

積層した **GdBCO** コート線材における  
磁化損失の評価

中山 祐輔

平成 22 年 2 月 12 日

情報システム専攻

# 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	3
1.3	Y系超伝導体	4
1.4	交流損失	4
1.5	本研究の目的	6
第2章	実験	7
2.1	試料	7
2.1.1	IBAD法	8
2.1.2	PLD法	8
2.2	測定及び評価方法	9
第3章	結果及び検討	11
3.1	$J_c$ - $B$ 特性	11
3.2	$W$ - $B_m$ 特性	12
3.3	交流損失積層枚数依存性	13
第4章	有限要素法による交流損失の解析	20
4.1	有限要素法	20
4.1.1	電磁解析における支配方程式	20
4.1.2	$\vec{A}$ - $\phi$ 法を用いた解析方法	21
4.1.3	$\sigma_{\text{init}}$ 及び $\sigma_{\text{max}}$ 選定の考え方	23
4.2	有限要素法による数値解析	23
4.2.1	FEMにより計算した交流損失特性	23
4.2.2	積層試料内の各テープにおける交流損失	24
4.2.3	FEMによる計算結果と実験結果と定量的比較	27

第5章 まとめと今後の課題

29

参考文献

32

## 図目次

1.1	低温における超伝導体の抵抗率の消失 . . . . .	2
1.2	(a)Bi-2212 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造 . . . . .	4
1.3	YBCO、Bi-2223、 $Nb_3Sn$ の様々な温度での臨界電流密度 $J_c$ の比較 . . . . .	4
2.1	GdBCO テープ線材の試料構成 . . . . .	7
2.2	IBAD 法の概略図 . . . . .	8
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 . . . . .	10
3.1	1 層試料の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	11
3.2	77.3 K における各試料の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	12
3.3	1 層試料の $W$ - $B_m$ 特性 . . . . .	13
3.4	1 層試料における $W$ - $B_m$ 特性の温度スケーリング . . . . .	14
3.5	1 層、3 層、12 層試料における $W/W_c$ - $h_0$ 特性 . . . . .	15
3.6	1 層、3 層、12 層試料における $W/W_c$ - $h_0$ 特性 (低磁界領域) . . . . .	15
3.7	交流損失の理論結果との比較 . . . . .	18
3.8	交流損失の積層枚数依存性 . . . . .	19
4.1	交流損失解析用モデル断面概略図 . . . . .	24
4.2	FEM により計算した $W/W_c$ - $h_0$ 特性 . . . . .	25
4.3	$W/W_c$ - $h_0$ 特性の実験結果 . . . . .	25
4.4	FEM により計算した交流損失積層枚数依存性 . . . . .	26
4.5	12 層試料内の各テープにおける磁化損失 . . . . .	27
4.6	12 層試料における各テープの磁束密度分布 . . . . .	28
4.7	1 枚試料における 66.0 K、磁界振幅 0.01 T のときの磁化のヒステリシス . . . . .	28

# 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付近の極低温で突然電気抵抗が消失するという現象を発見し、この現象、また現象を示す物質を超伝導現象及び超伝導体と名づけた。また、このような常伝導状態から超伝導状態に転移する温度を臨界温度 $T_c$ と呼ぶ(図1.1)。 $T_c$ 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大きな要因である。超伝導の発見以降、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. Ochsenfeld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、超伝導現象は完全導電性と完全反磁性の2つの特徴を持った現象であることが明らかになった。さらに1957年、J. Bardeen、L.N. Cooper及び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、これ以降、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想されていた。しかし、1986年にBednorzとMüllerによって30 Kを超える銅酸化物系の超伝導体、La-Ba-Cu-Oが発見されたのを皮切りにその後も次々と $T_c$ の記録を更新し、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

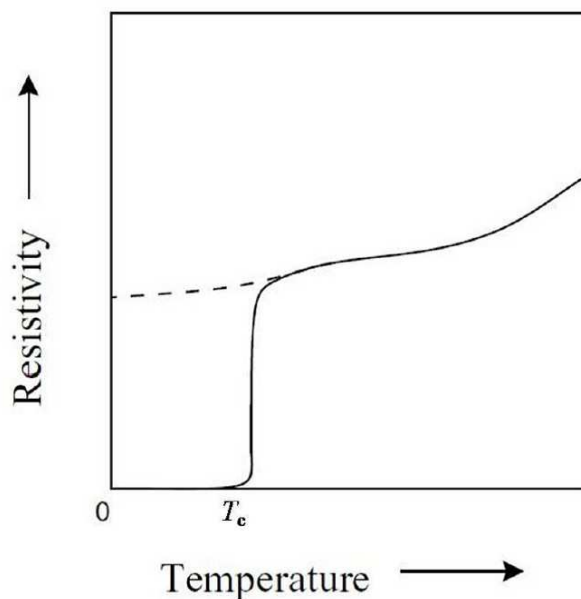


図 1.1. 低温における超伝導体の抵抗率の消失

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ことが多い。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る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。その一例を次に示す。

- 電力・エネルギー：超伝導ケーブル、超伝導発電機、超伝導電力貯蔵装置、超伝導変圧器、超伝導限流器、核融合装置
- 医療：磁気シールド、核磁気共鳴装置 (NMR)、脳磁図測定装置 (MEG)、磁気共鳴イメージング装置 (MRI)、心電図測定装置 (MCG)
- 輸送：超伝導モーター推進船、リニアモーターカー、超伝導自動車
- 情報通信：AD 変換機、超伝導量子干渉素子 (SQUID)

## 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  $\text{Cu-O}_2$  面を持つことから銅酸化物超伝導体と呼ばれている。図 1.2 に Bi 系超伝導体である Bi-2212 ( $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ) と Y 系超伝導体である YBCO ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ) の結晶構造を示す。銅酸化物超伝導体は超伝導電流が流れると考えられる  $\text{CuO}_2$  面と  $\text{CuO}_2$  面に超伝導電子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  $\text{CuO}_2$  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、 $\text{CuO}_2$  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、図 1.3 に示すように、高磁界中において  $J_c$  が低下するという短所がある<sup>1)</sup>。

