

積層順序を変えた超伝導 GdBCO コート
線材における磁化損失の評価

電子情報工学科

小田部研究室

河野 智也

平成 23 年 2 月 18 日

目次

| | |
|------------------------|----|
| 第1章 序章 | 1 |
| 1.1 はじめに | 1 |
| 1.2 銅酸化物超伝導体 | 2 |
| 1.3 GdBCO | 3 |
| 1.4 交流損失 | 4 |
| 1.5 本研究の目的 | 5 |
| 第2章 実験 | 7 |
| 2.1 試料 | 7 |
| 2.1.1 IBAD法 | 8 |
| 2.1.2 PLD法 | 9 |
| 2.2 測定及び評価方法 | 9 |
| 第3章 結果と検討 | 12 |
| 3.1 J_c - B 特性 | 12 |
| 3.2 W - B 特性 | 12 |
| 3.3 W/W_c - h_0 特性 | 14 |
| 第4章 まとめと今後の課題 | 19 |

表 目 次

| | |
|--------------------|---|
| 2.1 試料諸元 | 8 |
|--------------------|---|

目 次

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | GdBCO テープ線材の試料構成 | 7 |
| 2.2 | IBAD 法の構造図 | 9 |
| 2.3 | 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる 微小幅 dx の帯に囲まれた領域 | 11 |
| 3.1 | 各試料の J_c - B 特性 | 13 |
| 3.2 | 各積層テープの J_c - B 特性 | 13 |
| 3.3 | 試料#1 と各積層テープの W_c - B 特性 | 14 |
| 3.4 | W/W_c - h_0 特性と理論値の比較 | 15 |
| 3.5 | W/W_c - h_0 特性と J_c の低下を考慮した理論値の比較 | 18 |

第1章 序章

1.1 はじめに

1911年にオランダのKamarlingh Onnesは、水銀の温度を下げていくと4 K付近の極低温で電気抵抗が消失するという現象を発見し、この現象を超伝導現象と名づけた。超伝導現象を示す物質を超伝導体といい、超伝導状態以外のオーミックな電気抵抗を持つ常態を常伝導状態という。また、常伝導状態から超伝導状態に移る温度を臨界温度 T_c と呼ぶ。 T_c 以下の温度で電気抵抗が消失することが超伝導体の大きな特徴であり、工学的に応用しようとする所以である。超伝導体の発見以降、超伝導体は電気抵抗がゼロである完全導体として理解されていたが、1933年にドイツの研究者 W. Meissner と R. Ocshenfeld によって超伝導体が磁界を完全に排除する完全反磁性 (マイスナー効果) を示すことが発見された。さらに、1957年、J. Bardeen、L.N. Cooper、J.R. Schrieffer らの提唱したBCS理論によって、電気抵抗ゼロ・完全反磁性・量子化磁束などの超伝導発現機構における基本的なメカニズムが解明され、超伝導の研究は目覚ましい進歩を遂げた。BCS理論によると T_c は30 Kを超えることはないだろうと予測されていた。しかし、1986年にBednorzとMüllerによって、 T_c が30Kを超える銅酸化物系の超伝導体 La-Ba-Cu-O が発見されると次々に T_c の記録は更新されていった。遂には液体窒素温度 77.3 K 以上の T_c を持つものも発見され、これらは高温超伝導体と呼ばれている。

超伝導体には磁性の振る舞いの違いから第一種超伝導体と第二種超伝導体とに分類される。第一種超伝導体は T_c 以下の状態で臨界磁界 B_c までマイスナー効果を示し、それ以上の磁界では超伝導状態は消失する。第二種超伝導体でも同様に、ある一定の磁界まではマイスナー効果を示す

が、その磁界を超えると量子化された磁束が超伝導体内に侵入し、超伝導状態と磁界が共存した混合状態となる。さらに磁界を増加すると、超伝導体内に侵入する磁束量が増え、ある磁界をもって超伝導状態が消失する。このマイスナー効果が失われる磁界を下部臨界磁界 B_{c1} 、超伝導状態が消失する磁界を上部臨界磁界 B_{c2} と呼ぶ。第一種超伝導体の B_c に比べて非常に高い B_{c2} を有する第二種超伝導体が存在するため、工学的な応用には第二種超伝導体を混合状態で使用する事が多い。混合状態下では超伝導体内に磁束線が侵入しているため、超伝導電流の影響で磁束線が Lorentz 力を受ける。超伝導体内に流れる電流密度を \vec{J} 、侵入した磁束線の磁束密度を \vec{B} とすると単位体積の磁束線が受ける Lorentz 力 \vec{F}_L は、 $\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B}$ と表せる。この時、磁束線が \vec{F}_L による駆動力を受け速度 \vec{v} で移動した場合、 $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$ の電界が発生することになり損失が生じる。こうした損失をなくすためには磁束線の運動を止める必要があり、このことをピンニング、その力をピン力と呼ぶ。 JB が単位体積当たりのピン力であるピン力密度 F_p を超えなければ電界が発生せず、電気抵抗無しに流せる最大電流密度 J_c は $J_c = F_p/B$ と表すことができ、これを臨界電流密度と呼ぶ。従って、応用の際には T_c 、 B_{c2} に加え臨界電流密度 J_c が非常に重要なパラメータとなる。

