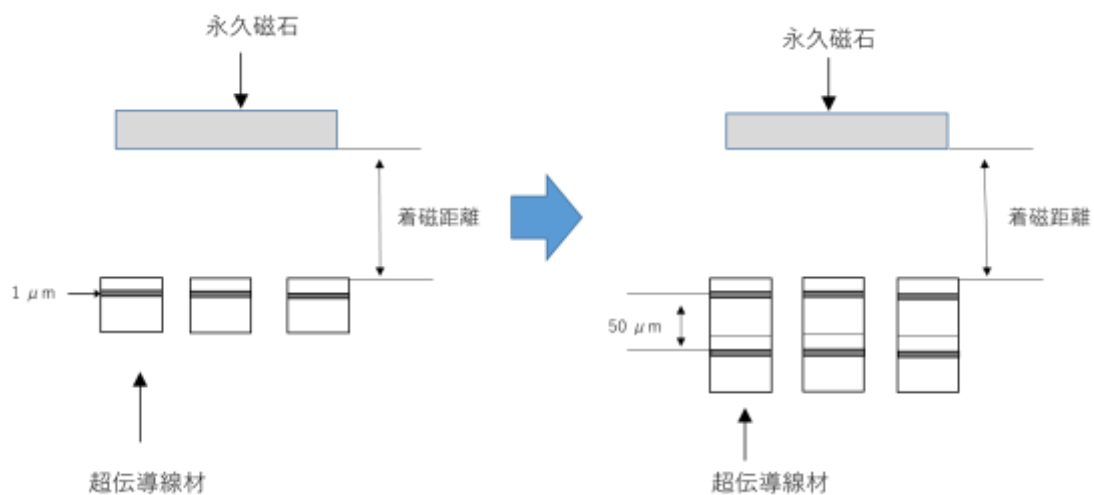


図 2.12 超伝導層の追加方法

第3章 結果と考察

3.1 FEM 結果の比較

図 3.1 は磁気浮上工具の Type R と Type A それぞれのモデルの超伝導線材の層を 1 層から 4 層まで増加させた際の FEM による反発力計算結果である。横軸は永久磁石から超伝導線材までの距離を表しており、縦軸は永久磁石に働く反発力を表している。また、Type A のモデルの結果を実線で示し Type R のモデルの結果を点線でモデルに対する層の数を色で示す。図 3.1 より、Type A と Type R それぞれのモデルの磁気浮上工具の反発力は距離に反比例し、層数が増えるにつれて大きくなっていることが分かる。着磁位置である 10 mm の距離では反発力はゼロとなり、着磁位置から永久磁石を超伝導線材に近づけると反発力が発生し、距離が短くなると反発力が大きくなることが確認された。さらに、2 層以上で距離が 5 mm 以上近づくと、Type A は Type R よりも反発力が大きくなることが分かる。これは、永久磁石の N 極と S 極の境界にある超伝導線材が Type A の方が大きな反発力を得ることができるためである。また、超伝導線材が永久磁石の端に位置するため、Type A は Type R に比べ超伝導線材内部のシールド電流の面積が大きくなる。そのため、磁気浮上工具を Type A に従って構成し、積層数を増やすと、反発力が大きくなる。このように、層数を増やせば、超伝導バルクで得られる反発力よりも大きな反発力を期待することができる。