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。

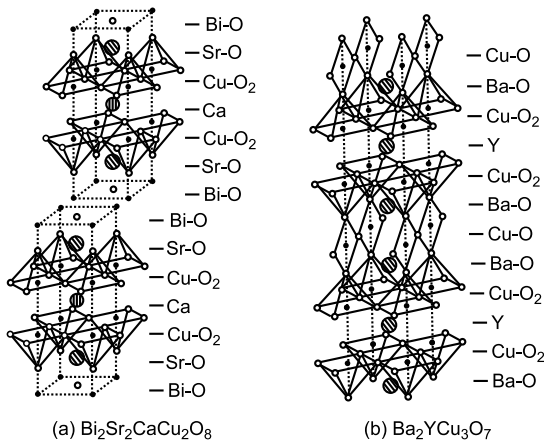


図 1.2. (a)Bi-2212 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造

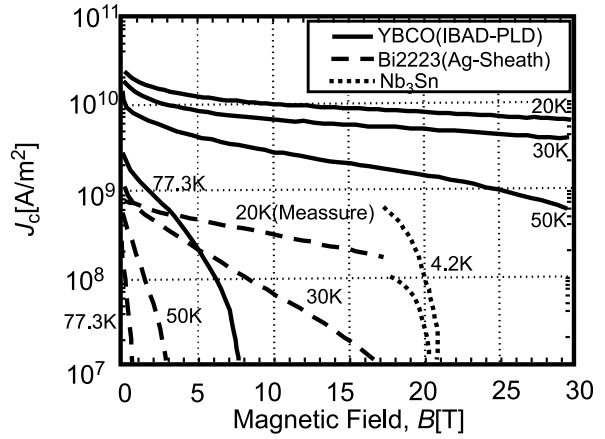


図 1.3. YBCO、Bi-2223、 $\text{Nb}_3\text{Sn}$  の様々な温度での臨界電流密度  $J_c$  の比較

### 1.3 Y 系超伝導体

YBCO は  $T_c$  が約 90 K と液体窒素の沸点 77.3 K に対して高く、また Bi 系超伝導体に比べて高磁界下で高い臨界電流密度を持つため、高温・高磁界中での応用が期待されている。また、YBCO の Y の一部または全てを同じ希土類元素で置き換えた REBCO (RE: 希土類) も同様に超伝導特性を示し、これらの超伝導体は Y 系超伝導体と呼ばれるようになった。また、Y 系超伝導体において、Y をよりイオン半径の大きな Gd、Sm、Dy などに置き換えるとより高い  $T_c$  が得られ<sup>2)</sup>、特に GdBCO においては YBCO よりも高磁界中での  $J_c$  が向上することが分かっている。より一層の臨界電流改善のために、様々な Y 系超伝導体に関する研究が行われている。

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。

### 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が(実際には磁束クリープの影響で完全に無損失ではない)、交



流のような変動する磁界または電流条件下においては、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 ohmic 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性質のように思えるが、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。現実の超伝導材料においては、粘性損失や渦電流損失、また多芯線の場合は素線間での結合損失も発生するが、一般に 1 kHz 以下程度の周波数の場合には、損失の大部分はヒステリシス損失となり、粘性損失、渦電流損失、結合損失は無視できることが報告されている。

超伝導線材を変圧器や電力ケーブルなどの交流電力機器への応用を想定した場合、このような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。コート線材の場合、超伝導層の厚さに比べて幅が非常に大きいため、高い断面アスペクト比を持つ。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 ( $c$  軸方向) 磁界中の  $J_c$  は、平行方向 ( $a$ - $b$  面方向) 磁界中の  $J_c$  よりも小さい。したがって、平行方向の磁界よりも垂直磁界の方が磁束の侵入距離 (磁束が動く距離に相当する) が大きくなるため、全体の損失の内、垂直磁界によるものが大部分を占める。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。その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おけ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<sup>3)</sup> 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  $W$  [ $\text{J}/\text{m}^3\text{cycle}$ ] は Halse<sup>4)</sup> や Brandt ら<sup>5)</sup> 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、 $\mu_0$  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<sup>6)</sup>、

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

で表される。ここで $\theta_y$ 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<sup>7)</sup>。

## 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、線材は単独ではなく数枚から数十枚の線材を組み合わせた複合導体として用いられる。特に超伝導線材でコイルを巻く場合などは厚さ方向に積層した複合導体として使用される。また、1.4節で述べたように、馬渡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。本研究では、積層枚数を変えたGdBCOコート線材試料において、交流磁化損失の評価及び有限要素法による損失の数値計算を行い、磁化損失における積層の影響を調べることを目的とした。

## 第 2 章 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた試料は、フジクラで作製された IBAD/PLD 法による GdBCO 線材である。試料の構成を図 2.1 に示す。試料は無配向の Hastelloy テープ上に、IBAD 法にて中間層である  $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  (GZO) の二軸配向基板を成膜し、さらにキャップ層として  $\text{CeO}_2$  を PLD 法に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  $15\ \mu\text{m}$  の銀と  $0.1\ \text{mm}$  の銅の安定化層が成膜されている。また、テープ線材から約  $2.3\ \text{mm} \times 2.8\ \text{mm}$  の試料を切り出し、1~12 枚を重ねて測定を行った。超伝導層厚  $d$  は  $2.0\ \mu\text{m}$ 、積層間隔  $D$  は  $0.55\ \text{mm}$  であり、SQUID 磁力計による直流帯磁率測定から得られた  $T_c$  は  $92.8\ \text{K}$  であった。試料の作製方法及び本研究で行った測定方法についてそれぞれ 2.1.1、2.1.2 及び 2.2 に示す。

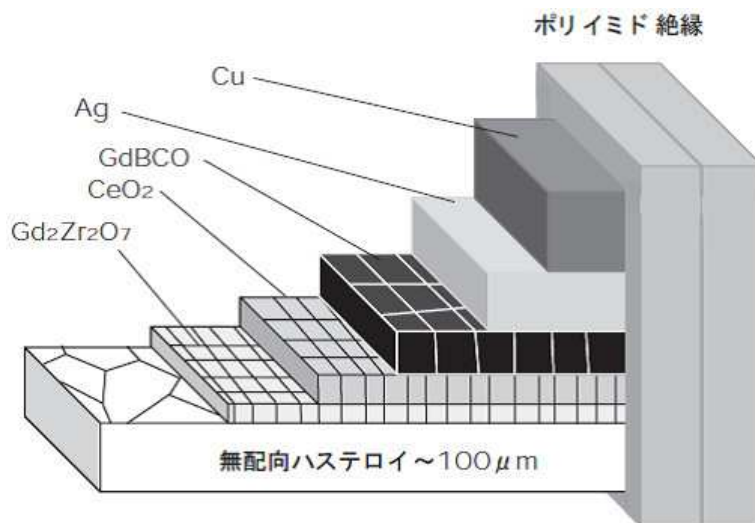


図 2.1. GdBCO テープ線材の試料構成

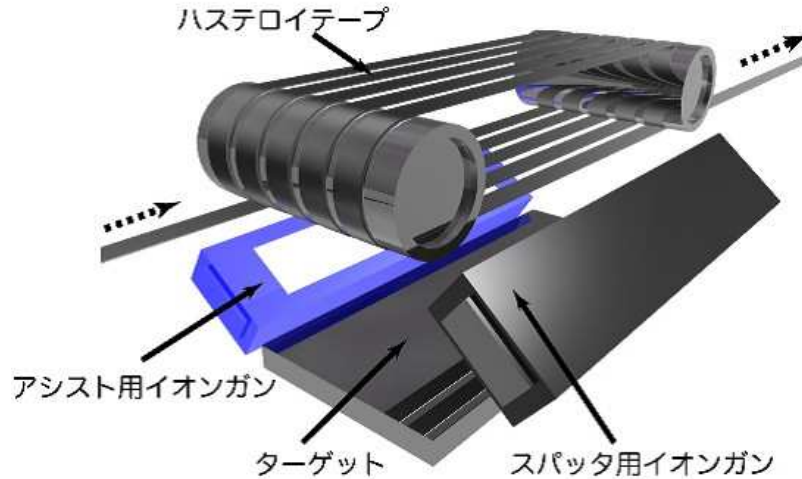


図 2.2. IBAD 法の概略図

### 2.1.1 IBAD 法

IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) 法とは、通常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 にその概略図を示す。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  $\text{CeO}_2$  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。