高温超伝導体の多くは液体窒素の沸点を大きく超えた T_c を持つため、液体窒素温度での応用が可能である。それにより、従来の液体ヘリウム冷却と比較して冷却コストが削減され、小型軽量化が可能となったことで、様々な分野でその応用が検討されている。

1.2 銅酸化物超伝導体

高温超伝導体で現在主に使用されているものには Y 系超伝導体と Bi 系超伝導体の 2 種類がある。これらの超伝導体は、共通して結晶内に CuO_2 面を持つことから銅酸化物超伝導体と呼ばれている。銅酸化物超伝導体は超伝導電流が流れると考えられる CuO_2 面と CuO_2 面にキャリアを供

給する絶縁的なブロック層から成っている。このように結晶構造が異方性を持つため、 J_c 向上には CuO_2 面を揃えるような結晶配向が不可欠である。

Bi系超伝導体は、 c 軸方向に比べ a - b 方向の結晶成長が著しく速く、 a - b 面に広がった結晶が容易に得られることが知られている。また、 CuO_2 面に沿って壁開し易いことから圧延などの機械的な加工で容易に配向し、高い J_c を得ることが可能であるため、既に km オーダーの線材や、それを使用した超伝導マグネットなども作製されている。しかし、高磁界中において J_c が低下するという短所がある。

一方 Y 系の超伝導体は、Bi 系超伝導体と比較して高磁界中における臨界電流特性に優れているものの、Bi 系超伝導体のように機械的な加工で結晶配向しないことから、高 J_c を得るためには特殊な製法が必要となる。そのため、比較的長尺化が困難であり、製作にも非常に高いコストがかかるなどの問題がある。しかし、近年の作製技術の向上より、高特性化に加え、長尺化・低コスト化が進んでおり、今後の更なる進展が期待される。

1.3 GdBCO

GdBCO は、YBCO の Y を同じ希土類元素である Gd と置き換えた RE-BCO (RE: Rare Earth) の一種である。REBCO は YBCO と同様に超伝導特性を示し、まとめて Y 系超伝導体と呼ばれている。Gd は Y よりもイオン半径が大きく、より高い T_c を得ることができ、より高磁界中での J_c が向上することがわかっている。

前節で述べたとおり、 J_c 向上には結晶配向が不可欠であるが、Y 系超伝導体を用いた線材の作製は 2 軸配向した結晶組織を得るために、配向基板上に超伝導膜をエピタキシャル成長させる手法が現在用いられている。一般には Hastelloy など機械的・化学的強度の高い Ni 合金の基板上に配向させた中間層、その上に超伝導層、さらに保護膜という層状構造

を持つことから、coated 線材と呼ばれている。

また、銅酸化物超伝導体の結晶構造に起因して J_c が磁場角度依存性を持つことが知られており、一般的に、テープ面に垂直方向 (板軸方向) 磁界中の J_c は平行方向 (板面方向) の J_c よりも小さい。

1.4 交流損失

直流定常状態において超伝導体は臨界電流以下の電流を無損失で流すことができる (実際には磁束クリープの影響で完全に無損失ではない)。しかし、交流の様な変動する磁界においては、磁束線が超伝導体内で強制的に動かされ、 $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$ で与えられる誘導起電力が生じ、損失が発生する。

この損失の機構はオーミックな常伝導金属と同様であり、従ってその損失は交流一周期当たりの損失が周波数に比例する損失のように思える。しかし、実際には周波数に依存しないヒステリシス (ピンニング) 損失である。コート線材は超伝導層の厚さに比べて幅が非常に大きく、高い断面アスペクト比を持つ。このため、1枚では十分な電流容量が確保できない。したがって、断面アスペクト比を抑えるために厚さ方向にコート線材を積層して、交流電力機器に用いることとなる。また、高断面アスペクト比により、平行方向の磁界よりも垂直磁界の方が磁束の侵入距離が大きくなる。よって、全体の損失の内、垂直磁界によるものが大部分を占めることとなる。超伝導線材の交流電力機器への応用を想定した場合、こういった交流損失は電力機器の性能に大きな影響を及ぼすため、正確に把握しておく必要がある。しかし、そのコート線材特有の形状効果と超伝導体内への磁束侵入に伴う非線形応答のために解析が困難であり、コート線材の交流損失などの電磁応答に関する研究は、実験あるいは数値計算によるものが多い。