今後の解析で使用する磁気浮上工具の超伝導線材の配置は図 3.1 で優れた結果が得られた Type A を用いて解析を行う。

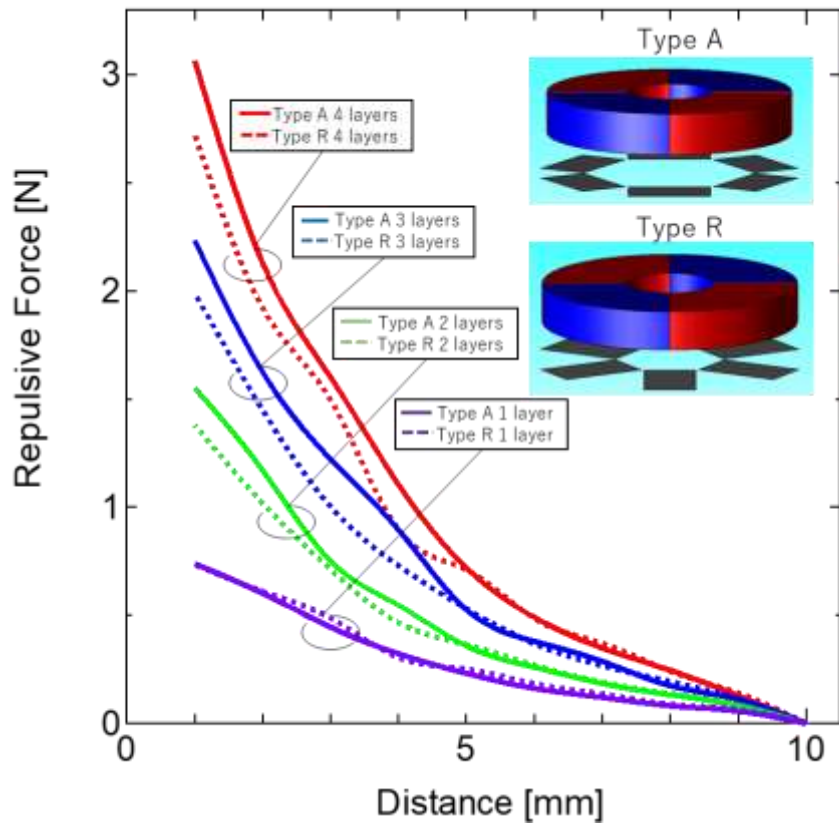


図 3.1 Type A と Type R を超伝導線材の層を 1 層から 4 層まで追加させた場合の反発力の FEM 結果

図 3.2 は、層間距離の異なる 4 層の超伝導線材に対する FEM 計算の結果である。図 3.3 は、層間距離の異なる 8 層の超伝導線材に対する FEM 計算の結果である。図 3.2 から、層間距離が $300\ \mu\text{m}$ では $500\ \mu\text{m}$ に比べて 10%、 $50\ \mu\text{m}$ では 23% 反発力が増加することが分かる。さらに、図 3.3 より、層間距離が $50\ \mu\text{m}$ では $500\ \mu\text{m}$ に比べて 40% も反発力が増加することが分かる。したがって、層間距離が短い時、層数 8 層の方が層数 4 層の場合よりも反発力が向上していることが分かる。これは、層間距離が短くなるほど総ピンニング力が大きくなるためである。これらの結果から、層間距離が短いほど反発力は大きくなると判断できる。