### 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、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、77.3 K、及び 85.0 K で、印加磁界は 0~5 T として測定を行った。

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  $z$  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  $n_t$  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。ただし、 $d$  は磁界の方向の試料の厚みである。これより

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

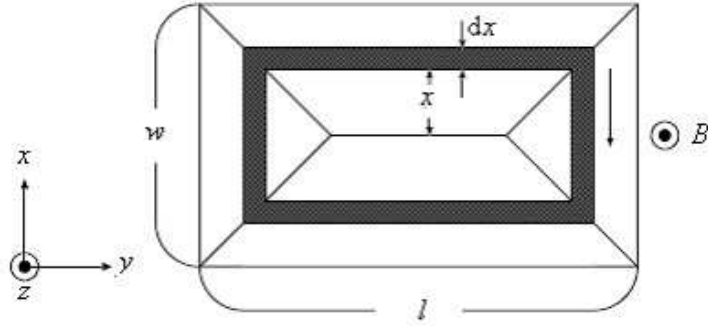


図 2.3. 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅  $dx$  の帯に囲まれた領域

となる。したがって、磁気モーメントのヒステリシス幅  $\Delta m$  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、磁化損失密度  $W$  は、

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

となるため、直流磁化  $M$  のヒステリシスの面積を計算し磁化損失密度とした。ここで  $B$  は印加磁界、直流磁化  $M$  は超伝導体の体積を  $V$  とすると、

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

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。ここで、印加磁界は交流ではなく、順次値が変動する直流磁界であるため、準定常状態のヒステリシスを測定していることに注意すべきである。

## 第 3 章 結果及び検討

### 3.1 $J_c$ - $B$ 特性

図 3.1 に 66.0 K、77.3 K 及び 85.0 K における 1 層試料の  $J_c$ - $B$  特性を示す。また、図 3.2 に 77.3 K における各積層試料の  $J_c$ - $B$  特性を示す。図 3.2 より、同じ線材から切り出したにもかかわらず、各試料において  $J_c$  の絶対値に若干の違いが見られた。これは線材の場所による  $J_c$  の分布や、切り出すときの端部のダメージの違いによるものと考えられる。 $J_c$  評価に用いた (2.4) 式は、積層した試料が同じ  $J_c$  を持つと仮定しているため、これらの  $J_c$  は各層の臨界電流密度の相加平均と言える。

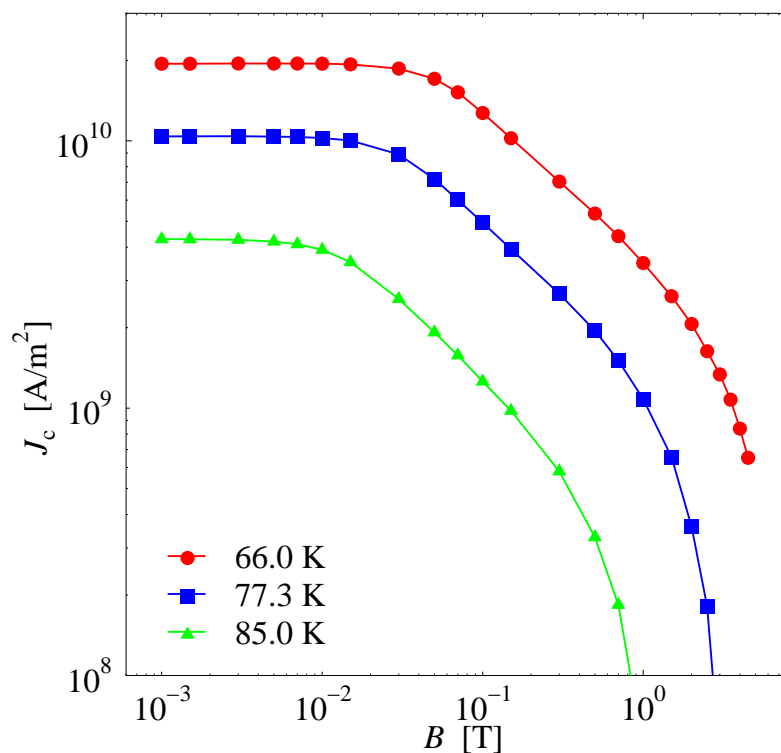


図 3.1. 1 層試料の  $J_c$ - $B$  特性

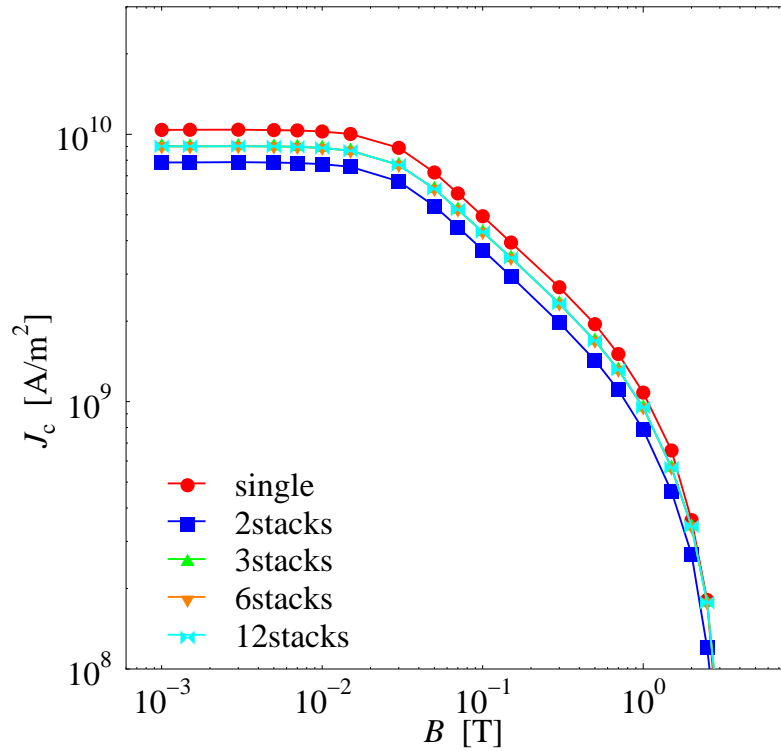


図 3.2. 77.3 K における各試料の  $J_c$ - $B$  特性

### 3.2 $W$ - $B_m$ 特性

図 3.3 に 66.0 K、77.3 K 及び 85.0 K における 1 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  $J_c$  がゼロとなる不可逆磁界  $B_i$  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。図 3.3 において、温度が下がるにつれ、すなわち  $J_c$  が増加するにつれ、低磁界領域では  $W$  が減少し、高磁界領域では  $W$  が増加している。従って、垂直磁界中のコート線材においても  $J_c$  の変化が  $B_p$  の変化に対応していると理解できる。

