

東京大学大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

2004 年度修士論文

バルク超電導体のパルス着磁 の捕捉磁場特性

Trapped Field Characteristics in Pulsed Field
Magnetization of Bulk Superconductors

学籍番号 36210

氏名 藤山 敬太

指導教員 大崎 博之教授

(2005 年 2 月 14 日提出)

目次

| | |
|---------------------------|----|
| 目次 | i |
| 図表目次 | iv |
| 第 1 章 序論 | 1 |
| 1.1 バルク超電導体 | 2 |
| 1.2 超電導現象 | 3 |
| 1.3 超電導体の応用 | 5 |
| 1.4 バルク超電導体の応用 | 6 |
| 1.5 バルク超電導体の着磁技術 | 11 |
| 1.6 本研究の目的 | 13 |
| 第 2 章 バルク超電導体の電磁特性 | 14 |
| 2.1 第一種超電導体と第二種超電導体 | 15 |
| 2.2 磁束フロー | 15 |
| 2.3 磁束ピンニング | 15 |
| 2.4 臨界電流 | 17 |
| 2.4.1 混合状態における電気抵抗 | 17 |
| 2.4.2 磁束ピンニングと臨界電流 | 18 |
| 2.4.3 臨界電流密度の不均一性 | 19 |
| 2.5 パルス着磁における超電導体特性 | 21 |
| 2.5.1 パルス磁場印加時の磁束に働く力 | 21 |
| 2.5.2 パルス着磁における熱の発生 | 21 |
| 第 3 章 バルク超電導体の臨界電流密度分布測定 | 23 |
| 3.1 バルク超電導体の臨界電流密度分布の測定手法 | 24 |

| | | |
|-------|------------------------------|----|
| 3.1.1 | 四端子法 [13] | 24 |
| 3.1.2 | 磁場中冷却法の応用 [14] | 25 |
| 3.1.3 | 第三高調波誘導電圧を用いる方法 | 26 |
| 3.2 | Magnetoscan | 27 |
| 3.3 | バルク超電導体の基礎特性測定実験 | 29 |
| 3.3.1 | バルク超電導体試料 | 29 |
| 3.3.2 | 実験方法 | 30 |
| 3.3.3 | 測定結果 | 34 |
| 第4章 | バルク超電導体のパルス着磁の二次元電磁界・熱連成数値解析 | 38 |
| 4.1 | 数値解析手法 | 39 |
| 4.1.1 | 有限要素法による電磁界解析の定式化 | 39 |
| 4.1.2 | 有限要素法による熱伝導解析 | 40 |
| 4.1.3 | 超電導モデル | 41 |
| 4.2 | 解析条件 | 43 |
| 4.3 | 解析結果 | 44 |
| 4.3.1 | パルス印加磁場上昇過程 | 44 |
| 4.3.2 | パルス印加磁場減少過程 | 47 |
| 第5章 | バルク超電導体のパルス着磁における捕捉磁場特性 | 50 |
| 5.1 | 実験方法 | 51 |
| 5.1.1 | パルス着磁による捕捉磁場分布測定 | 51 |
| 5.1.2 | パルス着磁における局所的過渡電磁特性測定 | 54 |
| 5.2 | バルク超電導体のパルス着磁による捕捉磁場分布 | 57 |
| 5.2.1 | 強いパルス磁場を印加した場合 | 57 |
| 5.2.2 | パルス印加磁場上昇過程 | 59 |
| 5.2.3 | パルス印加磁場減少過程 | 65 |
| 5.3 | パルス着磁における局所的過渡電磁現象 | 73 |
| 5.3.1 | 弱い磁場から強い磁場を印加していった場合 | 73 |
| 5.3.2 | 強い磁場から弱い磁場を印加していった場合 | 82 |
| 5.4 | パルス着磁における磁場侵入と捕捉磁場特性に関する考察 | 86 |
| 5.4.1 | パルス着磁における磁場侵入 | 86 |
| 5.4.2 | パルス着磁による捕捉磁場特性 | 86 |

| | | |
|-------|-----------------|----|
| 第 6 章 | 結論 | 90 |
| 6.1 | 結論 | 91 |
| 6.2 | 今後の課題 | 92 |
| | 参考文献 | 93 |
| | 謝辞 | 95 |
| | 発表文献 | 96 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 臨界温度の推移 | 3 |
| 1.2 | 超電導状態を保つ限界値 | 4 |
| 1.3 | MRI 装置 [3] | 6 |
| 1.4 | 超電導磁気浮上鉄道 [4] | 7 |
| 1.5 | バルク超電導体による人間浮上 | 9 |
| 1.6 | バルク超電導体を用いた船舶用電動機モデル | 9 |
| 1.7 | バルク超電導体を用いた小型電動機 | 10 |
| 1.8 | 磁気分離装置の原理 | 10 |
| 1.9 | バルク超電導体を用いた小型磁気分離装置 | 10 |
| 2.1 | 混合状態における磁束量子 | 16 |
| 2.2 | 磁束が移動したときのエネルギー変化 | 18 |
| 2.3 | ペロブスカイト系結晶の構造 | 20 |
| 2.4 | 種結晶法の結晶成長 | 20 |
| 3.1 | 電流 - 電圧特性と四端子法の各種基準による臨界電流の決定法 | 25 |
| 3.2 | 第三高調波電圧を用いた臨界電流密度分布測定装置 [17] | 27 |
| 3.3 | Magnetoscan の測定原理 | 28 |
| 3.4 | YBCO バルク超電導体試料外観 | 29 |
| 3.5 | 超電導マグネット外観 | 30 |
| 3.6 | サーフェススキャン装置 | 31 |
| 3.7 | Magnetoscan プローブ | 33 |
| 3.8 | Magnetoscan プローブ外観 | 33 |
| 3.9 | Magnetoscan プローブの有限要素法による解析結果 | 33 |
| 3.10 | バルク超電導体の磁場中冷却法による捕捉磁場分布 | 34 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.11 | サンプル A の磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定結果 . . . | 35 |
| 3.12 | サンプル B の磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定結果 . . . | 35 |
| 3.13 | Magnetoscan 法による臨界電流密度分布の測定結果 | 37 |
| | | |
| 4.1 | パルス着磁の有限要素法モデル | 43 |
| 4.2 | 有限要素法解析におけるコイル電流波形 | 43 |
| 4.3 | パルス磁場上昇時のバルク超電導体表面付近磁場分布 | 45 |
| 4.4 | パルス磁場におけるバルク超電導体の磁気遮蔽効果 | 45 |
| 4.5 | パルス磁場ピーク時のバルク超電導体の電流密度分布 | 46 |
| 4.6 | パルス磁場ピーク時のバルク超電導体の温度分布 | 46 |
| 4.7 | パルス磁場減少時のバルク超電導体表面付近磁場分布 | 48 |
| 4.8 | パルス磁場印加後のバルク超電導体表面付近磁場分布 | 48 |
| 4.9 | パルス着磁時のバルク超電導体の最終的な電流密度分布 | 49 |
| | | |
| 5.1 | パルス着磁実験装置 | 51 |
| 5.2 | パルス磁場発生用コイルの外観 | 52 |
| 5.3 | コイルのパルス電流波形 | 52 |
| 5.4 | パルス着磁実験サイクル | 53 |
| 5.5 | 局所的過渡電磁特性測定装置 | 55 |
| 5.6 | ピックアップコイル外観 | 56 |
| 5.7 | ピックアップコイルホルダー | 56 |
| 5.8 | 強ピークパルス着磁時の捕捉磁場分布 | 58 |
| 5.9 | 上昇過程におけるパルス印加順 | 60 |
| 5.10 | 図 5.9 のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル A) | 61 |
| 5.11 | 図 5.9 のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル B) | 62 |
| 5.12 | 図 5.9 のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル A) | 63 |
| 5.13 | 図 5.9 のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル B) | 64 |
| 5.14 | 減少過程におけるパルス印加順 | 65 |
| 5.15 | 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サ ンプル A) | 67 |
| 5.16 | 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サ ンプル B) | 68 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.17 | 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル A) | 69 |
| 5.18 | 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル B) | 70 |
| 5.19 | サンプル A に対して図 5.14 実験 II のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 | 71 |
| 5.20 | サンプル A に対して図 5.14 実験 II のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 | 72 |
| 5.21 | 測定用ピックアップコイルの配置 | 75 |
| 5.22 | 過渡磁場測定時におけるパルス印加順 | 76 |
| 5.23 | No. 1(1.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 76 |
| 5.24 | No. 2(1.6T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 77 |
| 5.25 | No. 3(2.0T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 77 |
| 5.26 | No. 4(2.5T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 78 |
| 5.27 | No. 5(3.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 78 |
| 5.28 | No. 1(1.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 79 |
| 5.29 | No. 2(1.6T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 79 |
| 5.30 | No. 3(2.0T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 79 |
| 5.31 | No. 4(2.5T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 80 |
| 5.32 | No. 5(3.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 80 |
| 5.33 | No. 1(1.2T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化 | 80 |
| 5.34 | No. 2(1.6T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化 | 80 |
| 5.35 | No. 3(2.0T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化 | 81 |
| 5.36 | No. 4(2.5T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化 | 81 |
| 5.37 | No. 5(3.2T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化 | 81 |
| 5.38 | No. 6(2.5T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 83 |
| 5.39 | No. 7(2.0T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 83 |
| 5.40 | No. 8(1.6T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 84 |
| 5.41 | No. 9(1.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果 | 84 |
| 5.42 | No. 6(2.5T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 85 |
| 5.43 | No. 7(2.0T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 85 |
| 5.44 | No. 8(1.6T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 85 |
| 5.45 | No. 9(1.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化 | 85 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.46 | パルス磁場を印加したときの磁場侵入 | 88 |
| 5.47 | 図 5.11(b) と図 5.16(c) の捕捉磁場の差 | 88 |
| 5.48 | 臨界電流密度が低い部分における捕捉磁場増加の仕組み | 89 |

表目次

| | | |
|-----|--------------------------------|----|
| 3.1 | バルク超電導体試料の諸元 | 29 |
| 3.2 | 超電導マグネットの諸元 | 30 |
| 3.3 | サーフェススキャン装置の諸元 | 31 |
| 3.4 | Magnetoscan 用プローブの諸元 | 32 |
| 4.1 | 解析パラメータ | 43 |
| 5.1 | パルス実験用装置諸元 | 53 |
| 5.2 | ピックアップコイル諸元 | 55 |

第1章

序論

本章では、研究背景としてバルク超電導体とその応用状況の現況について述べる。また、本研究の主要な内容を概観し、本研究の位置づけ並びに目的を示す。

1.1 バルク超電導体

1986年にIBMのBednorzとMullerにより30Kで超電導状態になるLa-BaCu-O化合物が発見された[1]。この物質はそれまでに発見されていた超電導物質に比べて、超電導状態になる温度である臨界温度(critical temperature: T_c)が高いにもかかわらず、合成が比較的簡単であるという性質を持っていた。そして、何よりの特徴として構成元素を同族の他の元素に置き換えるだけで別の超電導物質を得ることができ、その T_c は元の化合物を超えることもあったということである。図1.1は T_c の推移であるがこれを見てもわかるように、Bednorzらの発見以後飛躍的に T_c が上昇していることがわかる。特に、最初の発表から1年も経過していない1987年の2月に、ヒューストン大学のChuらによって発見されたY-BaCu-O化合物は、 T_c が液体窒素温度である77Kを初めて超え、超電導の世界が大きく変わったことを示した[2]。現在は、このように T_c が高い酸化物超電導体群を、それまでの極低温でしか超電導状態にならなかった物質を低温超電導体と呼ぶのに対して、“高温超電導体”と呼んでいる。

高温超電導体はその T_c の高さから冷却が非常に楽であるためその応用が期待されてきた。しかしその初期には、超電導状態の特徴である抵抗0で流せる電流値の限界である臨界電流(critical current)が温度が高い状態ではあまり高くないといったことなどから、実際の応用にはあまり使えなかった。ただ、最近では超電導体そのものや製造法において改良が続けられ、実用化が近づきつつある状況にあるといえる。

また、高温超電導体の応用にはその利用方法も問題になってくる。まず応用として考えられるのは線材応用である。線材応用においては、電気抵抗が0という特徴を用いて大電流を損失なく流せるため、送電ケーブルや超電導マグネット、SMESなどへの応用が考えられている。これまで線材応用は、低温超電導体であるNbTiやNb₃Snといったものがすでに幅広く使われていたが、ここ数年、高温超電導線材の開発においても、Bi系で数Km、Y系でも100m近くの線材を作れるようになり、その実用化が非常に注目されている。

一方、高温超電導体ならではの利用手法として期待されているのがバルクによる応用である。バルク超電導体は名前のおり、高温超電導体の塊であり、高温で使え比熱が高いために超電導状態が壊れる現象であるクエンチが起こりにくいという高温超電導体ならではの性質を使ったものである。このバルク体の応用としては、まず超電導体の完全反磁性を用いた磁気シールドといったことが考えられている。また、高温超電導体は磁束ピンニング効果という磁束を閉じ込めてしまう性質を持っており、この性質を応用することで磁

場をバルク体の中に捕捉できるようになるため、永久磁石と同様の機能を示す。そしてこのような応用をした場合、23K では 17T, そして液体窒素温度である 77K でも永久磁石の数倍の磁場を捕捉することができるため、バルク超電導体は新機能材料として、その応用に対して非常に期待されている。

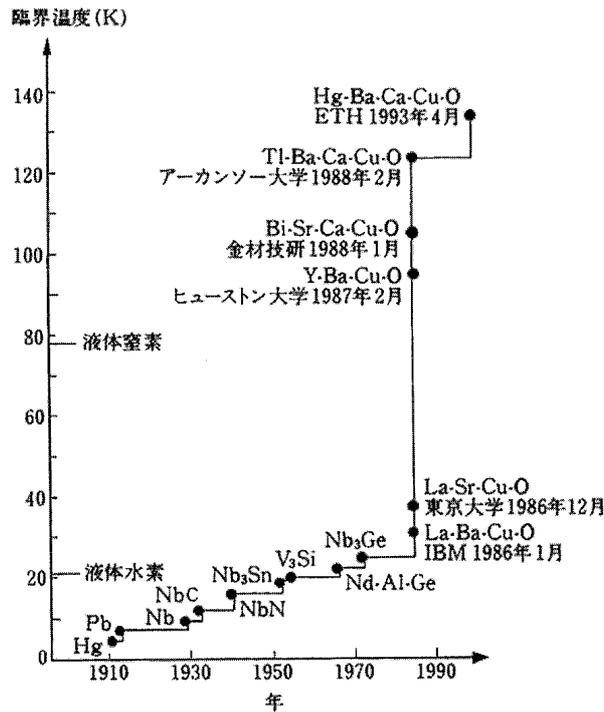


Fig.1.1 臨界温度の推移

1.2 超電導現象

1911年、オランダの H. Kamerlingh Onnes は水銀を 4.2K 以下まで冷却すると、電気抵抗が消失することを発見し、この新しい現象を Superconductivity(超電導)と名付けた。超電導現象は金属ならばすべて起こるというわけではなく、銀や銅といったものでもどんなに冷却しても電気抵抗は 0 にならない。現在、超電導体である金属元素は 26 種類が確認されており、合金や化合物を含めると 1000 種類以上の超電導体が存在する。

超電導現象は温度だけではなく超電導体に加わっている電流や磁界にも影響され、常電導状態から超電導状態に移る時の温度、電流そして磁界の大きさを、それぞれ臨界温度 (T_c)、臨界電流 (J_c)、臨海磁界 (H_c) と呼ぶ。よって、超電導状態を保つためには図

1.2のように、温度、電流、磁界の限界値内で使用する必要があり、 T_c が高くても J_c や H_c が低い超電導体では使用しづらいため実用には不向きとなってしまう。

超電導状態にある物質には、次にあげるような超電導特有の現象が起こっている。

- (1) 電気抵抗が0
- (2) マイスナー効果

まず最初にも述べたように超電導状態においては電気抵抗が0となる。このとき、電気抵抗は限りなく0に近いのではなく、完全に0となっている。Onnesはこれを確かめるために、リング状にした超電導体に対して電磁誘導で電流を誘起させ、電流が発生する磁場の減衰を調べるという実験を行った。すると、減衰は2年もの間全くなく、電気抵抗が0で、電流が永久的に流れる状態であることを確認した。

そしてもう一つ超電導特有の現象なのがマイスナー効果である。導体に外部から磁場を加えると、外部からの磁場を打ち消すように誘導電流が流れる。超電導状態の場合、電気抵抗が0であるので磁場を排除する電流が永久に流れつづけ、外部からの磁場の侵入を受け付けず、完全反磁性となる。次に温度が高い状態であらかじめ磁場を与え、その後温度を低下させて超電導状態にした場合、上記の仕組みを考えると与えられていた磁場が変化しない方向に、すなわち超電導体内に磁場を捕捉すると考えられる。しかし、実際には超電導体内からは磁場が追い出されてしまい、初期状態には関係なく完全反磁性を示す。このように抵抗が0ということだけではあらかじめ超電導特有の完全反磁性の性質を、マイスナー効果という。現在では、これら超電導特有の性質である、電気抵抗が0そしてマイスナー効果を示すといったこと、そしてそれらの再現性がある物質のみが超電導物質として認められている。

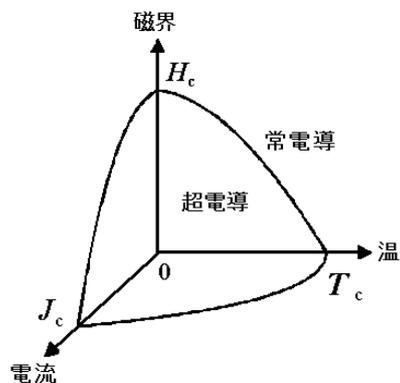


Fig.1.2 超電導状態を保つ限界値

1.3 超電導体の応用

超電導体の応用として現在最も知られているのは、超電導磁気浮上鉄道、いわゆる”リニアモーターカー”と、MRIであろう。

MRIは図 1.3 のような装置で、磁場を外部から印加し、その共鳴現象を用いて非破壊的に物体の内部の断層画像を撮影するものである。MRI では強力な磁場を必要とするため、その磁場を発生させるコイルの線材として古くから超電導線材が使われており、一般の病院などにおいても広く使われているため、最も身近な超電導応用の例といえる。

超電導磁気浮上鉄道(図 1.4)は、現在の新幹線よりもさらに高速な次世代の新幹線として開発されているもので、図 1.4(b)のように地上側の常電導コイルと車両側の超電導コイルを使い推進力と浮上力の両方を得て、浮上しながら超高速走行する。現在山梨ある実験線によって走行実験が進められており、平成 15 年の冬には最高速度 581km という有人走行としては世界最高速度を達成しており、また積算の走行距離も 40 万 km を超え実用化が近づいてきている。超電導磁気浮上鉄道の場合、車両側に超電導コイルを用いており、大電流による強磁場と半永久的に電流が減衰しないという性質を用いている。

これらの応用には超電導体の中でも金属化合物である NbTi や Nb₃Sn といったものを、線材上に加工したものが主に使われている。金属化合物系超電導体は加工がしやすいため線材として利用しやすいが、臨界温度が 20K 程度と非常に低い。そのため使用する際に能力が高い冷凍機が必要となるため、冷凍機が大型化してしまい、装置全体が大型化や高コスト化を招いてしまう。ちなみにこのような金属化合物系超電導体を用いた機器の場合、冷凍機の重量やコストが装置全体のそれの半分以上を占めることは珍しくないことである。最近では、金属化合物系で臨界温度が 40K と高い MgB₂ という物質が日本の学生によって発見され [5]、これを使うことで必要な冷凍機の能力を低減させようという研究がなされているが、MgB₂ の加工法自体がまだ研究対象の段階であり、その実用化はまだ先である。

必要な冷凍機の能力を下げる、すなわち臨界温度の高い超電導体を使うということで、酸化化合物系高温超電導体の応用も当然考えられている。しかし、酸化化合物系の超電導体はいわゆるセラミックなため機械的強度が弱く、加工が金属化合物系に比べて格段に難しい。また、酸化化合物の場合は結晶の方向により臨界電流等の超電導特性が異なるため、性能の高い線材などを作るためには結晶構造をそろえてやる必要があり、それが製造過程をより一段と難しくしている。これらのことから、酸化化合物系の超電導の応用はその材料の制作の難しさからなかなか実用化されていなかった。このような状況の中で最近、技

術的進歩により液体窒素温度である酸化化合物系の超電導線材として、ビスマス系超電導体を用いたもので 1000m 以上、イットリウム系のもので 100m 程度のものを作ることが可能となってきた。そこでこれら臨界温度が液体窒素温度である 77K を超えるような高温超電導線材を用いて、現在低温超電導体を用いている部分をリプレイスし、冷却のコストを低減させるという研究が多く行われるようになってきた。また、高温超電導線材を用いることで、冷凍機を小型・低コストかできることにより、低温超電導体ではあまり考えられなかったような機器にも応用が期待されるようになり、SMES といった電力貯蔵装置や船舶用大型電動機等、様々な応用機器に関する研究が進められている。



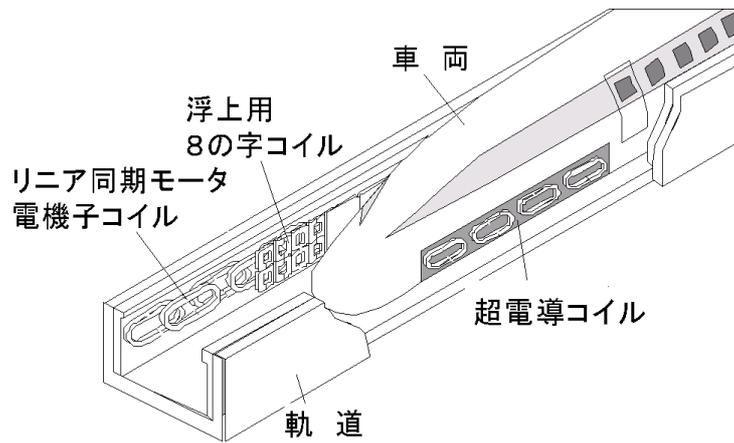
Fig.1.3 MRI 装置 [3]

1.4 バルク超電導体の応用

これまで述べてきた応用例は、ほとんどすべて超電導体を低損失で大電流を流すことができる線材として用いたものであった。しかし、酸化化合物系の超電導体の応用の場合このような線材としての応用以外にも、バルク体、すなわち超電導体の塊として応用することも考えられている。バルク体としての応用は低温超電導体でも考えられていたが、最初にも述べたように低温超電導体の温度領域では比熱が小さ過ぎるために、外乱等によりバルク体の一部分の温度が上昇した場合にそれが一気に伝わってまい超電導状態が壊れてしまうため、高温超電導体になってはじめて実用的になった。このようなバルク超電導体の



(a) 山梨実験線



(b) 山梨実験線の構造

Fig.1.4 超電導磁気浮上鉄道 [4]

応用を考えた場合、最も重要になるのは磁束ピンニングである。磁束ピンニングは磁場がある一点（ピンニングセンター）で閉じこめてしまう効果のことで、この性質を用いることで、バルク体によって永久磁石を安定浮上させたり、バルク体を永久磁石のように使用したりということができるようになる。

図 1.5 は、バルク体と永久磁石を用いて人間とその台座を浮上させている写真で、このようにバルク超電導体を使うとかなりの重量物を安定して浮上させることができる。さらにバルク超電導体を使った浮上の場合、初期状態としてあるギャップで浮上させてあげれば、その後は基本的には制御の必要なく半永久的にそのギャップを維持したまま安定浮上させることができる。このような特徴を用いた形で、先に述べた方法とは別の方式の超電導磁気浮上鉄道や物質輸送システム [6] が研究されている。

一方、永久磁石のような使用法による応用としては、小型高効率電動機の界磁磁石としての応用が考えられている。図 1.6 は東京海洋大学のグループ [7] で、また図 1.7 は当研究室で試作されたバルク超電導体を用いた電動機 [8] である。これらの特徴は、比較的高い温度で高磁界の界磁磁石を使用することができるため、現行の電動機や、これまで考えられてきた低温超電導線材を用いた超電導電動機に比べて小型かつ高効率化が計れる、ということである。

また、水質改善等に使う磁気分離装置に使う強力磁石としての応用も考えられている。仕組みは図 1.8 のようになっており、水などに含まれている不純物を強力な磁場によって水と分離させ、分離された不純物のみを回収し水を浄化するシステムとなっている。バルク超電導体を用いると、この磁場を発生させる磁石を格段に小さくすることができ、結果的に装置全体の小型化が可能となる。図 1.9 は九州電力のグループで開発されている海や湖のアオコを分離するための磁気分離装置 [9] で、現在ではさらに開発が進められトラックの荷台部で収まるように小型化され、移動が可能となっている。

このようにバルク超電導体の応用は、これまでの超電導コイルとして用いられる応用とは異なる分野にも用いることができ、さらなる超電導応用として期待されている。特に永久磁石のように用いる場合には、同じサイズの永久磁石に比べて数倍の磁場を発生させることができるために、先に挙げた以外にも新しい応用が考えられる。しかし、このようにバルク超電導体を磁石として用いる場合には着磁が必要であり、この着磁技術が実際の応用には課題となってくる。



Fig.1.5 バルク超電導体による人間浮上

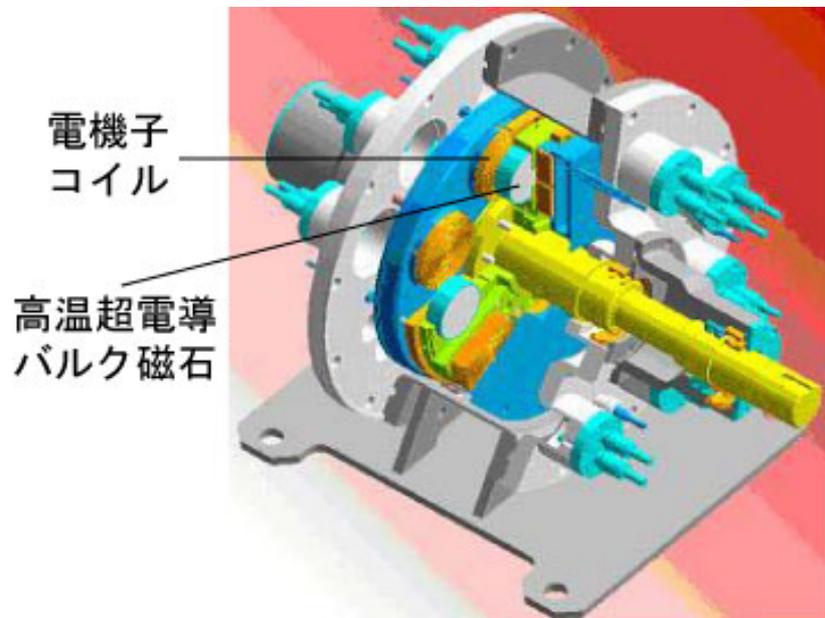


Fig.1.6 バルク超電導体を用いた船舶用電動機モデル



Fig.1.7 バルク超電導体を用いた小型電動機

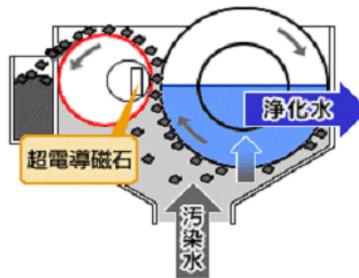


Fig.1.8 磁気分離装置の原理



Fig.1.9 バルク超電導体を用いた小型磁気分離装置

1.5 バルク超電導体の着磁技術

バルク超電導体を着磁する方法として現在次のような三つの方法がある

- (1) 磁場中冷却法 (Field Cooling: FC)
- (2) ゼロ磁界中冷却法 (Zero Field Cooling: ZFC)
- (3) パルス着磁法 (Pulsed Field Magnetization: PFM)