一方で以下に示すような解析的に解けるようなモデルによる理論式も存在する。これらは共通して、 J_c が磁界に依存しない Bean モデルや超伝

導層の厚さをゼロとする薄膜極限を仮定している。垂直磁界中における一枚の無限長テープ線材の単位体積あたり、交流一周期あたりの交流損失密度 W [J/m^3] は Halse [1] や Brandt ら [2] によって求められ、

$$\frac{W}{W_c} = 2 \ln(\cosh h_0) - h_0 \tanh h_0 \quad (1.1)$$

で表される。ここで $W_c = \mu_0 I_c^2 / \pi w d$ 、 $h_0 = \pi H_m / J_c d$ であり、 μ_0 は真空の透磁率、 I_c は臨界電流、 H_m は交流磁界振幅、 w 、 d はそれぞれ超伝導層の幅、厚さである。また、無限長テープ線材を厚さ方向に無限に積層した積層導体モデルにおける交流損失密度は馬渡らによって求められ [3]、

$$\frac{W}{W_c} = \frac{h_0^2}{\theta_y^2} \int_0^1 (1 - 2s) \ln \left[1 + \frac{\sinh^2 \theta_y}{\cosh^2(h_0 s)} \right] ds \quad (1.2)$$

で表される。ここで θ_y は、超伝導層の積層間隔を D とした時 $\theta_y = \pi w / 2D$ で表される積層パラメータである。(1.2) 式において $D \rightarrow \infty$ としたとき (1.1) 式と一致する。また、一枚の場合と比較すると小振幅交流磁場では印加磁界の遮蔽効果が強め合って磁束が侵入しにくくなり、交流損失は小さくなる。

1.5 本研究の目的

前述したように、コート線材を交流電力機器へ応用する場合、交流損失が重要なパラメータとなる。また、1.4 節で述べたように、Mawatari らによる無限に積層したモデルにおける解析的理論式によれば、低磁界領域において一枚の場合よりも損失が低減することが示された。従って、コート線材を層方向に重ねることにより垂直磁界中の交流損失の低減が期待できるが、有限枚数の積層モデルにおける理論解析は非常に難しく、実験的もしくは数値計算的に把握しておく必要がある。同じ特性を持つ GdBCO コート線材を、積層枚数を変えて重ねたときの磁化損失における積層の影響は、すでに中山によって調べられており [4]、前述した Mawatari らの理論解析に沿うような結果が出ている。

実際の線では J_c は長さ方向に分布があることと、機器を作る際に線材を転位させるため、 J_c の異なる線材の配置が変わることがありえる。この場合、より正確にコート線材における交流損失を把握するために、中山らの研究結果を踏まえた上で、積層順序が変わることを想定した交流磁化損失を評価する必要がある。そこで本研究では、特性の異なる GdBCO コート線材試料において、その積層順序が交流磁化損失に及ぼす影響を調べることを目的とする。

第2章 実験

2.1 試料

本実験で用いた試料は、フジクラで作成された IBAD/PLD 法による GdBCO 線材である。試料の構成に図 2.1 に示す。

試料は無配向のハステロイテープ上に、IBAD 法を用いて中間層である $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ (GZO) の二軸配向基板を成膜し、さらにキャップ層として CeO_2 を PLD 法を用いて成膜した基板を用いている。この基板の上に PLD 法を用いて GdBCO 層の成膜を行っており、さらに銀と銅の安定化層が成膜されている。今回は特性の異なる線材を 3 枚用意し、テープの厚さ方向に積層して、積層順序を変えて測定を行った。特性の異なるテープ線材より切り出された試料の大きさはいずれも約 $2.3 \text{ mm} \times 5.0 \text{ mm}$ で、安定化層はいずれも銀 $7.5 \mu\text{m}$ 、銅 $0.3 \mu\text{m}$ である。これらの試料の中間層・超伝導層の厚さと、SQUID 磁力計による直流帯磁率測定から得た T_c を表 2.1 に示す。なお、#2a と #2b は同じ線材から切り出している。