図 3.3 の  $W$ 、 $B_m$  それぞれを規格化した結果を図 3.4 に示す。ここで、 $h_0 =$



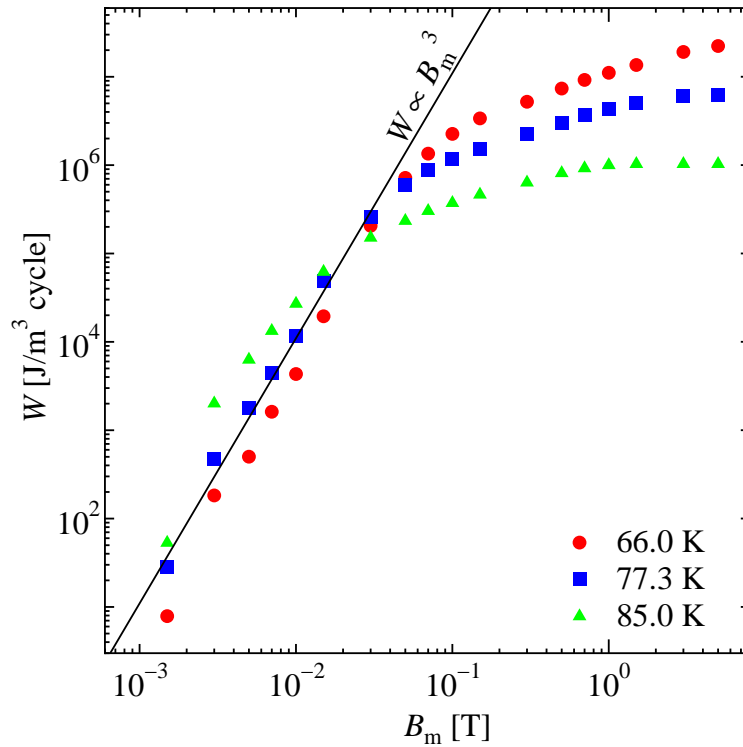


図 3.3. 1 層試料の  $W$ - $B_m$  特性

$\pi B_m / \mu_0 J_c d$ 、及び  $W_c = \mu_0 I_c^2 / \pi w d$  である。なお、臨界電流  $I_c$  は  $J_c w d$  として計算し、規格化に用いた  $J_c$  にはそれぞれの試料・温度において図 3.1、3.2 で示した自己磁界中の値を使用した。図 3.4 より、交流損失は今回測定した 66~85 K の範囲において温度スケーリングできることが分かった。また、積層試料においても、同様にスケーリングできることが分かった。従って、これ以降は規格化した  $W/W_c - h_0$  について議論する。

### 3.3 交流損失積層枚数依存性

図 3.5 に 1 層、3 層及び 12 層試料における交流損失特性を示す。また、低磁界領域を拡大した結果を図 3.6 に示す。低磁界領域では、1 層試料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。また、積層枚数が増えるにつれて損失が低減することが分かった。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、

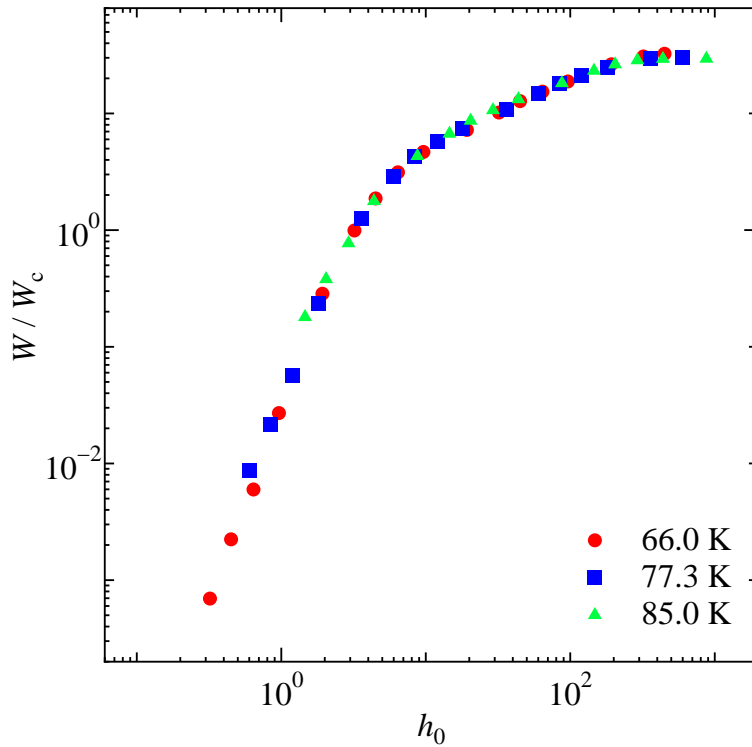


図 3.4. 1層試料における  $W$ - $B_m$  特性の温度スケージング

最も積層枚数が多い12層試料における折れ曲がり点  $B_p$  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<sup>5)</sup>、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<sup>6)</sup>を用いた。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。