(1) 磁場中冷却法

磁場中冷却法 (FC) は温度が臨界温度以上でまだ常伝道状態のバルク超電導体に一様な外部磁場を印加し、そのまま冷却して超電導転移させた後に外部磁場を取り去ることで、バルク体内部に磁場をピン止めさせて着磁させる。三つの方法の中で最も効率よく着磁することができるが、大型の超電導コイル等で定期的に強磁場を発生させる必要があるため、結果的にシステム全体の大型化につながってしまう。

(2) 零磁界中冷却法

零磁界中冷却法 (ZFC) はあらかじめ冷却され超電導状態のバルク超電導体に一様な外部磁界を印加し、その後その外部磁場を取り去る方法である。ZFC による着磁の効率は低く、簡単に概算しても FC に比べて約 2 倍の外部磁界が必要となり、そのため FC 以上に大きな磁場を定期的に発生させることができるよう大型の超電導コイルが必要となる。当然システム全体も、FC の場合に比べてさらに大きくなってしまう。

(3) パルス着磁法

パルス着磁法 (PFM) は、ZFC を応用した方法であり、同様に、冷却され超電導状態にしたバルク超電導体に対して外部磁界を印加し、その後取り去る。しかし、PFM ではこの外部磁界の印加を非常に短いパルス状で与えることが異なる。外部磁界を発生させるためのコイルに、非常に短時間しか大きな電流しか流れないため、コイルからの発熱が非常に小さくなり、コイルを小型化することができる。そのため、PFM を用いたシステムでは全体を小型化することができ、また装置に対して着磁コイルを組み込むということも現実的なものとなる。また、PFM では複数回磁場を印加するような IMRA 法 (Iteratively Magnetizing pulsed field operation with Reducting Amplitude) [10] といったものを用いると ZFC よりも効率よく着磁させることができる。

これらの理由から、実際にバルク体を機器で使用する場合の着磁方法としては PFM がよいと考えられるが、しかし PFM においてはその着磁特性に、バルク超電導体内部での超電導特性の分布から非常に大きく影響を受けるということが知られている [11]。これは、FC や ZFC に比べて磁場の急速な変化がバルク超電導体の内部で起こり、それが影響を与えていると考えられるが、このような着磁性能の不均一性は実際に機器として用いる場合には、複数の機器の性能を揃えたりという点から考えると非常に使いにくいものとなる。特にバルク超電導体はその製造方法の都合上、その内部の超電導特性を揃えるのは非常に難しく、そのため今後バルク超電導体の応用でパルス着磁を用いる場合には欠点となりうる。

1.6 本研究の目的

バルク超電導体は、新たな超電導体の応用の材料として、様々な分野で使われる可能性を秘めている。特に、永久磁石の代替品としての利用に際しては、液体窒素温度でも永久磁石の数倍、超電導コイルと同等の磁場を、小さなバルク超電導体から得られることができる。よって、現状の永久磁石を使った機器の小型・高効率化にとどまらず、その高磁場を使った新たな機器応用も考えられている。

このようにバルク超電導体を永久磁石のように使う場合には着磁が必要となる。この着磁法の中で、実際にバルク超電導体を応用していく上で、注目されている技術がパルス着磁である。特に小型の機器に実際に組み込むことを考えた場合、磁場中冷却法などでは外部印加磁場のためのコイルが大きくなりすぎてしまうために、パルス着磁以外の方法はありえない、といえるであろう。

パルス着磁は、バルク超電導体を応用する上で非常に有効な方法である一方で、バルク超電導体が持っている超電導特性および、その不均一性の影響を、非常に大きく受けてしまうという面も併せ持っている。そして、実際にパルス着磁を応用に使っていくときには、避けて通れない問題となってくる。

これまで広く行われてきたパルス着磁に関する研究では、パルス着磁の結果からバルク超電導体の超電導特性に言及するものがほとんどであった。そこで本研究では、バルク超電導体のパルス着磁において、バルク体の超電導特性がどのような影響を及ぼすかについて検討する。具体的には、まず "Magnetoscan" と呼ばれる方法を用い、バルク超電導体の超電導特性に関して測定を行う。その後、実際にパルス着磁を行い、その捕捉磁場を測定する。そして、その相互関係から、外部から印加されたパルス磁場が、バルク超電導体内の超電導特性に影響を受けながら、どのように侵入していくかについて考察をし、そして結果的に捕捉磁場特性にどのように影響を与えるかについて検討すること、を目的とする。

第2章

バルク超電導体の電磁特性

本章では、本研究で用いるバルク超電導体の基礎特性について、本稿で必要であると思われるものを中心に解説する。また、パルス着磁時のバルク超電導体における電磁特性についても、解説する。

2.1 第一種超電導体と第二種超電導体

超電導体は磁界に対する振舞いによって第一種超電導体と第二種超電導体の二種類に分けられる。第一種超電導体は臨界磁界 (H_c) までマイスナー効果を示し、臨界磁界を越えると超電導状態が破れ、常電導状態になる。一方、第二種超電導体は外部印加磁界が低い間はマイスナー効果を示すが、磁界が下部臨界磁界 (H_{c1}) に達すると磁束が超電導体の内部に侵入し始める。磁束が侵入した部分では常電導状態になっており、超電導相と常電導相が共存する混合状態になる。この状態は磁界が上部臨界磁界 (H_{c2}) に達して、超電導体が完全に磁束で埋め尽くされるまで続く。第二種超電導体の H_{c2} は第一種超電導体の H_c よりも高く、第二種超電導体は高磁界の発生に向いている。

2.2 磁束フロー

第二種超電導体内部に侵入する磁束は

$$\Phi_0 + \frac{h}{2e} = 2.068 \times 10^{-15} [\text{Wb}] \quad (2.1)$$

単位に量子化されており、磁束量子線間の相互作用のために三角格子状に配列している。磁束線が規則正しい配列をしている場合には、図 2.1 のように、各磁束線の渦電流は互いに打ち消しあって、全体として巨視的な電流は流れない状態にある。このような超電導体に外部から電流を印加すると、磁束密度の巨視的な値 B は、印加電流の巨視的な値 J に対して

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.2)$$

を満たすように空間的に変化する。電流 J が存在するので、各磁束線の渦電流を形成している超電導電子には磁束線単位長さあたり

$$F_L = \Phi_0 \mathbf{J} \times \mathbf{e}_z \quad (2.3)$$

なるローレンツ力が働く。ただし \mathbf{e}_z は磁束線方向の単位ベクトルである。この力により全磁束線は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ の方向に動き出す。この磁束線の運動が磁束フローと呼ばれる。

2.3 磁束ピンニング

実際の超電導体では、格子欠陥や不純物などの常電導介在物が存在し、それらが磁束と交鎖している場合、その位置から磁束を移動させようとする、交鎖していた体積の分だ

け新たに超電導を壊す必要がある。これには余分なエネルギーが必要となるので、磁束は常電導介在物と交鎖したままの方が安定である。これによって、磁束を動かそうとしてもあちこちでひっかかりを生じ、運動が妨げられる。これが磁束のピンニング効果であり、運動を妨げる力をピンニング力、またこのような常電導介在物をピンニングセンターと呼ぶ。このピンニング力が存在することにより、超電導体に大電流が流れたり、強磁界が印加されたりしても、磁束フローが起こらず、それによる熱の発生もないため超電導状態を維持することができる。

ローレンツ力とピンニング力がつり合った状態でも、ピンニング中心に捕捉されている磁束量子が永久に捕捉されたままであるわけではない。実際にはピンニングされている磁束量子は熱的な揺らぎにより、ある確率でピンニングセンターから逃げ出すことができる。このような現象は磁束クリープと呼ばれ、磁束量子がピンニング障壁をジャンプする割合は、

$$\omega = \Omega \exp(-U/k\Theta) \quad (2.4)$$

と表される [12]。ここで、 Ω : 磁束量子がピンニングポテンシャルをジャンプする頻度 (比例係数), U : ピンニングポテンシャル, k : Boltzmann 定数, Θ : 温度である。

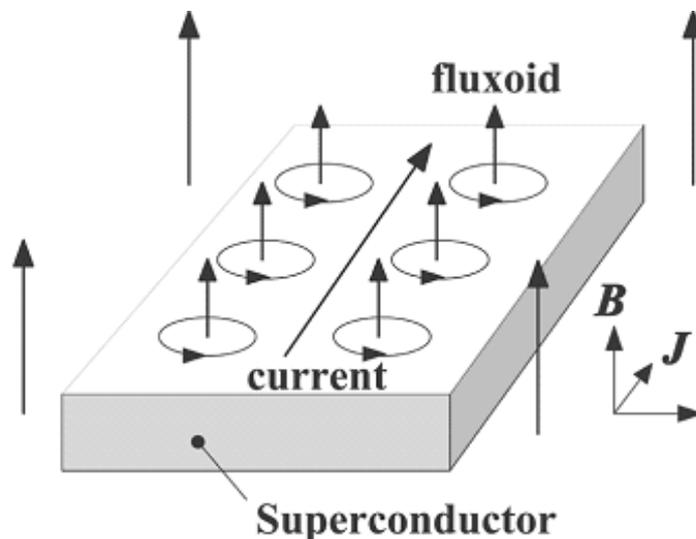


Fig.2.1 混合状態における磁束量子

2.4 臨界電流

2.4.1 混合状態における電気抵抗

バルク超電導体は第二種超電導体であり、その応用する場合には混合状態で用いられる。これは上部臨海磁界が高いため、強磁場下でも混合状態において用いる事ができるからである。このような応用をする場合には、超電導体のゼロ抵抗を利用するために電流を流すが、そのとき当然電流は、常電導部には流れず超電導状態の部分にのみ流れ、すると磁束粒子には式 (2.3) のようなローレンツ力が働き磁束フローが起こる。磁束が動くということは、そこには電位差が生じ損失が生じるということである。これを B を磁場、 v を磁束の動く速度としてベクトルで考えると、

$$F_L = eE = ev \times B, E = v \times B \quad (2.5)$$

となり、 B と v の垂直方向、すなわち電流と同じ方向に電位差 E が生じるのがわかる。このことは、混合状態において電流は抵抗ゼロの部分の流れているにもかかわらず、電位差が生じ結果的には電気抵抗が発生していることがわかる。この電気抵抗は、磁束が運動することで発生することから磁束流抵抗 (flux flow resistivity) と呼ばれている。

しかし、実際の第二種超電導体においては磁束ピンニング効果によって抵抗が 0 となる。これはピンニング効果による力がローレンツ力を上回っていれば、磁束の動きが抑えられるため磁束流抵抗が生じないからである。実際にピンニング効果による力がどの程度あるのかを考える。図 2.2 は超電導体内に常電導介在物がある場合とない場合に、超電導体内を磁束量子が動く様子である。ここで、磁束量子の直径は 2ξ で、 ξ は超電導体の影響を及ぼす単位であるコヒーレンス長である。理想的な超電導体の場合、磁束量子が移動しても全体としてのエネルギーの変化はなく、そのため磁束は自由に移動できる。しかし、常電導物質と鎖交している磁束量子を超電導部に移動させようとする、新たに超電導部を壊す必要があり余分なエネルギーが必要となる。そのためエネルギー的に安定である常電導体に磁束を鎖交させた状態を維持しようとする。これがピンニング効果でありそのエネルギー利得は、

$$U_P = \pi\xi^2 d \cdot (1/2)\mu_0 H_c^2 = \pi\xi^2 d \cdot (B_c^2/2\mu_0) \quad (2.6)$$

と与えられる。この磁束を常電導体からはずすためには、磁束量子を ξ だけ動かさなければならぬよってピンニングによる力 f_P は、

$$f_P = \frac{\partial U_P}{\partial x} \simeq U_P/\xi = \pi\xi d \cdot (B_c^2/2\mu_0) \quad (2.7)$$

となり、磁束量子一つあたりのローレンツ力、

$$f_L = I\Phi_0 \quad (2.8)$$

に対して、 $f_P > f_L$ のとき、磁束が動かないため磁束流抵抗は発生せず、第二種超電導体の抵抗が 0 となる。この f_P は一つのピンニングセンターによる力であるため要素ピンニング力 (elementary pinning force) と呼ばれる。

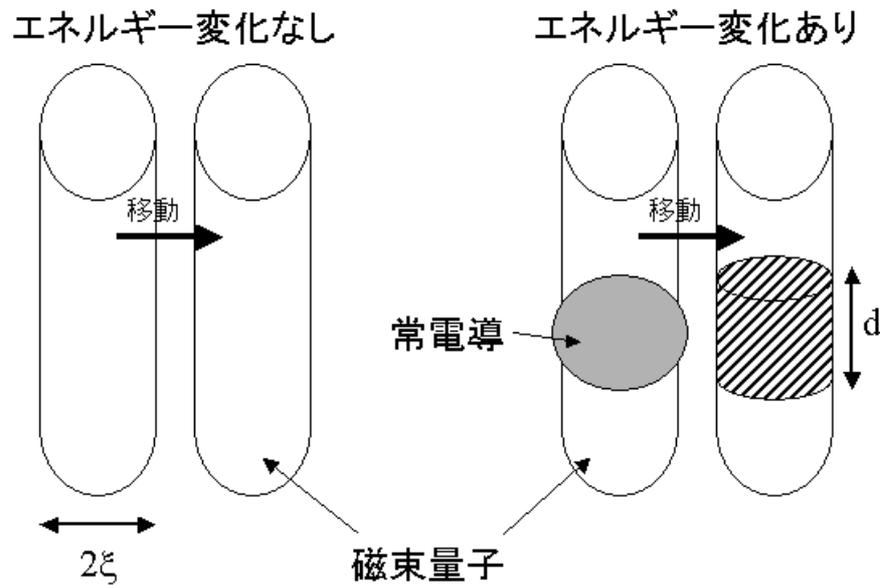


Fig.2.2 磁束が移動したときのエネルギー変化

2.4.2 磁束ピンニングと臨界電流

要素ピンニング力はピンニングセンター一つあたりのピンニング力であったが、これが複数集まったときのピンニング力について、単純にピンニング力が加算可能な場合について考えてみる。

単位体積に平均の大きさが d のピンニングセンターが N 個含まれているとす。このとき単位体積あたりのピンニング力 F_P は、磁束線の本数が B/Φ_0 であることを考慮すると、

$$F_P = \begin{cases} (B/\Phi_0)f_p = (B/\Phi_0)\pi\xi d \cdot (B_c^2/2\mu_0) & B/\Phi_0 \leq N \\ Nf_p = N\pi\xi d \cdot (B_c^2/2\mu_0) & B/\Phi_0 > N \end{cases} \quad (2.9)$$

となる。電流を増やすとローレンツ力は増えていくので、 $F_p = F_L$ となったときに最大の臨界電流が得られる。単位面積あたりの臨界電流である臨界電流密度を J_c とすると、

$$F_L = J_c B = F_P \quad (2.10)$$

の関係から、

$$J_c = \begin{cases} (1/\Phi_0)\pi\xi d \cdot (B_c^2/2\mu_0) & B/\Phi_0 \leq N \\ (N\pi\xi d/B) \cdot (B_c^2/2\mu_0) & B/\Phi_0 > N \end{cases} \quad (2.11)$$

が得られる。 ξ, B_c は温度に依存する良であるので、結果的に J_c は温度・磁場の両方に依存する量となる。また、このように第二種超電導体における臨界電流密度は、超電導体内に分散するピンニングセンターの量に依存するため、非常に組織に敏感なものとなる。

2.4.3 臨界電流密度の不均一性

バルク超電導体に使われる $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) 等の高温酸化物超電導体では、臨界電流密度の不均一性が非常に強い傾向にあるが、これは高温酸化物超電導体の結晶の異方性と、ピンニングセンターの分散によるものである。高温酸化物超電導体の結晶構造はペロブスカイト系に属し、図 2.3 のようなものになっている。この結晶構造においては、図の a, b 軸と c 軸で大きな異方性がある。この異方性はコヒーレンス長 ξ や上部臨海磁界 B_{c2} に影響を与えるため、結果的に臨界電流密度にも影響を与える。昨今、バルク超電導体を作る方法としては図 2.4 のような種結晶を成長させて作る方法が用いられており、この場合 c 軸をそろえて作ることが可能となっている。しかし、その作成方法の都合上、結晶の成長方向の界面ではその他の部分と臨界電流密度に差が生じてしまう事がわかっている。

次に、ピンニングセンターの影響であるが、まず高温酸化物超電導体におけるピンニングセンターとしては、作成過程に生じる酸素欠損や構造欠陥などによるもの、また人工的に常電導析出物を加えたものなどがある。しかし、前章で述べたように臨界電流密度はピンニングセンターの分散度合いで変化してしまうため、ピンニングセンターの量が不均一であると、臨界電流密度も結果的に不均一になってしまう。現在使用されている高温酸化物超電導体は、比較的ピンニングセンターを均等に分散させることができる物質であるが、しかしそれでもバルク超電導体のように大きなものを作ると、完全に均一にすることは難しく、結果的に臨界電流密度の不均一性を引き起こしてしまう。

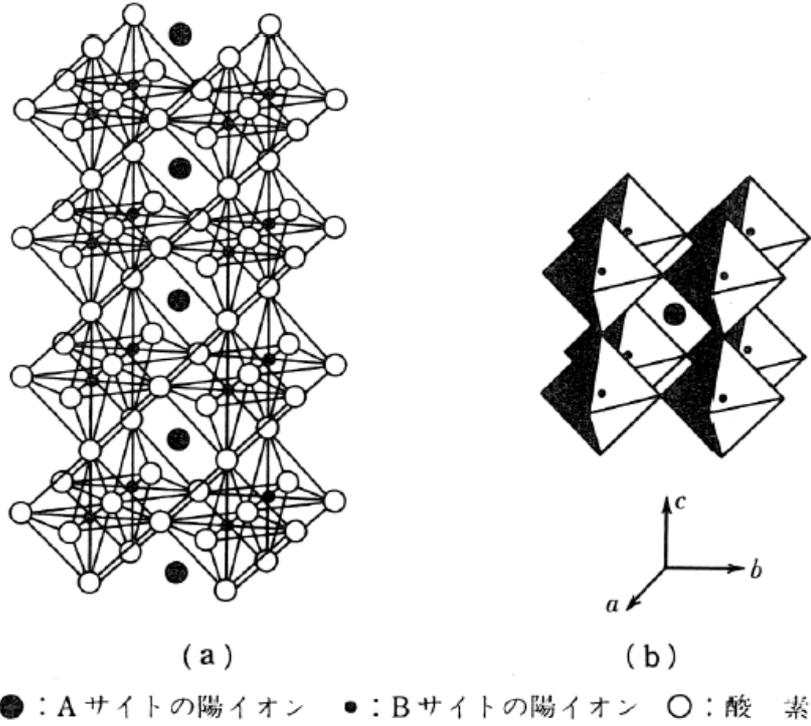


Fig.2.3 ペロブスカイト系結晶の構造

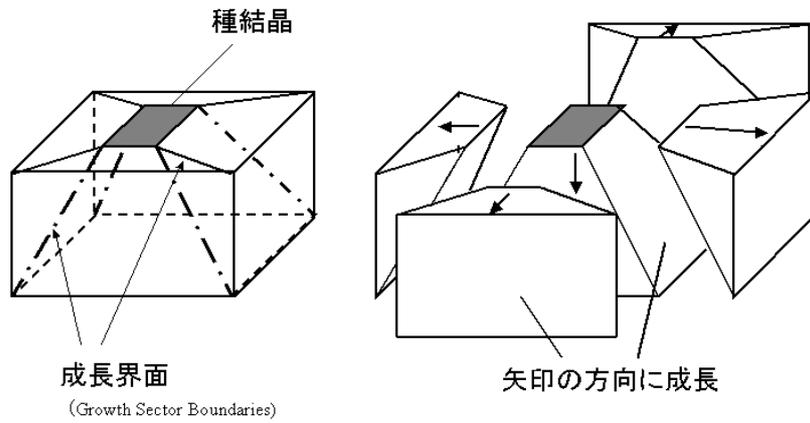


Fig.2.4 種結晶法の結晶成長

2.5 パルス着磁における超電導体特性

2.5.1 パルス磁場印加時の磁束に働く力

2.4.2 節で述べたように、超電導体内で磁束が止まっているとき超電導体内での磁束に働く力は、ピン止め力 F_P とローレンツ力 F_L が釣り合った状態になっている。しかし、超電導体内を磁束が動く場合、磁束が動く速度に比例した粘性力 F_V が働く。粘性力とは磁束が動くことにより導体に発生する誘導電流から受ける力のことであり、磁場中冷却やゼロ磁界中冷却においては磁束の速度が非常に小さいため F_V は F_P や F_L に対して無視できる。しかしパルス着磁においては、印加磁界の時間変化が急激なので粘性力による効果が無視できなくなる。このため、パルス着磁ではバルク材の表面から侵入した磁束は粘性力を受け、その速度は中心に向かって移動するにつれて急速に低下することになる。バルク中の磁束の運動は、ローレンツ力、ピン止め力、粘性力の3力のつりあいによって決まる [13]。それらの関係は次式で表される。

$$F_L + F_P + F_V = 0 \quad (2.12)$$

また、 F_L , F_P , F_V はそれぞれ次式で表される。

$$F_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

$$F_P = -J_c B \frac{V}{|V|} \quad (2.14)$$

$$F_V = -\eta \frac{|B|}{\Phi_0} V \quad (2.15)$$

なお、 V は磁束の動く速度、 η は粘性係数で、 η は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\Phi_0 B}{\rho_r} \quad (2.16)$$

ここで、 ρ_r は磁束流抵抗であり、常電導状態における抵抗率を ρ_n として、

$$\rho_r = \rho_n \frac{B}{\mu H_{c2}} \quad (2.17)$$

となる。

2.5.2 パルス着磁における熱の発生

前節で述べたように、パルス着磁においては磁束の運動に対して粘性力が働く。磁束は粘性力によって運動エネルギーを失い、損失エネルギーがバルク超電導体内で熱エネルギー

ギーとなる。この熱により、バルク超電導体の温度は上昇し、臨界電流密度 J_c の温度依存性により J_c が減少するため、バルクにピン止めされる磁束は減少する。式 (2.15) より、粘性力による単位時間あたりのエネルギー損失 W は

$$W = F_V V = -\eta \frac{B}{\Phi_0} V^2 \quad (2.18)$$

となる。

以上のようにパルス着磁では粘性力の存在によって磁束が運動すると熱が発生し、バルク超電導体に捕捉される磁束の分布はこの熱に大きく影響される。バルク超電導体に着磁する磁束量を増加させようとして印加磁界を上げると、磁束が侵入する速度も上昇し、式 (2.15) より粘性力がより強まる。それにより、超電導体内の熱の発生量が増加し、温度が上昇してしまうため、臨界電流密度 J_c が小さくなってしまふ。式 (2.2) より、超電導体内の磁束密度は、

$$J = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times B \quad (2.19)$$

で表され、 J_c が高いほど超電導体内の磁束密度 B は大きくなるので、印加磁界を上げれば必ずしもバルク超電導体に着磁される磁束量が増加するとは限らない。つまり、パルス着磁で着磁する磁束量はパルス磁場のピーク値、パルス幅やバルク超電導体の臨界電流密度、磁束流抵抗などのパラメータに依存する。

第 3 章

バルク超電導体の 臨界電流密度分布測定

本章では、まずバルク超電導体の臨界電流密度を測定する手法である "Magnetoscan" について説明する。そして、本研究で用いたバルク超電導体の臨界電流密度分布の測定結果について報告する。

3.1 バルク超電導体の臨界電流密度分布の測定手法

前章では高温酸化物超電導体、とくにその塊であるバルク超電導体では、臨界電流密度がピンニングセンターの分布等の影響を非常に大きく受けてしまうために、不均一性がとても大きいということを述べた。そこで、パルス着磁におけるバルク超電導体の臨界電流密度分布の影響を調べるためには、まず臨界電流密度分布を測定する必要がある。ここではまず代表的な臨界電流密度分布を測定する方法を、いくつか紹介する。

3.1.1 四端子法 [13]

四端子法は超電導体の臨界電流密度を測定する方法としては最も一般的な方法であり、物質に電流を流し状態で電圧端子間の電圧降下を測定方法で、一般的に物質の抵抗を測定する方法と同様方法である。理想的な超電導体を考えると、超電導状態では電圧が 0 であり、臨界電流密度を超え超電導状態になると電圧が発生する。電圧が発生したときに流していた電流を I_c 、超電導体の断面積を A とすると、

$$I_c = J_c A \quad (3.1)$$

が成り立ち、このときの電流密度 J_c をこの超電導体の臨界電流密度とする。

しかし実際の超電導体においては、臨界電流密度の不均一性や磁束クリープ現象などにより、図 3.1 のように電流電圧特性は緩やかに立ち上がり、測定装置の感度の問題もあり正確な I_c を測定することは難しい。そこで、便宜的に次にあげる方法がよく用いられる。

(1) 電場基準 (電解基準)

生じた電場がある値 E_c に達したときの電流値をもって I_c とする方法で、最も簡単な方法である。現在よく使われる E_c は、 $100\mu V/m$ や $10\mu V/m$ である。

(2) 抵抗基準

超電導体の比抵抗がある基準値 ρ_c に達したときの電流値から求める方法で、 ρ_c としては、 $10^{-13}\Omega m$ や $10^{-14}\Omega m$ が用いられる。