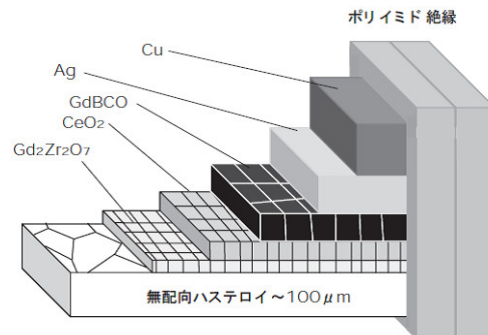


図 2.1: GdBCO テープ線材の試料構成

表 2.1: 試料諸元

| specimens | 中間層 | | 超伝導層 | T_c [K] |
|-----------|----------------------|------------------------------------|------------------------|-----------|
| | GZO[μm] | CeO ₂ [μm] | GdBCO[μm] | |
| #1 | 1.0 | 0.5 | 1.7 | 92.0 |
| #2a | 1.1 | 0.5 | 0.9 | 93.2 |
| #2b | 1.1 | 0.5 | 0.9 | 93.4 |

2.1.1 IBAD 法

IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) 法とは、通常のイオンビームによるスパッタ蒸着法に改良を加え、アシストビームと呼ばれる第二のイオンビームを成長中の薄膜表面に特定方位から同時照射する事により、薄膜を構成する全ての結晶粒の結晶軸を同一方向に揃えた二軸配向中間層膜を実現するための成膜技術であり、フジクラで開発された。図 2.2 にその構造図を示す。この IBAD 基板を用いた Y 系高温超伝導線材は高い電流輸送特性と長尺成膜を同時に実現し、再現性にも優れているため、最もよく研究が進められている方法の一つである。この方法により作製された配向中間層は、結晶が傾くことがなく非常に高い配向組織が得られ、さらに結晶粒が非常に細くなるという長尺化に適した特性を示すが、製造速度に大きな問題を抱えており、高配向を得るためには比較的長時間の成膜が必要となる。この課題に対して革新的な技術開発があった。比較的配向性が悪い、つまり高速で成膜した薄い IBAD 中間層であっても、その上に PLD 法で高速に CeO₂ 層を成膜することにより、短時間で高配向中間層が作製できる手法が SRL で発見され、自己配向現象と呼ばれる。

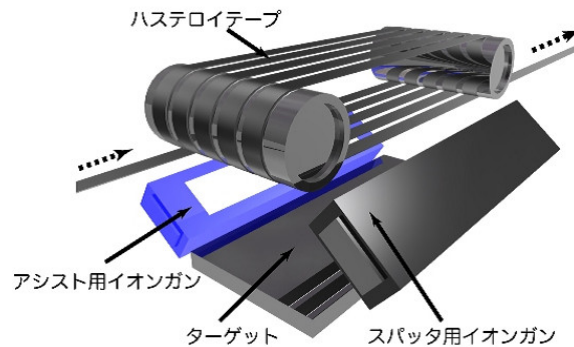


図 2.2: IBAD 法の構造図

2.1.2 PLD 法

PLD (Pulsed Laser Deposition) 法とは真空チャンバー内のターゲットにパルスレーザーを断続的に照射し、その表面を急激に加熱し光化学反応を起こさせることで成分を爆発的に気化させ、飛散した分子をターゲットと対向して配置した基板の上に堆積させることによって薄膜を得る手法である。ターゲットとして超伝導体の塊を用い、基板に配向性を導入したものをを用いることでその上に二軸配向した超伝導層を成膜できる。一般に PLD 法による YBCO 膜の成膜は成膜のスピードを向上させることが難しいとされてきたが、マルチプルーム・マルチターン法 (MPMT) などの開発で高い J_c を維持しつつ高速の成膜が可能になった。

2.2 測定及び評価方法

SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) を用いた MPMS (Magnetic Property Measurement System) システムを用いて直流磁気モーメントを測定し、そのヒステリシス曲線から臨界電流密度と磁化損失密度の評価を行った。測定温度は 66.0 K で、印加磁界は 1.5 mT ~ 7 T とし測定を行った。ここで長さ l 、幅 w の平板状超伝導体 ($l > w$) の試料の広い面に垂直に磁界を加えた場合について考える。図 2.3 のように試料

に座標を設け、試料の幅方向を x 軸、長さ方向を y 軸、広い面に垂直な方向を z 軸とし、試料の中心を原点とする。磁束は四方から試料に侵入するが、これを遮蔽する電流は、臨界電流密度が等方的であると仮定し、Bean モデルを用いると図 2.3 の斜線部分を通る環状電流となる。この位置を中心から $x \sim x + dx$ とすると、微小幅 dx 及びに z 軸方向のサイズ dz を通る微小電流は $dI_c = J_c dx dz$ である。この環状電流に囲まれた領域の面積は、

$$S = 4x^2 + 2x(l - w) \quad (2.1)$$

であるので、この微小電流により発生する磁気モーメントは $dm = S dI_c$ となり、試料全体の磁気モーメントは積層したテープの枚数を n_t 、磁界の方向の試料の厚みを d とすると、

$$\begin{aligned} m &= n_t \int dm \\ &= n_t \int \int S(x) J_c dx dz \\ &= n_t J_c d \int S(x) dx \end{aligned} \quad (2.2)$$