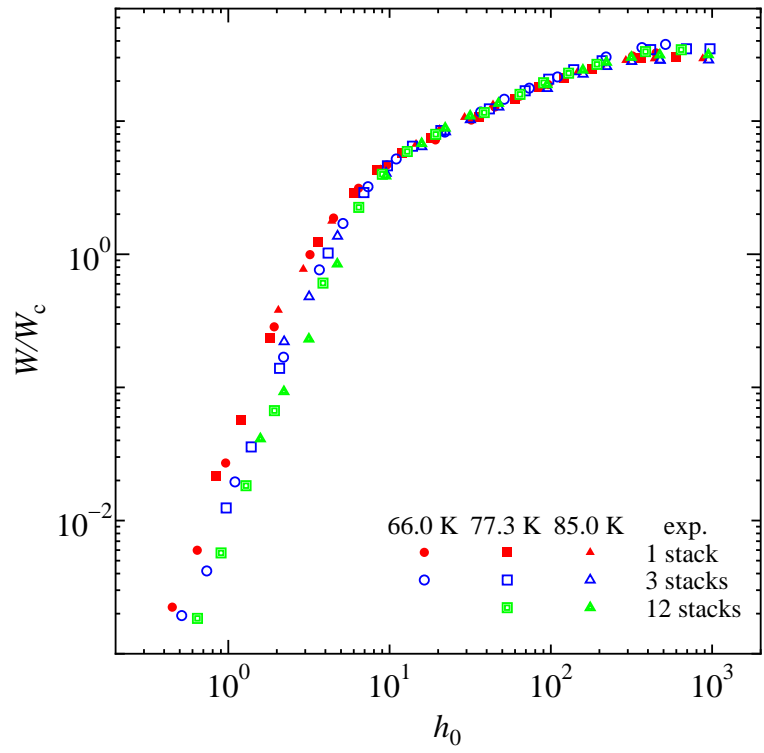


図 3.5. 1層、3層、12層試料における  $W/W_c$ - $h_0$  特性

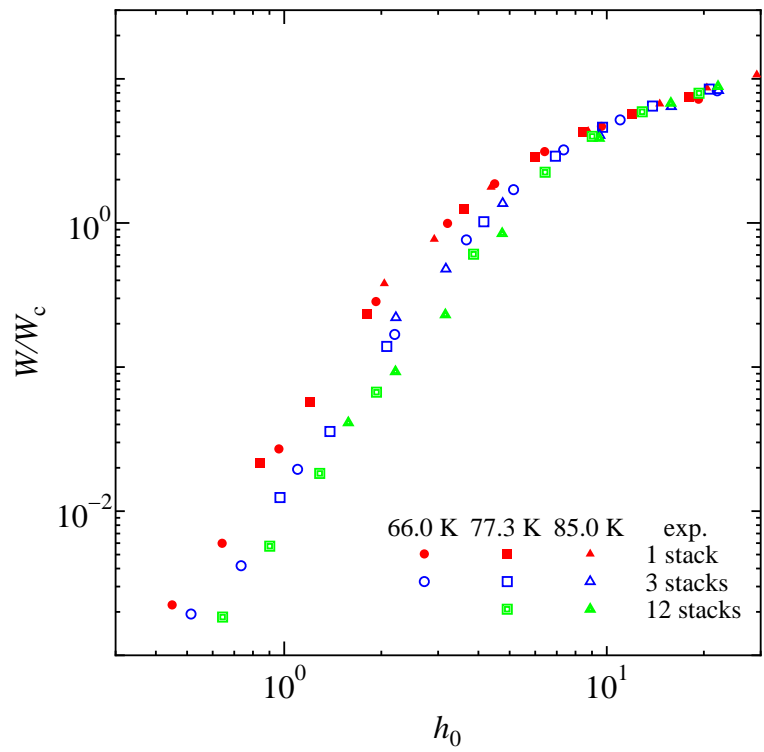


図 3.6. 1層、3層、12層試料における  $W/W_c$ - $h_0$  特性 (低磁界領域)

## $J_c$ 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<sup>5)</sup>。ここで、 $M(H_a, J_c)$  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<sup>5)</sup>と無限積層モデルにおける初期磁化<sup>6)</sup>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 3.7 に示す。図 3.7 より、 $J_c$  の磁界依存性を考慮することで高磁界領域で理論値とほぼ一致することが分かった。また、積層枚数を増やすことにより無限積層モデルの理論値に近づいていくような結果となることが分かった。一方で、1 層試料において理論値よりも小さくなる結果となった。ここで、 $h_0 = 1$  の時の損失の値を無限積層モデルの理論値  $W_{\text{stack}}$  で規格化した値の積層枚数依存性を図 3.8 に示す。図 3.8 より、今回の実験で最も積層枚数の多い 12 層試料は、1 層試料と比べて損失が 1/4 以下に低減する結果となった。また、積層枚数が増えるにつれ、損失が指数的に減少していくような結果が得られた。それでも  $W_{\text{stack}}$  と比較すると数倍程度の損失があることが分かる。これらの結果について次章で有限要素法を用いた数値解析を行った。