(3) オフセット法

電流 - 電圧特性極性のある部分から、図 3.1 のように接線を引き、これが電圧 0 となる点の電流値を I_c とする方法。

このように四端子法による測定は、非常に簡便で有効な方法である。しかし、実際にバルク超電導体の臨界電流密度分布を測定しようとするとき、

- バルク超電導体から小片を切り出して測定する必要がある
- 分布を採るためには、多くの小片を切り出さなければならない

といった欠点があり、現実的ではない。

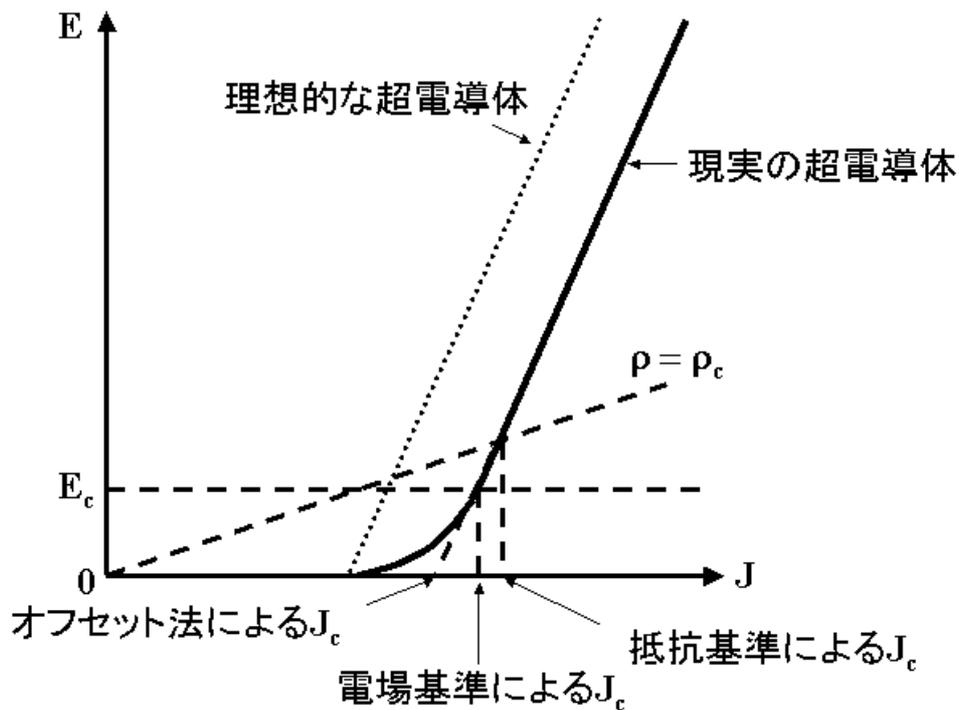


Fig.3.1 電流 - 電圧特性と四端子法の各種基準による臨界電流の決定法

3.1.2 磁場中冷却法の応用 [14]

この方法は厳密には臨界電流密度分布を測定する方法ではないが、簡単にバルク超電導体の外周部の臨界電流密度を予測できる方法である。この方法ではまずバルク超電導体に対して磁場中冷却で着磁を行う。その後、バルク体表面付近で違う高さの二種類の捕捉磁場分布を測定する。そしてその捕捉磁場分布の差分をとると、それが臨界電流密度に比例しているというものである。

バルク超電導体に着磁した場合、表面付近における磁場は表面付近の電流に影響を受け、ビオサバールの法則より、

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{J(r') \times (r - r')}{|r - r'|^3} d^3 r' \quad (3.2)$$

となる。ここで、 $\partial J/\partial z$ が存在すると磁場の高さ方向の変化は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial z}(r) = & \frac{\mu_0}{4\pi} \int_F \frac{J(r') \times (r - r')}{|r - r'|^3} \Big|_{z'=-h/2} dx' dy' \\ & - \frac{\mu_0}{4\pi} \int_F \frac{J(r') \times (r - r')}{|r - r'|^3} \Big|_{z'=h/2} dx' dy' \\ & + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\partial J}{\partial z} \Big|_{r=r'} \times \frac{(r - r')}{|r - r'|^3} d^3 r' \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。なお、第一項と第二項はバルク超電導体の下側の表面 ($z' = -h/2$) と上側の表面 ($z' = h/2$) である。バルク超電導体の上表面の非常に近くで磁場を測定した場合、第一項の下側表面からの影響は非常に小さくなる。第三項の影響は基本的にわからないが、しかしバルク超電導体内部、特に表面付近での電流の変化がスムーズであればその影響は小さくなる。すると、表面付近での磁場の高さ方向の変化は、第二項より表面での電流の大きさに比例する。そのため、バルク超電導体の表面から近いところで、しかも高さが非常に近い二つの捕捉磁場分布の差は、表面での電流の大きさに比例することになる。磁界中冷却で着磁したバルク超電導体の内側で流れる電流は、その外側に流れている電流に影響を受けてしまうが、外周部では局所的な臨界電流密度に応じて電流が流れるため、結果的にこの捕捉磁場分布の差というのは、外周部における臨界電流密度に比例していることになる。

3.1.3 第三高調波誘導電圧を用いる方法

この方法は、超電導試料に対して交流磁場を印加し、そのときに試料から出入りする磁場を測定し、そこに誘導される第三高調波成分を測定することで、臨界電流密度を測定する方法である。この方法は比較的古くから存在し [15]、実際に図 3.2 のように測定装置も市販されているが、使える試料は超電導の薄膜に限られていた。しかし、最近バルク超電導体でも使えるように改良され [16]、四端子法のように破壊することなく、また 3.1.2 章の方法と違い、ある程度臨界電流密度の絶対値を調べることができるため、非常に優れた方法であるといえる。

この方法では、まず超電導試料の直上に直径が数ミリメートル径の小コイルを試料面に垂直に置き、交流電流 $I_0 \cos \omega t$ を流して交流磁界を印加する。コイル両端には、コイル電流自身による交流電圧以外に、超電導体に流れる誘導シールド電流によって交流電圧が誘起される。この時、超電導体の非線形応答のため、基本波の他に第三高調波電圧 $V_3 \cos 3\omega t$ も現れる。このときの第三高調波電圧 V_3 は、コイルに固有の定数である G を

用いて,

$$V_3 = G\omega I_0^2 / J_c \quad (3.4)$$

となっていることが理論的に導かれており, よって, コイルの作る交流磁界が及ぶ範囲での領域における臨界電流密度が, 第三高調波の電圧を測定することで, 非破壊的に測定できるのである。そして, このコイルを超電導試料の表面上で動かしながら測定を行うことで, 最終的に臨界電流密度の分布を測定することができる。

このように, 第三高調波電圧による臨界電流密度分布の測定法は, 超電導体を非破壊的に, しかもその臨界電流密度の大きさを全体的に測定することができるため, 非常に有効であるといえる。しかし, 装置自体が現状では非常に高価であるため, まだ一般的に使えるものではない。



Fig.3.2 第三高調波電圧を用いた臨界電流密度分布測定装置 [17]

3.2 Magnetoscan

Magnetoscan 法は, 非破壊かつ非常に簡便な方法でバルク超電導体の臨界電流密度分布を測定する方法で, M. Eisterer らによって開発された [14]。この方法は, 磁場を測定するために用いるホールセンサと永久磁石を用意するだけでいいため, 第三高調波電圧を用いる方法に比べ非常に容易に測定が可能であり, 本研究でもこの手法を用いてバルク超電導体の臨界電流密度分布を測定した。

Magnetoscan 法の測定原理は図 3.3 のようなもので, 実際の測定方法としては,

- ① バルク超電導体に対して十分小さな永久磁石を近づける。

- ② するとバルク超電導体内で、永久磁石から生じている磁場が及ぶ局所的部分において、その磁場を打ち消す方向に遮蔽電流が流れる。
- ③ その結果、バルク体と永久磁石の間の空間の磁場が打ち消すあうために弱くなる。
- ④ その磁場をホールセンサで測定する。

というものである。臨界電流密度が低い部分では磁場を打ち消す効果が低いためホールセンサで測定される磁場は強くなり、逆に臨界電流密度が高い部分では測定される磁場が弱くなるので、永久磁石とホールセンサを組み合わせたプローブをバルク超電導体全体に渡って動かして測定することで、最終的にバルク超電導体全体の臨界電流密度分布を測定することができるのである。

このように非常に容易かつ安価な方法でバルク体全体の臨界電流密度分布を測定できるのであるが、いくつか問題点がある。まず、この方法では現状では臨界電流密度の強弱は測定できて、その絶対値を知ることができない。また、永久磁石による磁場がバルク超電導体に侵入できる厚さは、

$$\delta = B/\mu_0 J \tag{3.5}$$

で見積もれるが、ここに YBCO バルク体の平均的な臨界電流密度である $J_c = 10^8 A/m^2$ を代入すると、 $\delta \simeq 1mm$ 程度となり、バルク超電導体の表面部分しか測定できないことがわかる。これらは、臨界電流に関しては理論計算や数値解析を行ったり、また磁場の侵入深さに関しては、より強い永久磁石や電磁石を使うなどの改良を行ったりすることで、改善される見込みがある。

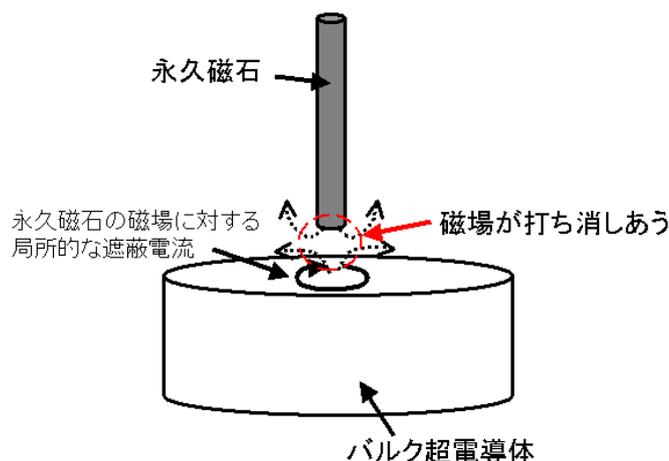


Fig.3.3 Magnetoscan の測定原理

3.3 バルク超電導体の基礎特性測定実験

本研究ではパルス着磁の実験に用いるバルク超電導体に対して、その基礎特性を得るために次のような実験を行った。

- (1) 磁場中冷却法による着磁実験
- (2) 3.1.2 節の、磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定
- (3) Magnetoscan 法による臨界電流密度分布測定

3.3.1 バルク超電導体試料

本実験で使用したバルク超電導体は、円柱型の YBCO バルク超電導体である。このバルク超電導体試料を、サンプル A、およびサンプル B の二個を用い、その臨界電流密度分布等の基礎特性を測定し、また次章以降に記すパルス着磁実験も行った。図 3.4 は実際に使用したバルクの外観、また、その諸元を表 3.1 に示す。



Fig.3.4 YBCO バルク超電導体試料外観

Table 3.1 バルク超電導体試料の諸元

| | |
|-----|---|
| 材質: | YBa ₂ Cu ₃ O ₇ |
| 製法: | QMG 法 (新日本製鐵株式会社製) |
| 形状: | 円柱形 |
| 外径: | 46 [mm] |
| 高さ: | 15 [mm] |

3.3.2 実験方法

3.3.2.1 磁場中冷却法

磁場中冷却法で外部磁界を印加するために用いたのは図 3.5 のような超電導マグネット
で、その諸元は表 3.2 のようになっている。この超電導マグネットのボア中心にバルク超
電導体のサンプルを設置し、マグネットによって 1.6T の一様な磁界をサンプルに印加す
る。その状態で、液体窒素によってサンプルを 77K まで冷却し、外部磁界を取り去って着
磁を行った。



Fig.3.5 超電導マグネット外観

Table 3.2 超電導マグネットの諸元

| | |
|-------------------|-------------|
| 製造: | 神戸製鋼所株式会社 |
| 型式: | JMTD-05300 |
| 形式: | ソレノイド中空貫通型 |
| 室温中空貫通径: (ボア径) | 300 [mm] |
| 中心最大磁束密度: | 5 [T] |
| 磁場均一度: | 2% 以下 (中心部) |

3.3.2.2 捕捉磁場分布測定

着磁を行ったバルク超電導体の捕捉磁場分布を測定するために用いた、サーフェススキャン装置は図 3.6 のようなものである。このサーフェススキャン装置は、3 軸ロボットモジュールと磁場を測定するためのホールセンサが内蔵されたプローブ、そしてそれらをコントロールしデータをサンプリングする PC で構成されている。これらの個々の装置の諸元を表 3.3 に示す。

この装置を用いて、バルク超電導体表面から 0.4mm の高さにおいて、XY 方向それぞれ 2mm 間隔でホールセンサにより磁束密度測定することで、バルク超電導体の捕捉磁場分布を測定した。また、磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定のための比較用として、バルク超電導体表面から 0.5mm での捕捉磁場分布測定も行った。

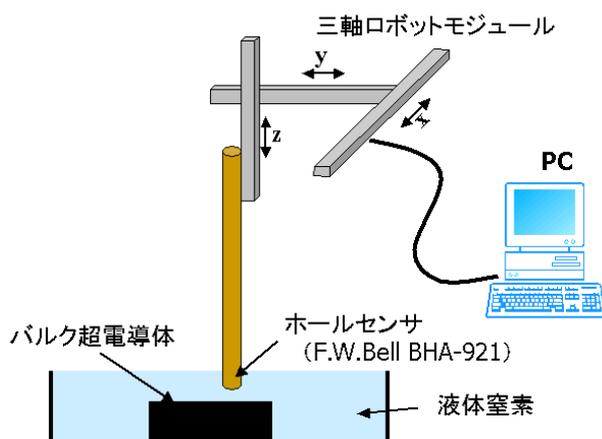


Fig.3.6 サーフェススキャン装置

Table 3.3 サーフェススキャン装置の諸元

| 三軸ロボットモジュール | | ホールセンサ | |
|-------------|--------------------------|---------|---------------|
| 製造: | 日本精工株式会社 | 製造: | F.W.Bell |
| 最高速度: | 1200 [mm/s] | 型番: | BHA-921 |
| ストローク: | 250 [mm] (x 軸) | シリアル番号: | No.13368 |
| | 230 [mm] (y 軸) | 入力電圧: | 100 [mA] |
| | 130 [mm] (z 軸) | 出力電圧: | 0.862 [mV/kG] |
| 位置決め精度: | ± 0.010 [mm] (x, y, z 軸) | | |

3.3.2.3 Magnetoscan

Magnetoscan 法による測定は、サーフェススキャン装置のホールセンサを、Magnetoscan 用のプローブに入れ替えることで行った。Magnetoscan 用のプローブは図 3.7 のような形をしており、その外観は図 3.8 のようになっている。また、プローブに用いられている永久磁石とホールセンサの諸元は 3.4 のようになっている。実際の測定時には、バルク超電導体の表面から高さ 0.2 mm, XY 方向それぞれ 0.5 mm 間隔でサーフェススキャンを行った。

このプローブに用いられている永久磁石は、局所的な臨界電流密度の測定のためには小さい必要があるが、一方で磁場の変化量を測定しやすく大きくするためにはより強い磁場が必要になり、そのため永久磁石はある程度大きいものが必要となる。実際に使用する際、永久磁石とバルク超電導体との間隔は 1 mm ほどになるため、永久磁石から 1 mm での磁場を有限要素法による解析で求め、その結果永久磁石のサイズとしては直径 6 mm を採用した。また、永久磁石の周りに鉄のホルダーをつけることで、図 3.9 のようにピークの磁場は小さくなるものの、磁場の及ぼす範囲を絞ることができるという結果がでた。この結果より本実験で用いた Magnetoscan のプローブでは、最大でも半径 4 mm の範囲の局所的臨界電流密度を測定することができる、

Table 3.4 Magnetoscan 用プローブの諸元

| 永久磁石 | | ホールセンサ | |
|------|------------------------|---------|------------|
| 直径: | 6 [mm] | 製造: | Arepec |
| 高さ: | 10 [mm] (5mm × 2 個) | 型番: | HHP-VU |
| 中心磁束 | 約 400 [mT] | シリアル番号: | No.543 |
| | | 入力電圧: | 10 [mA] |
| | | 出力電圧: | 146 [mV/T] |

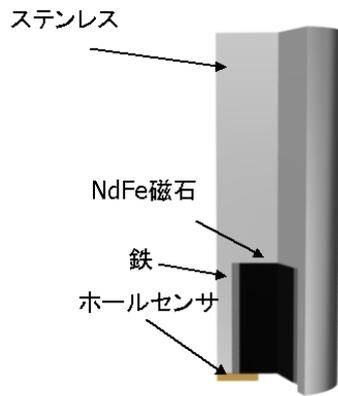


Fig.3.7 Magnetoscan プローブ

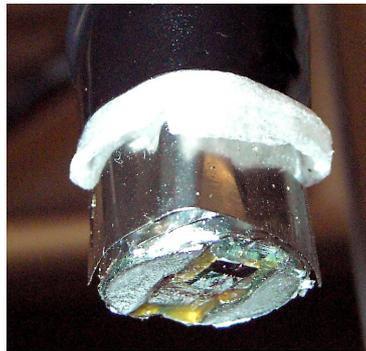


Fig.3.8 Magnetoscan プローブ外観

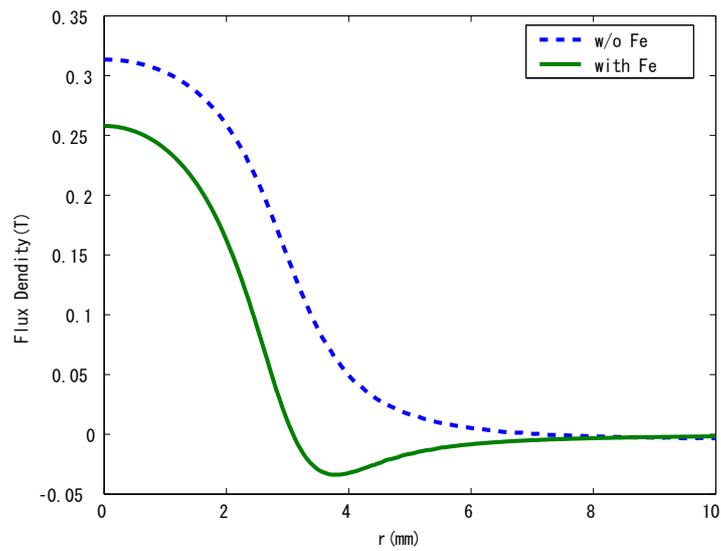


Fig.3.9 Magnetoscan プローブの有限要素法による解析結果

3.3.3 測定結果

3.3.3.1 磁界中冷却法による捕捉磁場分布

磁界中冷却法によって着磁を行った超電導バルク体の、表面から高さ 0.4mm における捕捉磁場分布が、3.10 である。サンプル A では最大 900 mT, サンプル B では最大 800 mT ほどの磁場が捕捉できていることがわかる。また、サンプル A では左下の部分、またサンプル B では 4 カ所に磁場分布が凹んでいる部分があり、この部分では臨界電流密度が低下していることが予測される。

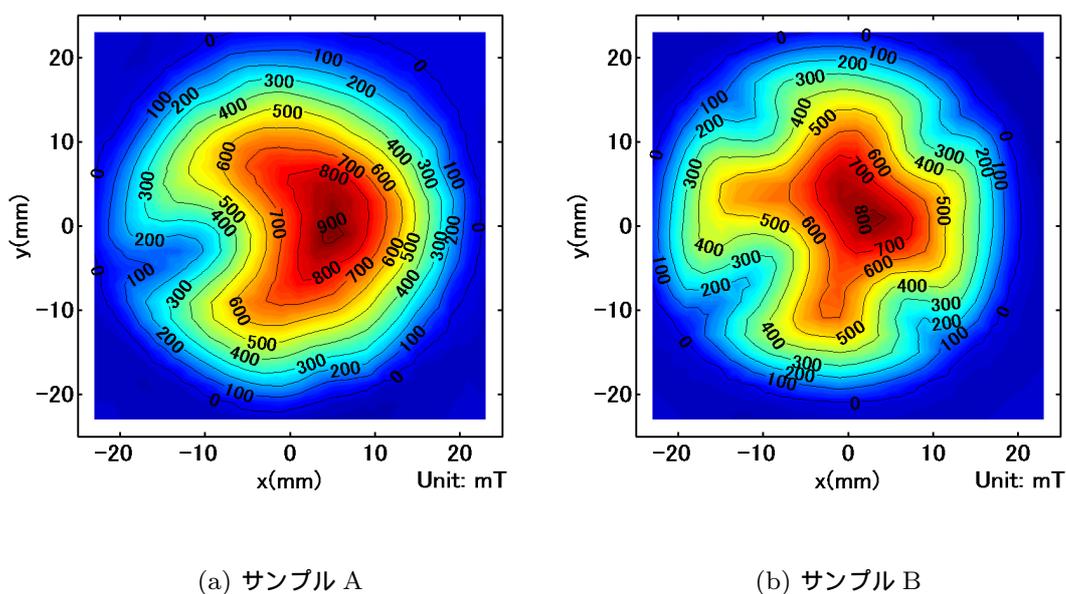
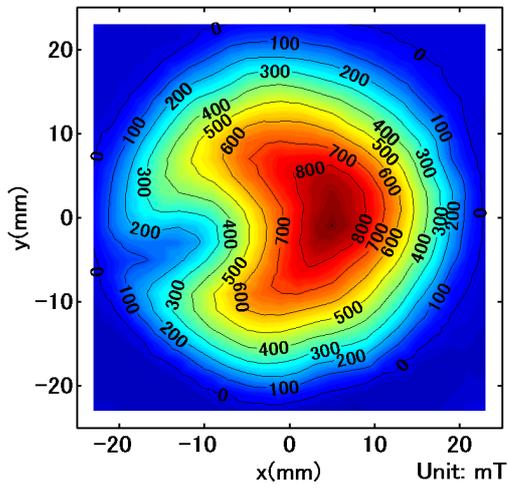


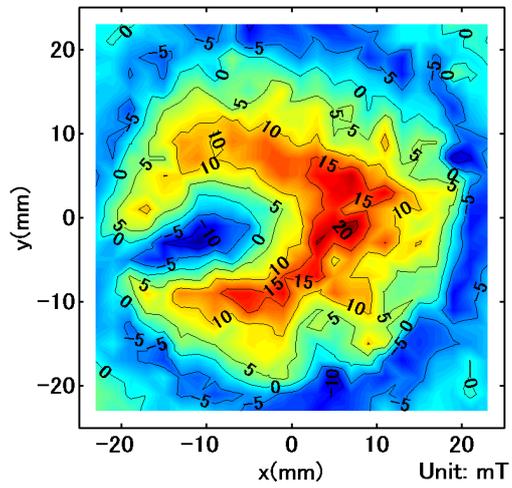
Fig.3.10 バルク超電導体の磁場中冷却法による捕捉磁場分布

3.3.3.2 磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定

図 3.11 と図 3.12 は、磁場中冷却法で着磁を行ったサンプル A, サンプル B それぞれの表面から 0.5 mm における捕捉磁場分布と、0.4 mm における捕捉磁場分布との差をとったものである。図 3.11(b) を見ると、サンプル A の外周部での臨界電流密度は、左下の部分で大きく下回っている以外にも、外周部全体で比較的不均一性が強い様子がわかる。一方、図 3.12(b) を見ると、サンプル B では捕捉磁場分布で見えていた 4 カ所の臨界電流密度が低い部分以外の外周部では、サンプル A ほど不均一性が強くないと様子がわかる。

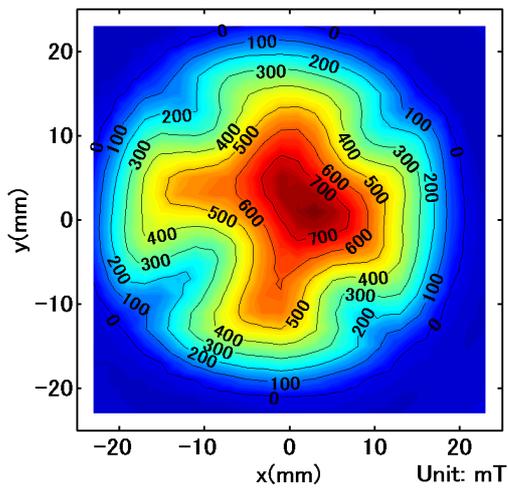


(a) 高さ 0.5mm での捕捉磁場分布

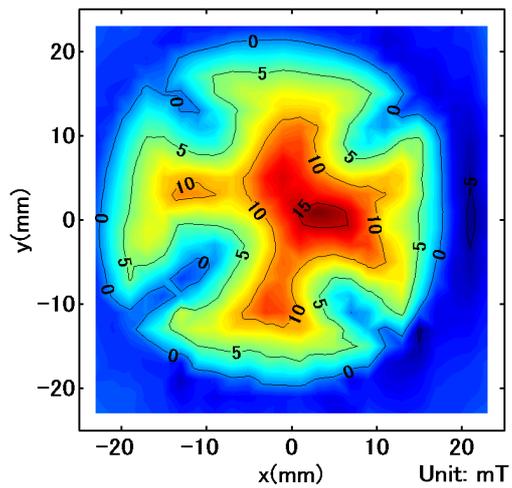


(b) 高さ 0.4mm における捕捉磁場分布との差

Fig.3.11 サンプル A の磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定結果



(a) 高さ 0.5mm での捕捉磁場分布



(b) 高さ 0.4mm における捕捉磁場分布との差

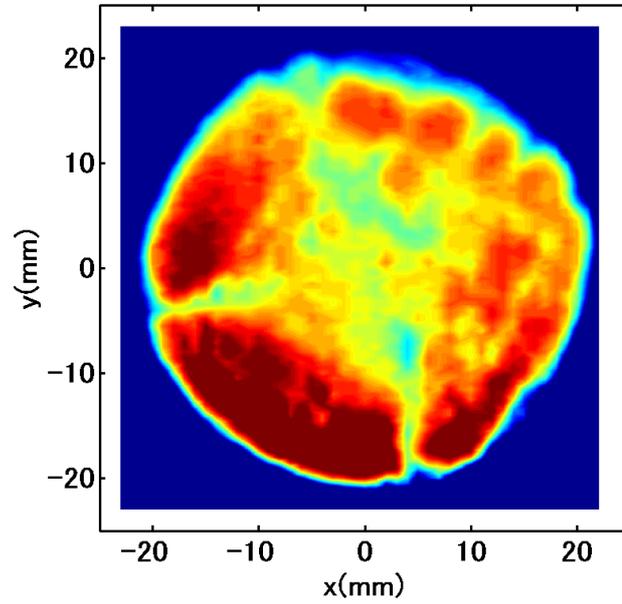
Fig.3.12 サンプル B の磁場中冷却法の応用による臨界電流密度分布測定結果

3.3.3.3 Magnetoscan 法による測定結果

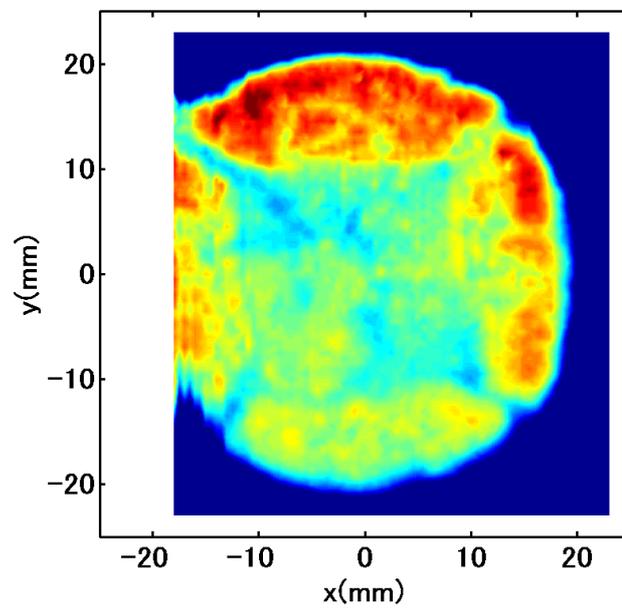
図 3.13 は, サンプル A, サンプル B の Magnetoscan 法による臨界電流密度分布の測定結果である。なお, Magnetoscan 法により測定された結果は本来臨界電流密度が高い部分では, 磁場の測定結果が低くなるような原理であるが, ここでは臨界電流密度が高い部分で値が高くなるように見やすいようしている。まず, この結果を図 3.11(b) や図 3.12(b) と比較してみると, 外周部での形状が互いによく一致しており, Magnetoscan 法による測定分布が臨界電流密度の分布をよく表していることがわかる。