となる。これより、

$$m = \frac{n_t J_c w^2}{12} (3l - w) d \quad (2.3)$$

となる。したがって、磁気モーメントのヒステリシス幅 Δm が得られれば、

$$J_c = \frac{6\Delta m}{n_t w^2 d (3l - w)} \quad (2.4)$$

より臨界電流密度 J_c を評価することができる。

また、交流磁化損失密度 W は、ヒステリシスループが形成されるならば、直流磁化 M のヒステリシス面積を計算することで導出できる。すなわち、

$$W = \oint M dB \quad (2.5)$$

である。ここで B を印加磁界、超伝導体の体積を V とすると、直流磁化 M は、

$$M = \frac{m}{V} = \frac{m}{n_t w l d} \quad (2.6)$$

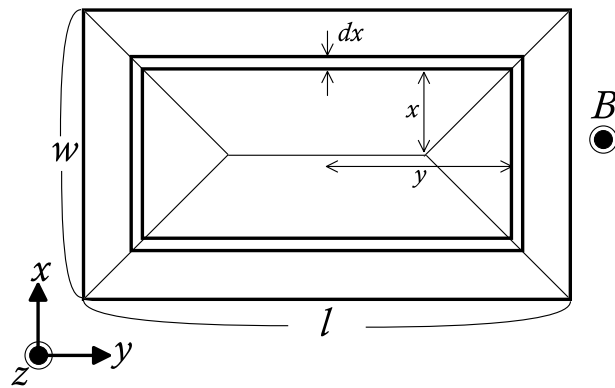


図 2.3: 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 dx の帯に囲まれた領域

である。

これらの式を用いて印加磁界の振幅を変化させたときの磁化損失密度 W を評価した。

第3章 結果と検討

3.1 J_c - B 特性

図 3.1 に 66 K における各試料の J_c の磁界振幅依存性 B を示す。#2a と #2b は同じ線材から切り出されたにも関わらず、 J_c に違いが見られた。これは試料を切り出す際のダメージや、線材の場所による J_c の分布の違いによるものと考えられる。低磁界領域において、3 つの試料の J_c に差があり、自己磁界 (0 T) 中における #1 と #2a の J_c は約 2 倍の差があることが分かる。また、図 3.2 に 3 枚の試料を重ねたコート線材の J_c の磁界振幅依存性 B を示す。いずれの線材においても実験値の差はほとんど見られず、図 3.1 における各 J_c の相加平均に近い値をとっている。図 3.2 の 1 T 付近より、 J_c の値に多少のばらつきが見られるが、これは積層させる際の外的要因によるものと考えられる。

3.2 W - B 特性

図 3.3 に 66 K における #1 と各積層試料の磁化損失密度 W の磁界振幅 B_m 依存性を示す。図 3.3 より、低磁界領域において W は B_m のおよそ 3 乗に比例し、高磁界領域では B_m の 1 乗以下で比例していることが分かる。さらに高磁界では J_c が 0 となる不可逆磁界 B_i を超えたところで W は一定となることが分かる。この 3 乗から 1 乗以下に変化する折れ曲がり点が、侵入した磁束が試料の内部に到達する中心到達磁界 B_p である。無限平板に平行に交流磁界を印加した場合において、臨界状態モデルを仮定すると B_p は J_c に比例する。また、 B_p 以下では、 J_c が大きくなるに

