

Bi-2223 テープ線材の
超伝導フィラメント内の電流密度分布の評価

松下研究室
牟田 勇貴

平成 22 年 2 月 18 日
電子情報工学科

目次

第 1 章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.2	Bi-2223 テープ製造法	2
1.2.1	PIT 法	2
1.2.2	加圧焼結法	4
1.2.3	加圧焼結法の効果	4
1.3	本研究の目的	6
第 2 章	実験	7
2.1	試料	7
2.2	実験方法	8
2.2.1	微小交流磁界重畳法	8
2.2.2	微小交流磁界重畳法の原理	9
2.2.3	キャンセリング	9
2.2.4	本実験における改良	10
第 3 章	結果と検討	13
3.1	$\lambda'-b_0$ 特性	13
3.2	キャンセリングによる測定誤差	18
3.3	臨界電流密度の評価	18
第 4 章	まとめ	21
4.1	まとめ	21
4.2	今後の課題	21
	参考文献	23

表目次

2.1	試料の諸元	7
2.2	試料のサイズ	7

図目次

1.1	PIT 法による製造過程	3
1.2	焼結後の SEM 像 (a) 大気圧焼結 (b) 加圧焼結	5
2.1	試料断面の観察	8
2.2	フィラメント断面の詳細、右は断面積が等しい等価フィラメントの断面形状を示す	8
2.3	交流磁束の侵入の様子の変化	10
2.4	AC 法の概略図	11
2.5	磁場の印加方向と試料の配置	11
2.6	テープの切断	12
3.1	55 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性	13
3.2	55 芯 (テープ中央) の $\lambda'-b_0$ 特性	14
3.3	121 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.0–0.5 T	15
3.4	121 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.5–1.0 T	15
3.5	121 芯 (テープ中央) の $\lambda'-b_0$ 特性	16
3.6	211 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.0–0.5 T	16
3.7	211 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.5–1.0 T	17
3.8	211 芯 (テープ中央) の $\lambda'-b_0$ 特性	17
3.9	キャンセリングによる誤差	19
3.10	55 芯 (テープ端) の臨界電流密度の評価	20
3.11	微小交流磁界重畳法と四端子法の比較	20

第 1 章

序章

1.1 はじめに

超伝導体とは特定の物質が超低温において、ゼロ電気抵抗（完全導体）と完全反磁性を示し、それらの再現性があり、且つ物質の結晶構造がわかるという条件を満たしている物質のこと示す。完全反磁性とはマイスナー効果とも呼ばれ、外部磁界を完全に遮蔽する現象である。またこれは超伝導体内の磁束密度はゼロであることを意味する。つまり超伝導体は外部磁界を打ち消すほどの磁化を持つ。この磁化は、超伝導体の表面に流れる超伝導電流（遮蔽電流）によってもたらされている。また、完全導体（転移温度以下で電気抵抗ゼロのみを示す物質）に外部磁界を印加するとレンツの法則（電磁誘導の法則）により導体内に遮蔽電流が流れ、電気抵抗ゼロのため電流は永久に流れ続ける。これは、内部磁界がゼロを意味し完全導体でも完全反磁性を示すことになる。しかし、完全導体であるとする、常伝導状態（超伝導でない状態）のときに外部磁界を印加し転移温度以下まで冷却を行っても磁界が侵入したまま超伝導状態となるので、超伝導体の完全反磁性とは異なることになる。現在のところ、完全導体であり、超伝導体ではない物質は存在しない。

超伝導は、1911 年にオランダのカメリン・オネス（Kamerlingh-Onnes）によって極低温中で水銀の抵抗測定実験中に発見され、それ以降様々な金属や合金、化合物で超伝導現象が確認された。様々な超伝導体が発見される中、超伝導現象発見のメカニズムに関する研究も進められてきたが、長い間その発見機構は不透明なままであった。しかし、1957 年に BCS 理論が提唱され、超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へ遷移する温度、すなわち臨界温度は 30 K を超えないと考えられた。1986 年、ベドノルツ（Johannes G. Bednorz）とミュラー（Karl Alex Müller）によって酸化物系物質（La-Ba-Cu-O）で 30 K 級超伝導体の可能性が示された。その後、液体窒素の沸点（77.3 K）を超える臨界温度を持つ Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの高温酸化物超伝導体が発見され、液体窒素冷却での応用の期待が一気に高まった。

超伝導体は主に線材として応用され、電気抵抗なしに高密度の電流を流せるという性質を利用する。すなわち、エネルギー損失なく、巨大な電流を小さな体積で送ることができるため、電力・エネルギー分野で大きく期待されている。応用の例として、船舶用モータや非常に強力で安定した磁界を発生させられる事を利用した磁気共鳴映像診断装置（MRI）などが挙げられる。また、磁気浮

上列車用のマグネットや核融合発電など最先端技術分野での応用も研究されている。これらの応用全てにおいて、大電流を流せる線材が不可欠であるが、超伝導体には超伝導状態で流すことのできる最大の電流、すなわち臨界電流が存在するため、臨界電流特性の良い線材を開発することが、線材応用研究の重要な位置を占めている。

このように線材として応用が期待されているが、酸化物超伝導体は脆いセラミックスであるため線材に加工するのは簡単ではない。また、酸化物超伝導体は超伝導電流が流れる超伝導層と絶縁的なブロック層が積み重なった層状構造のため、電流が流れる向きが決まっている。したがって、高い臨界電流の線材を作るためには結晶の向きを揃える必要があり、容易ではない。しかし、Bi 系高温超伝導体は電流が流れる CuO 面に広がった面上に結晶が育ちやすいという特徴があり、銀パイプに原料となる粉末を入れテープ状に加工することで結晶の向きがほぼ揃った組織が形成される。銀パイプに原料を詰め、テープ状に加工し焼結し超伝導線材を作る方法はパウダーインチューブ法 (Powder In Tube: PIT) と呼ばれる。この方法で Bi 系線材は高臨界電流の線材を作製できることから、線材開発が主流となっている。

Bi 系超伝導体には T_c (臨界温度) が 30K の Bi-2201、95K の Bi-2212、110 K の Bi-2223 があるが、 T_c が最も高い Bi-2223 が利用価値が高く、研究が進められている。また、Bi-2223 は Pb を添加することで初めて単相が得られ (Bi-Pb)-2223 の組成となっている。Bi-2223 は Bi-2212 を原料として作られる為、線材として完成したときに Bi-2212 相が若干残ってしまう。これが臨界電流特性を低下させてしまう原因となってしまう。

Bi 系線材の特徴として、大きな異方性の原因となる絶縁的なブロック層が厚いことから、凝縮エネルギー密度が小さく、従ってピン力が小さい。そのため Bi 系線材は高温高磁界において磁束クリープの影響を強くうけて臨界電流密度が大きく低下してしまう。また E - J 曲線の電界の立ち上がりは金属超伝導体や Y 系の超伝導体に比べ緩やかになる。 E - J 特性を $E = J^n$ としたときの n 値が特に高温高磁界において低くなる。これは磁束クリープの影響が強いことに加えて超伝導組織が不均一であるためと考えられている。超伝導体内の不均一さは結晶間の弱結合、結晶内部の特性、フィラメントのソーセージングなどによるものであると考えられており、PIT 法の 2 次焼結処理時に加圧焼結を用いることで臨界電流特性が向上するのはこれらの問題が改善されるからであると考えられている。

1.2 Bi-2223 テープ製造法

1.2.1 PIT 法

Bi 系テープ線材の作製法として初期から PIT 法が用いられてきた。PIT 法とは、酸化物の仮焼きした粉末を銀パイプに充填し、伸線、圧延加工しテープ状にした後、焼結処理をほどこして銀シース線材を作製する方法である。銀シース法とも呼ばれ、この方法で多芯線にするにはある程度加工した丸線を多数銀パイプに詰め込み、この工程を繰り返す。図 1.1 に PIT 法によるテープ線材の製造過程を示す²⁾。また、以下に作成過程の概要を示す。