その上で, この二つの臨界電流密度分布を見ると, 全体としてバルク体中心部で低くなっていることがわかる。これは, 種結晶付近の中心部では臨界電流密度が低いという過去の報告とよく一致している [14]。また, サンプル B にある四力所やサンプル A の左下部や右下部に見られる臨界電流密度の低い領域は, 外周部から中心部に向かって直線上に伸びている様子が見られる。これは, バルク超電導体の結晶成長方向の界面に起因するものと考えられる。

Magnetoscan や磁界中冷却法による着磁実験により, サンプル A は特徴的に臨界電流密度が低い領域を持つサンプル, サンプル B は比較的対称に臨界電流密度が低い領域を持つサンプル, というように定義することができる。本研究では, これら二つのバルク超電導体のサンプルを用い, パルス着磁実験を行っていった。



(a) サンプル A



(b) サンプル B

Fig.3.13 Magnetoscan 法による臨界電流密度分布の測定結果

第4章

バルク超電導体のパルス着磁の二次元電磁界・熱連成数値解析

本章では、バルク超電導体のパルス着磁の実験に先立ち、その電磁特性を知るために行った、二次元軸対称の電磁界・熱連成数値解析について、結果および考察を行う。

4.1 数値解析手法

バルク超電導体のパルス着磁においては、磁場の侵入過程や捕捉磁場特性に対して、臨界電流密度やその不均一性だけではなく、磁場侵入時におけるジュール発熱など、他の様々な影響を受けるため、その着磁過程は非常に複雑でありその全容を実験のみで検討するのは難しい。

そこで本研究では、まず 5.1 章の実験と同様のモデルにを用いて、数値解析を行った。本数値解析では、バルク超電導体の臨界電流特性を考慮せず、軸対称性を仮定して、二次元軸対称の有限要素法を用いた。そして、ジュール発熱による影響を考慮するために、電磁界・熱連成解析を本モデルに対して行い、バルク超電導体におけるパルス着磁の電磁特性、および熱特性に関して、解析を行った。本節ではこの解析で用いた数値解析手法について説明する。

4.1.1 有限要素法による電磁界解析の定式化

本解析では有限要素法による電磁界・熱連成解析を行ったが、まず電磁界解析の定式化は次のようになる。超電導体内を流れる超電導電流を渦電流解析における渦電流に見たてると、磁気ベクトルポテンシャル法 ($A - \phi$ 法) [18] が適用できる。超電導体内を流れる超電導電流密度を J_{SC} とすると、超電導体内の磁束密度 B 、電界 E の間には次式のような関係がある。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \nabla \times B = \mu_0 J_{SC}, \quad \nabla \cdot B = 0 \quad (4.1)$$

また、ベクトルポテンシャル A とし、磁気抵抗率を $\nu (= 1/\mu_0)$ とすると、

$$\nabla \times (\nu \nabla \times A) = J_{SC} \quad (4.2)$$

となる超電導電流 J_{SC} は、超電導体内に生じる電位 ϕ と超電導体の導電率 σ を用いて

$$J_{SC} = -\sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \sigma \text{grad} \phi \quad (4.3)$$

と表される。本研究で扱う解析モデルは軸対称モデルであり、超電導電流が対称軸の周りを周回するので上式の $\text{grad} \phi$ は無視できる。式 (4.1) が電磁界に関する支配方程式であり、軸対称系においては式 (4.1) は以下のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\nu}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) = \sigma \frac{\partial A_\theta}{\partial t} \quad (4.4)$$

ただし A_θ は A の θ 方向成分である。本研究では A_θ を未知数とした A_θ 法 [18] を用いる。

式 (refeqn:Jsc) より, 変分法を用いて有限要素法の式 (汎関数 χ の偏微分) を求める。 A_θ 法の汎関数 χ は以下ようになる。

$$\chi = \frac{1}{2} \iiint_S \left\{ \nu \left(\frac{A_\theta}{r} + \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} \right)^2 + \nu \left(\frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right)^2 \right\} 2\pi r dr dz + \sigma \frac{\partial}{\partial t} \iiint_S \frac{A_\theta^2}{2} 2\pi r dr dz \quad (4.5)$$

これを要素 e における値に置き換えたものを節点 ie のポテンシャル $A_{\theta ie}$ で偏微分し, 次式によって定義される補間関数 N

$$A_\theta^{(e)} = \sum_{i=1}^3 N_{ie} A_{\theta ie} \quad (4.6)$$

を導入すると, 要素の有限要素法の式 $\frac{\partial \chi^{(e)}}{\partial A_{\theta ie}}$ は次のように求まる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^{(e)}}{\partial A_{\theta ie}} = & 2\pi \left[\sum_{i=1}^3 \left\{ \frac{r_0^{(e)} (\nu c_{ie} c_{je} + \nu d_{ie} d_{je})}{4\Delta^{(e)}} + \frac{\nu \Delta^{(e)}}{9r_0^{(e)}} + \frac{\nu (c_{ie} + c_{je})}{6} \right\} A_{\theta je} \right. \\ & \left. + \sigma \frac{\partial}{\partial t} \sum_{j=1}^3 \frac{r_0^{(e)} \Delta^{(e)}}{9} A_{\theta je} \right] \quad (4.7) \end{aligned}$$

$r_0^{(e)}$ は要素 e における重心の値である。これを各要素について計算し, 全要素の和をとれば, 次のような全節点についての連立方程式が導かれる。

$$[S]\{A\} = [K] - [C] \frac{\partial}{\partial t} \{A\} \quad (4.8)$$

この連立方程式を解くことにより, ベクトルポテンシャル A を求める。その際式 (4.8) の時間微分項は後退差分法 [18] によって近似した。

4.1.2 有限要素法による熱伝導解析

つぎに熱伝導解析の定式化について述べる。まず, 軸対称系の熱伝導方程式は次のようになる [19]。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_{ab} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_c r \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right\} + Q \quad (4.9)$$

ただし, ρ は密度, c は比熱, κ_{ab}, κ_c はそれぞれ超電導体内の ab 平面内および c 軸方向の熱伝導率, Q は発熱率である。超電導体中での粘性力による発熱は, 超電導体中の電流密度 J と電界 E を用いて次のように表される。

$$Q = J \cdot E \quad (4.10)$$

この支配方程式に

$$T(r, z, t) + [N(r, z)]\{\phi(t)\} \quad \phi(t) : \text{時刻 } t \text{ における要素の接点温度ベクトル} \quad (4.11)$$

で定義される重み関数 $[N]$ を用いて, ガラーキン法を適用すると

$$\iint_{S^{(e)}} [N] \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_{ab} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_c r \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \left(Q - \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \right) r \right] dr dz = 0 \quad (4.12)$$

となる。すると, 電磁界の場合と同様にして以下のような連立方程式が得られる。

$$[k]\{T\} + [C] \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} \right\} = \{F\} \quad (4.13)$$

この連立方程式を解くことにより, 温度 T を求める。ここで, 境界条件として液体窒素との熱伝達特性を考慮する場合, 次式で示される熱流束 q を考えなければならない。

$$q = h(T - T_c) \quad (4.14)$$

ただし, h は熱伝達係数, T_c は外部温度である。

4.1.3 超電導モデル

本解析における超電導モデルとしては, バルク超電導体の特性をより正確に表すため, 電流-電圧特性として n 値モデルを用い, さらに臨界電流密度の磁界依存性および温度依存性を考慮している。

n 値モデルは高温超電導体の 3.1 のような電圧-電流特性を次のようなべき乗則で近似するモデルである。

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (4.15)$$

ここで, E_c は電流密度が J_c に等しくなる時の基準電界で, n は常電導転移の鋭さを表す指標となる。

また, 臨界電流密度の磁界依存性には次の式で表される Kim モデルを用いた。

$$J_c = J_{c0} \frac{B_0}{|B| + B_0} \quad (4.16)$$

ここで, B_0 は定数で, J_c が外部磁界 $B = 0$ のときの半分であるときの外部磁界の大きさである。そして, 温度依存性に関しては,

$$J_{c0} = \alpha \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} \quad (4.17)$$

という式を用いてモデル化している。ここで, α は超電導物質に固有の定数, また T_{c0} は磁界ゼロ時の臨海温度である。

実際にこれらのモデルを組み込んだ場合, 式 (4.7) に対して導電率 σ の形で代入することになるが,

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{J_c}{E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\frac{1}{n}} \\ &= \frac{\alpha \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} B_0}{(|B| + B_0)E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\frac{1}{n}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

となり, 非線形な方程式となる。そこで, 本解析では非線形反復解析手法としてニュートンラプソン法を用いて解析している。

4.2 解析条件

本解析で用いたモデルは、図 4.1 のように、コイル、超電導体ともに 5.1 章の実験装置と同じ形状、寸法である。ただし、実際には z 方向および軸対称性を考慮 1 / 4 モデルで解析を行っている。解析に用いたパラメータは表 4.1 のようになっており、パラメータは [20], [21], [22], [23] を参考にした。コイルに流す電流の波形は図 4.2 のような正弦半波状としてパルス波形を近似して、そのパルス幅は実験と合わせた 6ms となっている。この波形のピーク値を変えることで、バルク超電導体に印加される磁場の大きさを変化させ、そのときの磁場の侵入の様子について調べた。

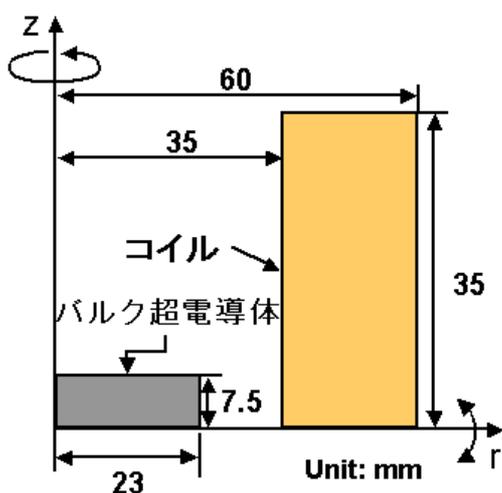


Fig.4.1 パルス着磁の有限要素法モデル

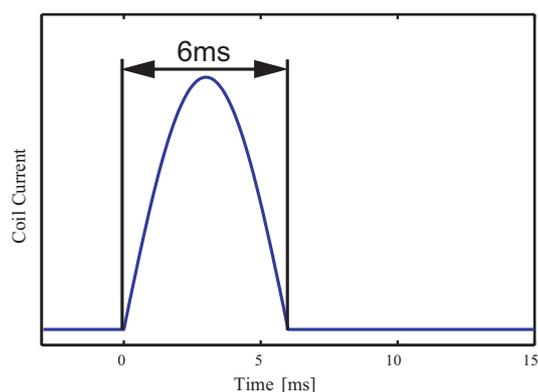


Fig.4.2 有限要素法解析におけるコイル電流波形

Table 4.1 解析パラメータ

| | | | |
|---------|---------------------------------------|-----------------|--|
| 要素数: | 9970 | T_{c0} : | 92 [K] |
| 節点数: | 5080 | ρ : | 5.9×10^3 [kg/m ³] |
| J_c : | 1.2×10^8 [A/m ²] | c : | 1.32×10^2 [J/kg · K] |
| n : | 8 | κ_{ab} : | 14.5 [W/m · K] |
| E_c : | 1.0×10^{-6} [V/m] | κ_c : | 3.0 [W/m · K] |
| B_0 : | 0.4 [T] | h : | 10000 [W/m ² · K] |

4.3 解析結果

4.3.1 パルス印加磁場上昇過程

図 4.3 は、パルス磁場のピークとしてそれぞれ 1.5T と 2.5T を印加したときの、パルス磁場上昇時における、バルク超電導体からの高さ 0.5mm における磁場分布である。

まず、ピーク磁場が 1.5T と弱い、図 4.3(a) を見ると、超電導体の磁場遮蔽効果に対して 1.5T というピーク磁場が弱すぎるために、バルク超電導体の中心付近まで印加磁場が到達していない様子が見られる。一方、ピーク磁場を 2.5T と強くした図 4.3(b) を見ると、磁気遮蔽効果を打ち破って中心付近まで磁場が到達することがわかる。

そこで、この超電導体の磁場遮蔽効果を見るために、侵入磁場から印加磁場を引いて、超電導体による遮蔽磁場効果の分布を表したものが、図 4.4 である。図 4.4(a) は、1.5T 印加時のものであるが、このとき外周部における遮蔽磁場の傾きはほとんど変わっていない。遮蔽磁場は、超電導体内部において外部磁場を打ち消す方向に、式 (2.2) のに従って流れる電流に比例して発生する。図 4.5(a) は、パルス磁場ピーク時の超電導体内部における電流密度分布であり、外周部では臨界電流密度の約 5 倍以上の遮蔽電流が流れている。しかし、中心部では磁界が届いていないため、遮蔽電流がほとんど流れていない様子が見られる。また、この時の温度分布である図 4.6(a) を見ると、磁場が侵入している外側では、80K ほどまで温度が上がっているが、内側では液体窒素温度である 77K からほとんど変化していない。

次に、図 4.4(b) を見ると、2ms 付近で磁場を遮蔽しきれず中心まで磁場が侵入している様子が見られる。そして、その後全体的に磁気遮蔽効果が全体的に低下していった。そこで、ピーク磁場時の温度分布である図 4.6(b) を見てみると、全体的に温度上昇しており、外周部では 82K まで達している様子が見られる。これは、外部からの磁場が強いため遮蔽効果を打ち破って中心まで磁場が侵入し、さらに磁場が侵入したため温度がどんどん上昇していき、臨界電流密度が低下したため遮蔽効果が低下していったものと考えられる。

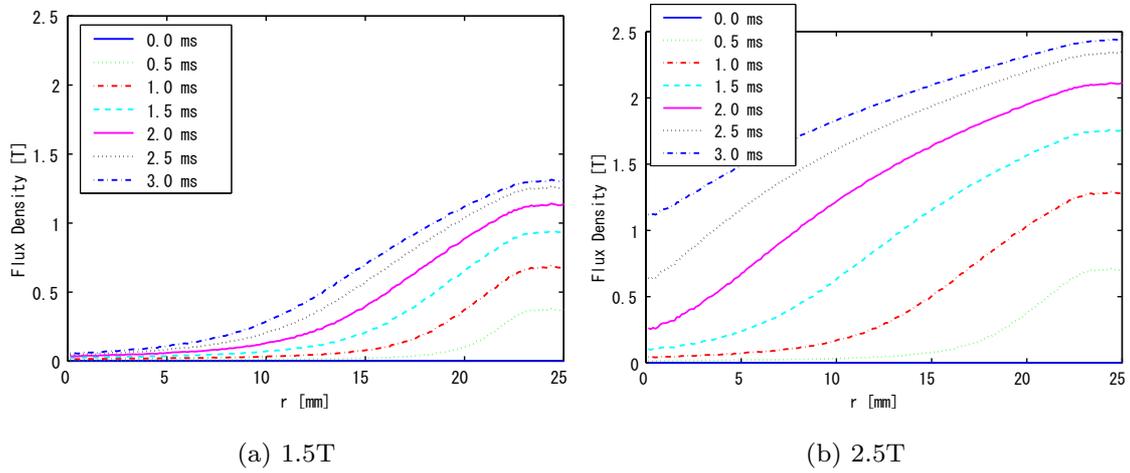


Fig.4.3 パルス磁場上昇時のバルク超電導体表面付近磁場分布

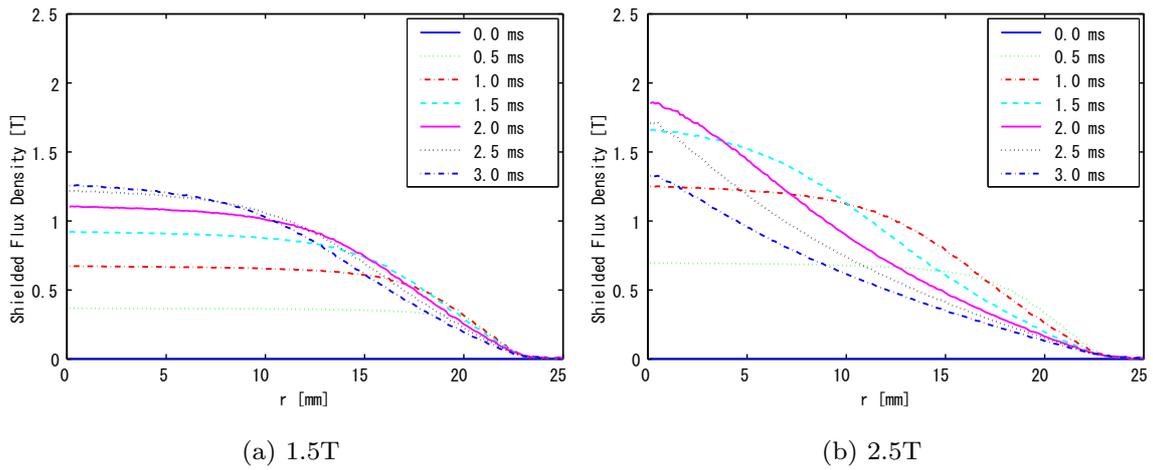
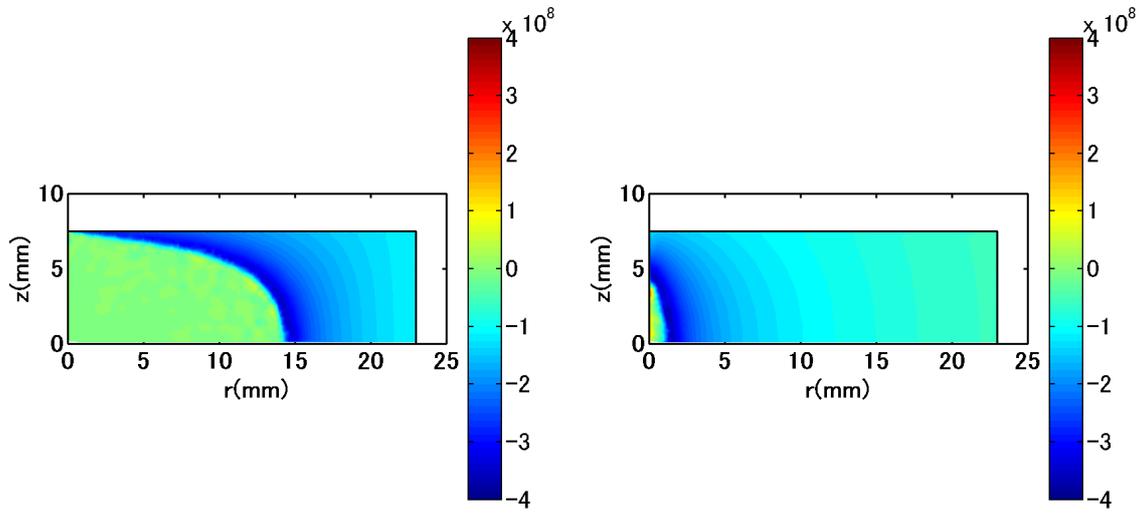


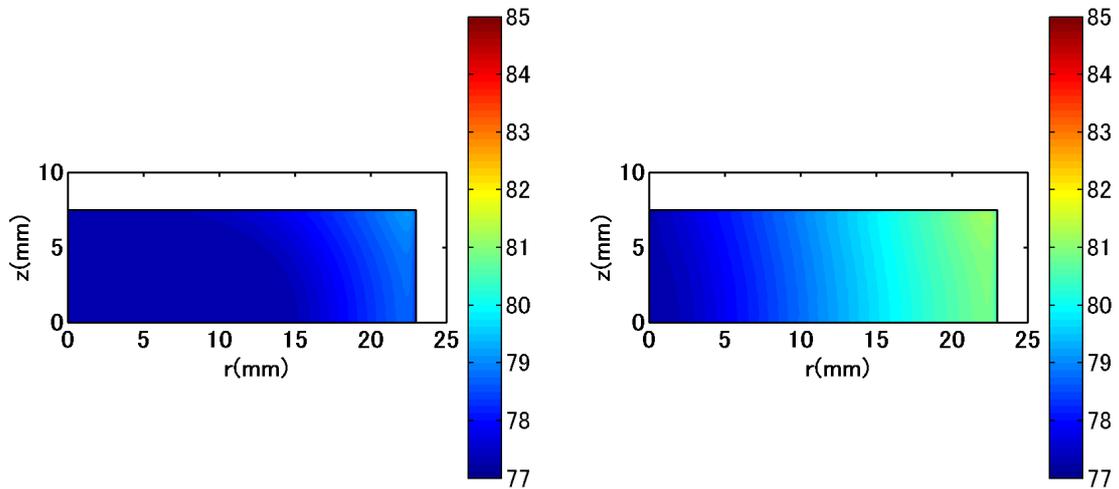
Fig.4.4 パルス磁場におけるバルク超電導体の磁気遮蔽効果



(a) 1.5T

(b) 2.5T

Fig.4.5 パルス磁場ピーク時のバルク超電導体の電流密度分布



(a) 1.5T

(b) 2.5T

Fig.4.6 パルス磁場ピーク時のバルク超電導体の温度分布

4.3.2 パルス印加磁場減少過程

次にパルス磁場が減少していくときの、バルク超電導体からの高さ 0.5mm における磁場の変化を示した図が図 4.7 である。これを見ると、印加磁場が 1.5T の時は、外部からの磁場が減少するにしたがって、侵入していた磁場が減少している様子がわかる。しかし、2.5T の場合は、中心部に遅れて磁場が侵入している。これは、磁場の侵入に対する粘性効果によるもの、と考えられる。

そして、パルス磁場印加後、30 秒後までの磁場の変化を見たものが、図 4.8 である。これを見ると、印加されて侵入した磁場は、磁束クリープ現象により徐々に低下していき、最終的な着磁分布になっていく様子がわかる。また、このときパルス磁場印加後約 1 秒後には、液体窒素と同じ 77K まで全体的に冷却される。

最終的な電流密度分布は図 4.8 のようになり、このとき電流密度分布は臨界電流密度分布とほぼ同じになっている。これは、侵入した磁場が磁束クリープにより、最終的にピン止めされて磁場が捕捉されていく事を表している。また、1.5T における着磁時は中心付近では電流が流れておらず、外側に流れる電流とその内側に流れる電流は逆向きであり、外側の部分が作る磁場を、内側では遮蔽効果により打ち消している様子がわかる。一方、2.5T における着磁時は中心付近まで同じ向きに電流が流れており、バルク体全体で同じ方向に磁場を作り出している。

これらよりパルス着磁を行ううえでは、磁場を中心まで侵入させる必要があることがわかる。しかし、あまり強い磁場を印加してしまうと、全体的に発熱が大きくなってしまい温度上昇が大きくなるため、臨界電流密度が低下してしまう。臨界電流密度の低下は、磁束クリープによって最終的な着磁分布に収まる過程において、捕捉磁場の低下を招く可能性があり、印加する磁場の大きさに関しては、注意する必要があるものと考えられる。

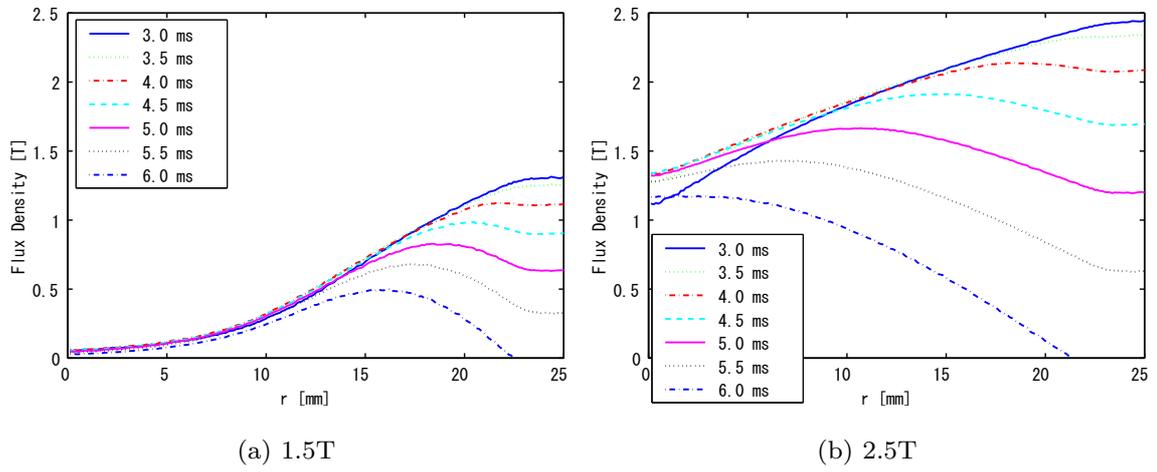


Fig.4.7 パルス磁場減少時のバルク超電導体表面付近磁場分布

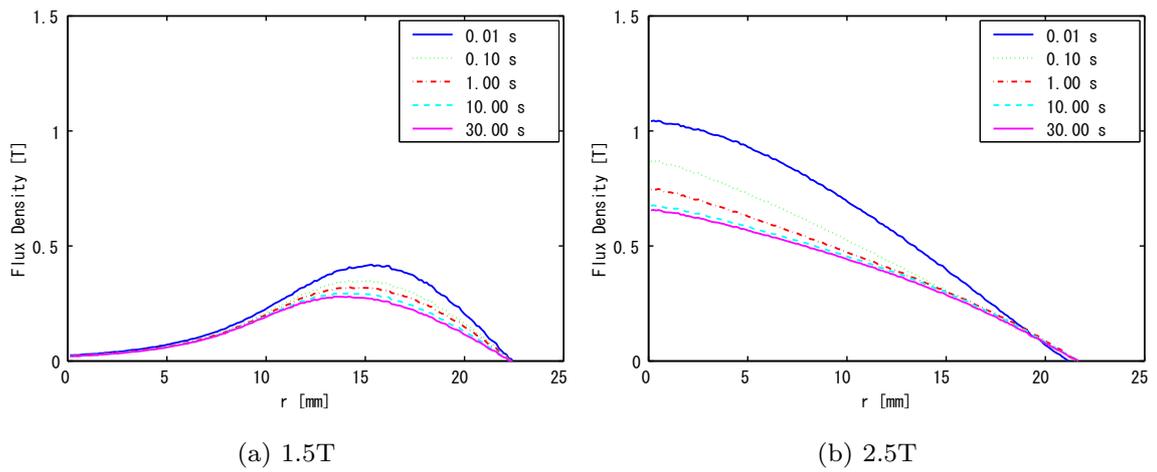
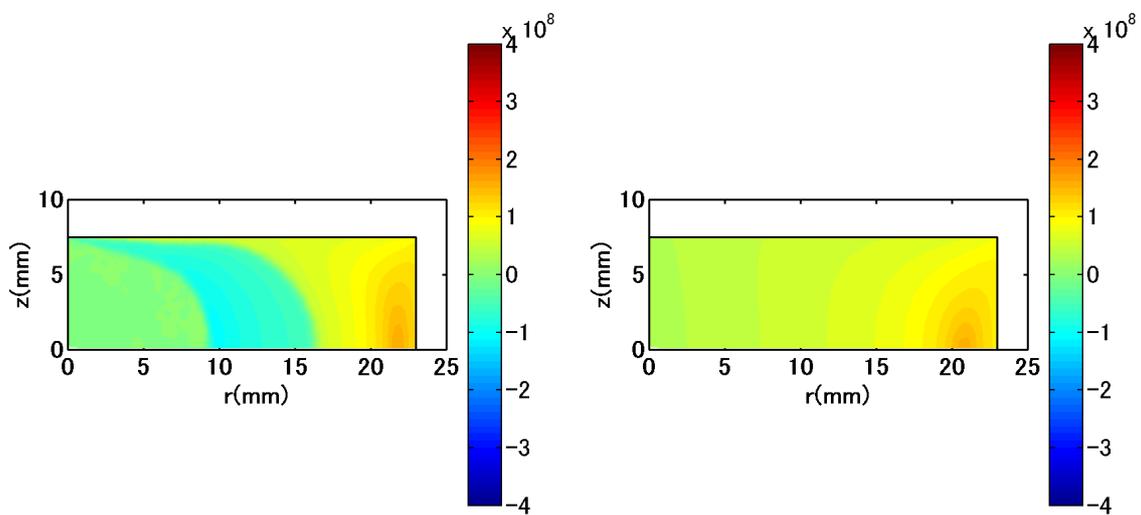