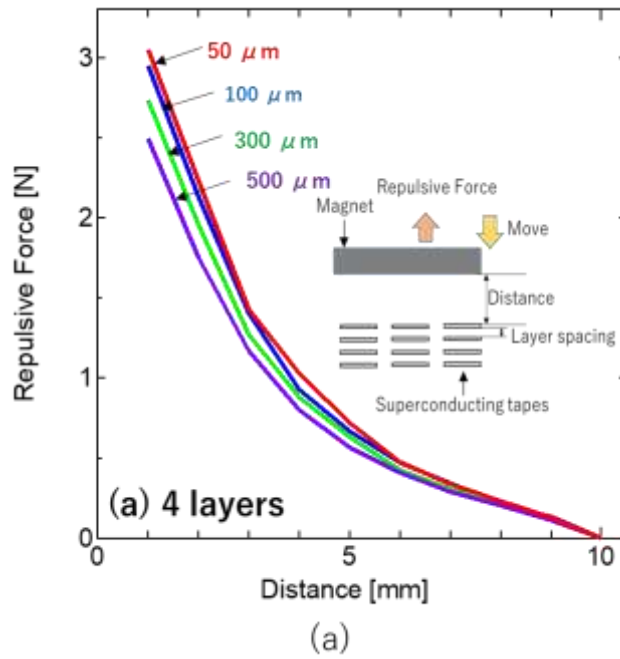


図 3.2 超伝導線材の 4 層の層間距離を 50, 100, 300, 500 μm に変化させた場合の反発力の FEM 結果

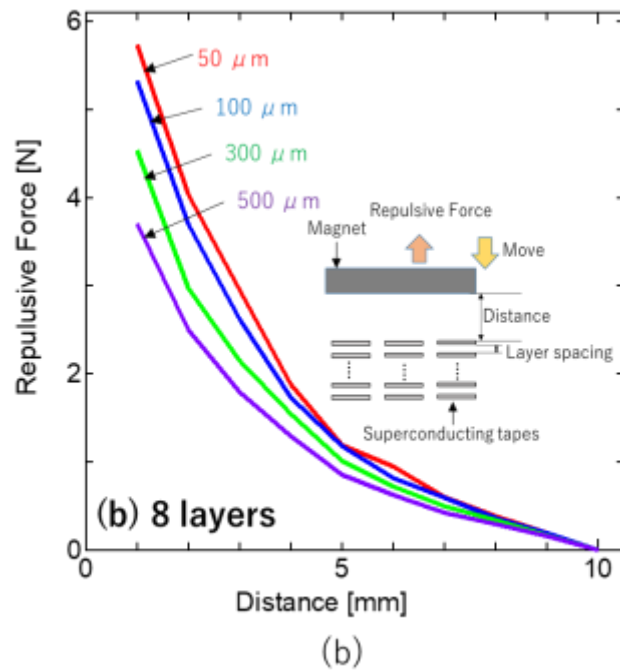


図 3.3 超伝導線材の 8 層の層間距離を 50, 100, 300, 500 μm に変化させた場合の反発力の FEM 結果

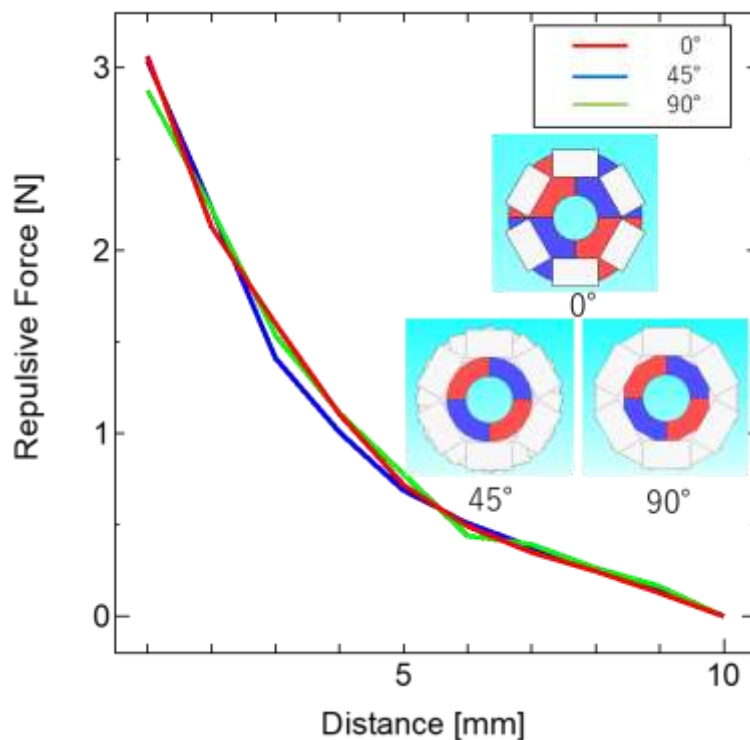


図 3.4 Type A における超伝導線材を積層する際に 0°、45°、90°回転させて積み上げた場合の反発力の FEM 結果

図 3.4 は、超伝導線材の配置を下層に対して中心から 0°、45°、90° 回転させて積層したモデルでの FEM 計算結果である。10mm 離れた位置（つまり磁化位置）では、反発力はゼロである。永久磁石を磁化位置から超伝導線材に近づけると、反発力が発生する。距離が短くなると反発力が大きくなることが確認された。しかし、積層方法による反発力の変化はほとんど無かった。したがって、積層工程では、下の層と同じように積層すればいいことが分かった。また、積層誤差により超伝導線材の配列が回転しても、反発力には影響がないことが分かった。3つのケースで変化がないのは、超伝導線材と永久磁石のギャップが各ケースで同じであることが関係していると考えられる。このギャップを埋めるために、次のモデルで解析を行った。

図 3.5 は、Type A の超伝導線材を 4 層積み上げたものの FEM 計算結果と、Type A における超伝導線材を上底 20mm、下底 34mm の台形に変更したものの FEM 計算結果を比較したものである。図 3.4 より、超伝導線材の形状を台形に変更した場合、反発力が 40%増加していることが分かる。この反発力の大きな増大は、4 極永久磁石の N 極と S 極の間の線材の面積が従来よりも多くなったことに起因している。そして、永久磁石の N 極と S 極の間の線材で、強い反発力を得ることができる。したがって、6つの超伝導線材を放射状に配置する場合、超伝導線材を台形に変更することで強い反発力を得ることができる。