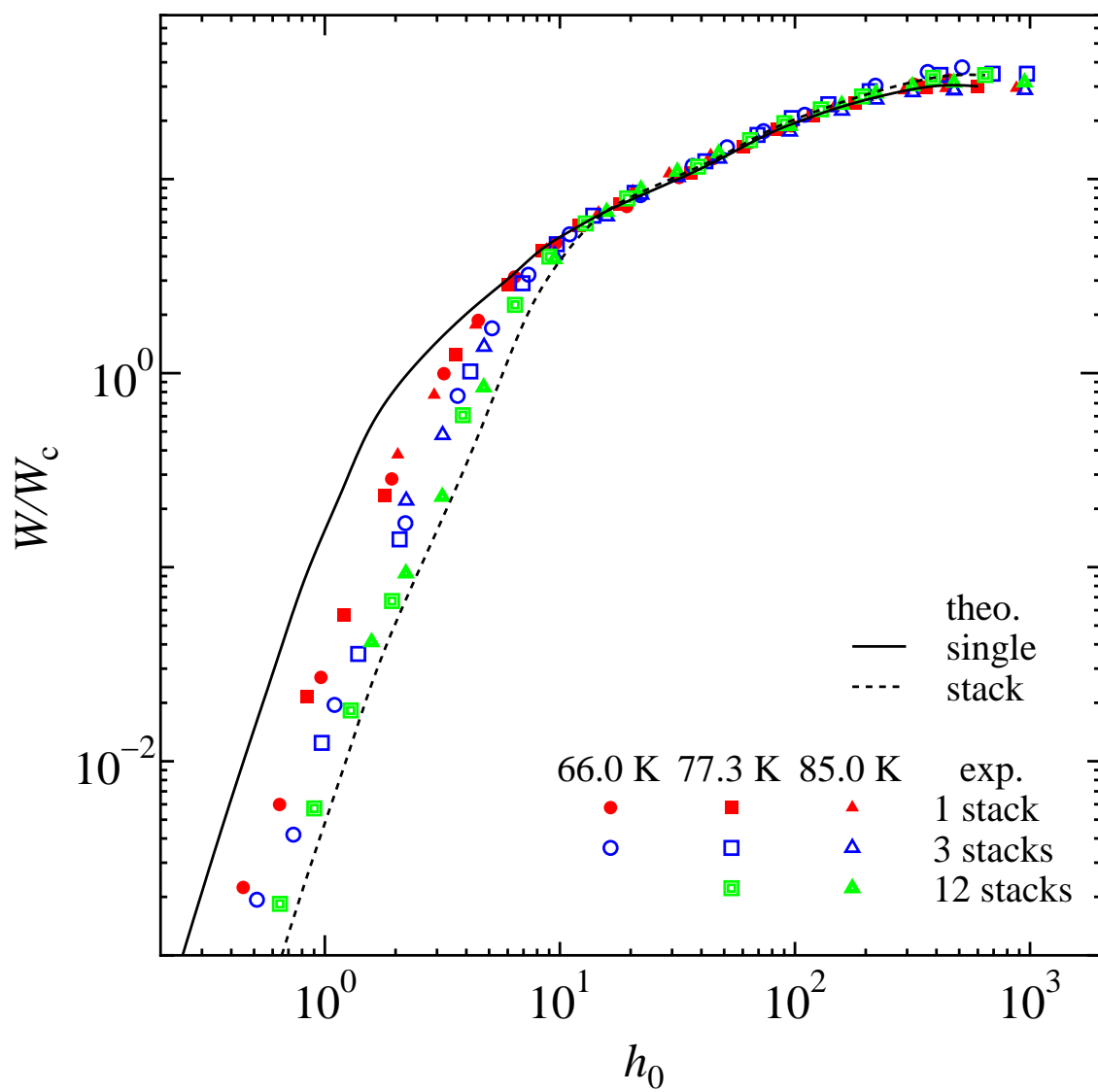


図 3.7. 交流損失の理論結果との比較

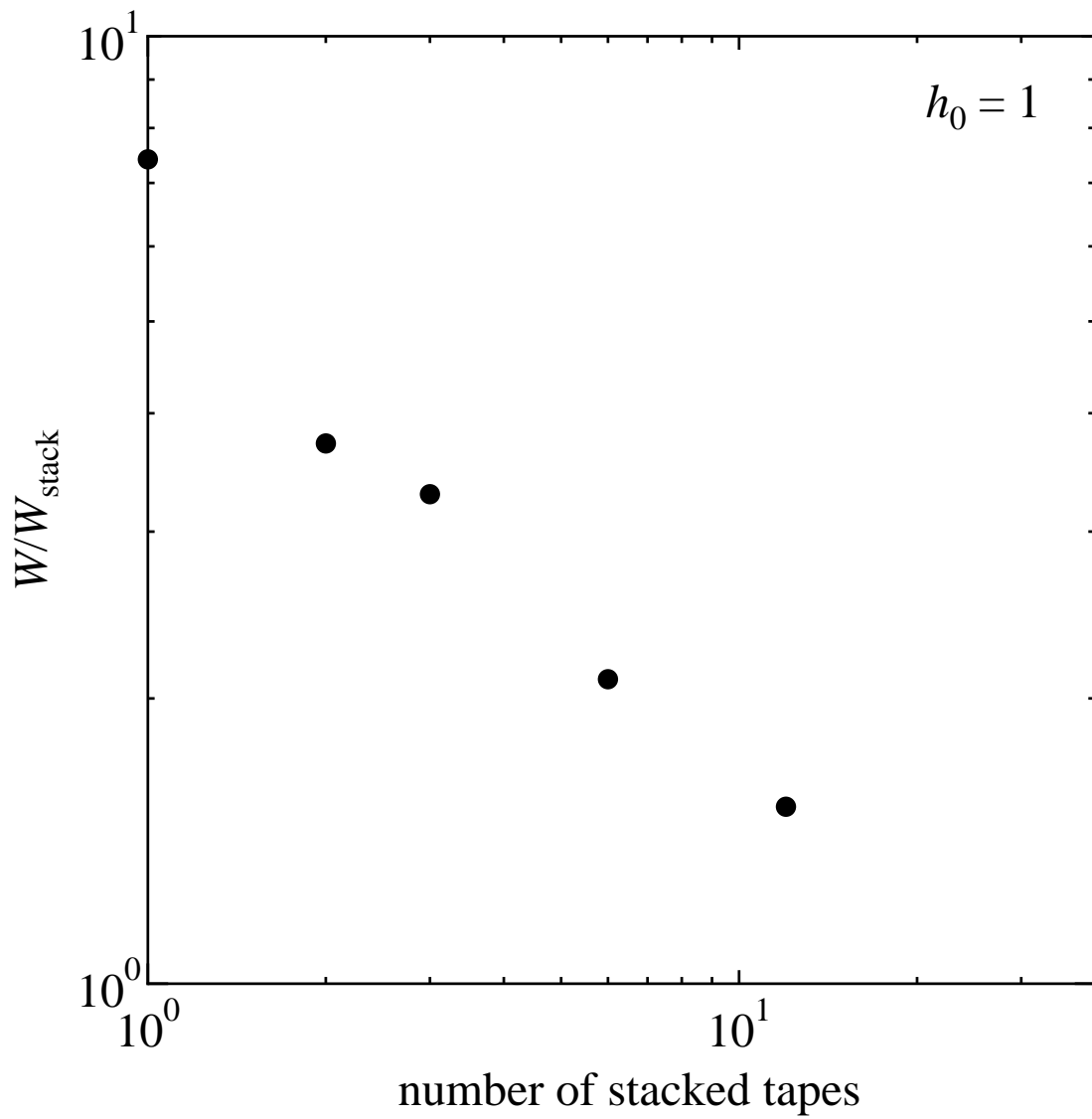


図 3.8. 交流損失の積層枚数依存性

## 第 4 章 有限要素法による交流損失の解析

### 4.1 有限要素法

超伝導体を用いた機器の開発に際して、実際に超伝導試料を作製して電磁特性を測定し、その結果をフィードバックして新たに試料を作製する、といった手順を取ると、非常に効率が悪く、またコストもかさんでしまう。そこで、試料を作製する前に、あらかじめ目的の試料の特性を理論計算または数値計算などで知ることができれば非常に有意義である。解析的に解くことが難しい形状や条件における超伝導体の電磁特性を計算する方法の一つとして有限要素法 (Finite Element Method、以下 FEM と述べる) が挙げられる。FEM は微分方程式の近似解を数値的に得る方法の一つである。計算対象を支配方程式が定義された有限の範囲としてモデル化し、その解析領域内部をさらに小さな要素に分割し、各々の要素間で境界条件を満たしながら連続となるように解を求めていく方法である。こうして求まる解は、領域全体で自己矛盾なく支配方程式を満たす。FEM は電磁場解析・流体解析等、微分方程式で記述されるあらゆる場の問題に適用可能で、近年では、流体構造連成や電磁場構造解析など連成解析も盛んに研究されている。

#### 4.1.1 電磁解析における支配方程式

電磁解析における支配方程式は、(4.1)~(4.4) 式に示す Maxwell の電磁方程式である。

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$



$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (4.4)$$

$\vec{B}$ 、 $\vec{H}$ 、 $\vec{D}$ 、 $\vec{E}$ 、 $\vec{J}$ はそれぞれ磁束密度、磁界の強さ、電束密度、電界の強さ、電流密度であり、 $\rho$ は電荷密度である。これらの間には(4.5)~(4.7)式の関係がある。

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.5)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (4.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (4.7)$$

ここで、 $\mu$ 、 $\varepsilon$ 、 $\sigma$ はそれぞれ、透磁率、誘電率、導電率である。

#### 4.1.2 $\vec{A}$ - $\phi$ 法を用いた解析方法

超伝導体を電磁解析するにあたってベクトルポテンシャル  $\vec{A}$  と、スカラーポテンシャル  $\phi$  を用いた  $\vec{A}$ - $\phi$ 法に基づいておこなう<sup>8)</sup>。この手法は、解析領域内に導体または磁性体が存在して、それにうず電流が流れ、これによる反抗磁界が問題になるような場に対する解析に有効である。ただし、変位電流は考慮していない。この時、電磁界に関する基本方程式であるアンペールの法則及び電流保存則は、次式で表現される。

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} = -\rho \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right) \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (4.9)$$

この時、磁界  $\vec{B}$  及び電界  $\vec{E}$  はそれぞれ次式から算出される。

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (4.10)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (4.11)$$

有限要素法では上記(4.8)~(4.11)式を解析領域の全要素に対して適用させるが、超伝導体の電流密度  $\vec{J}$  については、(4.7)式において以下に述べるような仮想的な導電率  $\sigma_s$  を導入することでその非線形性を表現する。

高温超伝導体の  $E$ - $J$  特性は、基準となる電界  $E_c$  が発生している時の電流密度を  $J_c$  とすると、次式で表される  $n$  値モデルで近似することが出来る。

$$E = E_c \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \quad (4.12)$$

なお、 $n = \infty$  の場合が Bean モデルに相当し、この時電流密度の大きさはゼロもしくは  $J_c$  のどちらかとなる。また、 $n = 1$  の場合は常伝導体に相当する。(4.12) 式から超伝導特性を表現するパラメータとして仮想的な導電率

$$\sigma_s = \frac{J}{E} = \frac{J_c}{E_c} \left( \frac{J_c}{J} \right)^{n-1} \quad (4.13)$$