Fig.4.8 パルス磁場印加後のバルク超電導体表面付近磁場分布



(a) 1.5T

(b) 2.5T

Fig.4.9 パルス着磁時のバルク超電導体の最終的な電流密度分布

第5章

バルク超電導体の パルス着磁における捕捉磁場特性

本章では、バルク超電導体のパルス着磁の捕捉磁場、および過渡的電磁現象に関し行った実験の結果について報告する。そして、その結果からパルス着磁過程における磁場の侵入や最終的な捕捉磁場特性に関して考察を行う。

5.1 実験方法

5.1.1 パルス着磁による捕捉磁場分布測定

実験には 3.3.1 節で用いたものと同様の、サンプル A およびサンプル B の二つの YBCO バルク超電導体を使用した。パルス着磁実験に用いた実験装置は図 5.1 のようなものであり、着磁コイルにバルク超電導体をセットしたときの外観は図 5.2 のようになっている。また装置それぞれの諸元性能は表 5.1 となっている。本装置において着磁実験を行った際のコイル電流は図 5.3 のようなパルス波形をしており、そのパルス幅は約 6ms である。そして、この装置によって、コイル中央部には最大で 3.2T の一様なパルス磁場を作ることができる。

本実験では図 5.4 のように、バルク超電導体に対して、1.2T から 3.2T までのパルス磁場を印加し、その 10 分後のバルク超電導体表面から高さ 0.4mm における捕捉磁場分布を、3.3.2.2 節のサーフェスキャン装置で測定し、その後新たなパルス磁場を印加するというサイクルを数度行った。

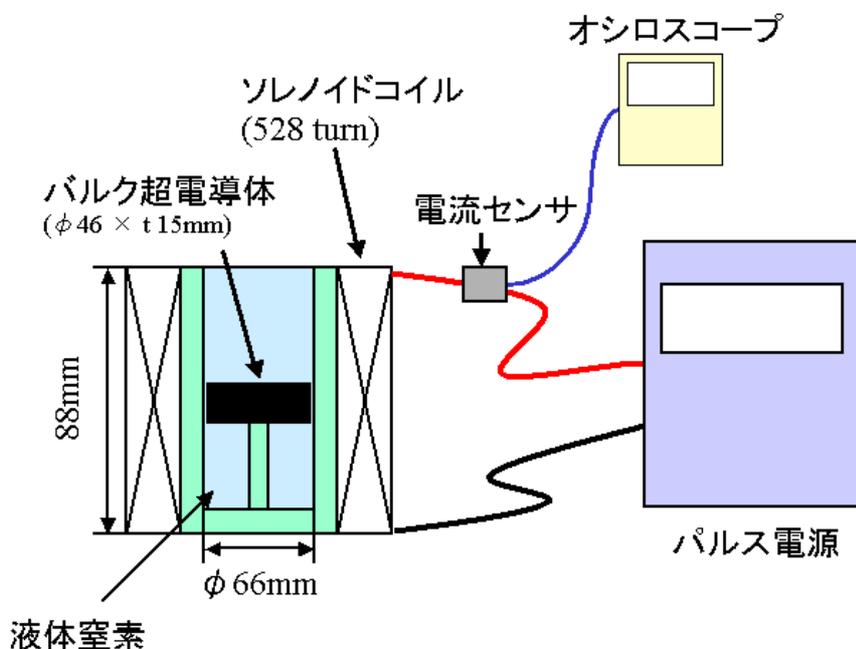


Fig.5.1 パルス着磁実験装置

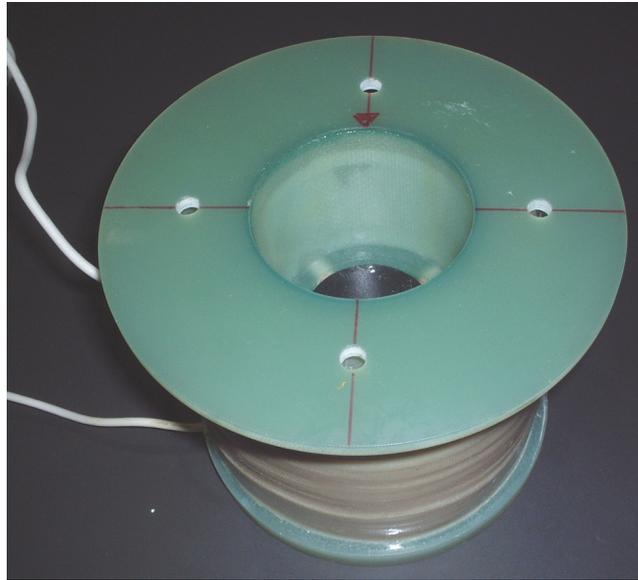


Fig.5.2 パルス磁場発生用コイルの外観

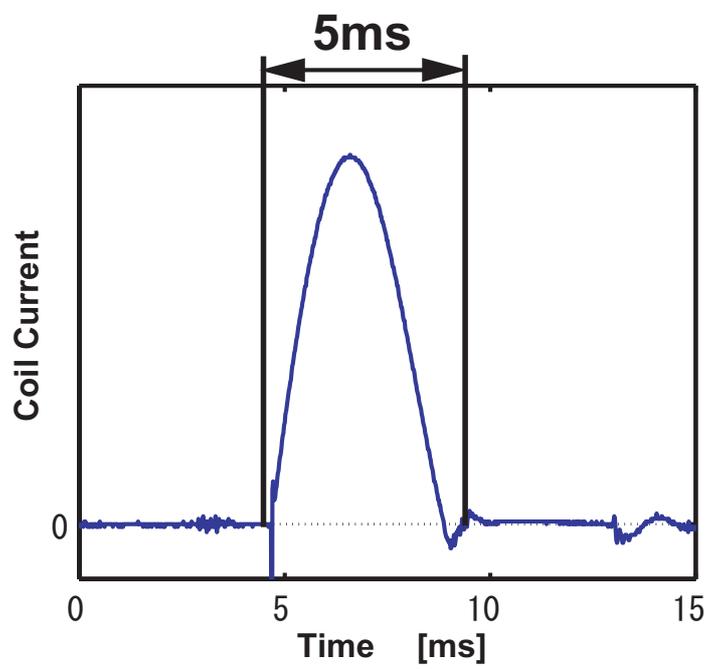


Fig.5.3 コイルのパルス電流波形

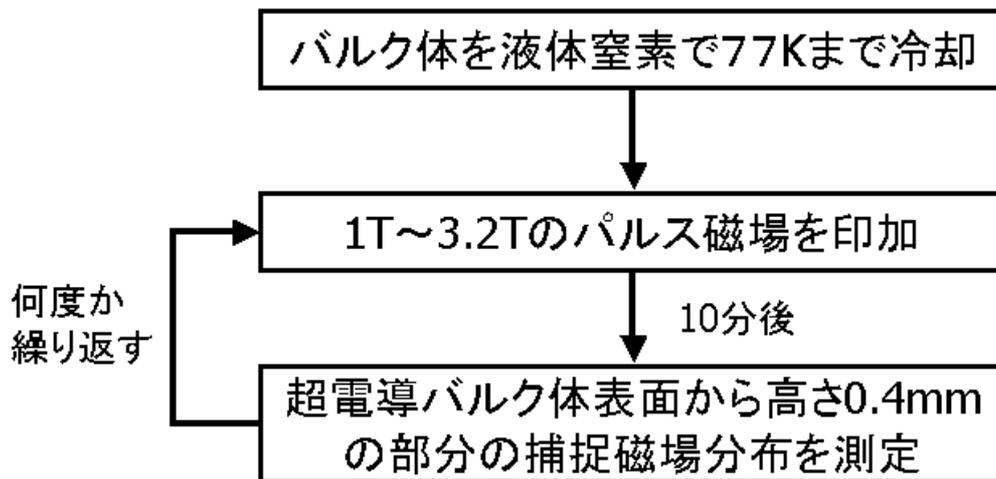


Fig.5.4 パルス着磁実験サイクル

Table 5.1 パルス実験用装置諸元

| 着磁用コイル | | パルス電源 | |
|--------|------------|----------|----------------|
| 巻数: | 528 [turn] | 充電電圧: | DC 0 ~ 5 [kV] |
| 内径: | 70 [mm] | 充電エネルギー: | 4 [kJ] |
| 外径: | 120 [mm] | 主コンデンサ: | 320 [μ F] |
| 高さ: | 88 [mm] | 最大出力電流: | 2 [kA] |
| | | 放電スイッチ: | GTO |

5.1.2 パルス着磁における局所的過渡電磁特性測定

バルク超電導体の材料特性の不均一性が、パルス着磁の着磁過程においてどのような影響を与えるか測定するために、図 5.5 のような装置を用いて実験を行った。この装置は、小型のピックアップコイルをアレイ状に並べたもので、パルス着磁過程のバルク超電導体の表面付近における局所的な過渡的な磁場の変化を、多点同時測定することができる。

ピックアップコイルは、コイルを貫く磁束の変化 $\frac{d\Phi}{dt}$ によって、

$$e = N \frac{d\Phi}{dt} \quad (5.1)$$

という起電力が生じる。なお、 N はピックアップコイルの巻数である。ピックアップコイルを鎖交する磁束は、磁束密度 B 、ピックアップコイルの断面積を A とすると、

$$\Phi = B \cdot A \quad (5.2)$$

となり、式 (5.1) に代入すると、

$$e = N \frac{d\Phi}{dt} = N \frac{d(B \cdot A)}{dt} = NA \frac{dB}{dt} \quad (5.3)$$

となる。従って、コイルに鎖交する磁束密度 B は、

$$B = \frac{1}{NA} \int edt \quad (5.4)$$

で与えられる。

本実験では図 5.6 のようなピックアップコイルを、図 5.7 のようにホルダーにセットし、バルク超電導体の表面から 0.5mm の場所におけるの局所的な磁場を測定した。このピックアップコイルの諸元は表 5.2 のようなもので、コイルの誘導電圧を AD 変換器を通してパソコンへと取り込み、台形公式により数値積分を行うことで、コイルを鎖交する磁束を求めた。

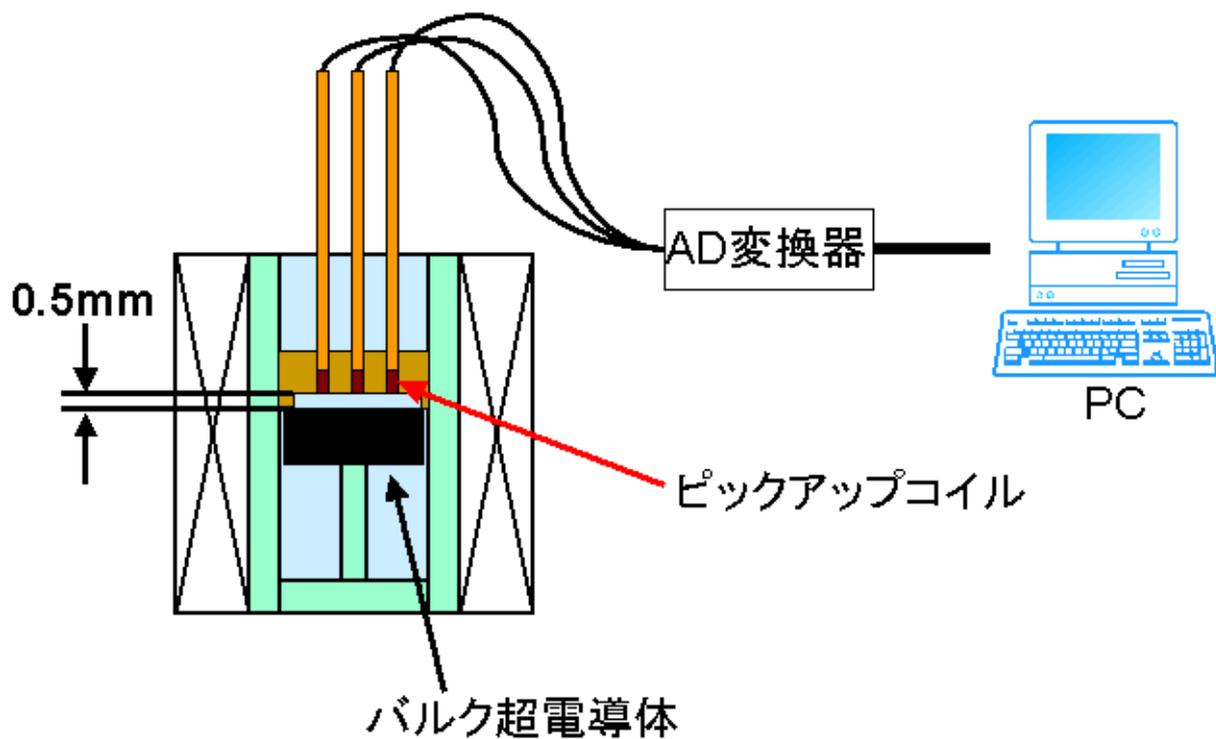


Fig.5.5 局所的過渡電磁特性測定装置

Table 5.2 ピックアップコイル諸元

| | |
|------------|-----------|
| 巻数: | 30 [turn] |
| 内径: | 2.5 [mm] |
| 外径: | 4.0 [mm] |
| 高さ: | 1.8 [mm] |
| サンプリング周波数: | 60 [kHz] |



Fig.5.6 ピックアップコイル外観



Fig.5.7 ピックアップコイルホルダー

5.2 バルク超電導体のパルス着磁による捕捉磁場分布

本節では、バルク超電導体に対してパルス着磁を行った時の捕捉磁場分布測定の結果および考察を、

- (1) 強いパルス磁場を印加した場合
- (2) 低い磁場から徐々に大きいパルス磁場を印加した場合
- (3) 大きい磁場から徐々に小さいパルス磁場を印加した場合

という形で報告する。

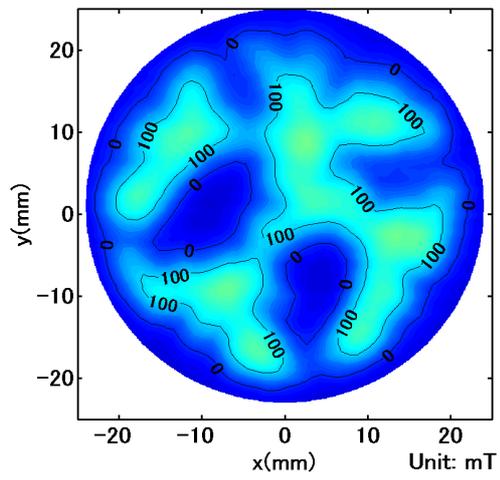
5.2.1 強いパルス磁場を印加した場合

バルク超電導体に対して強いパルス磁場を印加した場合の捕捉磁場分布を測定するために、まずサンプル A のバルク超電導体に対して、このパルス着磁実験装置の印加することができる最大のパルス磁場である、3.2T およびピークを下げた 2.5T という、磁場中冷却法による捕捉磁場の最大値の約 3 倍以上のパルス磁場を印加した結果が、図 5.8 である。これをみると、Magnetoscan による図 3.13(a) で、臨界電流密度が低い領域で、磁場がほとんど捕捉されず、臨界電流密度の影響が大きく出ていることがわかる。また、図 3.13(a) にはあらわれていない、二時半の方向にも磁場が捕捉されていない領域が存在している様子がわかる。

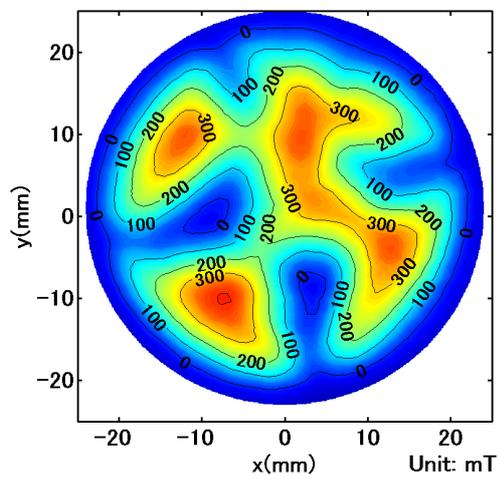
臨界電流密度が低い領域では外部からの磁界に対する遮蔽磁場が小さくなるため、この領域から磁場が集中的に侵入していくため、磁場の変化量が他の領域と比較して大きくなる。その結果発熱が大きくなり、さらに臨界電流密度の低下が起こり、結果的に磁場が捕捉できない、ということが考えられる。

さらに、図 5.8(a) では 2.5T を印加した場合に比べて全体的な着磁量が低下している様子がわかる。これは、3.2T では磁場の変化が 2.5T よりも大きいため、全体的に発熱が大きくなり臨界電流密度が低下するために、捕捉磁場の量が減ったものと考えられる。

なお、3.2T および 2.5T のピーク磁場のパルス磁場を印加した場合、それまでのバルク体に対する着磁の状態に関係なく、図 5.8 のような捕捉磁場分布になった。これは、3.2T および 2.5T というパルス磁場が中心付近まで磁場が到達するには十分に強すぎるため、内部の捕捉磁場分布や遮蔽磁場に関係なくパルス磁場が侵入できてしまうからである、と考えられる。



(a) 3.2T



(b) 2.5T

Fig.5.8 強ピークパルス着磁時の捕捉磁場分布

5.2.2 パルス印加磁場上昇過程

バルク超電導体に対して、弱い磁場を印加後、バルク超電導体を消磁せずにより強い磁場を印加していったときの捕捉磁場分布が図 5.10, 図 5.11 で、それぞれサンプル A とサンプル B に対して図 5.9 のようにパルス磁場を印加したときのものである。これらの結果を見ると、1.2T や 1.6T といった弱いピーク磁場の時は中心部まで着磁ができていなく、また、強磁場の時に比べて、臨界電流密度が低い部分でも周りの部分と比較して捕捉磁場がそれほど低くはない様子がわかる。しかし、2T や 2.5T とパルス磁場を強くしていくと、中心部分まで着磁されるようになるが、一方で臨界電流密度が低い部分では顕著に捕捉磁場が小さくなっている。この様子をさらによく見るために、パルス磁場印加前と後の磁場の変化量を求めたのが図 5.12 と図 5.13 である。図 5.12(a) や、図 5.13(a), 図 5.13(b) を見ると、捕捉磁場は印加磁場が強くなるに従って中心付近に増えており、また臨界電流密度が低い部分でも捕捉磁場は増えていないが、大きく減ってもいない様子がわかる。しかし図 5.12(b) や、図 5.13(c) のように、2.5T という強磁場パルスを印加すると、臨界電流密度が低い部分で捕捉磁場が大きく減少し、また他の部分では増えるという非常にコントラストが強い結果となっている。

印加するパルス磁場が低い場合、絶対的な磁場の強さが弱く、また磁場の変化が小さいために臨界電流密度の低下が小さく遮蔽磁場が十分に強いために、中心部まで磁場が届かない。しかし、一方で臨界電流密度が低い部分においては、臨界電流密度の低下が小さくてすむために、捕捉磁場が強磁場印加時に比べて大きくなる。そして、これらの超電導バルク体では、図 5.13(b) を見ると、だいたい 2T というのがパルス磁場が中心付近まで十分に入り、また、臨界電流密度が低い領域でもある程度着磁できる限界のパルス磁場であるということがわかる。

さらに、2T を超えたパルス磁場を印加した場合、中心付近にはより多くの磁場が侵入するため捕捉磁場が増える一方で、臨界電流密度が低い領域での、磁場の侵入による発熱が原因の臨界電流密度の低下が大きくなり、そのため捕捉磁場の減少がおこってしまう。このため、パルス印加磁場を大きくしていくだけでは、バルク超電導体全体に対して、均等に着磁させるのは非常に難しいと考えられる。

なお、サンプル A における図 5.10(a) や 図 5.10(a) といった低磁場印加時の結果を見ると、強磁場パルスを印加した場合に存在した、Magnetoscan による臨界電流密度測定結果の図 3.13(a) で見えていなかった、二時半方向の捕捉磁場低下領域が見えていないことがわかる。この原因については、次のよう理由が考えられる。

- ① Magnetoscan が届かない, 表面からの距離が遠い部分で, 臨界電流密度が低下している。
- ② 臨界電流密度の磁場特性, すなわち $J_c - B$ 特性が他の部分に対して悪い。Magnetoscan や 低磁場印加時では, B が小さいので J_c の低下が小さいが, 高磁場になると B が強くなるため, 他の部分に比べて J_c が大きく減少する。

しかし, この部分で臨界電流密度が低いという予測されるが, それ以上のことを断言することはできず, 実際にサンプルから切り出して $J_c - B$ 特性を測定してみる, といった実験が必要になると思われる。

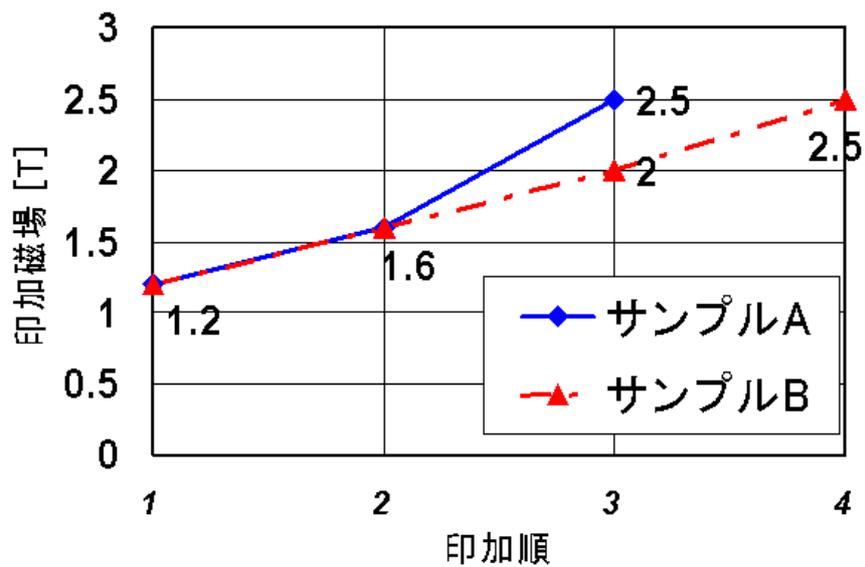
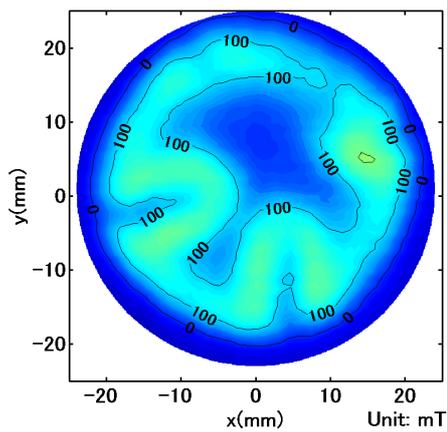
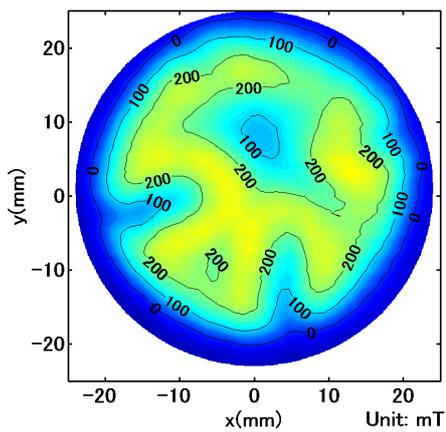


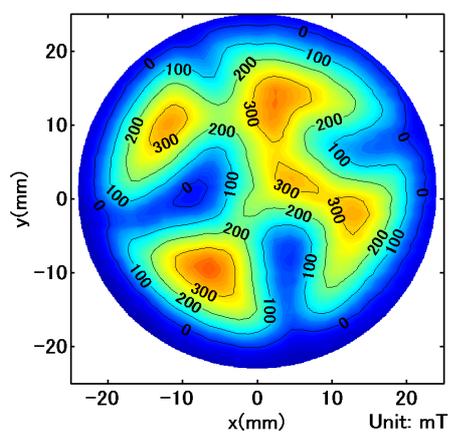
Fig.5.9 上昇過程におけるパルス印加順



(a) No.1(1.2T)

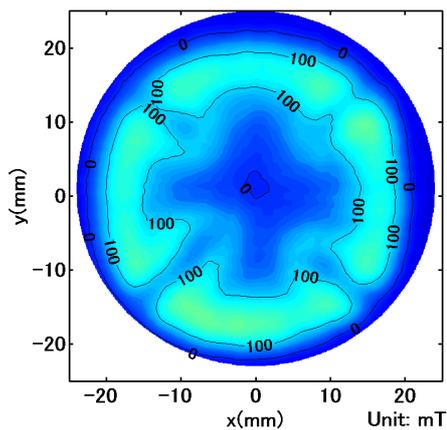


(b) No.2(1.6T)

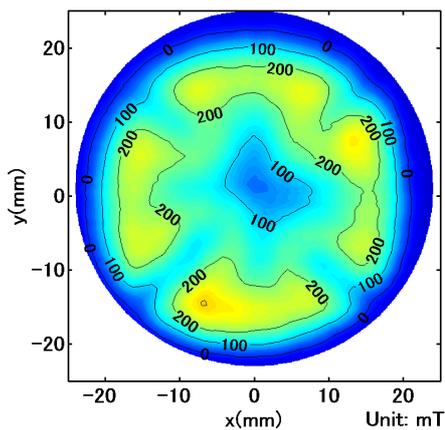


(c) No.3(2.5T)

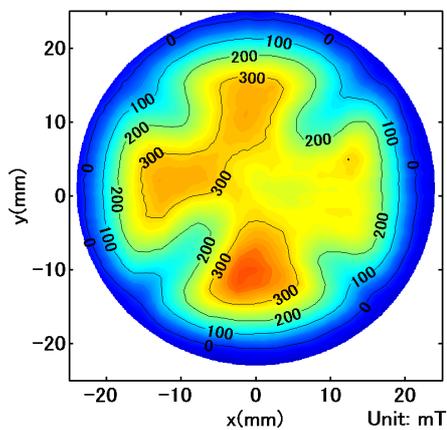
Fig.5.10 図 5.9 のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル A)