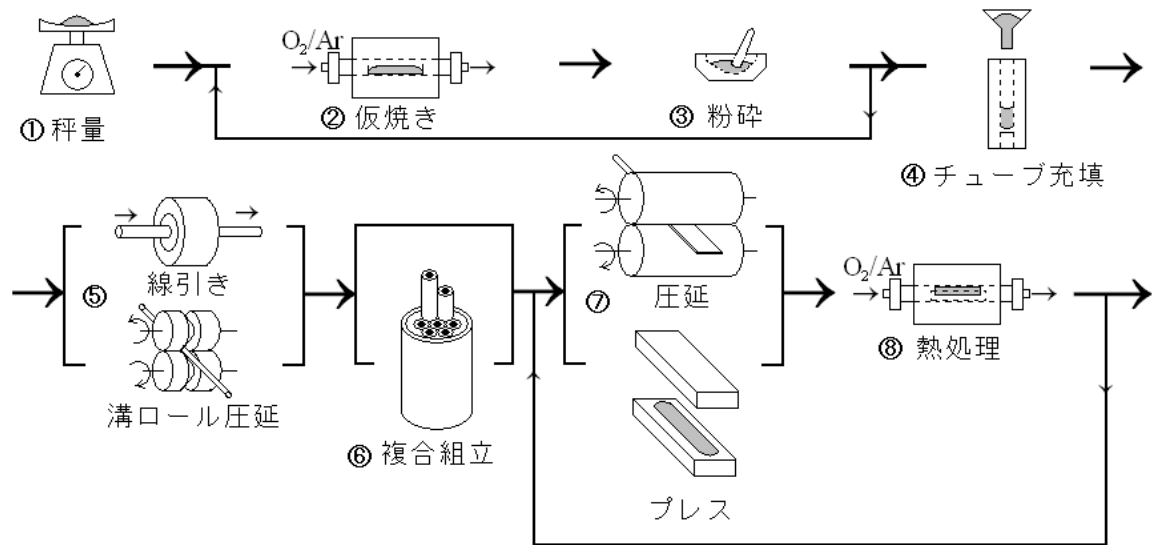


図 1.1 PIT 法による製造過程

1. 粉末の製造法には代表的なものとして、酸化物 ($\text{Bi}_2\text{O}_3, \text{CuO}$) や炭酸塩 ($\text{SrCO}_3, \text{CaCO}_3$) を混合する固相法、硝酸塩水溶液から沈殿させる湿式法、硝酸塩水溶液を高温中に噴霧し乾燥させるスプレー法がある。
2. 秤量した粉末を仮焼きし、それを砕いて粉末状にする。この工程で作製された Bi-2212 相を主相とする、Ca、Cu、Pb などの化合物が含まれる粉末がテープ線材の原料となる。
3. 加工工程では原料の粉末を銀パイプに充填しロール圧延やプレス圧延によってテープ状にする。
4. テープ状に加工した試料に一次焼結処理を施し Bi-2223 相を構成する。この時超伝導組織の体積密度が 80 % 程度まで低下してしまうため、再び圧延加工を施し密度を向上させる。この圧延により機械的に結晶の配向を向上させる。
5. その後 2 次焼結処理を施し、Bi-2223 相の体積率を増加させる。これらの処理を何度か繰り返すことにより、高 I_c のテープ線材を作製することができる。

このように Bi-2223 テープ線材は PIT 法を用いて作製されるが、高 I_c の線材を作製するためには a - b 平面に広がった薄い板状の結晶の向きを揃える必要がある。これは、Bi 系の酸化物超伝導体は c 軸方向のコヒーレンス長が短いため、 a - b 平面方向に結晶の向きを揃えて、電流を流れやすくする必要があるためである。Bi-2212 線材では、Bi-2212 単相を銀パイプに充填して加工を施し、その後部分融解が起こる 880 ~ 900 まで温度を上昇させ、10 ~ 1 /h の速度で徐々に冷却することで銀の界面に沿って結晶が配向し高い結合性の組織が得られるが、Bi-2223 では融解と同時に分解も起こるためこの方法は使えない。したがって Bi-2223 線材では前段階の Bi-2212、 CaPbO_4 、 Ca-Cu-O などが含まれる粉末を銀パイプに充填しテープ状に加工し、その後 1 次焼結と 2 次焼結の間に圧延加工を施すことで結晶がテープ面に対して配向した c 軸の配向が高い線材

を作製することができる。

PIT 法では銀パイプに原料を詰めて作製するが、これはセラミックスのテープに可撓性を持たせるためであり、また機械的な強度の上昇などの利点も得られる。しかし、テープ内の銀比が上がると、超伝導組織の全体を占める割合が減るため臨界電流は減少する。したがってシース材も線材の特性を考える上で重要な部分となっている。現在では塑性加工性、耐酸性、酸素透過性、高電気伝導率などの観点から経験的に銀およびその合金が最もよく使われている。銀は電気伝導度及び熱伝導度が高く、加工もしやすい。また、試料の超伝導部分が発熱などで破損した場合には、銀が電流パスの役目をはたすとともに発生熱をすみやかに除去するので、試料の安定化につながる。銀の合金としては機械的な強度の改善のため Cu や Mg などのとの合金化が試みられている^{3,4)}。

しかし、線材はセラミックスと金属との複合構造であるため、塑性加工が難しく、塑性加工する際にフィラメントのソーセージングなどの問題がある。これによるフィラメントに不均一さが生じ臨界電流密度 J_c が低下することが知られている。

上記以外に PIT 法の特徴として多芯化が容易であることがあげられる。多芯化により、臨界電流密度は低下するが、交流を送電する際の交流損失を抑える事ができる。また、PIT 法では長尺化が比較的容易にできることも線材開発としては大きなメリットである。

1.2.2 加圧焼結法

Bi-2223 線材は PIT 法で作製され、その製造プロセスの基本的な部分は確立されているが、その最適化はまだである。PIT 法における作製工程は、粉末工程、加工工程、焼結工程となるが、二次圧延処理時にフィラメントにクラックが生じたり、焼結処理時に空隙が生じることにより超伝導層の体積密度が低下してしまうなどの問題がある。このため、超伝導電流パスが制限されてしまうため J_c が低下する。したがって二次焼結処理時に密度を低下させない工夫が必要となってくる。

そこで、2 次焼結処理時に加圧焼結 (ConTrolled Over Pressuer process: CT-OP)⁵⁾ を用いる。従来の方法では 2 次焼結処理時に大気圧で焼結を行うが、加圧焼結法ではこのとき約 300 気圧の圧力をガスにより線材に印加した雰囲気中で焼結を行う。この処理により、圧延時に生じたフィラメントのクラックの修復や焼結時に発生する空隙による体積密度の低下などの問題を改善できる。また、加圧焼結法では大気圧焼結の線材に比べ、Bi-2223 結晶同士の結合が密になり、結晶のテープ面に対する配向も向上する。このように、加圧焼結法を用いることにより、フィラメントの組織が大幅に改善されるため臨界電流特性や機械的強度の向上などの効果が得られる。

1.2.3 加圧焼結法の効果

Bi-2223 テープ線材の製造過程において加圧焼結法を用いることで様々な効果が得られるが、すでにいくつか報告されており^{7,8)}、それらを簡単に列挙する。

- フィラメントの体積密度に関しては、従来の大気圧焼結では圧延により 93% まで増加した相対密度が、焼結時に 88% まで低下していた。しかし、加圧焼結を用いることでフィラメ