を定義し、これを (4.7) 式の  $\sigma$  の代わりに用いる。 $\sigma_s$  は非線形性を持つので、各解析時刻において非線形の収束反復計算を行い、その収束判定には  $\sigma_s$  の変化量 (前時刻との差  $\Delta\sigma_s$ ) を利用して、解析領域全体に対して次式が成立することを条件として用いる。

$$\sum \Delta\sigma_s / \sum \sigma_s < \varepsilon \quad (4.14)$$

$\varepsilon$  は誤差範囲を表す定数である。ここで初期導電率を

$$\sigma_{\text{init}} = \frac{J_c}{E_c} \quad (4.15)$$

とし、また計算精度を保証するため、導電率の上限値として最大導電率  $\sigma_{\text{max}}$  を導入する。上記の考え方に基づいた各時刻での反復計算手順を以下にまとめらる。

1. 初期導電率を設定する。
2. (4.8)、(4.9) 式の電磁界方程式を解く。
3. (4.10)、(4.11) 式から電界と電流密度を求める。
4. (4.13) 式に従い新たな  $\sigma_s$  を計算し、(4.14) 式が満たされれば収束反復計算を終了し、次の時刻計算へ進む。
5. 新たな  $\sigma_s$  が  $\sigma_{\text{max}}$  を超える場合は  $\sigma_{\text{max}}$  で置換する。
6. ステップ 2 へ戻る。

### 4.1.3 $\sigma_{\text{init}}$ 及び $\sigma_{\text{max}}$ 選定の考え方

超伝導体の仮想的な導電率  $\sigma_s$  の逆数は  $E$ - $J$  曲線の傾きに対応する。計算精度を保証するために導入した最大導電率  $\sigma_{\text{max}}$  は、低電流域での超伝導特性を  $E$ - $J$  曲線の代わりに  $E = J/\sigma_{\text{max}}$  で置き換えることに相当し、低電流域での損失を多めに見積もることになる。ただし、 $\sigma_{\text{max}}$  を十分大きくする事でこの影響を低減できることが知られており<sup>9)</sup>、 $\sigma_{\text{max}}$  が大きい場合の計算精度の保証問題との兼ね合いで  $\sigma_{\text{max}}$  を決定する必要がある。 $n$  値が 20 程度の場合、 $\sigma_{\text{max}}$  を  $\sigma_{\text{init}}$  の 100 倍程度に設定すれば、仮に要素内の電流成分が少なく導電率が  $\sigma_{\text{max}}$  となった要素が存在しても、その要素での損失は臨界電流が流れている要素での損失の数%以下となるため、全体に与える影響が少ないとされている<sup>10)</sup>。

## 4.2 有限要素法による数値解析

超伝導体の交流損失を数値解析するにあたり、モデルの作成、有限要素法の計算に日本総合研究所の JMAG studio version 9.0 を使用した。作成したモデルの概略図を図 4.1 に示す。モデルは臨界電流密度  $J_c = 1 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  及び厚さ  $d = 2 \mu\text{m}$  の超伝導体を間隔  $D = 0.55 \text{ mm}$  で厚さ方向に並べてある。3.3 節で述べたように、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すため、特性の異なる低磁界領域のみの解析を行った。この磁界領域（例えば 77.3 K では 40 mT 以下）では、 $J_c$  がほとんど変化しないため、計算において  $J_c$  は磁界に依存せず一定として計算した。図は 6 層試料の概略図であるが、同様に間隔  $D$  で積層枚数を 1~12 枚と変化させ、積層試料モデルとした。電界基準、 $n$  値は  $E_c = 10^{-8} \text{ V/m}$  及び  $n = 25$  と設定した。また、超伝導体の外側にコイルを設置し、このコイルに交流電流を流すことで交流磁界をシミュレートし、超伝導体の交流損失を解析する。対称性より、図の破線で囲まれた  $x$  座標の正の領域のみの 1/2 モデルを作成し計算を行った。モデルは超伝導部分、コイル部分及び空気部分で構成されており、図の超伝導体及びコイル以外の領域は全て空気としている。

### 4.2.1 FEM により計算した交流損失特性

図 4.2 に FEM により計算した交流損失特性、図 4.3 に実験結果を示す。4.2.2 節で述べるが、積層試料において、各テープで損失の値が異なるため、

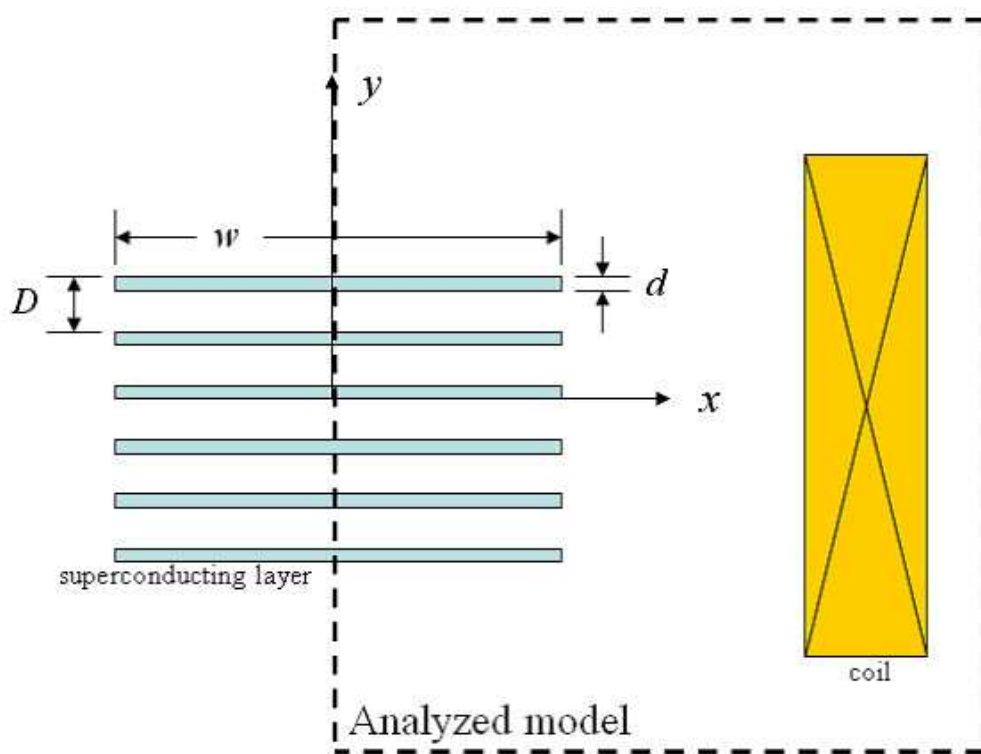


図 4.1. 交流損失解析用モデル断面概略図

積層試料全体としての損失密度は各々のテープの損失密度の平均値として計算している。図 4.2 より、1 層試料の場合の計算結果は Brandt の理論結果とほぼ一致していることが分かる。従って、今回作成した FEM モデルは交流磁化損失計算において信頼できると言える。それと同時に幅と厚さのアスペクト比が 1000 程の線材でも、薄膜極限を仮定している Brandt の理論式によって交流損失をおおよそ見積もることが出来ると考えられる。図 4.2 より、積層枚数が増えるにつれて交流損失が低減し、ある磁界からその差が小さくなるような、実験結果と同様な傾向が見られた。同様に  $h_0=1$  における交流損失の積層枚数依存性の計算結果を図 4.4 に示す。こちらも実験結果と同様に積層枚数が増加するにつれて交流損失が指数的に減少するような傾向が見られた。