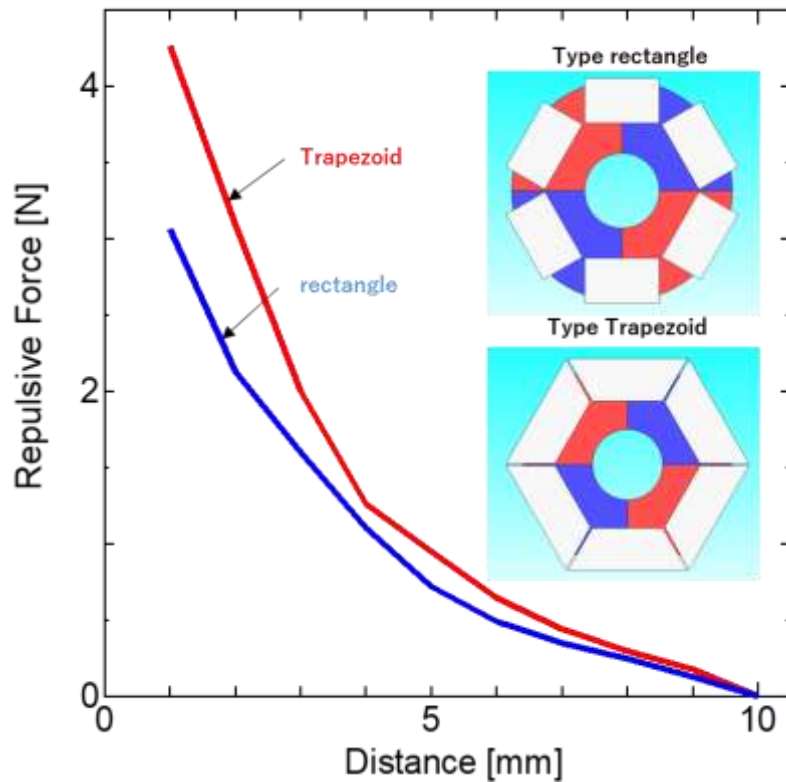


図 3.5 Type A における超伝導線材を台形状に変化させた場合の反発力の FEM 結果

図 3.6 は、永久磁石が 2 つある磁気浮上工具と、超伝導線材の上に永久磁石が 1 つしかない磁気浮上工具の FEM 計算結果である。この結果から、永久磁石が 1 つの場合の磁気浮上工具と 2 つの場合の磁気浮上工具はどちらも反発力は距離に反比例し、層数が増えるにつれて大きくなっていることが分かる。また、着磁位置である 10 mm の距離では反発力はゼロとなり、着磁位置から永久磁石を超伝導線材に近づけると反発力が発生し、距離が短くなると反発力が大きくなることが確認された。そして、永久磁石が 2 つある場合は、永久磁石が 1 つの場合に比べ、反発力が非常に大きくなっていることが分かる。これは、磁極の異なる永久磁石の間で反発力が発生するためである。したがって、磁気浮上工具に永久磁石を 2 つ用いることで、より強い反発力を得ることが出来ることが分かった。

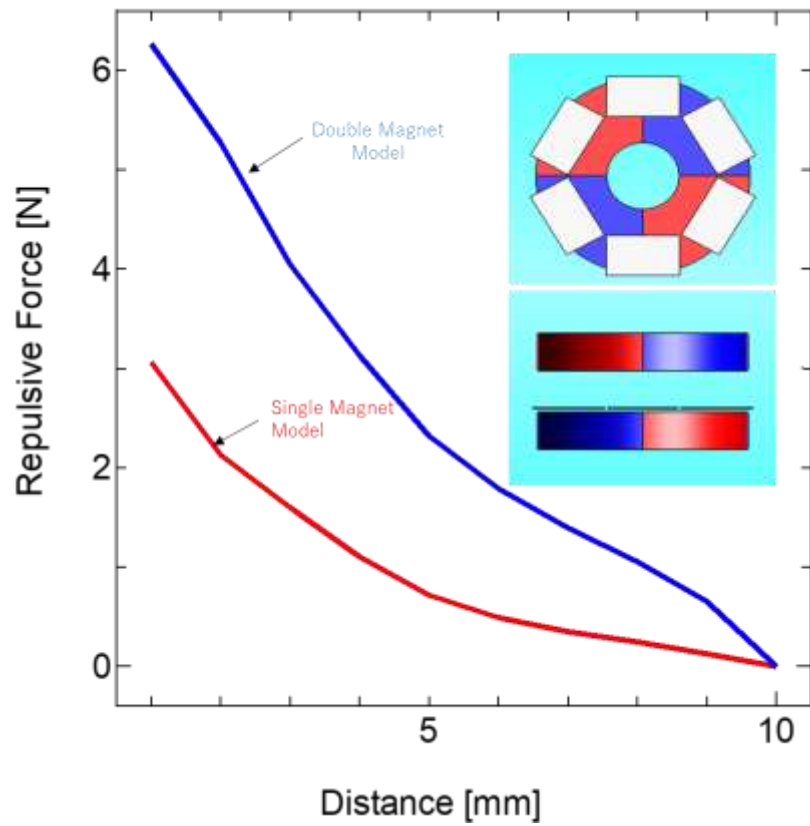


図 3.6 Type A における永久磁石を 2 つにした場合の反発力の FEM 結果

第4章 まとめ

1987年に $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)が発見されたことによって、液体窒素下の高い比熱を利用し、安定して浮上状態を保ち続けることが出来る超伝導バルクが製作された。そのため、磁気浮上が実用できるようになった。そして、磁気浮上の技術は中空加工技術や準無重力空間の構想などの様々な分野で応用が進んでいる。その中で我々のグループは中空加工技術の一つとして、磁気浮上工具を提案している。超伝導バルクの性能向上の一方で、超伝導体の線材化の研究が進み、現在では高い性能の線材が開発されている。そこで超伝導線材を用いた磁気浮上工具において磁気浮上を安定させるために反発力を強くし、磁気浮上工具の性能を向上させる必要がある。本研究では、永久磁石と超伝導線材のみの簡単なモデルを用いて電磁界解析を行い、より強い反発力を得る方法について模索した。