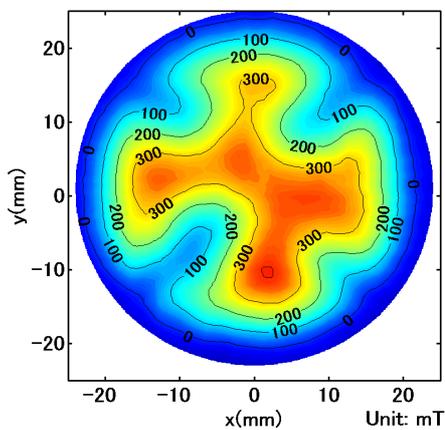
(a) No.1(1.2T)



(b) No.2(1.6T)

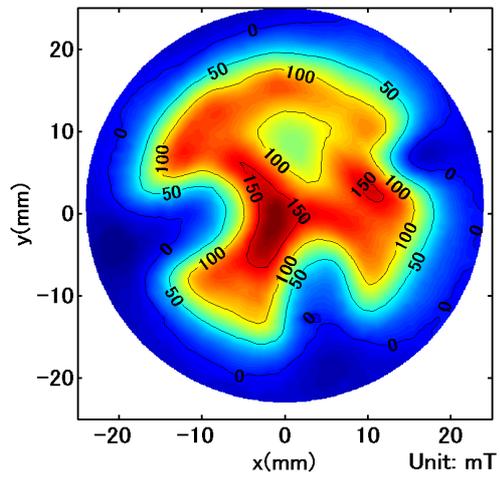


(c) No.3(2T)

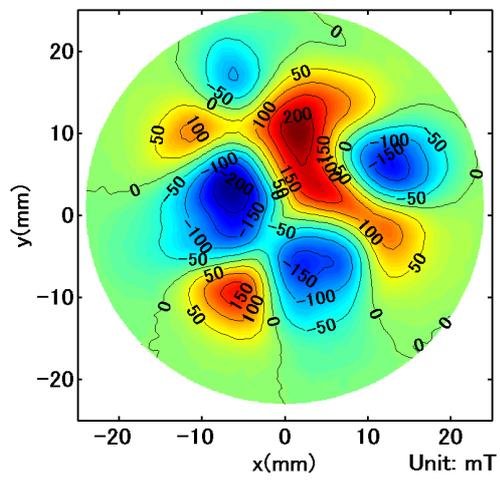


(d) No.3(2.5T)

Fig.5.11 図 5.9 のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル B)

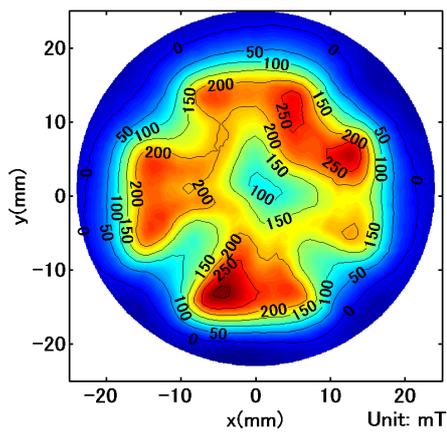


(a) No.1 と No.2(1.2T と 1.6T)

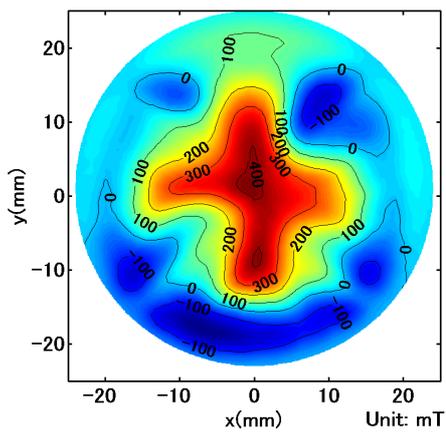


(b) No.2 と No.3(1.6T と 2.5T)

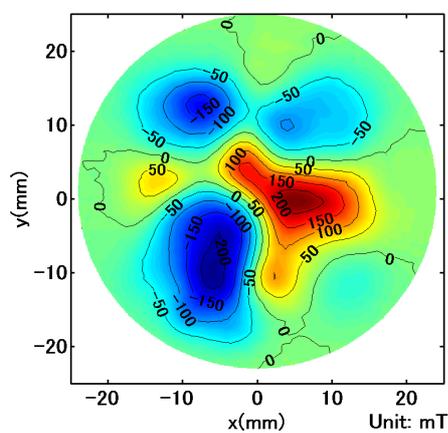
Fig.5.12 図 5.9 のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル A)



(a) No.1 と No.2(1.2T と 1.6T)



(b) No.2 と No.3(1.6T と 2T)



(c) No.3 と No.4(2T と 2.5T)

Fig.5.13 図 5.9 のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル B)

5.2.3 パルス印加磁場減少過程

前節と反対に、印加するパルス磁場を 図 5.14 のように減少させいったときの捕捉磁場分布を測定した。サンプル A, サンプル B に対して図 5.14 の実験 I のように磁場を印加していったときの捕捉磁場分布が、図 5.15 と図 5.16 である。この分布をみると、印加磁場を低下させていくに従って、高い磁場を印加したときに磁場が捕捉できていなかった、臨界電流密度が低い部分に対して、捕捉磁場が加わっていく様子がわかる。図 5.17, 図 5.18 は、印加磁場を変化させたときの捕捉磁場分布の差であるが、これをみると、臨界電流密度が低い領域に集中的に捕捉磁場が増加している様子がよくわかる。これは、臨界電流密度が高い部分では遮蔽電流が大きく、そのため弱いパルス磁場が印加されてもあまり影響を受けないが、臨界電流密度が低い領域では、弱いパルス磁場によって臨界電流密度の低下が高いパルス磁場の場合に比べて抑えられて、結果的に捕捉磁場が増えていっているためであると考えられる。

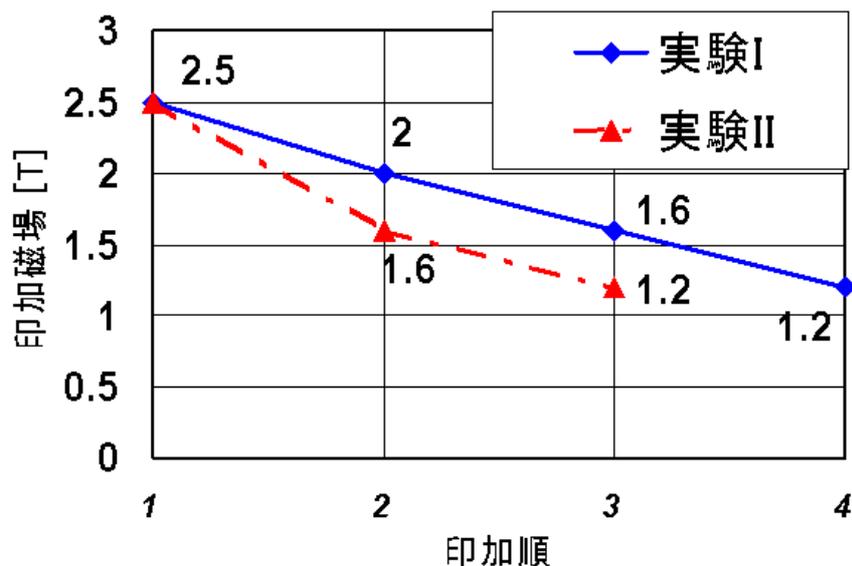
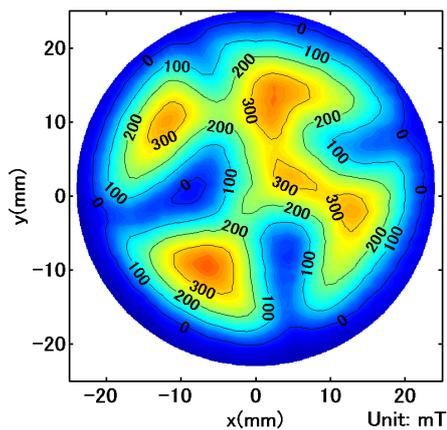
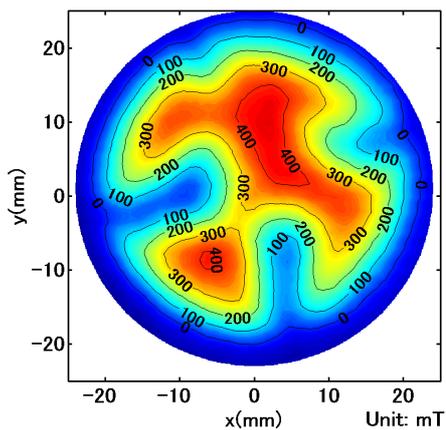


Fig.5.14 減少過程におけるパルス印加順

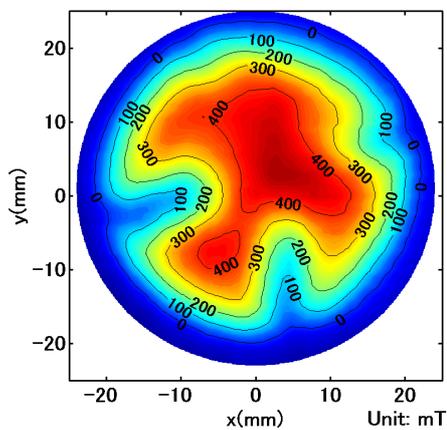
ここで、5.17(a) や 5.18(a), 5.18(c) を見ると、捕捉磁場の増加というのが、すべての臨界電流密度が低い領域で均等に起こっているのではなくて、ある特定の領域で起こっている様子がわかる。そこで、図 5.14 の実験 II のようなパルス磁場を、サンプル A に対して印加したときの捕捉磁場分布が図 5.19, そのときの捕捉磁場分布の差をとったものが図 5.20 である。5.17(a), 5.17(b) と 5.20(a) を比較すると、11 時の方向の臨界電流が低い領域では、2T を印加したときには大きく捕捉磁場が増えているのに対して、2T を印加しなかった場合には捕捉磁場がほとんど増えていない様子がわかる。また、その他の臨界電流密度が低い領域ではそれほど着磁量に影響が出ていない。この現象は、サンプル A の 11 時の方向に存在する臨界電流密度の低い領域では、2T のパルス磁場に対しては、他の臨界電流密度が低い領域と比較するした場合は、臨界電流密度が高く、そのため着磁量が増えたものと考えられる。そして、印加磁場を低くすると、今度は磁場を遮蔽してしまうため、あまり磁場が捕捉できないものと考えられる。5.18(a), 5.18(c) といったところでも、同様の現象が起こっていると考えられ、このように、パルス磁場を低下させていった場合、一律に臨界電流密度が低い領域に対して捕捉磁場が増加するわけではなく、臨界電流密度の大きさと印加されるパルス磁場の大きさに応じて、局所的に着磁量が変化していく。よって、均等に着磁量を増加させるには、ある程度の強磁場印加した後、それぞれの臨界電流密度に応じた強度のパルス磁場を重ねて印加させていく必要がある。



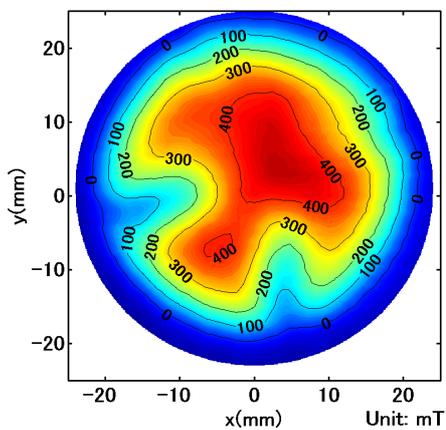
(a) No.1(2.5T)



(b) No.2(2T)

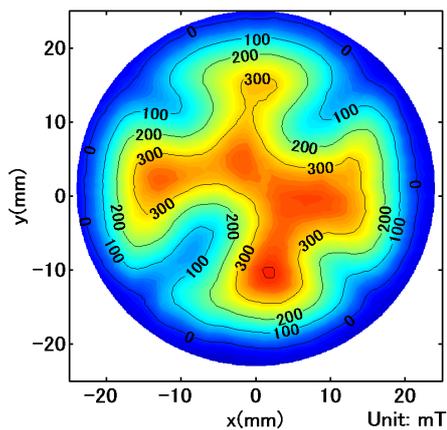


(c) No.3(1.6T)

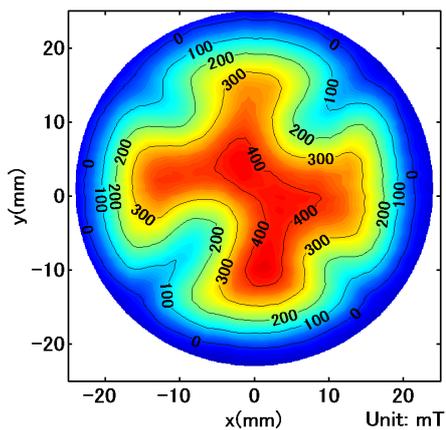


(d) No.4(1.2T)

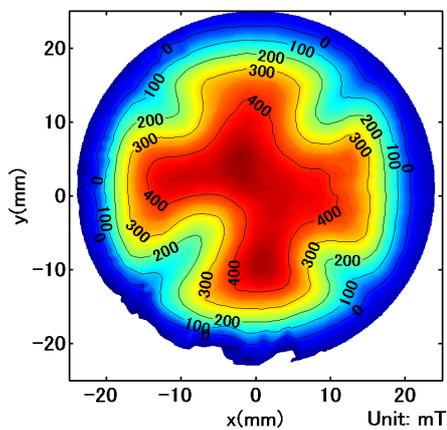
Fig.5.15 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル A)



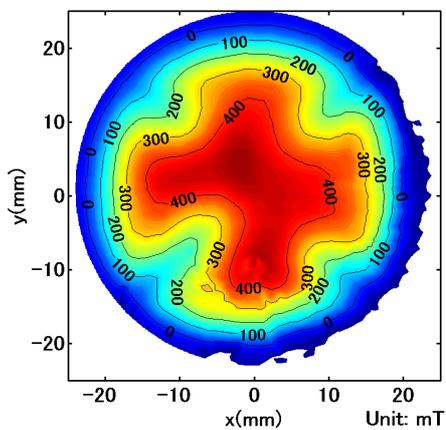
(a) No.1(2.5T)



(b) No.2(2T)

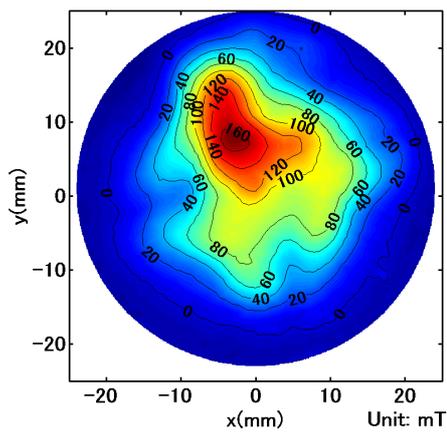


(c) No.3(1.6T)

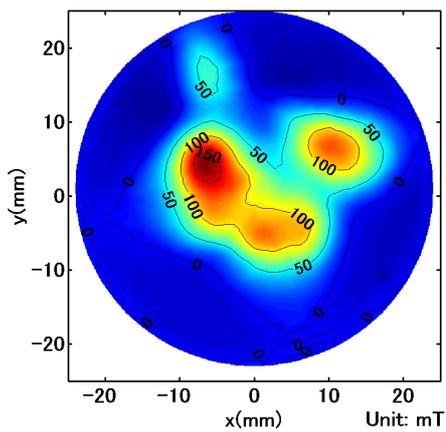


(d) No.3(1.2T)

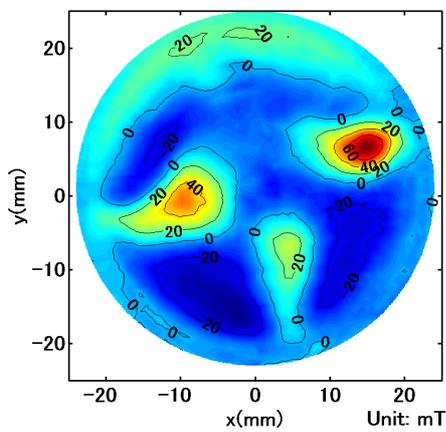
Fig.5.16 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布 (サンプル B)



(a) No.1 と No.2(2.5T と 2T)

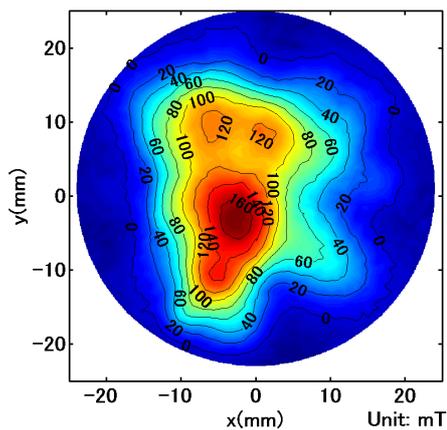


(b) No.2 と No.3(2T と 1.6T)

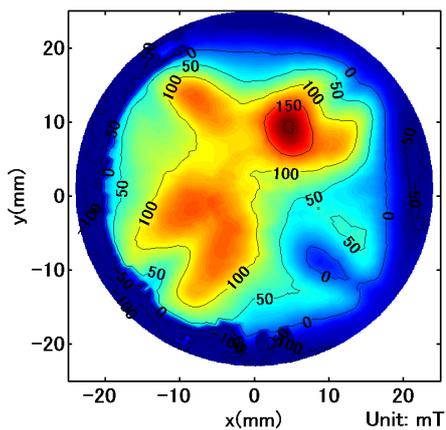


(c) No.3 と No.4(1.6T と 1.2T)

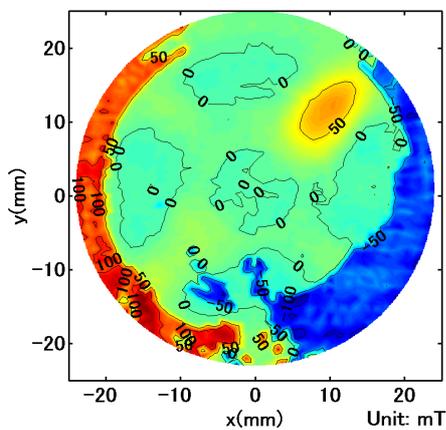
Fig.5.17 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル A)



(a) No.1 と No.2(2.5T と 2T)

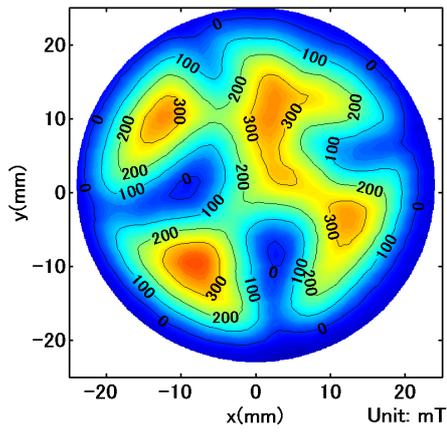


(b) No.2 と No.3(2T と 1.6T)

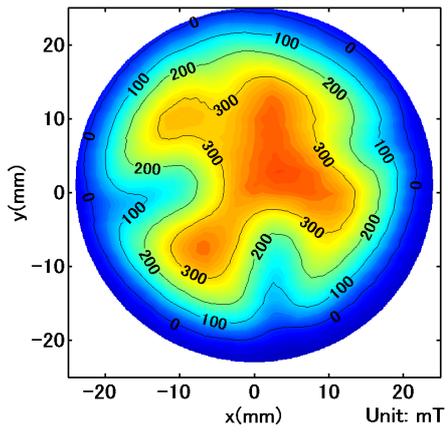


(c) No.3 と No.4(1.6T と 1.2T)

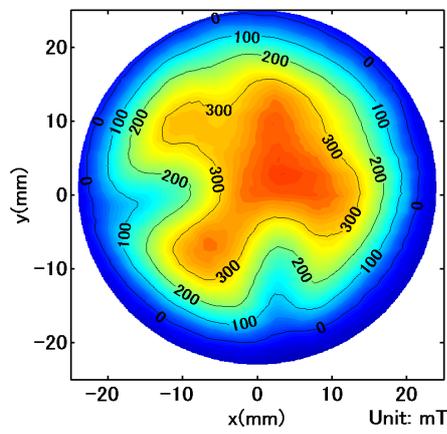
Fig.5.18 図 5.14 実験 I のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化 (サンプル B)



(a) No.1(2.5T)

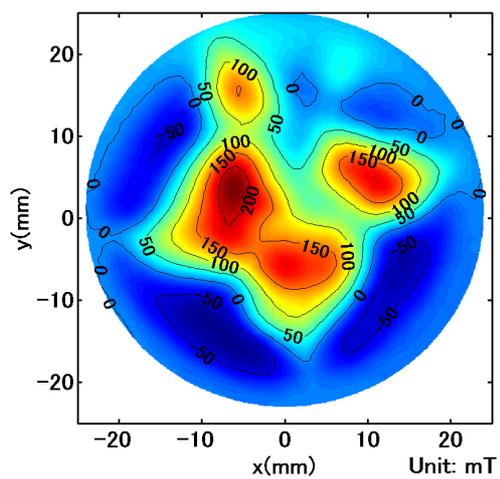


(b) No.2(1.6T)

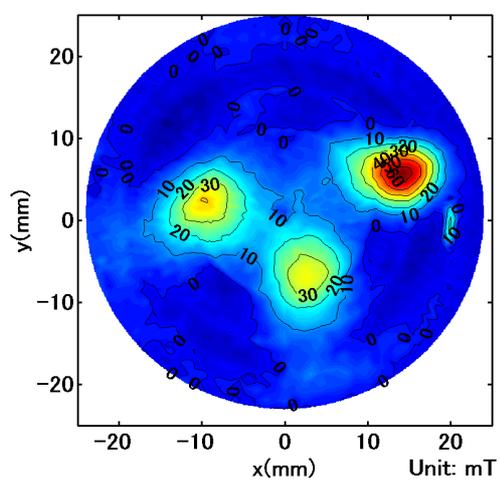


(c) No.3(1.2T)

Fig.5.19 サンプル A に対して図 5.14 実験 II のようにパルス磁場を印加させたときの捕捉磁場分布



(a) No.1 と No.2(2.5T と 1.6T)



(b) No.2 と No.3(2T と 1.6T)

Fig.5.20 サンプル A に対して図 5.14 実験 II のようにパルス磁場を変化させたときの捕捉磁場変化

5.3 パルス着磁における局所的過渡電磁現象

過渡電磁現象を測定するための 5.1.2 節の装置であるが、局所的な臨界電流密度が過渡的な磁場侵入に及ぼす影響を調べるために、サンプル A の超電導体を用い、図 5.21 のように、ピックアップコイルを配置して、実験を行った。このピックアップコイルは、サンプル A の Magnetoscan の結果に対して、図 5.21(b) のように、八時半の方向の臨界電流密度が低い領域の直線上、また、一時方向の臨界電流密度が高い領域の直線上、そして中心というように設置されている。そして、このように測定系が設置された状態において、5.22 のように、パルス磁場を印加した。

この実験結果に関して、

- (1) 弱い磁場から強い磁場を印加していった場合 (No. 1 ~ No. 5)
- (2) 強い磁場から弱い磁場を印加していった場合 (No. 6 ~ No. 9)

という二つの点から、結果の報告と考察を行う。

5.3.1 弱い磁場から強い磁場を印加していった場合

印加磁場を 1.2T から 3.2T まで増加させていったときの、パルス磁場印加中の、ピックアップコイル全 7 点における過渡的な磁場の変化を示したものが、図 5.23 から 図 5.27 である。

まず、全体的にいえることは、臨界電流密度が低い部分では高い部分に比べて、磁場の侵入量が多いことである。これは、臨界電流密度が低いため、遮蔽効果が弱く、磁場の侵入を抑えることができないため、と推定され、これまでの実験結果や数値解析の結果とあっている。

また、バルク超電導体の外側から内側に向かって、侵入磁場の立ち上がりが遅くなっていっている、最終的にピークの位置も遅れていっている。この結果より、磁場の侵入に対する粘性効果を確認することができた。

次に個々の印加磁場についてみる。図 5.23 と 図 5.24 や図 5.25 を見比べると、中心付近の侵入磁場は、粘性抵抗により立ち上がりが遅いが、臨界電流密度が高い部分で最も内側の点である H1 における磁場を抜いている様子が見られる。そして、さらに図 5.26 になると、H2 も抜かれており、また、H1 においてはそのピークが中心よりも遅れている。これは、中心付近においては臨界電流密度が低い領域から侵入磁場が先に入ってきて、そ

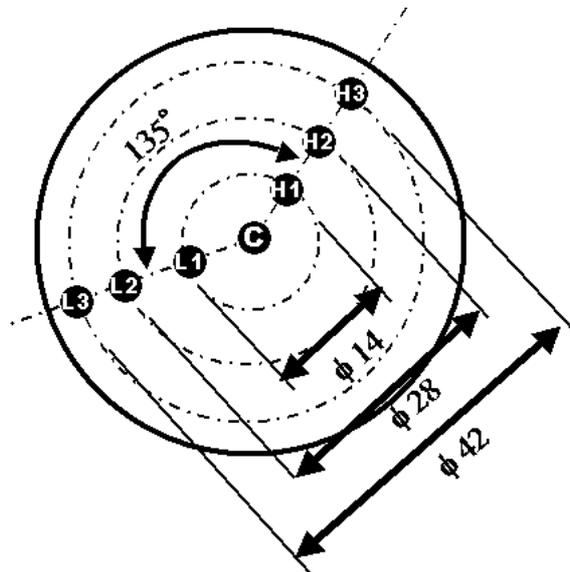
の後、その磁場が臨界電流密度が高い領域へと流れていっているものと考えられる。このようなことから、磁場の進入は臨界電流密度によって、侵入スピードや経路が非常に影響を受けるということがわかった。

今度は、数値解析の結果と比較するために、径方向に対する磁場侵入の様子を、時系列で並べた。その図が、図 5.28 から、図 5.32 までであり、これらの図においては、中心が $r = 0$ にあり、 $r > 0$ の領域が、臨界電流密度が低い領域である $L1, L2, L3$ を結んだもの、 $r < 0$ の領域が、臨界電流密度が高い $H1, H2, H3$ を結んだものとなっている。