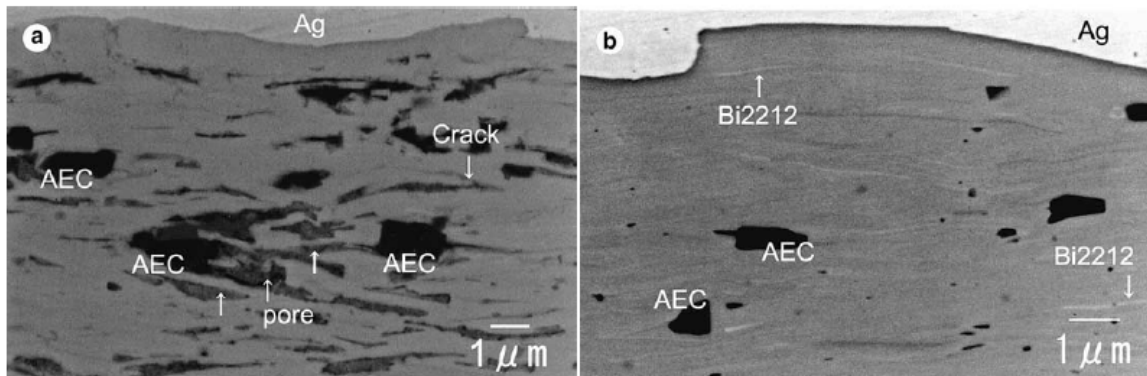


図 1.2 焼結後の SEM 像 (a) 大気圧焼結 (b) 加圧焼結

ントの相対密度はほぼ 100% まで上昇した。

- 図 1.2 は焼結した線材のフィラメントの SEM 像である。灰色の部分が Bi-2223 相であり粒上の黒い部分は (Ca,Sr)-Cu-O などのアルカリ土類銅 (alkaline earth cuprates: AEC) である。また線上の黒い部分は空隙やクラックである。従来の大気圧焼結された線材と加圧焼結された線材を比較すると、従来焼結された線材では異相が多く、空隙やクラックも多い。しかし加圧焼結された線材ではそれらが改善されており、フィラメントの相対密度が上昇した結果と一致する。
- 帯磁率の温度依存性から得られたフィラメントにおける Bi-2212 相の生存率の結果によると、大気圧焼結の線材では 0.5 強であったものが、加圧焼結の線材では 0.4 と 2 割程度向上しており、Bi-2223 の単層化が進んでいる。
- X 線解析のロッキングカーブにより測定した Bi-2223 結晶のテープ面からの c 軸配向のずれの結果によると、大気圧焼結の線材ではこのずれ角が 10.3 度程度であったのに対し、加圧焼結を用いた線材では 9.7 度程度となっており、加圧焼結により配向度が改善されている。
- 引っ張り試験による機械強度の評価によると、臨界電流が引っ張り前の値から落ち始める引っ張り応力が、銀比 1.5 の線材では大気圧焼結の線材で 85 MPa、加圧焼結法を用いた線材では 154 MPa であった。また銀比 2.2 の線材では 106 MPa に対して 220 MPa と倍以上になっている。銀比 1.5 の加圧焼結線材が銀比 2.2 の大気圧焼結線材の値を上回ったことから、加圧焼結法によるフィラメントの強度の向上が線材の機械強度に大きく影響している。
- 1500 m の加圧焼結線材において、長手方向に 4 m 毎に臨界電流と n 値のばらつきを評価したところ、1500 m 全ての領域で均一な性能であることがわかっており、特に高銀比・低銀比ともに n 値が 21 と高い値を示している。
- Bi-2223 線材を液体窒素で冷却する場合、液体窒素が空隙に入り込み、温度上昇時に液体窒素がガス化し、線材が膨れ上がり性能が大きく低下するバルーニングという現象が起こる。しかし、加圧焼結を用いることで空隙やクラックが消滅するため、バルーニングを防ぐことができる。

1.3 本研究の目的

CT-OP 法で作製された Bi-2223 テープ線材は、CT-OP 法の導入によって超伝導体内の空隙やクラックの消滅などの効果が得られ、その結果臨界電流密度 J_c や臨界電流 I_c が向上することが分かっている。これは、超伝導相内の電流バスの増加やピン力の向上などによるものだと考えられている。また、当初 77.3 K における I_c は 150 A 程度であったが、現在では処理技術の向上により 200 A を超える I_c を実現している。また、フィラメントの数による特性の変化は、これまでの研究から銀界面近傍では臨界電流密度が高いこと、芯数の増加及び細芯化するほど銀界面が増え臨界電流密度が増加することが分かっている。しかし、Bi-2223 テープ線材のフィラメント内の電流分布は詳細に調べられていない。本研究の目的は、芯数がフィラメントの銀界面付近の電流密度にどのように影響するかを調べ、その特性の検討を行う。方法として、3 つの芯数の異なる試料のフィラメント内の磁束分布の測定を行い、その結果から電流密度を導出し評価を行う。

第 2 章

実験

2.1 試料

本実験で用いた試料は住友電気工業株式会社より提供して頂いた PIT 法で作製された Bi-2223 銀シース多芯テープ線材である。これらには全て CT-OP 法が適応されており、住友電気工業(株)から提供されたものである。

提供年度、77.3K および自己磁界中での臨界電流 I_c 、臨界温度 T_c を表 2.1 に示す。#1 ~ #3 の試料はフィラメント数を変えた試料で、少ない方 #1 から順にナンバリングをしている。

次に、試料の概要図を図 2.1 に、フィラメントの詳細図を図 2.2 に示す。図の黒い部分一つが一つのフィラメントを示しており、その周りの薄い灰色部分が銀を示している。実際、試料の幅に対して厚さはかなり小さく、肉眼で観測するのは難しい。各試料のサイズ(幅 w , 厚さ t)とフィラメントのサイズ(幅 $\langle w_{\text{fm}} \rangle$, 厚さ t'_f)を表 2.2 に示す。

表 2.2 においてフィラメントの厚さ t'_f は図 2.2 で示すようにフィラメント断面を同面積の長方

表 2.1 試料の諸元

試料	$I_c[\text{A}]$	$T_c[\text{K}]$	フィラメント数 n_f	提供時期
# 1	190	112.2	55	2008 年 6 月
# 2	190	111.8	121	2008 年 6 月
# 3	155	110.8	211	2008 年 6 月

表 2.2 試料のサイズ

試料	$t \times w[\text{mm}^2]$	$t'_f \times \langle w_{\text{fm}} \rangle[\mu\text{m}^2]$	銀比
# 1	0.240×3.99	14.7×457	1.6
# 2	0.240×3.95	10.5×298	1.5
# 3	0.239×4.00	8.22×220	1.5

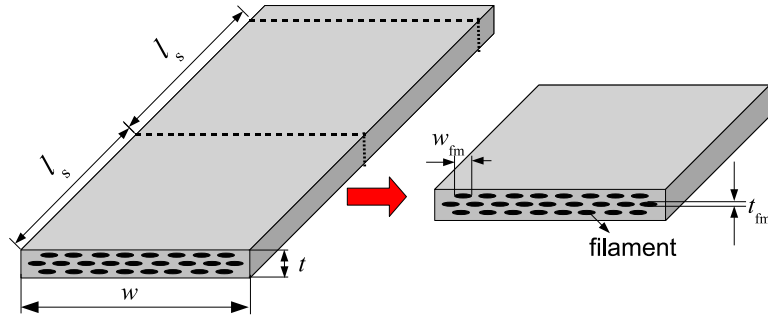


図 2.1 試料断面の観察

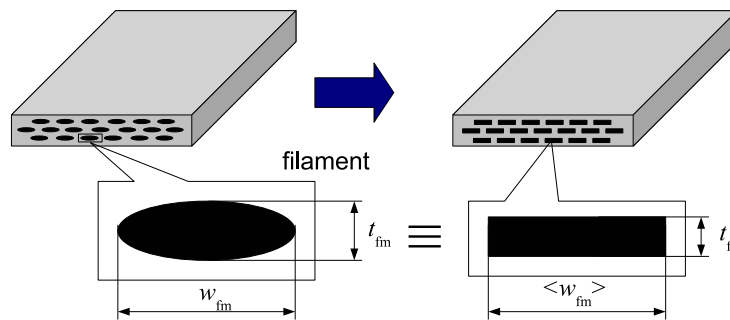


図 2.2 フィラメント断面の詳細、右は断面積が等しい等価フィラメントの断面形状を示す

形と見なした場合の厚さの平均である。幅 $\langle w_{fm} \rangle$ はその長方形とみなしたときの幅であり、これはフィラメントの最大幅 w_{fm} の平均値としている。つまり全フィラメントを同一な物としてみなしている。ここで図 2.1, 2.2 の t_{fm} はフィラメントの厚さの最大値である。