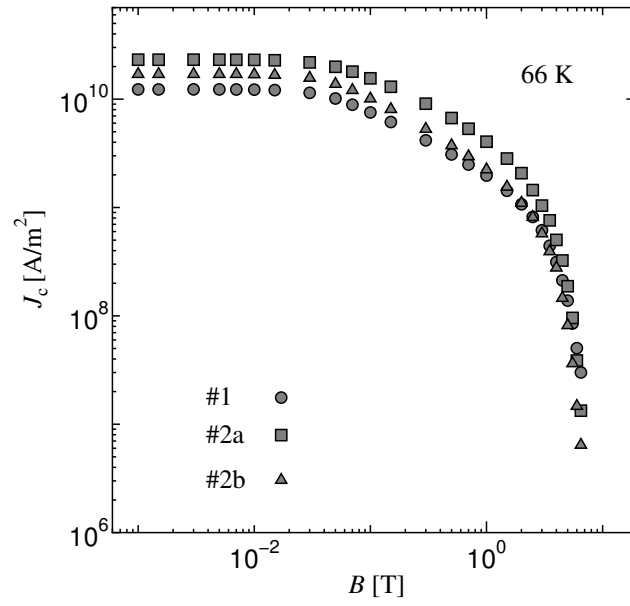


図 3.1: 各試料の J_c - B 特性

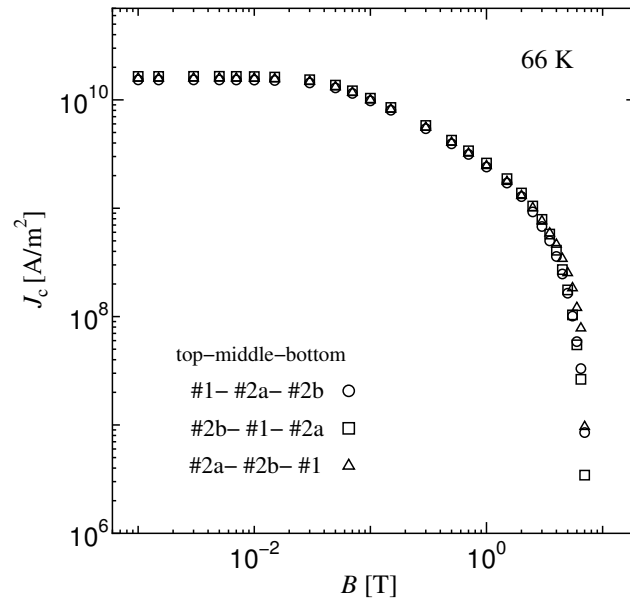


図 3.2: 各積層テープの J_c - B 特性

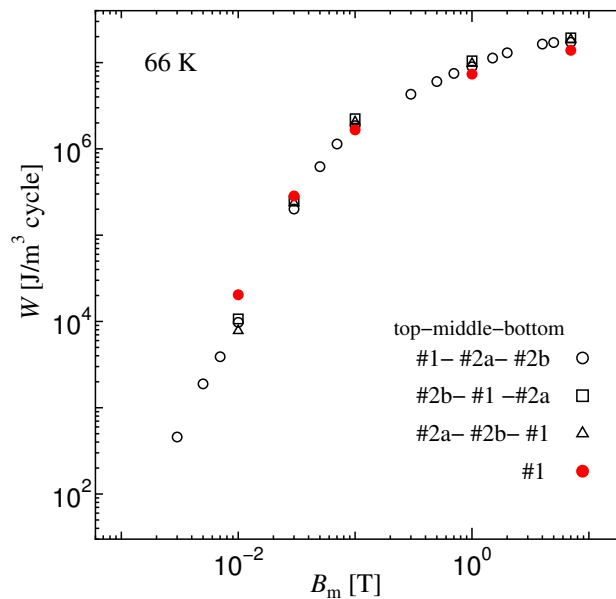


図 3.3: 試料#1 と各種層テープの W_c - B 特性

つれ、磁束が動く距離とその密度が小さくなるため交流損失は小さくなり、 B_p 以上では、 J_c が大きくなるにつれ、磁化が大きくなるため交流損失が大きくなる。

3.3 W/W_c - h_0 特性

図 3.4 に#1 と各種層パターンにおける交流損失特性を示す。低磁界領域では、#1 と比較して積層試料の交流損失が低減していることが分かる。これは、積層したテープがお互いに遮蔽効果を強め合う事で磁束線の侵入する距離が小さくなるためであると考えられる。すなわち、磁束線の侵入距離が小さくなれば、磁束線の移動する速度及びそれによって発生する電界が小さくなり、かつ電界が発生する領域も小さくなるため、損失密度は小さくなる。一方で、折れ曲がり点 B_p 以上の高磁界領域では積層枚数に関係なくほぼ同じ損失特性を示している。この場合、高磁界領域では試料内部まで磁束線が侵入してしまうことにより、外部磁界に対して

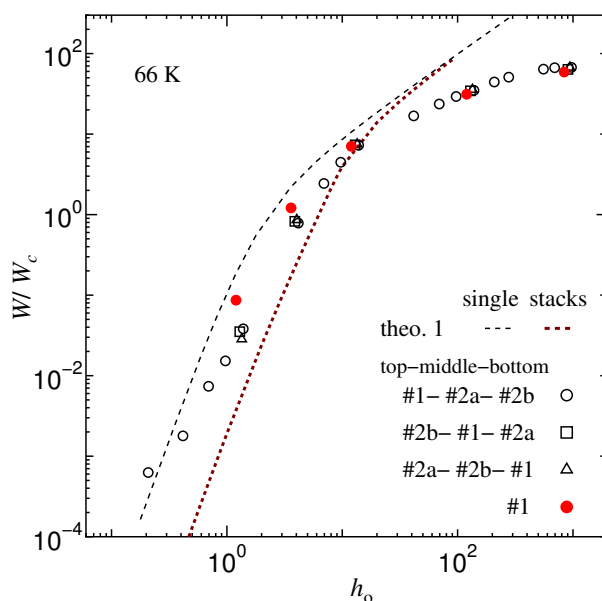


図 3.4: W/W_c-h_0 特性と理論値の比較

遮蔽が小さくなり上記のような形状的な効果がほぼなくなってしまうため、積層枚数に関係なく似たような損失特性になると考えられる。これらの結果について理論値との比較を行った。1層試料の場合は Brandt らの理論式 [2]、多層積層した場合は無限積層モデルを仮定した馬渡らの理論式 [3] を用いた。図 3.4 においては、theo.1 の single が 1 層試料、stack が積層試料の理論値をそれぞれ示している。