本研究では FEM を用いて磁気浮上工具の反発力解析を A- ϕ 法によって計算した。反発力解析では、永久磁石を超伝導線材に近づけた場合について解析を行った。モデルの作成には計算の簡易化のため、磁気浮上工具に必要な最低限の超伝導線材、永久磁石、そしてそれらを取り巻く空気の 3 要素のみで構成し、解析を行った。モデル解析において超伝導線材のサイズは長さが 20 mm、幅が 12 mm、厚さが 1 mm の $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超伝導線材を用いて 6 つを 1 層とし、磁気浮上工具の中心から円状に方位角型に 6 つ置いたものを Type A、等間隔で放射状に 6 つ置いたモデルを Type R として 2 つのモデルについて解析を行った。また、上層と下層の距離による反発力の変化を調べるため、Type A のモデルを用いて、50 μm 、100 μm 、300 μm 、500 μm の間隔で上層と同様の層を 4 層分と 8 層分の場合でそれぞれ作成し解析を行った。また、超伝導線材の積層方法による反発力の変化を調べるため、超伝導線材の配置を中心から最下層に対してそれぞれ 0°、45°、90° 回転させて 4 層まで積層したモデルの解析を行った。また、Type A の超伝導線材を長さが上底 20 mm、下底 34 mm、幅が 12 mm、厚さが 1 mm の台形状に変更し、線材の隙間を小さくすることを試みた解析を行った。そして、永久磁石は内径 10 mm、外径 29.5 mm、厚さ 10 mm で磁石表面での磁場が 450 mT のリング型 4 極ネオジム磁石を用い、超伝導線材上部に配置した。また、永久磁石を上部と下部に配置した場合も解析を行った。

その結果、Type R のモデルよりも Type A のモデルの方が大きな反発力を得ることが出来た。また、超伝導層間の距離を短くすることでより大きな反発力を得ることが可能であることが判明した。また、積層時に積層誤差により超伝導線材が回転しても、反発力には影響がないため、積層方法の最適化を行う必要がないことが分かった。

また、超伝導線材の形状を台形に変更することで、より大きな反発力を得ることが可能であることが判明した。そして、2 つの永久磁石を用いた磁気浮上工具を作成することで、より大きな反発力を得ることが分かった。

したがって、磁気浮上工具の超伝導線材を適切に配置し、超伝導線材の形状を工夫し、層間距離を適切にし、永久磁石を2つにすれば、超伝導バルクで発生する反発力よりも大きな反発力を容易にかつ安価に得られることが分かった。積層型超伝導線材が超伝導バルクよりも優れた性能を発揮する理由は、超伝導線材が高い臨界電流密度を持ち、超伝導バルクに比べて薄いからである。今後は、層間距離を短くするために、ハステロイなどの超伝導線材の支持層を薄くする技術開発が必要である。

参考文献

- [1] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAGとは」,
<<https://www.jmag-international.com/jp/products/index.html>>
- [2] Nakashima H, Nakasaki T, Tanaka T, Kinoshita Y, Khajornrungruang P, Otabe E S
and Suzuki K 2021 *Int. J. of Automation Technology* **15** 234 – 42
- [3] Hiramatsu Y, Takahashi Y, Otabe E S, Suzuki K, Tanaka Y and Kiuchi M 2017 *J. Phys.: Conf. Ser.* **871** 012048
- [4] Murakami M 2007 *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **4** 225 – 241
- [5] Lao M, Willa R, Meledin A, Rijckaert H, Chepikov V, Lee S, Petrykin V, Van Driessche I,
Molodyk A, Holzapfel B 2019 *Supercond. Sci. Technol.* **32** 094003
- [5] Tamegai T, Hirai T, Sun Y and Pyon S 2016 *Physica C* **530** 20 – 23
- [6] Kinoshita Y, Zhang R, Otabe E S, Suzuki K, Tanaka Y, Nakashima H, Nakasaki T
2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1590** 012023
- [7] Iwasaki S, Kinoshita Y, Ishii H, Otabe E S, Suzuki K, Nakasaki T 2022 *J. Phys.: Conf. Ser.* **2323** 012025
- [8] 希土類系高温超伝導線材のご紹介株式会社フジクラ
<<https://www.fujikura.co.jp/products/newbusiness/superconductors/01/superconductor.pdf>>
- [9] Inoue M, Tanaka K, Imamura K, Higashikawa K, Awaji S, Watanabe K, Taneda T,
Yoshizumi M, Izumi T and Kisu T 2015 *Physics Procedia* **67** 903 – 907