2.2 実験方法

本実験では Bi-2223 テープの電流密度の分布を測定する為に、微小交流磁場重畳法 (AC 法) を用いた。以下にこの測定法について示す。

2.2.1 微小交流磁界重畳法

直流磁界 B に振幅 b_0 の微小な交流磁界を重畳し、超伝導試料を出入する交流磁束をピックアップ・コイルを用いて測定するものである。この測定法は A. M. Campbell の考案によるもので¹⁴⁾、Campbell 法ともいう。基本的な電磁現象は直流磁化法とはそれほど変わらないが、微小交流磁界が試料の表面から振幅で決まる深さまで中へ侵入していくので、空間的にその様子が捉えることができ、直流磁化法の場合よりも電磁現象に関する多くのデータを得ることが出来る。測定される b_0 - λ' 特性の傾きから電流密度の評価を行うことが出来る。

2.2.2 微小交流磁界重畳法の原理

厚さ $2d$ の広い超伝導平板 (幅 w は厚さ $2d$ よりはるかに大きいとする) に平行に磁界をかけたとする。交流磁界による磁束分布の変化は図 2.3 のようになると考えられ、交流磁界の振幅をわずかに δb_0 だけ変化させたときの交流磁束の振幅の変化を $\delta\Phi$ とする。この場合、流れている電流の密度は必ずしも臨界電流密度に等しいことはなく、磁束線の可逆運動領域にあって電流密度が臨界値よりも小さいことがあり得る。しかし、交流磁界の振幅が微小量変化したときの遮蔽電流密度はほとんど変化しないとしてよい。そうすると、振幅が b_0 のときの交流磁界の侵入深さを λ' としたときの $\delta\Phi$ は $2\mu_0\delta h_0 W\lambda'$ に等しいことになる。ここで、 $2w$ は磁束が侵入する超伝導体の周長である。これから以下の関係が得られる。

$$\lambda' = \frac{1}{2w\mu_0} \frac{\delta\Phi}{\delta b_0} \quad (2.1)$$

δh_0 を十分小さくすれば $\delta\Phi/\delta h_0$ は微分と見なせ、上の式は

$$\lambda' = \frac{1}{2w\mu_0} \frac{\partial\Phi}{\partial b_0} \quad (2.2)$$

となる。したがって、 b_0 を変えながら Φ を測定すれば、この関係から λ' を求めることができる。微小交流磁界重畳法を用いると、 λ' の値を直接測定することができるようになる。 b_0 が十分大きくなると λ' はほぼ h_0 に比例して増加するようになる。 b_0 - λ' 特性の直線部分の勾配は

$$\left(\frac{\partial\lambda'}{\partial b_0} \right)^{-1} = \mu_0 J \quad (2.3)$$

となり、この部分が超伝導体の磁束分布を表している。臨界状態では、これは J_c に等しい。このように微小交流磁界重畳法を用いて、 b_0 - λ' 特性を調べれば、その直線部分の勾配から電流密度 J を評価することができる。微小交流磁界重畳法は、局所的な磁束分布が測定でき、したがって、局所的な電流密度を求めることが出来る。

2.2.3 キャンセリング

実際の測定は図 2.4 のように、超伝導体を一定の直流バイアス磁界に重畳した微小交流磁界の中に置き、それを取り囲むピックアップコイルを設置する。また試料の無いところにキャンセルコイルを置き、その誘起電圧を 0~1 の範囲内で分圧できるようにする。試料内部の磁束量 Φ 及び外部交流磁界の時間に対する微分はピックアップコイルによって検出され、一方、試料の入っていないキャンセルコイルには外部交流磁界の時間に対する微分のみが反映される。ある一定の振幅 b_0 をもつ交流磁界を印加したとき、ピックアップコイルとキャンセルコイルの両端にそれぞれ次の式で与えられる誘起電圧が現れる。

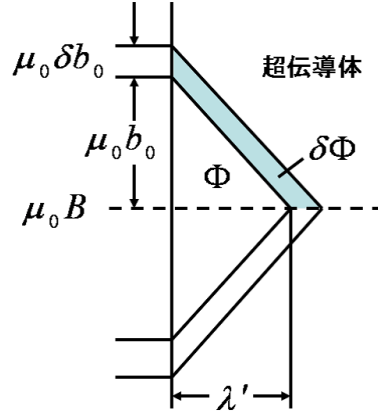


図 2.3 交流磁束の侵入の様子の変化

$$V_p = -N_p(S_p - S_s) \frac{db_0}{dt} - N_p \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.4)$$

$$V_c = -\alpha N_c S_c \frac{db_0}{dt} \quad (2.5)$$

ここで、 N_p 、 N_c はそれぞれピックアップコイルとキャンセルコイルの巻数であり、 S_p 、 S_c 、 S_s はそれぞれピックアップコイル、キャンセルコイル、試料の外部磁界と直行する面の断面積である。一般的に $N_c S_c \geq N_p S_p$ である。また、 α はキャンセルコイルの分圧を表す定数で、 $0 < \alpha \leq 1$ である。 α を適当に調整すれば、試料の周りの空間での誘導による信号、つまり (2.4) 式右辺の第一項を、(2.5) 式をもって打ち消すことが出来る。即ち、この二つの信号より

$$V_p - V_c = [\alpha N_c S_c - N_p(S_p - S_s)] \frac{db_0}{dt} - N_p \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.6)$$

が得られ、上の式の右辺第一項がゼロになるように α を調整することによって、

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{N_p} (V_p - V_c) \quad (2.7)$$

を得ることが出来る。この結果を用いて、次小節 (2.8) 式より λ' の導出を行う。

2.2.4 本実験における改良

今回の実験では図 2.5 のように直流磁場および交流磁場を、テープ面に対して平行、長さ方向に対して垂直に印加して測定を行う。この時、遮蔽電流は実際に使用する時の輸送電流と同じ向きに流れる。Bi-2223 テープ線材の場合、超伝導フィラメントが個別に存在するため観測される磁束 Φ は各フィラメントに侵入する磁束の総和である。したがって (2.2) 式はフィラメントの長さ L およ