ここで、1.4 節で述べたように、(1.1)、(1.2) 式は J_c が磁界に依存せず一定とする Bean モデルを仮定している。従って、実際は図 3.1 のように磁界の増加につれ J_c が減少するため、高磁界領域で理論値と大きく外れてしまう。また、これらの式は無限に長い線材を仮定しており、幅方向からの磁束の侵入のみを考慮して計算してあるが、今回実験で使用した試料は $2.3 \text{ mm} \times 2.8 \text{ mm}$ 程度と幅と長さのアスペクト比が小さいため、長さ方向からの磁束の侵入も考慮する必要がある。これらについて次のような補正を行った。

J_c の磁界依存性の考慮

J_c の磁界中での低下を考慮するために、磁化の大きさが J_c に比例することを利用して、 J_c の低下を考慮した磁化の理論値を計算し、そのヒステリシスループの面積から交流損失を計算した。臨界状態モデルを仮定した場合、磁化のヒステリシスは外部磁界をゼロから増加させたときの初期磁化曲線を用いて解析的に求めることができる。すなわち、最大磁界 H_m から任意の $H_a (< H_m)$ まで減磁したときの磁化 $M_{\downarrow}(H_a, J_c)$ と $-H_m$ から H_a まで増磁したときの磁化 $M_{\uparrow}(H_a, J_c)$ は、

$$M_{\downarrow}(H_a, J_c) = M(H_m, J_c) - M(H_m - H_a, 2J_c), \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} M_{\uparrow}(H_a, J_c) &= -M(H_m, J_c) + M(H_m + H_a, 2J_c) \\ &= -M_{\downarrow}(-H_a, J_c) \end{aligned} \quad (3.2)$$

で与えられる [2]。ここで、 J_c は外部磁界 H_a における臨界電流密度であり、 $M(H_a, J_c)$ は外部磁界をゼロから H_a まで増加させたときの初期磁化である。1層試料における初期磁化 [2] と無限積層モデルにおける初期磁化 [3] はそれぞれ、

$$M_{\text{single}} = -\frac{1}{4} J_c w \tanh \frac{H_a}{H_0}, \quad (3.3)$$

$$M_{\text{stack}} = -\frac{D^2}{\pi w d} \int_1^{H_a} \left[1 + \frac{\sinh^2(\pi w / 2D)}{\cosh^2(H' / H_0)} \right] dH' \quad (3.4)$$

で与えられる。ここで $H_0 = J_c d / \pi$ である。磁化は J_c に比例するため、 J_c の減少に伴った磁化を計算することが出来る。従って図 3.1 に示した J_c - B 特性を用いて、各々の磁界振幅における磁化のヒステリシスループを求め、その面積を多角形近似により計算した。

長さ方向からの磁束侵入の考慮

今回測定に用いた試料は w に対し l が十分大きいとはいえないため、長さ方向からの磁束侵入による損失を無視することができない。磁束が試料内部に侵入する中心到達磁界 B_p 以下の磁界振幅では、長さ方向からの磁束侵入の分だけ損失が大きくなり、 B_p 以上の磁界振幅では磁化の絶対値そのものが小さくなるため損失が小さくなる。長さ方向と幅方向からの磁束侵入長が等しいとし、磁束が侵入する領域の比を考えると、 $B_m \simeq 0$ では、損失は $(l+w)/l$ 倍となり、 $B_m \geq B_p$ では磁化の絶対値の比から損失は $(3l-w)/3l$ 倍となる。従って、 B_m が 0 から B_p の間で線形に変化するような以下の係数を仮定した。

$$K(B_m) = \begin{cases} -\frac{4w}{3l} \frac{B_m}{B_p} + \frac{l+w}{l}, & (B_m < B_p) \\ \frac{3l-w}{3l}, & (B_m \geq B_p) \end{cases} \quad (3.5)$$

(3.2)–(3.4) 式から計算した値を $K(B_m)$ 倍することにより、理論値を計算した。なお、 B_p は損失曲線の折れ曲がり点として決定した。

これらの理論結果を図 3.5 に示す。図中の theo.2 の single が 1 層試料、stack が積層試料における J_c の低下を考慮した理論値を示している。図 3.5 より、 J_c を考慮することで高磁界領域において #1 の W/W_0 が理論値とほぼ一致することが分かった。