研究業績

- 論文

Iwasaki S, Kinoshita Y, Ishii H, Otabe E S, Suzuki K, Nakasaki T “Performance evaluation of superconductive-assisted machining (SUAM) with superconducting tape and two permanent magnets” 2022 J. Phys.: Conf. Ser. 2323 012025

- 国内学会

1. 岩崎 慎也, 木下 雄士, 小田部 荘司, 中崎 達也, 鈴木 恵友
第 101 回春季低温工学・超電導学会, オンライン開催, 2021 年 5 月 20 日
2. 岩崎 慎也, 木下 雄士, 小田部 荘司, 中崎 達也, 鈴木 恵友
第 74 回電気・情報関係学会九州支部連合大会, オンライン開催, 2021 年 9 月 25 日
3. 岩崎 慎也, 石井 皓也, 木下 雄士, 小田部 荘司, 中崎 達也, 鈴木 恵友
第 83 回応用物理学会秋季学術講演会, 東北大学, 2022 年 9 月 22 日

- 国際学会

1. Shinya Iwasaki, Yushi Kinoshita, Hiroya Ishii, Edmund Soji Otabe, Nakasaki Tatsuya, Keisuke Suzuki
The 34th International Symposium on Superconductivity, Held online, December 2 2021
2. Shinya Iwasaki, Hiroya Ishii, Yushi Kinoshita, Hiroya Ishii, Edmund Soji Otabe, Kentaro Matsuo, Nakasaki Tatsuya, Keisuke Suzuki
The 35th International Symposium on Superconductivity, Held WINC-AICHI, Nagoya, December 1 2022

謝辞

最初に、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、小田部荘司教授にお礼申し上げます。超伝導体の勉強や研究の方向性のご指導、および学生生活における多くの助言をいただきました。国際学会や国内学会へ何度も参加できる環境を作っていただきありがとうございます。その結果、国際論文を 2 本投稿することが出来ました。深く感謝いたします。

共同研究先の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、鈴木恵友准教授松尾健太郎氏に御礼申し上げます。実験分野からの研究における大変有意義な意見をいただき、研究方針を決める際に大変参考になりました。深く感謝いたします。

木内勝准教授には、超伝導の基礎知識をご教授頂きました。また、物理情報セミナーの TA をした際には丁寧に実験のご指導をしていただきありがとうございました。深く感謝致します。

福間康裕准教授には、エレクトロニクス分野の講究において、的確な質問を頂きました。研究の問題点や、今後の研究方針を見つめ直すことができました。深く感謝いたします。

一昨年卒業された九州工業大学情報工学府先端情報工学専攻、木下雄士氏にお礼申し上げます。JMAG の使用方法を始めとする研究へのアドバイスを数多く頂きました。深く感謝いたします。

昨年卒業した九州工業大学情報工学部電子情報工学科、石井皓也氏にお礼申し上げます。研究活動において、様々なことを手伝っていただきありがとうございました。深く感謝いたします。

最後に。公私ともお世話になった小田部研究室・鈴木研究室の皆様、ここまで育て、支えてくれた方々に深く感謝致します。皆様のおかげで充実した日々を送ることが出来ました。

【本研究は JSPS 科研費 19H00771 の助成を受けたものです。】