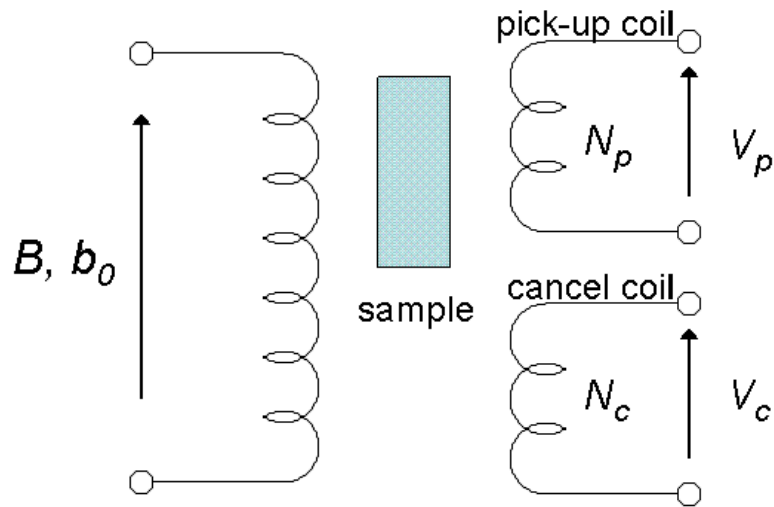


図 2.4 AC 法の概略図

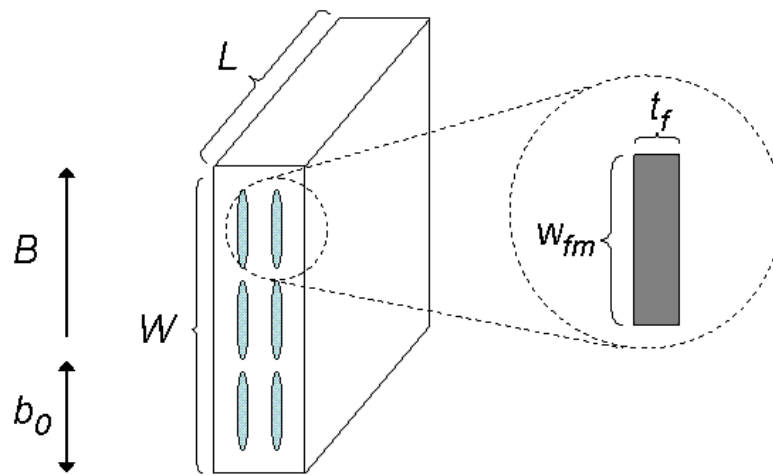


図 2.5 磁場の印加方向と試料の配置

び厚さ t_f を用いて

$$\lambda' = \frac{1}{2n_f(L + t_f)} \frac{\partial \Phi}{\partial b_0} \quad (2.8)$$

と書き換えられる。また、テープ線材は図 2.6 のようにテープ断面に対して三等分に切断し、テープ中央部とテープ端の 2 箇所の測定を行った。これは、Bi-2223 テープ線材はテープ中央部のフィラメントの結晶配向がよいと考えられており、テープ中央と端でフィラメントの特性が変わってくると考えられるためである。

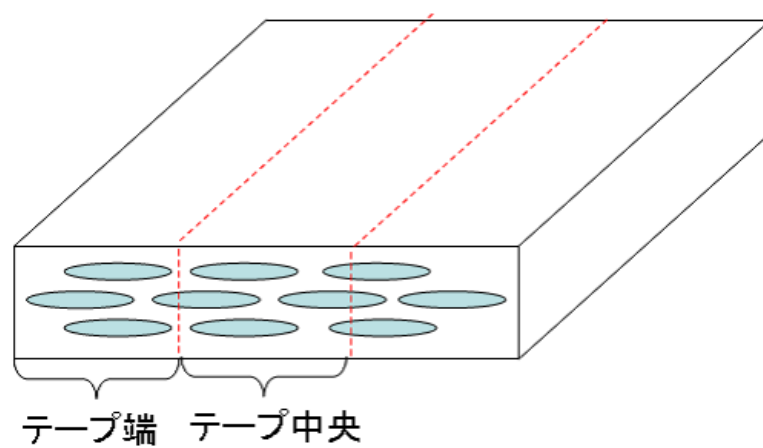


図 2.6 テープの切断

第 3 章

結果と検討

3.1 λ' - b_0 特性

図 3.1, 3.2 に試料#1 のテープ端およびテープ中央の λ' - b_0 特性の測定結果を示す。その結果、どちらも直流磁界が高くなるにつれ、 λ' が増加し、その立ち上がりが早くなっていることがわかる。これは、(2.3) 式から、直流磁界が増加するにつれ J_c が低くなることを示している。テープ端と中央を比べると、テープ中央の方が曲線の立ち上がりが緩やかであり、 J_c が高く、特性が良いことが確かめられた。

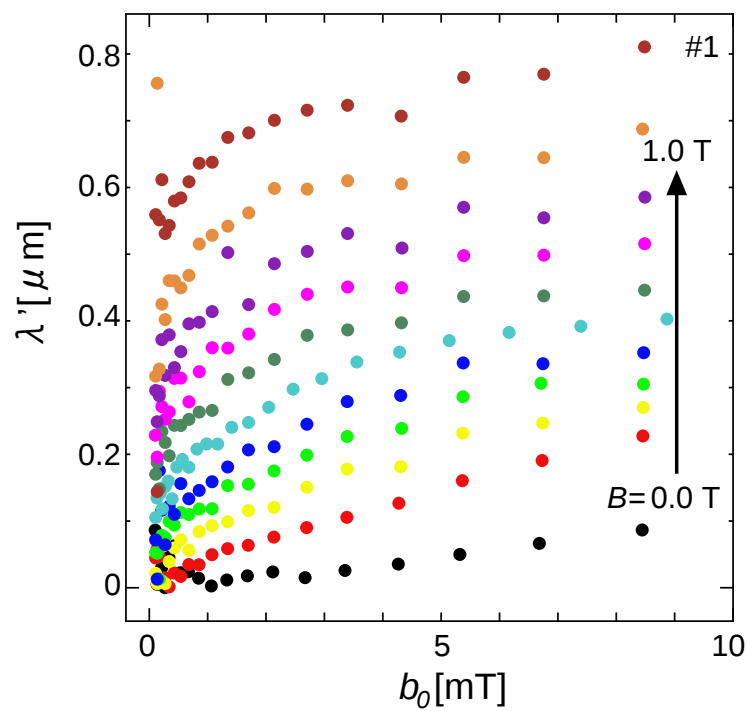


図 3.1 55 芯 (テープ端) の λ' - b_0 特性

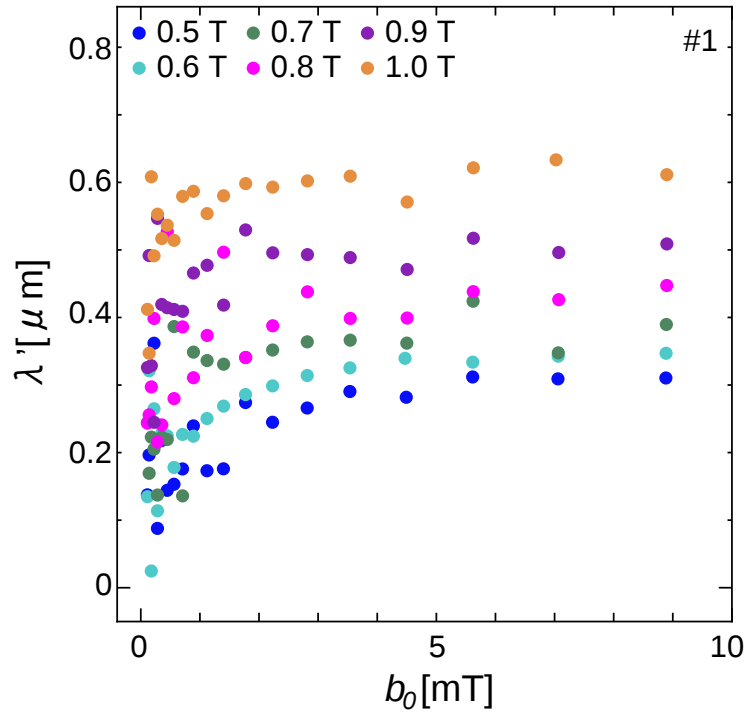


図 3.2 55 芯（テープ中央）の λ' - b_0 特性

次に図 3.3–3.8 に試料#2 および#3 のテープ端、テープ中央の測定結果をそれぞれ示す。テープ端の測定結果は#1 の結果との違いが顕著なため、低磁界側（0.0–0.5 T）と高磁界側（0.5–1.0 T）を分けて示している。#2 のテープ端の低磁界では直流磁界および交流磁界が増加するにつれ、 λ' が減少するという不自然な結果となった。また、#3 のテープ端に関しても、0.2T までの低磁界では同様の傾向が見られた。当初、この原因は低磁界では磁束が超伝導体内にほとんど侵入しておらず、測定結果が不自然になったのではないかと考えていた。しかし、昨年度の臨界電流密度の測定結果から 0.2 T 程度ですでに J_c が減少しはじめており、その可能性は低いと考えられる。この原因については次節で述べる。