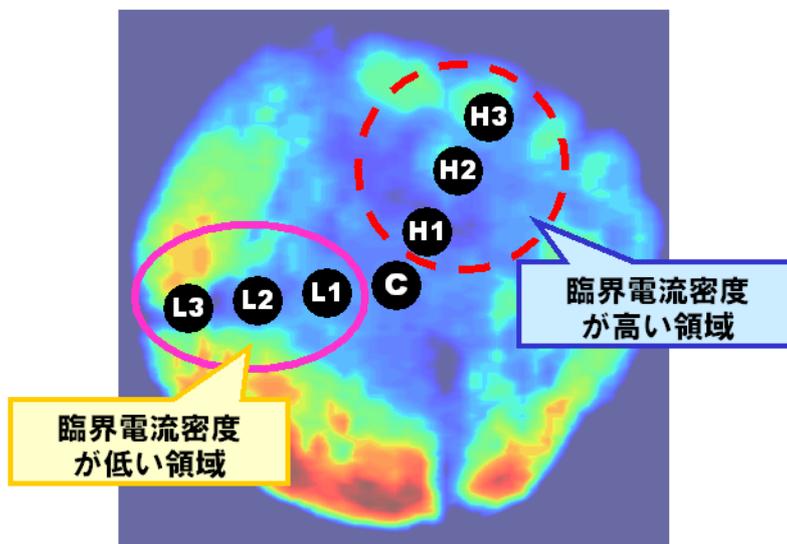
図 5.28 から、図 5.30 までの、印加磁場が 2T 以下の場合、 r が正、すなわち臨界電流密度が低い部分では、その磁場の侵入の様子が、数値解析結果における 2.5T の磁場印加時である図 4.3(b) のようになっているのに対して、 r が負で臨界電流密度が高い部分では、数値解析結果の 1.5T のパルス磁場印加時の図 4.3(a) のようになっていることがわかる。これらより、2T までの印加磁場においては、磁場の侵入に関しては印加磁場の強さと臨界電流密度の大きさとの比で決まってくるものと考えられる。

一方、図 5.31 や図 5.32 の 2.5T や 3.2T といった強い磁場を印加した場合さきほども述べたように、臨界電流密度が高い部分では中心部よりも磁場の侵入が遅れて、さらに小さくなる部分がある。しかし、このような現象の場合、軸対称モデルではあらかずすることができないため、数値解析の結果と比べることは難しく、今後は三次元的に解析する必要がある。また、このように印加磁場が大きくなってくると、遮蔽効果を打ち破り、超電導体の中まで、完全に磁場が侵入してしまっている様子がよくわかる。

そこで、遮蔽磁場、そして臨界電流密度の変化をみるために、数値解析時と同様に印加磁場から侵入磁場を引いて遮蔽磁場を求めたものが、図 5.33 から 図 5.37 である。印加磁場が 1.2T や 1.6T と弱い、図 5.33 や 図 5.34 では、臨界電流密度が高い部分では外側の部分で十分に外部磁場を遮蔽している。また、臨界電流密度が低い部分でも全体に渡って遮蔽効果が起こっているが、外部磁場が増加していてもその遮蔽効果の大きさを示す傾きがあまり変化しておらず、温度による臨界電流密度の低下が、あまりおきていないものと考えられる。しかし、印加磁場が 2T や 2.5T そして 3.2T と大きくなっていった図 5.35、図 5.36、図 5.37 となると、最初は臨界電流密度が低い部分から、そして最終的には全体に渡り、遮蔽磁場の傾きが小さくなっていく様子が見られる。これは、パルス印加時の温度上昇による臨界電流密度の低下というものを、非常によく表している、と考えられる。



(a) 実際の配置



(b) Magnetoscan の結果上の配置

Fig.5.21 測定用ピックアップコイルの配置

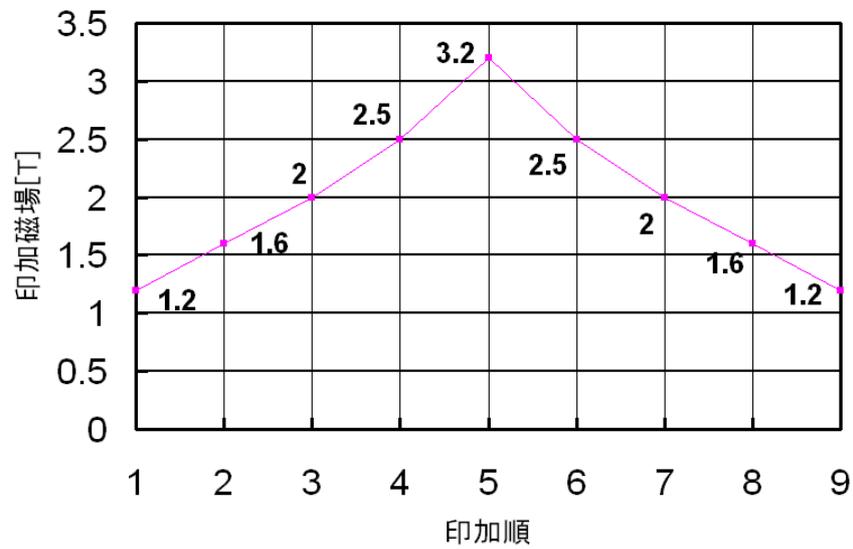


Fig.5.22 過渡磁場測定時におけるパルス印加順

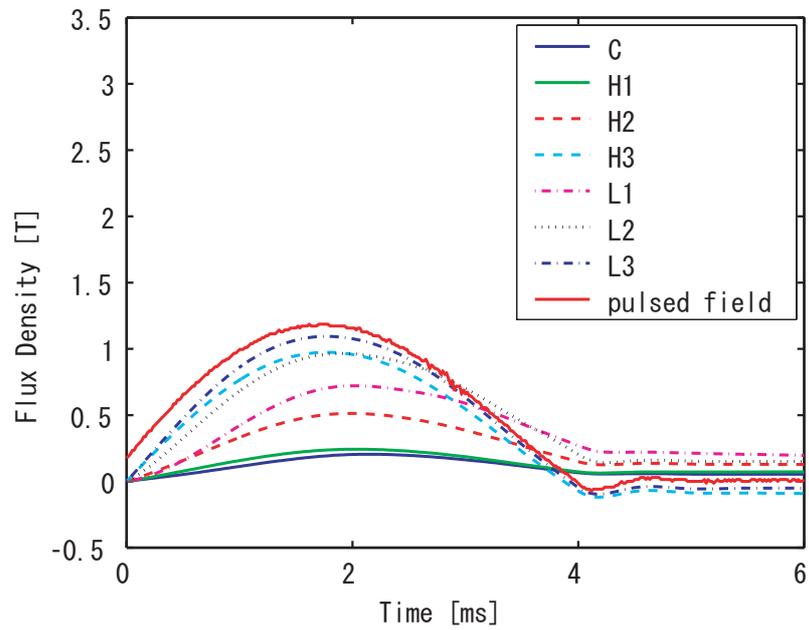


Fig.5.23 No. 1(1.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

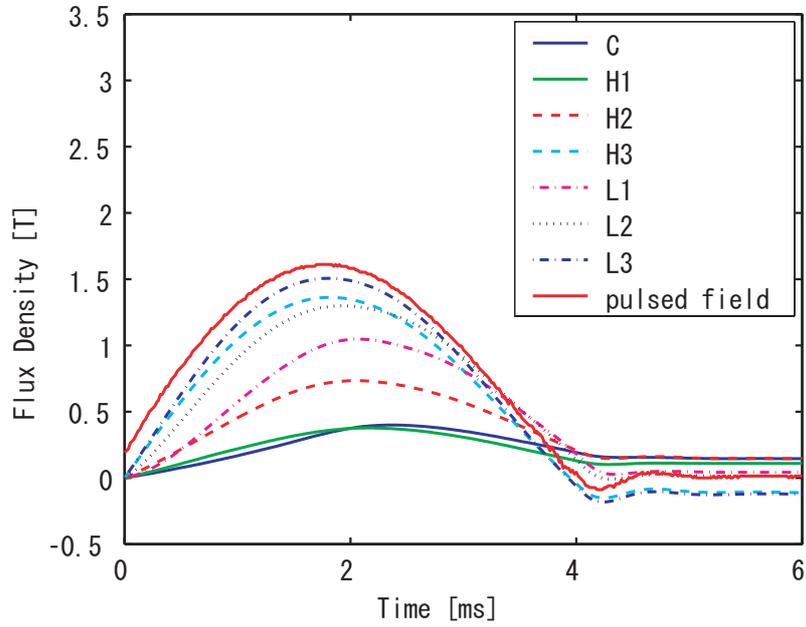


Fig.5.24 No. 2(1.6T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

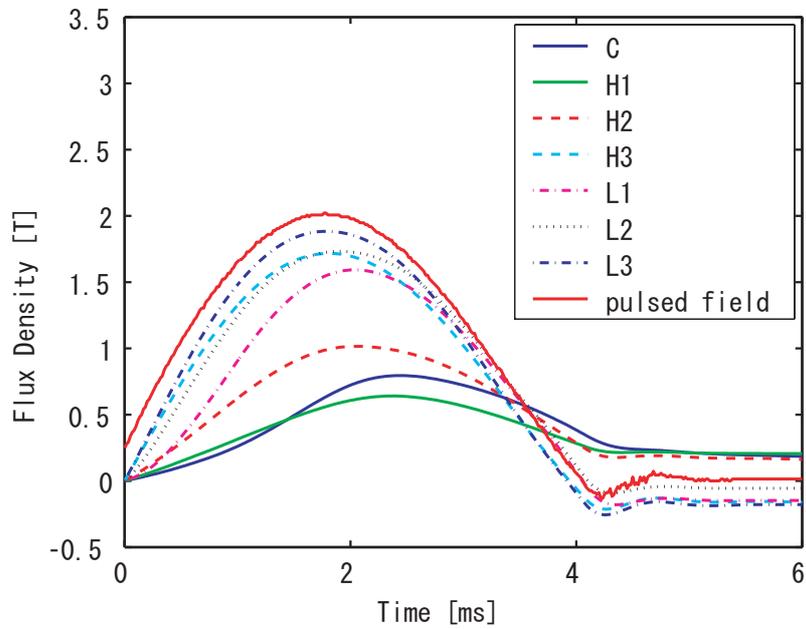


Fig.5.25 No. 3(2.0T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

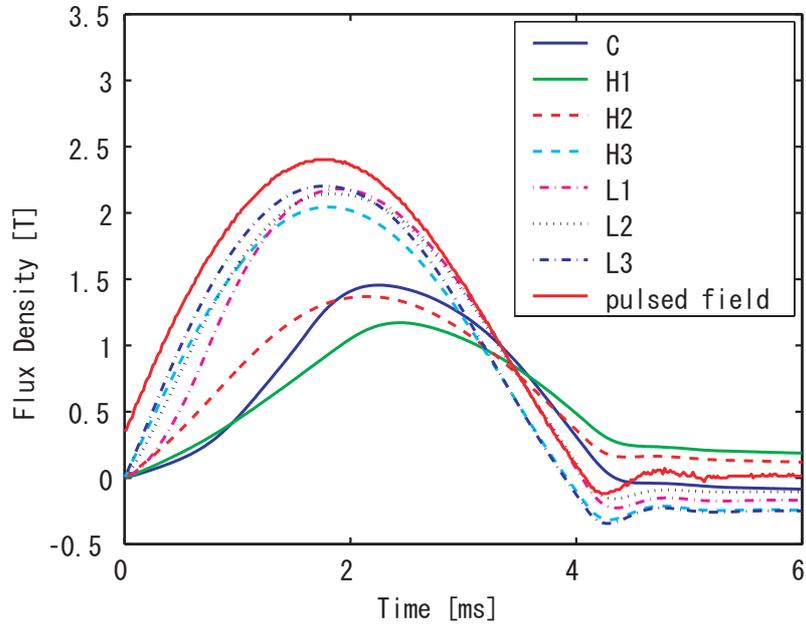


Fig.5.26 No. 4(2.5T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

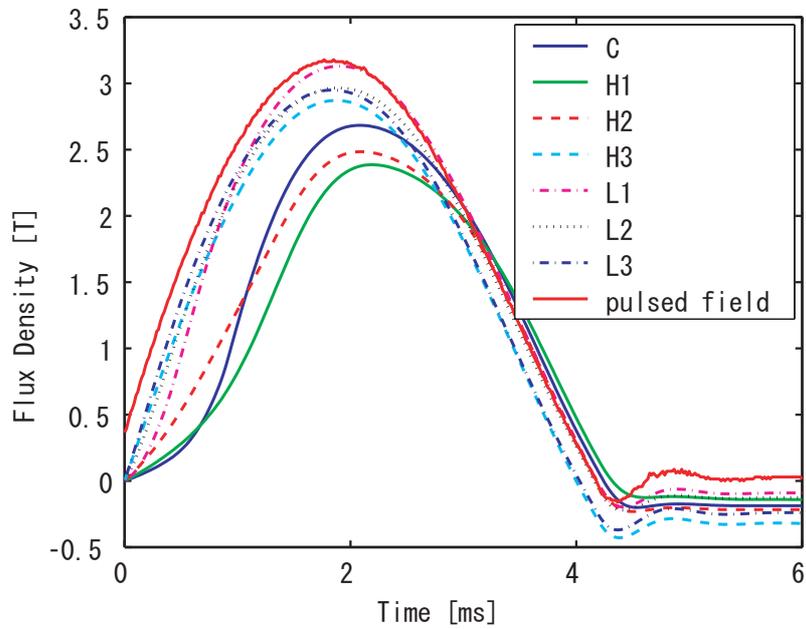


Fig.5.27 No. 5(3.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

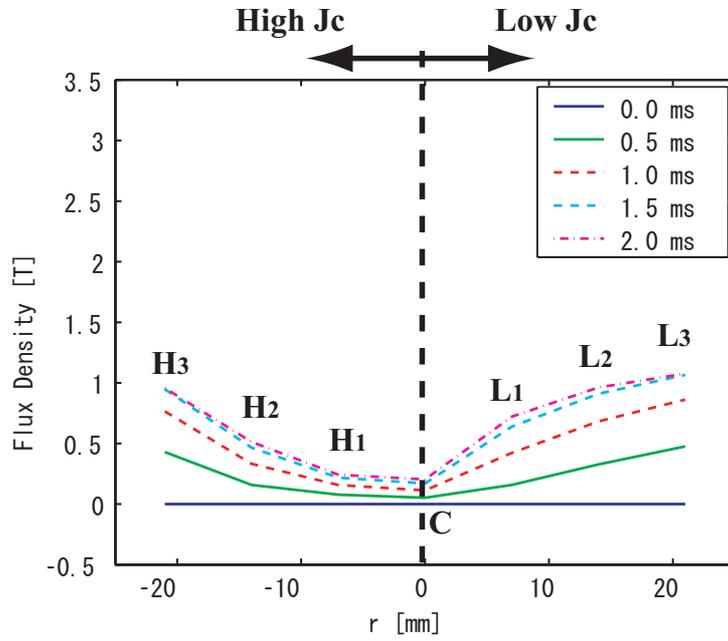


Fig.5.28 No. 1(1.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

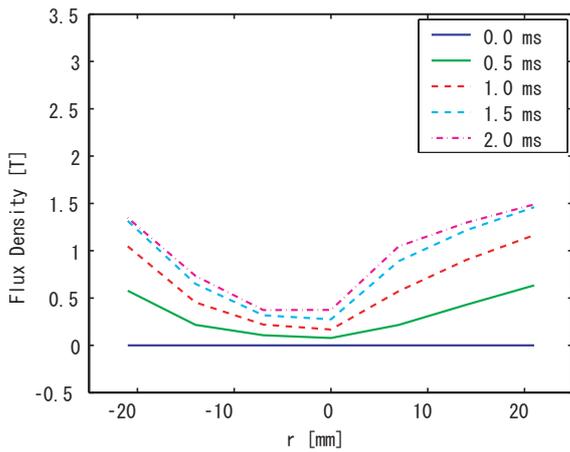


Fig.5.29 No. 2(1.6T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

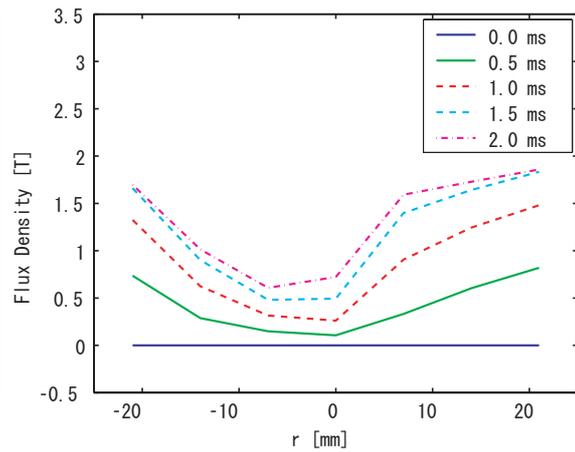


Fig.5.30 No. 3(2.0T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

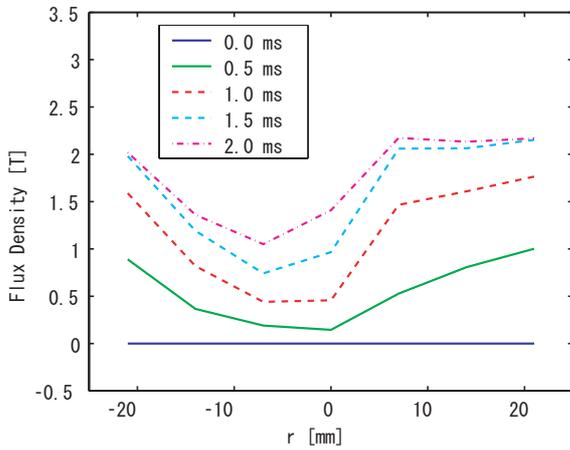


Fig.5.31 No. 4(2.5T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

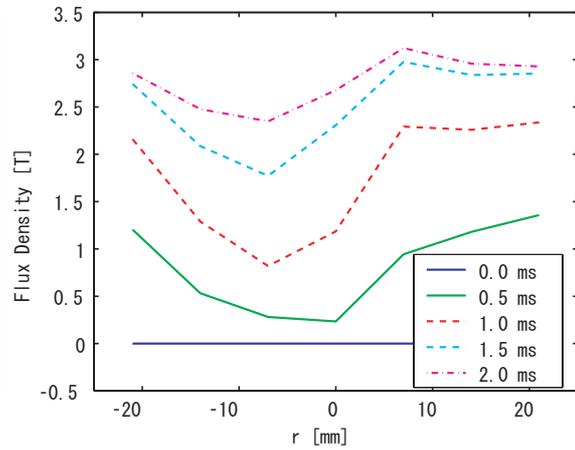


Fig.5.32 No. 5(3.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

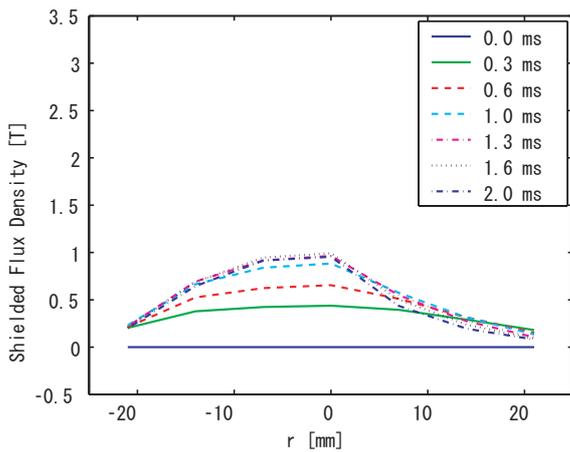


Fig.5.33 No. 1(1.2T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化

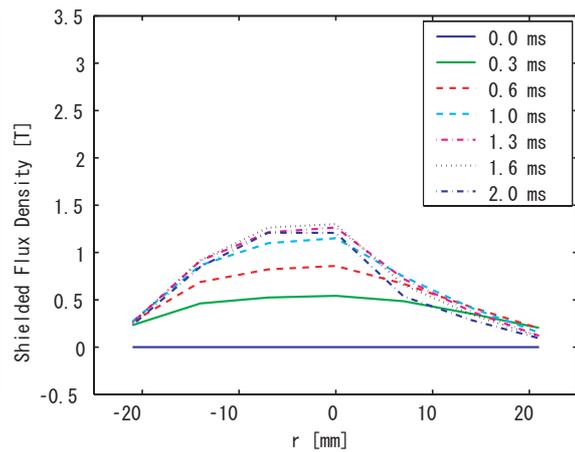


Fig.5.34 No. 2(1.6T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化

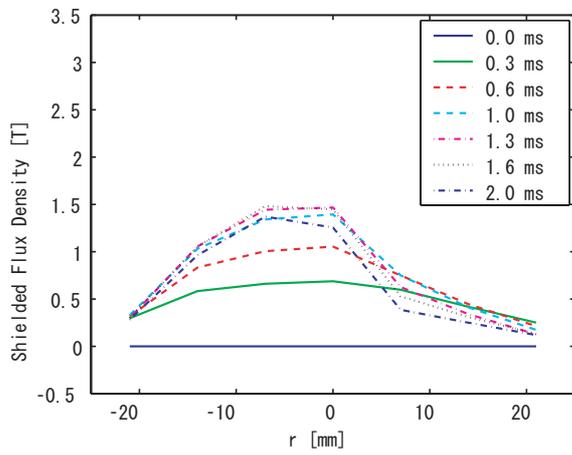


Fig.5.35 No. 3(2.0T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化

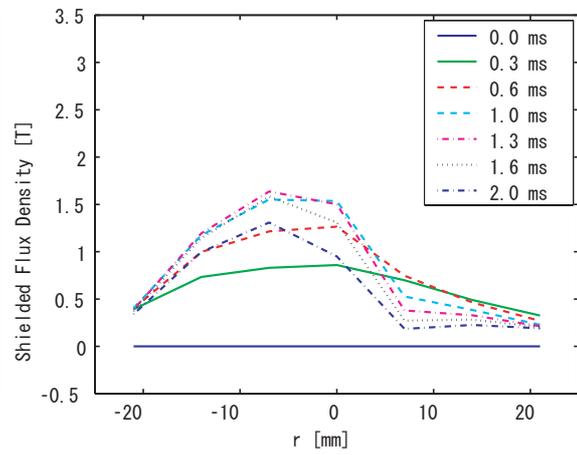


Fig.5.36 No. 4(2.5T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化

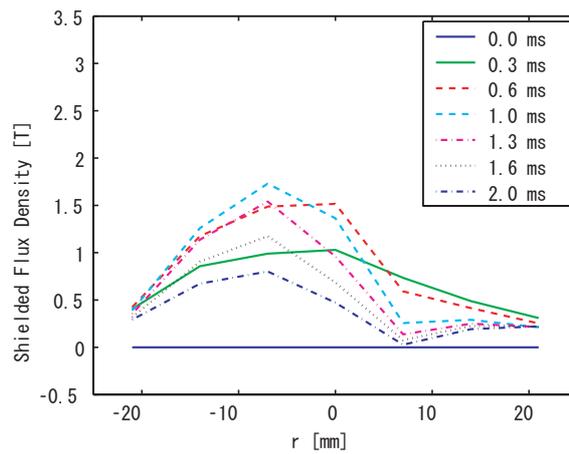


Fig.5.37 No. 5(3.2T) パルスを印加したときの遮蔽磁場変化

5.3.2 強い磁場から弱い磁場を印加していった場合

前節とは逆に 3.2T を印加した状態から 1.2T まで 印加磁場を減少させていった時の測定点における過渡的な磁場の変化を示したものが、図 5.38 から 図 5.41 である。このとき、前節の結果である図 5.23 から 図 5.27 における磁場変化と比べても、同じパルス磁場を印加した場合、大きな変化を見ることはできない。

そこで、前節と同様に径方向の磁場変化を時系列で、図 5.42 から 図 5.45 のように整理して見てみると、図 5.28 から 図 5.31 までと比較して、若干磁場の捕捉によって臨界電流密度が低下するため、磁場の侵入が若干大きくなっているが、同じパルス磁場を印加した場合、その侵入磁場に大きな変化が見られないことがわかる。よって、パルス磁場印加時におけるバルク超電導体への磁場の侵入は、もともと捕捉されている磁場の量に関係なく、外部から印加されたパルス磁場の大きさの影響が支配的であることを表していると考えられる。