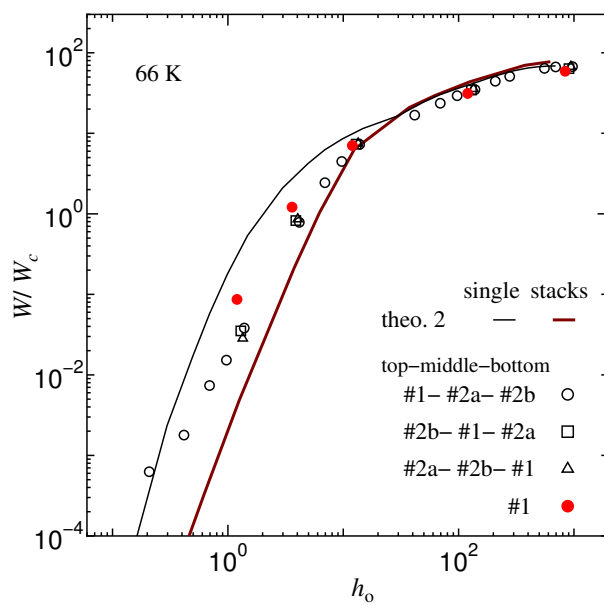


図 3.5: W/W_c-h_0 特性と J_c の低下を考慮した理論値の比較

第4章 まとめと今後の課題

まとめ

Y系コート線材の交流機器への応用を考えたとき、交流損失を低減させる必要がある。積層枚数を増やすことで交流磁化損失が低減できることは、中山らの研究結果等で示されており [4]、無限枚に積層させたときの理論式もある。しかし、有限枚数の積層モデルにおける理論解析は非常に難しく、実験的もしくは数値計算的に把握しておく必要がある。本研究では積層させると損失が抑えられることを踏まえた上で、特性の異なる GdBCO コート線材試料において、その積層順序が交流磁化損失に及ぼす影響を調べた。

1. 試料 #1 の自己磁界中の J_c が #2a の 2 倍を示すというのが、今回の実験における試料間の特性の最大の違いであった。しかし、実験結果は同じ J_c を持つ試料を積層させたときと、ほとんど変わらない結果となった。よって、積層順序が交流磁化損失に及ぼす影響はほとんど無いことが考えられる。
2. 理論式と比較する際に、 J_c の低下と 3 次元的な磁束の侵入を考慮することにより、高磁界領域においては実験値と理論値がほぼ一致することがわかった。従って、高磁界領域に限れば、理論式により損失を見積もることが可能であると考えられる。低磁界領域においては、実験値はほぼ同じ値を示し、積層順序が交流磁化損失に与える影響はほとんど無いと考えられる。

今後の課題

- 今回、積層試料における交流磁化損失の測定を行い、積層順序が損失に及ぼす影響はほとんどないことが考えられた。また、積層コート線材を用いた機器の開発において、あらかじめ試料の特性を理論計算または数値計算等で知ることができれば、作業の効率化や無駄な時間・コストの削減等を図ることができる。1.5節で述べたように、有限枚数の積層モデルにおける理論解析は非常に難しいが、有限要素法 (Finite Element Method) により超伝導体の電磁特性を計算することができる。したがって、今後は有限要素法による磁化損失の数値解析を行い、その計算結果と比較した詳しい考察が必要となる。
- 今回は磁化ヒステリシスの面積から損失を求めたが、より工業的に即した結果を求めるならば、局所的損失パワー密度を用いる方法が考えられる。手間がかかる方法ではあるが、最も情報量が多い局所的損失パワーを用いることで、瞬間的なパワーや局所的な損失密度が求まるほか、非定常な場合の損失などを求めることができるという利点がある。

謝辞

本研究を行なうにあたり、多大なる御指導、アドバイスをして頂きました松下照男教授に深く感謝いたします。

また、小田部荘司教授、木内勝准教授には御迷惑をおかけしながらも様々な助言や指導、御協力をして頂き深く感謝いたします。

最後に、お世話になりました松下研究室、小田部研究室、木内研究室の皆様に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] M.R. Halse, J. Phys. D: Appl. Phys. **3** (1970) 717.
- [2] E.H. Brandt, M.V. Indenbom, A. Forkl, Europhys. Lett. **22** (1993) 735.
- [3] Y. Mawatari, Phys. Rev. B **54** (1996) 13215.
- [4] Y. Nakayama, M Kiuchi, E.S. Otabe, T. Matsusita, H. Okamoto, T. Sato, T. Izumi, Physica C **412** (2004) 1015.