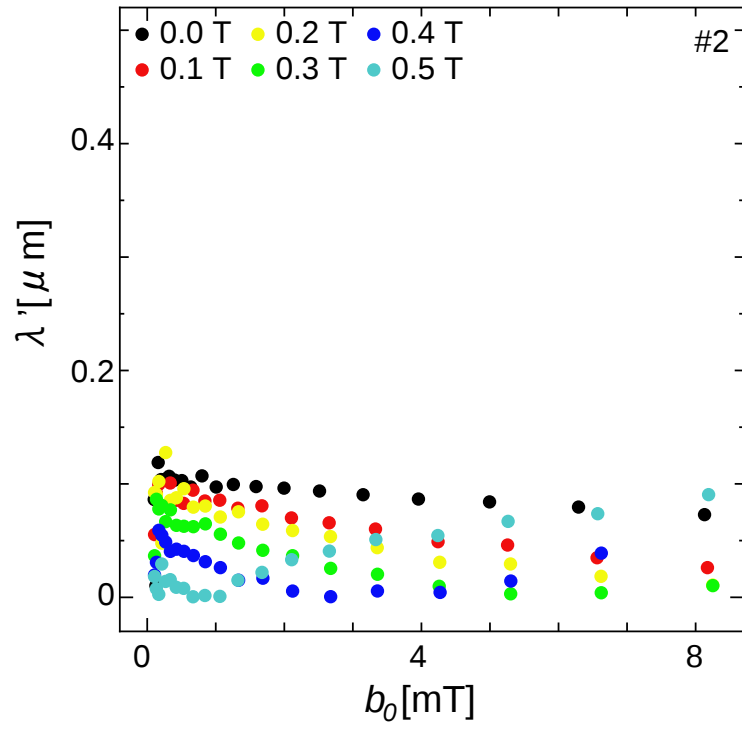


図 3.3 121 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.0–0.5 T

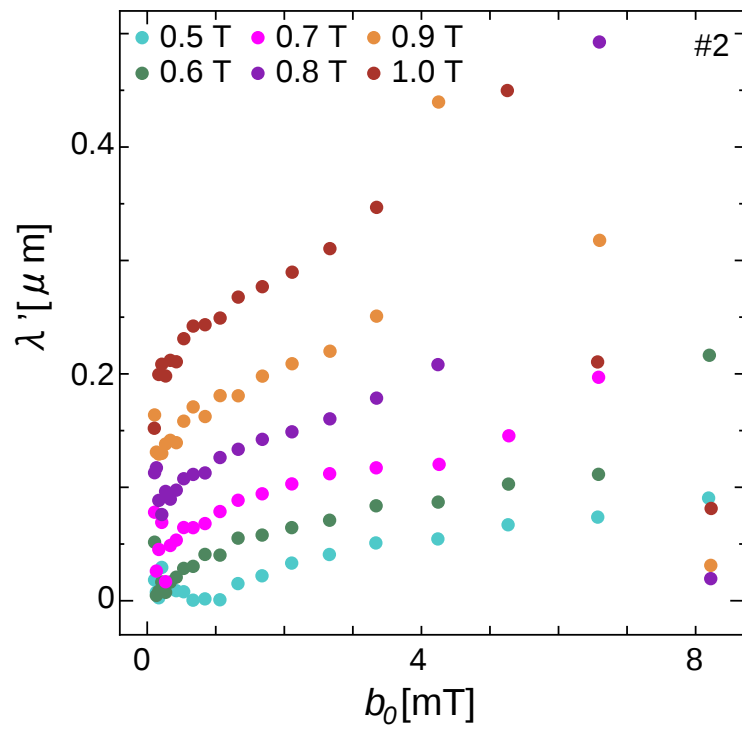


図 3.4 121 芯 (テープ端) の $\lambda'-b_0$ 特性 0.5–1.0 T

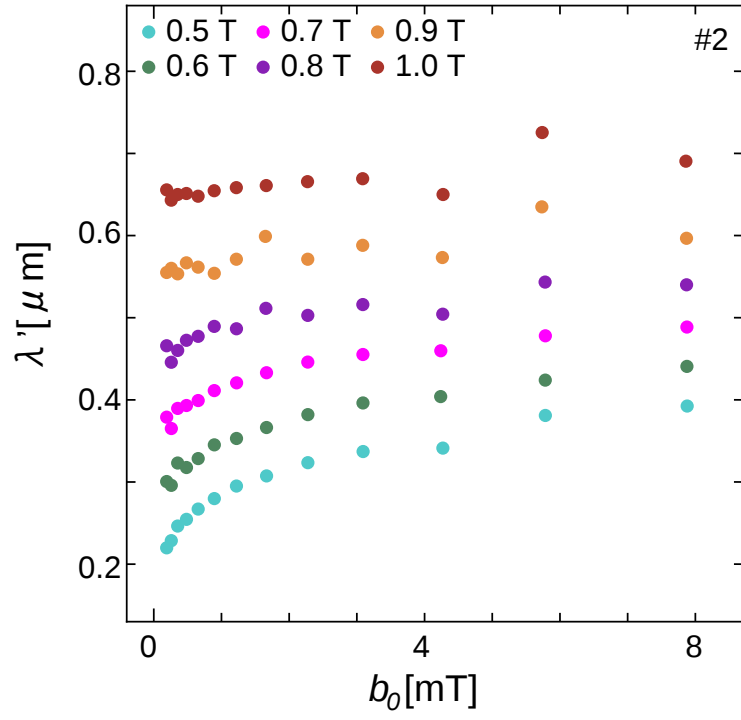


図 3.5 121 芯 (テープ中央) の λ' - b_0 特性

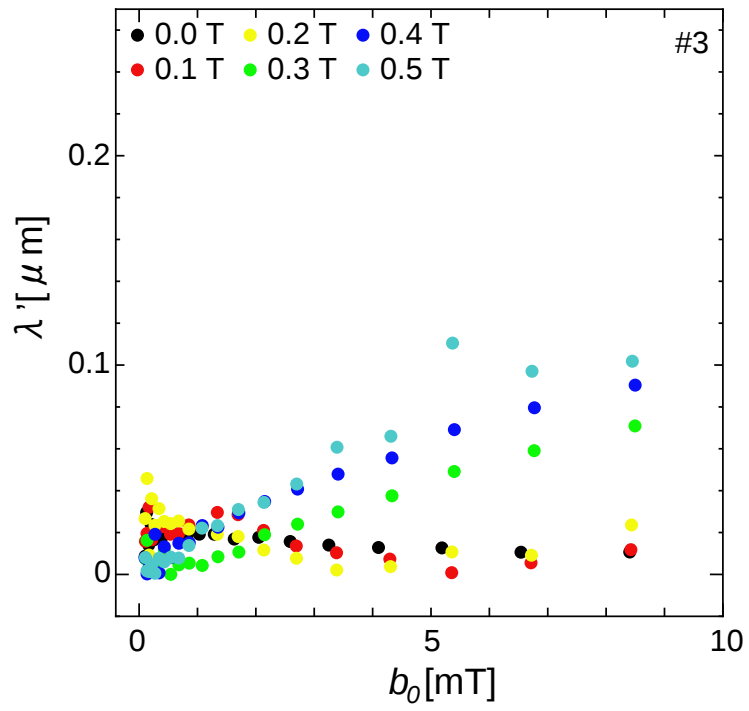


図 3.6 211 芯 (テープ端) の λ' - b_0 特性 0.0–0.5 T

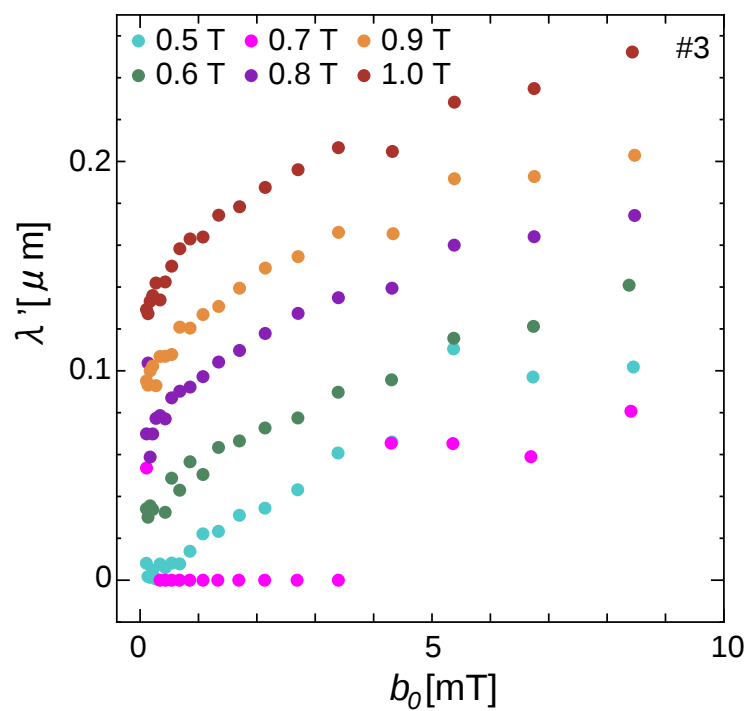


図 3.7 211 芯 (テープ端) の λ' - b_0 特性 0.5–1.0 T

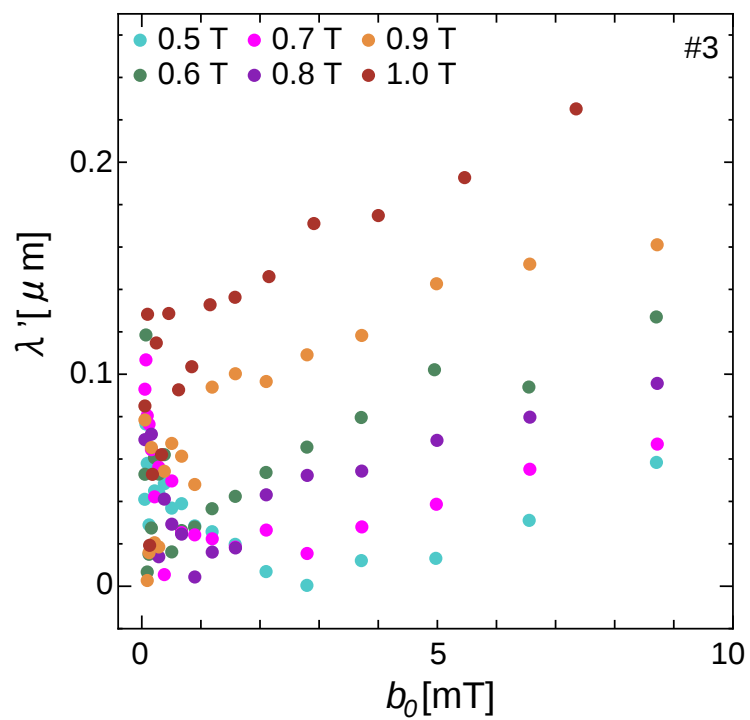


図 3.8 211 芯 (テープ中央) の λ' - b_0 特性

3.2 キャンセリングによる測定誤差

#2 と #3 の低磁界領域における不自然な測定値の原因としてピックアップコイルとキャンセルコイルを用いたキャンセリングが正しくなかったことが考えられる。微小交流磁界重畳法では超伝導試料内の磁束密度の分布を Bean モデルを用いて仮定している。超伝導体内の磁束は外部磁界に対して、二次関数的に増えていく。ピックアップコイルで測定される電圧とキャンセルコイルで測定される電圧は図 3.9 のようになる。ここで、キャンセリングは超伝導体がマイスナー状態であるような低磁界で行う必要があり、点 A でキャンセリングを行うと点 B までの区間ではキャンセルのしすぎとなる。この区間を測定してしまうと、あたかも磁束の侵入深さが減少しているような値となってしまふ。これは、マイスナー領域が狭いためキャンセルする時の信号が小さく、ノイズレベルに近い位置でキャンセリングを行ってしまったため、#2 および #3 のように 0~5T の低磁界側で不自然な値をとってしまったと考えられる。