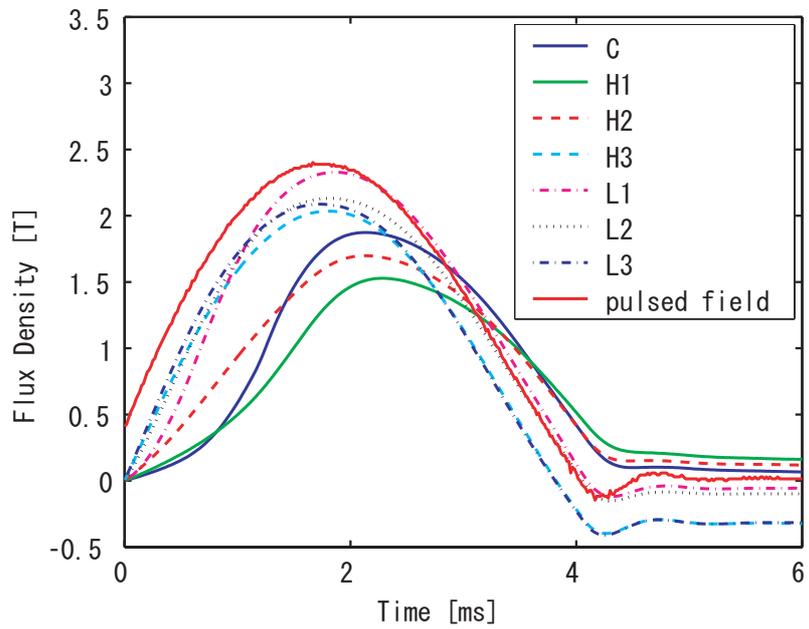


Fig.5.38 No. 6(2.5T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

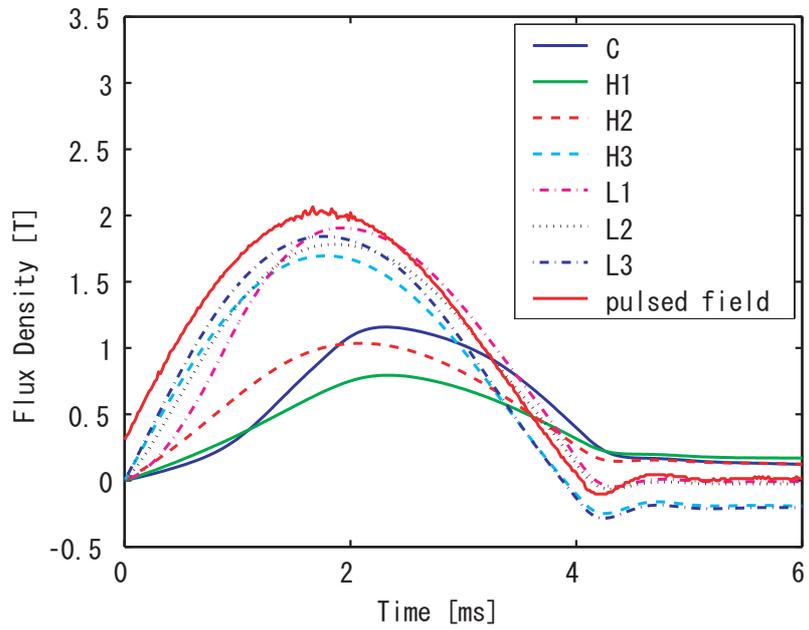


Fig.5.39 No. 7(2.0T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

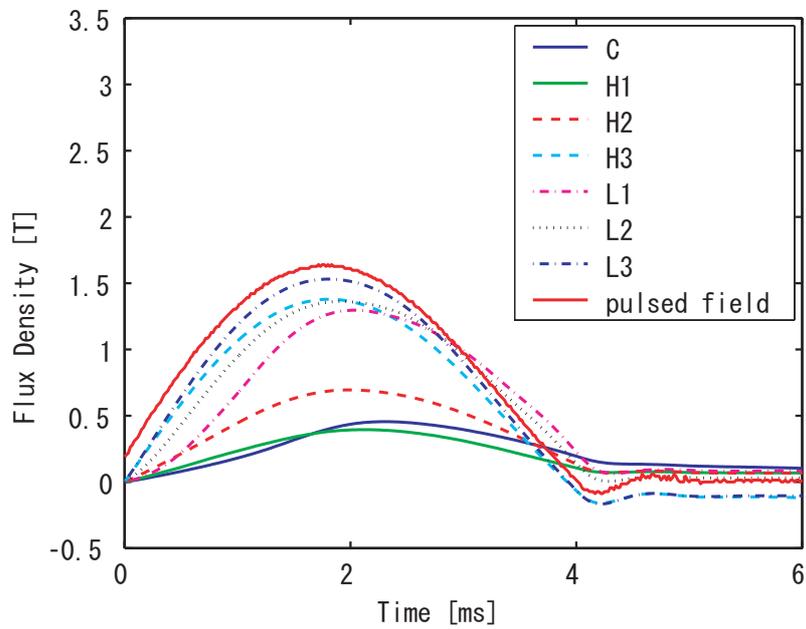


Fig.5.40 No. 8(1.6T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

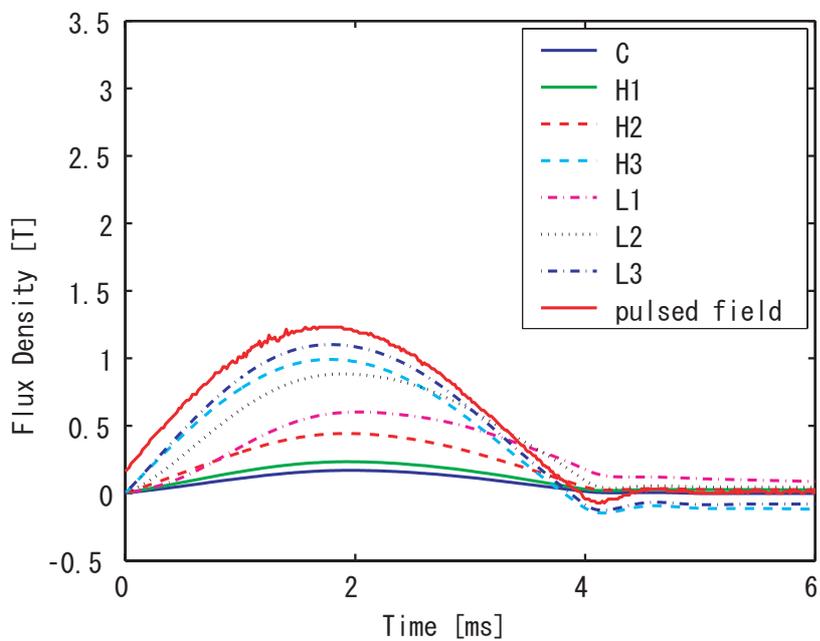


Fig.5.41 No. 9(1.2T) パルスを印加したときの過渡磁場測定結果

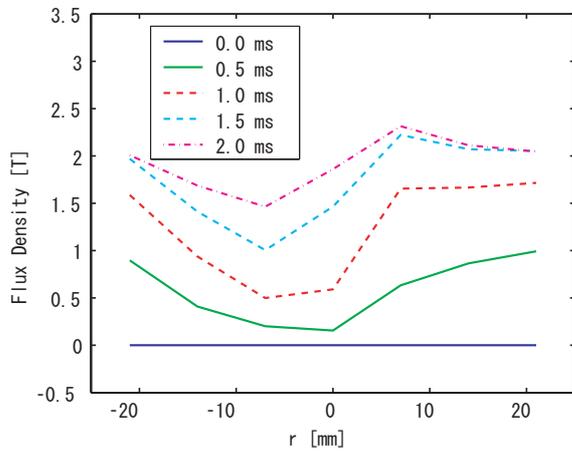


Fig.5.42 No. 6(2.5T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

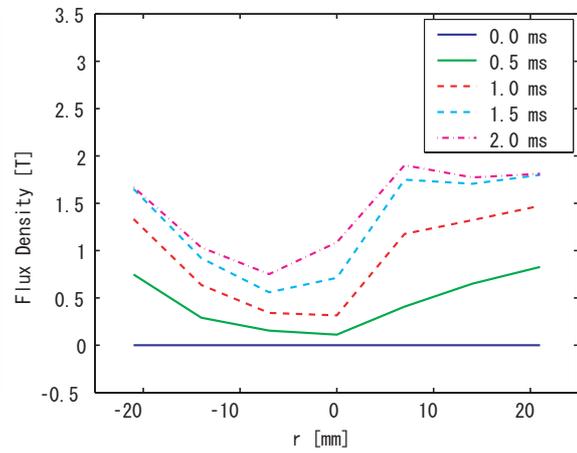


Fig.5.43 No. 7(2.0T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

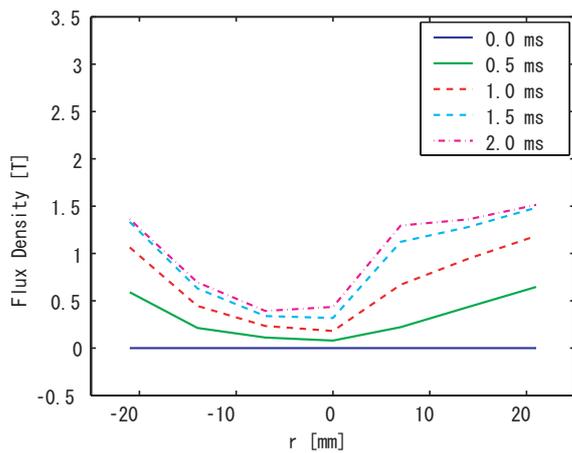


Fig.5.44 No. 8(1.6T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

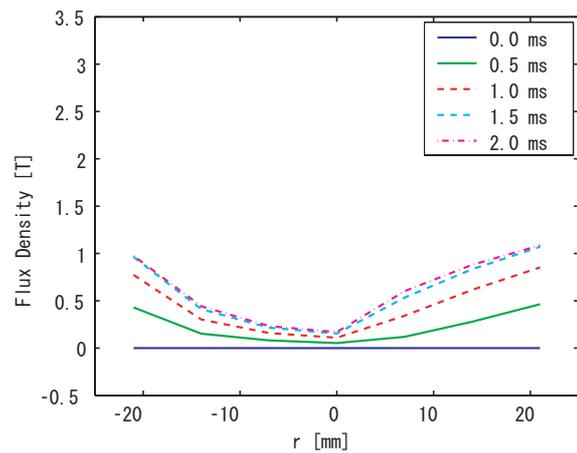


Fig.5.45 No. 9(1.2T) パルスを印加したときの径方向の過渡磁場変化

5.4 パルス着磁における磁場侵入と捕捉磁場特性に関する考察

本節では、これまでのパルス着磁における捕捉磁場分布測定実験、および過渡磁場測定実験、そして数値解析の結果より、パルス着磁における磁場侵入と捕捉磁場特性に関して、特に臨界電流密度という観点から考察とまとめを行う。

5.4.1 パルス着磁における磁場侵入

パルス着磁における磁場侵入は、臨界電流密度によって非常に影響を受け、図 5.46 のようになっているものと考えられる。

過渡磁場測定結果からも示されているように、臨界電流密度が低い部分では遮蔽効果が低いため、臨界電流密度が高い部分に比べて、大きな磁場が侵入する。磁場の侵入が大きくなると、その部分ではジュール発熱が生じ、その結果温度が上昇する。温度が上昇すると、臨界電流密度が低下するため、遮蔽効果が低下する。すると、磁場の侵入がさらに大きくなる、といったサイクルを繰り返すため、臨界電流密度が低い部分では、高い部分に比べて非常に大きな磁場が侵入と考えられる。

また、そのとき印加する磁場が大きくなると、臨界電流密度が低い部分からの中心付近へ先に磁場が届いてしまい、その磁場が臨界電流密度が高い部分へ流入するということも、過渡磁場測定より確認できた。このように、臨界電流密度分布の影響というのが、パルス磁場の侵入に対して非常に大きく影響を及ぼし、その侵入経路には非常に複雑なものになる、ということがわかった。

5.4.2 パルス着磁による捕捉磁場特性

パルス着磁における捕捉磁場特性については、次のようなことが考察される。

まず、パルス印加磁場が強い場合は、バルク超電導体内での温度上昇が大きく、臨界電流密度が低下してしまう。そのため、パルス磁場がある程度大きくなってしまえば、パルス磁場が増加すればするほど、全体的な捕捉磁場が減少してしまう。また、臨界電流密度が低い部分では、磁場侵入における図 5.46 のサイクルが助長されてしまうため、より臨界電流密度が低下してしまうため、結果的にその捕捉磁場分布というのは、臨界電流密度分布に大きく依存したものとなる、と考えられる。

次に、捕捉磁場分布測定より、印加磁場を低下させていくことで、臨界電流密度が低い部分に捕捉磁場を増やすことができることがわかった。しかし、過渡磁場測定の結果をみると、その結果は印加磁場を大きくしていった場合と、磁場の侵入の仕方が変わらなかった。そこで、サンプル B において印加磁場を増大させて行く過程において、1.6T を印加した後の捕捉磁場分布である 図 5.11(b) と、印加磁場を減少させていったときの同じ 1.6T を印加した後の捕捉磁場分布である 図 5.16(c) の、捕捉磁場の差を見たものが 図 5.47 である。これを見ると、実際に捕捉磁場が変化している部分が中心のみであり、外側では磁場の変化があまりないことがわかる。この中心部分は 1.6T という印加磁場では磁場が届かない部分であり、逆に考えると、印加磁場が届く範囲では、その捕捉磁場分布というのはかわっていないということである。

よって、印加磁場を低下させていくことで、臨界電流密度が低い部分で捕捉磁場が増加するように見える仕組みというのは、図 5.48 ように考えられる。まず、ある程度強いパルス磁場で中心部まで着磁を行う。しかし、このとき臨界電流密度が低い部分では、温度上昇が大きいので磁場が捕捉されない。次に弱い磁場を印加すると、中心付近まで磁場が到達しないので、磁場が届かない部分では、すでに捕捉された磁場に関しては影響を受けない。そして、磁場が届く部分では、その印加磁場による捕捉磁場分布になるが、印加磁場が弱いので温度上昇が小さく、臨界電流密度が低い部分にも磁場が捕捉される。結果的な捕捉磁場というのは、それらが合成されたようなものになるのだが、この捕捉磁場分布をみると、臨界電流密度が低い部分に捕捉磁場が増加しているように見えるのである。

また、捕捉磁場分布が増加する部分が印加磁場によって違うという事に関しては次のように考えられる。たとえばサンプル A に対して 1.6T を印加した図 5.10(b) のように、左上の臨界電流密度が低い部分では他の同様の部分に比べて捕捉磁場の低下が起こっていないという場合、この部分は 1.2T という磁場に対しては相対的に臨界電流密度が高いという事をあらわしている、と考えられる。これらより、捕捉磁場の増加は臨界電流密度の大きさと印加磁場の大きさとの相対的な関係で決まってくる、ということがわかる。よって、全体的に捕捉磁場を増加させるためには、その部分部分の臨界電流密度に応じたパルス磁場を、大きな磁場を印加後に重ねて印加する必要がある、ということがわかった。

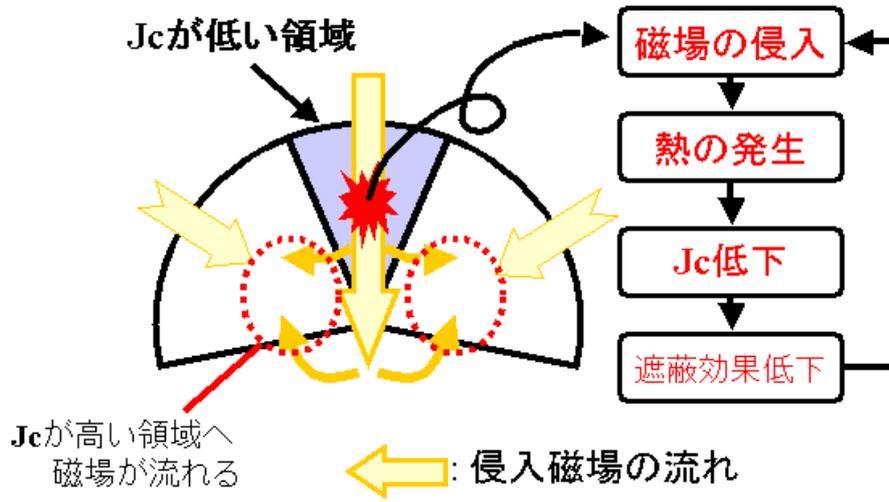


Fig.5.46 パルス磁場を印加したときの磁場侵入

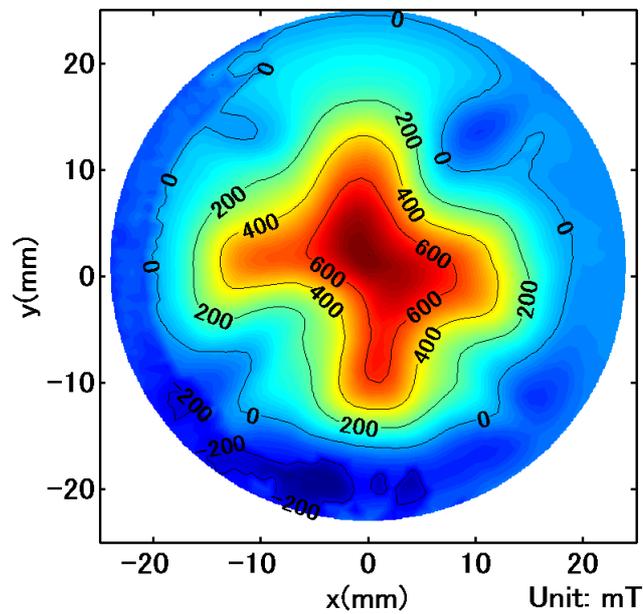


Fig.5.47 図 5.11(b) と図 5.16(c) の捕捉磁場の差

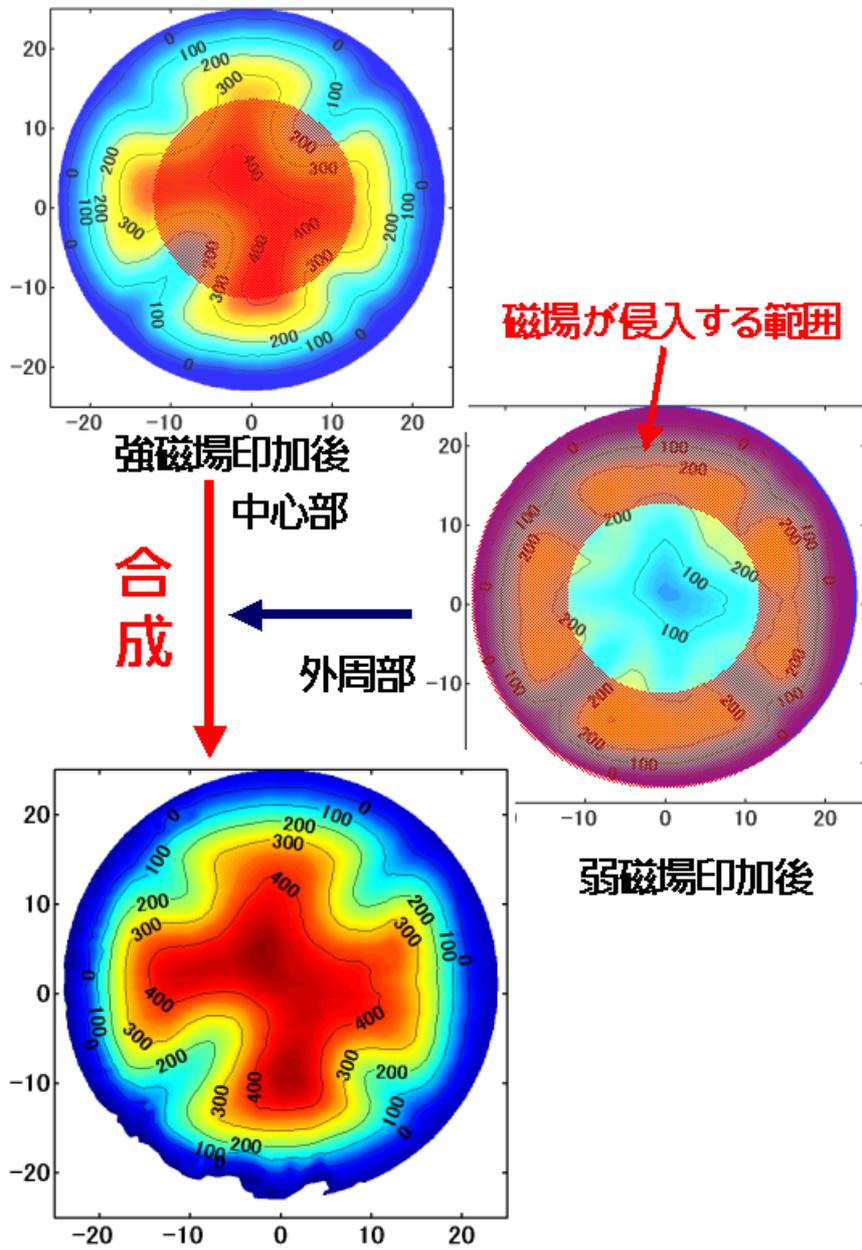


Fig.5.48 臨界電流密度が低い部分における捕捉磁場増加の仕組み

第6章

結論

本章では、結論と今後の課題を示す。

6.1 結論

本研究では、バルク超電導体を応用していくために欠かせない着磁技術であるパルス着磁に関して、実験および数値解析を行い、その過渡電磁特性や捕捉磁場特性に関して考察を行った。

まず、バルク超電導体のパルス着磁において重要なパラメータとなる臨界電流密度分布の測定を、非破壊かつ非接触な手法である Magnetoscan 法を用いて行った。Magnetoscan 法は容易に行うことができる測定法であるが、その結果は磁場中冷却法を応用した方法で見ることができたバルク超電導体外側における臨界電流密度分布も非常によく再現しており、パルス着磁に用いるバルク超電導体サンプルの臨界電流密度分布を知ることができた。

このサンプルを用いて、パルス着磁にて捕捉磁場分布測定と過渡電磁特性測定を行った。その結果、次のような考察を得た。

- (1) 強すぎるパルス磁場を印加した場合、バルク超電導体全体で熱の発生により臨界電流密度が低下し、結果的に捕捉磁場が低下する。
- (2) パルス着磁における侵入磁場は、それまでの状態にはあまり影響を受けず、外部からの印加磁場の大きさとその変化量に非常に影響を受ける。
- (3) 適度なパルス磁場を印加した場合、臨界電流密度が高い部分では、磁気遮蔽効果が十分に働くため磁場の侵入が抑えられ、その結果熱の発生も抑えられるために臨界電流密度が低下せず、磁場がよく捕捉される。
- (4) 一方、臨界電流密度が低い領域では、反対に磁場が遮蔽できず侵入してしまうため、熱が発生し臨界電流密度が大きく低下する。すると、さらに磁気遮蔽効果が低下する、という悪循環に陥り、最終的に磁場の捕捉量が大幅に減少してしまう。
- (5) 臨界電流密度が低い部分に着磁をする場合、大きなパルス磁場を印加した後に、低いパルス磁場を印加するという方法が有効である。しかし、臨界電流密度の強弱によって着磁できるパルス磁場の大きさが違うため、それぞれの領域の臨界電流密度に合わせたパルス磁場を重ねて印加していくことが必要となる。

6.2 今後の課題

Magnetoscan 法によるバルク超電導体の臨界電流密度分布測定は非常に有用な方法であるが、現状ではその強弱は測定できても、臨界電流密度そのものの絶対値を知ることはできない。そこで、今後この手法をよりよいものにしていくためには、解析等を行ったり、四端子法等による測定結果と合わせたりしていく必要がある。

そして、パルス着磁においてはその過渡現象や、捕捉磁場特性には、臨界電流密度や熱、印加磁場など非常に多くのパラメータがからんでおり、その特性は非常に複雑なものとなっている。そのため、今後の実験としては臨界電流密度がなるべく一定で、パラメータを少しでも減らしたもののパルス着磁を行い、そのパルス着磁特性について検討する必要がある。

また、それにしても実験のみで熱の発生や磁場の動きを見ることは非常に難しく、それと同時に今後においては様々な形のバルク超電導体を応用していく可能性があり、当然パルス着磁の技術ももっと必要になってくるであろう。そのような要求からも、三次元によるパルス着磁の数値解析というのは、実験では知ることが難しい材料特性や熱の影響を知ることができ、そしてそれを応用していくためのツールとして必要になってくるであろう、と考えられる。

参考文献

- [1] J.Badnorz and K.Muller, Z. Phys., B64 (1986) p.189
- [2] M.Wu, J. Ashburn, C. Thorng, P. Hor, R Meng, L. Gao, Z. Juang, Y. Wang and C. Chu, Phys. Rev. Lett., 58 (1987) p.90
- [3] 東芝メディカル株式会社: <http://www.toshiba-medical.co.jp/>
- [4] 財団法人 鉄道総合技術研究所: <http://www.rtri.or.jp/>
- [5] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani and J. Akimitsu, Nature, 410 (2001) p.63
- [6] M. Okano, T. Iwamoto, S. Fuchino and N. Tamada: Physica C, 386 (2003) p.500
- [7] 東京海洋大学 和泉研究室: <http://www.ipc.e.kaiyodai.ac.jp/izumi/>
- [8] 坪井 雄一, 東京大学学位請求論文 (2004)
- [9] H. Hayashi, N. Nagabuchi, N. Saho, T. Mizumori and K. Asano, Physica C, 412-414 (2004) p.766
- [10] H. Ikuta, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka and U. Mizutani, Physica C, 357-360 (2001) p.837
- [11] H. Ohsaki, T. Shimosaki and N. Nozawa, Supercond. Sci. Technol., 15 (2002) p.754
- [12] 宮 健三, 吉田 義勝, 日本 AEM 学会 : 電磁力応用シリーズ 5 「超電導の数理と応用」, 養賢堂 (1997)
- [13] 松下 照男 : 磁束ピンニングと電磁現象, 産業図書 (1994)
- [14] M. Eisterer, S. Haindl, T. Wojck and H. Weber, Supercond. Sci. Technol., 16 (2003) p.1282
- [15] C. Bean, Rev. Mod. Phys., 36 (1964) p.31
- [16] Y. Mawatari, H. Yamasaki and Y.Nakagawa, Appl. Phys. Lett., 83 (2003) p.3972
- [17] Theva GmbH: <http://www.theva.com/>

- [18] 中田 高義, 高橋 則雄 : 電気工学の有限要素法, 森北出版社 (1992)
- [19] 矢川 元基 : 流れと熱伝導の有限要素法入門, 培風館 (1983)
- [20] M. Tsuchimoto and K. Morikawa, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, 9 (1999) p.66
- [21] H. Fujishiro, M. Ikebe, T. Naito, K. Noto, S. Kobayashi and S. Yoshikawa, Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994) p.4965
- [22] T. Ohnishi, K. Sasaki and R. Akimoto, Cryogenics, 41 (2001) p.239
- [23] 一木 洋太, 東京大学卒業論文 (2002)

謝辞

本論文を作成するにあたり、数々のご指導、ご助言を賜りましたことを、この場を借りて深く感謝し、心より御礼申し上げます。

指導教官でありました大崎博之教授には、大学院入学時には超電導どころか電気工学に関して全く無知であった私を、正しい方向へと導いていただき、研究のみならず多岐にわたりご指導していただいたことを、心から感謝いたします。

昨年度まで研究室にいらした田村穰助手には、研究室環境の整備や生活面において大変にお世話になりました。現在、そのありがたさを大変に痛感しております。

また、柏工作室の斉藤氏には、実験装置の作成に際して、私の出す無理難題にも的確にアドバイスをくださり、大変にお世話になりました。

大崎研究室の金載浩助手、馬場旬平助手、研究生の Morice Nibelle 君、博士課程の杜さん、白石さん、修士課程の阪東君、上田君、卒論生の大平君、河本君には、研究室における生活や研究面で大きく支えていただきました。ありがとうございました。

昨年度博士課程を卒業された坪井さん、そして本研究の前任者である博士課程の一木さんには、研究の面で大変に多くの助言をいただいたり相談にのっていただきました。また、普段の生活においても、非常に楽しいお話をたくさんしていただき、心から感謝しております。

そして、唯一の同級生である河本泰典君。君のいつも明るく、そしてネタを提供してくれるサービス精神のおかげで、私の大学院生活は非常に大変に楽しく、有意義なものとなりました。本当にありがとう。

家族には無理を言って大学院に進学させていただき、そしてサポートしていただいたことを、大変に感謝しております。

最後に、大崎先生ならびに研究室の皆様のみずみずの発展を祈願しつつ、感謝の言葉とさせていただきます。

平成 17 年 2 月 14 日

発表文献

- [1] 藤山敬太, 大崎博之, 「バルク超電導体の電磁界数値解析への並列計算アルゴリズムの適用」, 2003 年度冬季低温工学・超電導学会, 2E-p31
- [2] 藤山敬太, 大崎博之, 「並列計算アルゴリズムによるバルク超電導体のパルス着磁特性解析」, 超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会, ASC-04-24, LD-04-24 (2004)
- [3] 白石良佑, 藤山敬太, 大崎博之, 「YBCO バルク超電導体のパルス着磁における過渡電磁現象」, 2004 年度春季低温工学・超電導学会, 2E-p30
- [4] 白石良佑, 藤山敬太, アリフ ラフマン, 大崎博之, 「バルク超電導体のパルス着磁における過渡電磁特性」, 第 16 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, C242 (2004)
- [5] R. Shiraishi, K. Fujiyama, H. Ohsaki: Macroscopic Magnetic Flux Motion in Y-Ba-Cu-O Bulk Superconductor during Pulsed Field Magnetization, 2004 Applied Superconductivity Conference, 5MK02
- [6] K. Fujiyama, R. Shiraishi, H. Ohsaki: Influence of Local Superconducting Properties on Pulsed Field Magnetization of YBCO Bulk Superconductor, 17th International Symposium on Superconductivity, BSP-24 (2004)
- [7] 藤山敬太, 白石良佑, 大崎博之, 「高温バルク超電導体のパルス着磁への臨界電流密度分布の不均一性の影響」, 超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会, ASC-05-05, LD-05-05 (2005)
- [8] 白石良佑, 藤山敬太, 大崎博之, 「バルク超電導体の臨界電流密度分布とパルス着磁特性」, 第 14 回 MAGDA コンファレンス in 岐阜, PS2-(2) (2005) (発表予定)
- [9] R. Shiraishi, K. Fujiyama, H. Ohsaki: Macroscopic Magnetic Flux Motion in Y-Ba-Cu-O Bulk Superconductor during Pulsed Field Magnetization, IEEE Transactions on Applied Superconductivity (2005) (Accepted)
- [10] K. Fujiyama, R. Shiraishi, H. Ohsaki: Influence of Local Superconducting Properties on Pulsed Field Magnetization of YBCO Bulk Superconductor, Physica C (2005) (Accepted)