3.3 臨界電流密度の評価

3.2 節で述べたようにキャンセリングによる誤差により良い $\lambda'-b_0$ 特性が得られたとは言い難い。しかしながら #1 の試料である図 3.1 では比較的キャンセリングによる影響が少ないと思われるので、これに関して臨界電流密度の評価を行った。図 3.10 のように λ' が立ち上がる部分でフィッティングを行い、(2.3) 式を用いて J_c を求めた。その結果を昨年度の上野による研究の四端子法の測定結果と比較したものを図 3.11 に示す。この結果から分かるように微小交流磁界重畳法と四端子法では 3~5 倍のずれが生じていることがわかる。このずれの原因として (2.8) 式による λ' の過小評価が考えられる。(2.8) 式ではフィラメントの幅を無限長と仮定し、フィラメントの形状効果の考慮をしていない。そのため、侵入する磁束を過少評価してしまい、 λ' が小さくなってしまったことが考えられる。したがって、実験的に λ' の校正を行う必要がある。 λ' の校正とは磁束が完全に侵入した状態で測定を行い、その値を試料の厚さの半分として測定結果を校正することである。校正の方法にはキャンセリングを行った状態で試料を取り除いて測定する方法と B_i 以上の高磁界を掛ける方法がある。今回は前者で校正を試みたが測定値がばらばらで校正できる値が取れなかった。これは 3.2 節で述べたキャンセルしすぎによるものである。後者に関しては、実験で用いた線材の B_i は 3.5 T 程度であるが、今回用いたコイルの性能上、最大で 1.2 T まで掛けることしかできなかった。したがって、今後の実験では更に高磁界をかけることのできるコイルで行う必要がある。

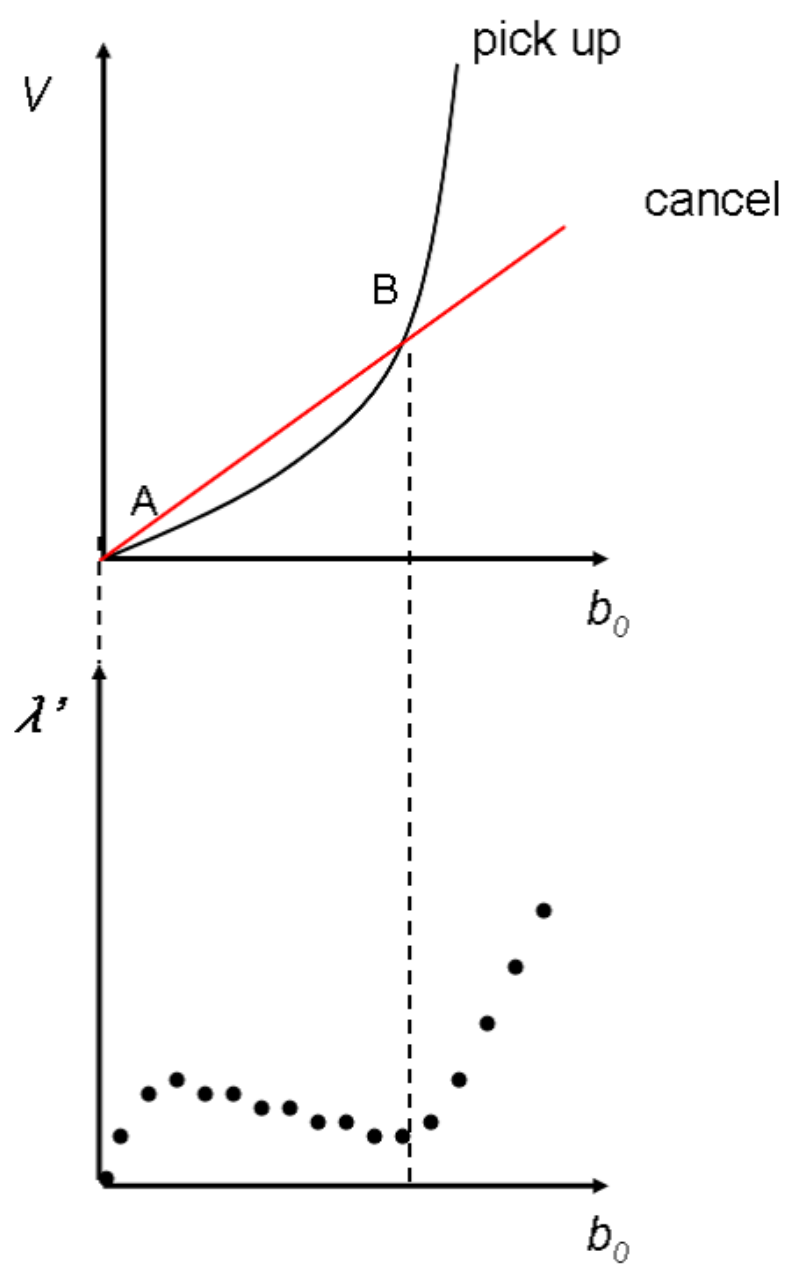


図 3.9 キャンセリングによる誤差

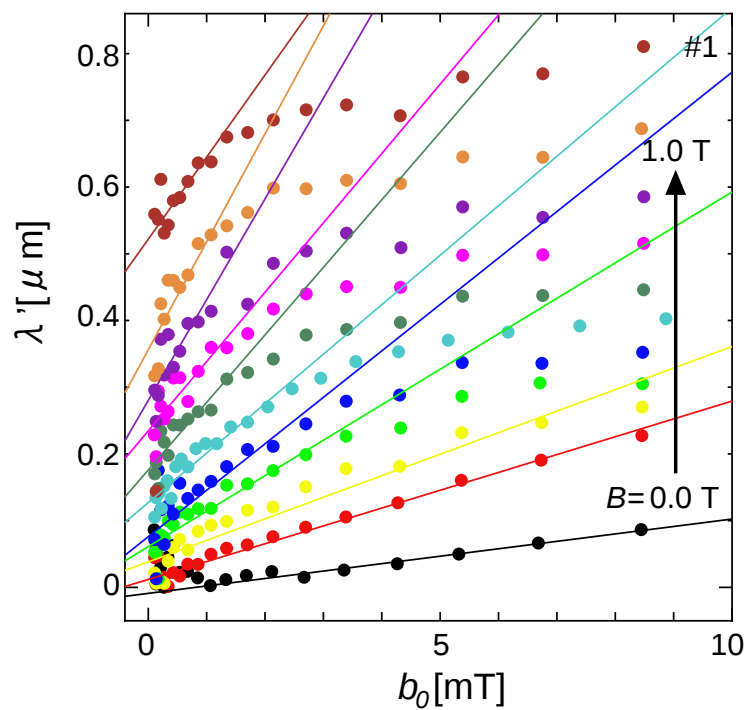


図 3.10 55 芯（テープ端）の臨界電流密度の評価

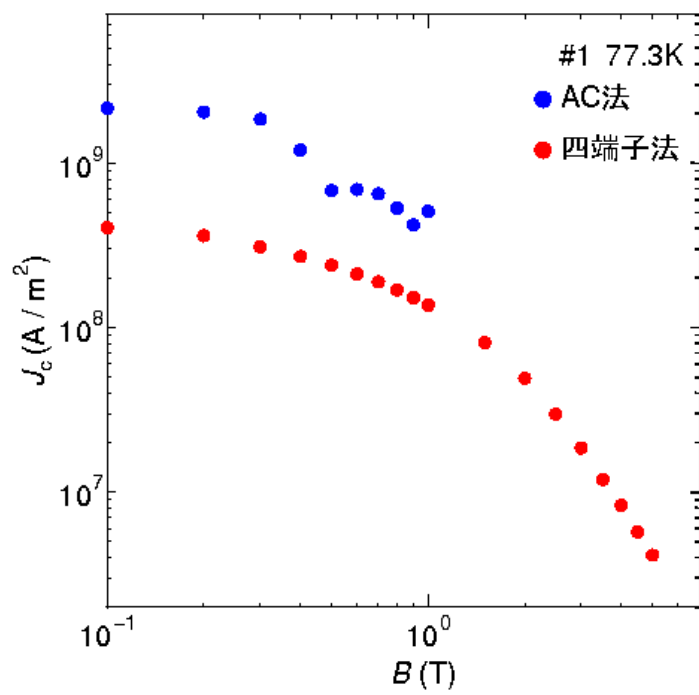


図 3.11 微小交流磁界重畳法と四端子法の比較

第 4 章

まとめ

4.1 まとめ

本研究では微小交流磁界重畳法を用いて芯数の異なる Bi-2223 多芯テープ線材のフィラメント内の電流密度分布の評価を試みた。しかし、キャンセリングによる誤差、 λ' の過小評価などが原因で、結果として満足のいく測定結果は得られなかった。しかしながら評価方法における様々な問題点を明らかにすることができ、今後の研究に生かすことができると考えられる。

以下、本研究で明らかになった事を述べる。

- 試料#1 に関してテープ端よりもテープ中央の方が特性が良いことが確かめられた。
- 低磁界領域で λ' が正確に測定できないものが多かった。これはキャンセルのしすぎにより、信号の弱い部分では正しい値からずれている可能性が考えられる。
- 試料#1 に関して臨界電流密度の評価を行ったが、四端子法の測定結果とのずれが大きく、 λ' を校正する必要がある。

4.2 今後の課題

- 低磁界領域での測定を見直す必要がある。
- 今後の実験ではさらに高磁界領域で試料に完全に磁束が侵入した状態を作り測定する必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大な御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝致します。また、非常に有益な講義、また研究のほかにも人としてのあり方まで説いていただいた小田部荘司教授、実験や論文作成などにあたっているいろいろな助言をしていただいた木内勝准教授、その他の松下、小田部研究室の皆様にも深く感謝いたします。

最後に本研究で使用しました試料を提供していただいた住友電気株式会社、藤上氏、綾井氏をはじめ電気・エネルギー研究所のかたがたに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 岡崎 徹, 林 和彦, 佐藤 謙一, SEI テクニカルレビュー **167** (2005) 37.
- [2] M. Igarashi, H. Nakao, M. Terai, T. Kuriyama, S. Hanai, T. Yamashita, M. Yamaji, IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 1469.
- [3] Y.Lvovsky, P. Jarvis IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005)
- [4] 長村光造, 超伝導材料 (米田出版)
- [5] M. Ueyama, K. Ohkura, K. Hayashi, S. Kobayashi, K. Muranaka, T. Hikata, N. Saga, S. Hahakura and K. Sato, Physica C **263** (1996) 172
- [6] M. Ishizaka, Y. Tanaka and H. Maeda, Physica C **252** (1995) 339
- [7] 山崎浩平, 小林慎一, 加藤武志, 大倉健吾, 上山宗譜, 藤上純, 綾井直樹, 上野栄作, 菊地昌志, 林和彦, 佐藤謙一, SEI テクニカルレビュー **164** (2004) 37
- [8] T. Kato, S. Kobayashi, K. Yamazaki, K. Ohkura, M. Ueyama, N. Ayai, J. Fujikami, E. Ueno, M. Kikuchi, K. Hayashi, K. Sato, Physica C **412-414** (2004) 1066.
- [9] S. Kobayashi, K. Yamazaki, T. Kato, K. Ohkura, E. Ueno, K. Fujino, J. Fujikami, N. Ayai, M. Kikuchi, K. Hayashi, K. Sato, R. Hata, Physica C **426-431** (2005) 1132.
- [10] 松下照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書)
- [11] 高山 伸一 修士論文 (2008)
- [12] 上野 俊輔 卒業論文 (2008)
- [13] 山下 翔平 卒業論文 (2009)
- [14] A. M. Campbell, J.Phys. C2 (1969)