#### 4.2.2 積層試料内の各テープにおける交流損失

図 4.5 に 12 層試料内の各テープにおける損失密度の大小関係を示す。各テープの損失を最も損失が大きくなったテープの損失  $W_{\max}$  で規格化してある。横軸の tape number は図 4.1 のモデルにおいて、積層試料内のテープを

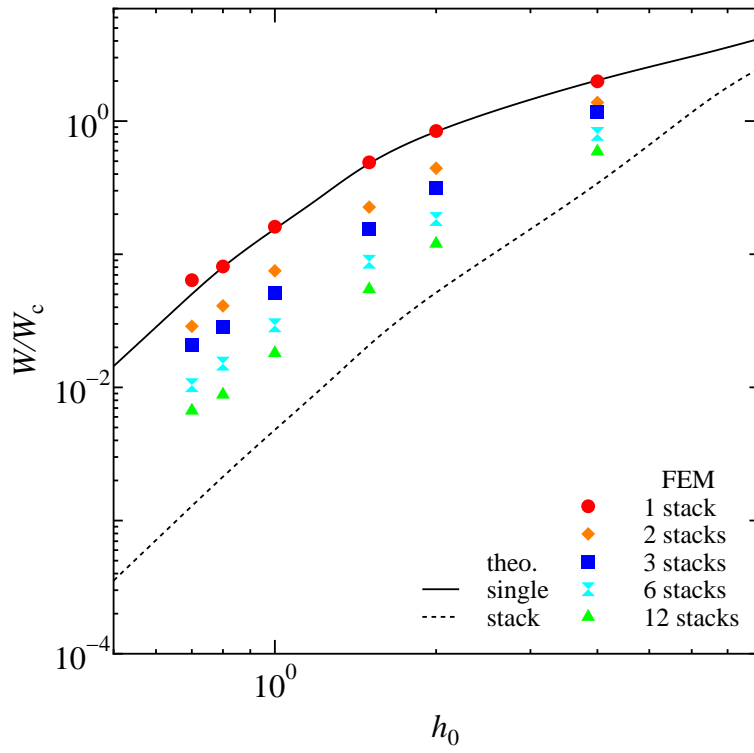


図 4.2. FEM により計算した  $W/W_c-h_0$  特性

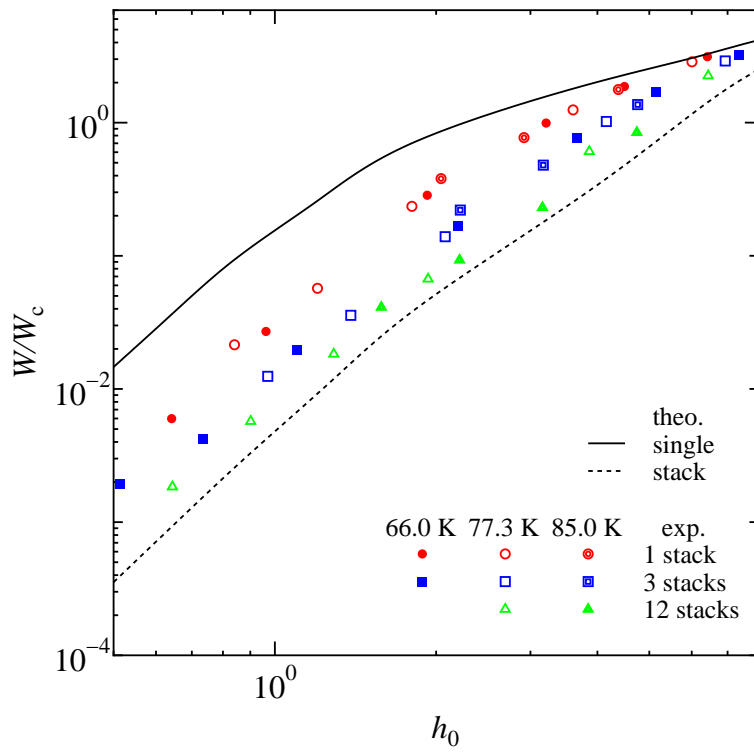


図 4.3.  $W/W_c-h_0$  特性の実験結果

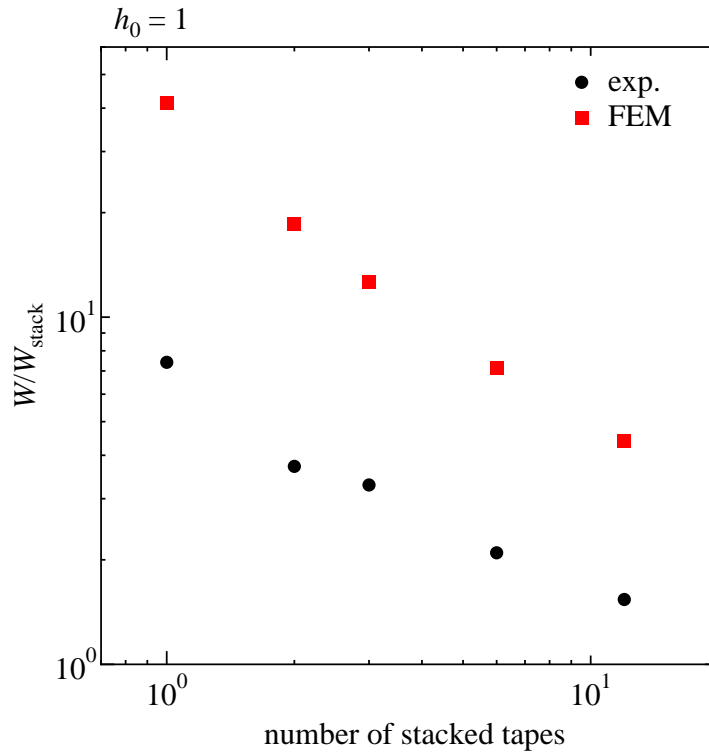


図 4.4. FEM により計算した交流損失積層枚数依存性

上から順にナンバリングした数字である。つまり、tape number1, 12 はそれぞれ上端、下端のテープを意味している。図 4.5 より、試料の両端に位置する 2 枚のテープの損失が最も大きく、 $h_0=1$  のような場合、内部に位置するテープの損失は両端のテープの損失より極端に小さく、似たような値となることが分かる。また、 $h_0=4$  のように磁束がある程度試料内部に侵入するような磁界の場合、内部に位置するテープの損失も相対的に大きくなり、テープの位置が外側になるにつれ損失が大きくなるような傾向が見られた。例として、図 4.6 に  $h_0=4$  ( $J_c = 1 \times 10^{10}$  A/m<sup>2</sup> のとき  $B=32$  mT) における各テープの磁束分布を示すが、これらの損失は磁束が侵入している距離とほぼ対応していることから、非常に小さな磁界の場合、上端・下端に位置するテープが内部のテープを遮蔽することで、内部のテープに磁束が侵入しにくくなることが分かる。損失密度は全てのテープの損失密度の平均として計算される。従って、積層枚数が増えることにより内部の損失の小さなテープの枚数も増えるため、積層枚数が増えるにつれ、平均である交流損失が指数的に減少することが説明できる。また、ある程度磁界が大きくなり、両端のテープ内部にまで磁束が侵入するようになると、外部磁

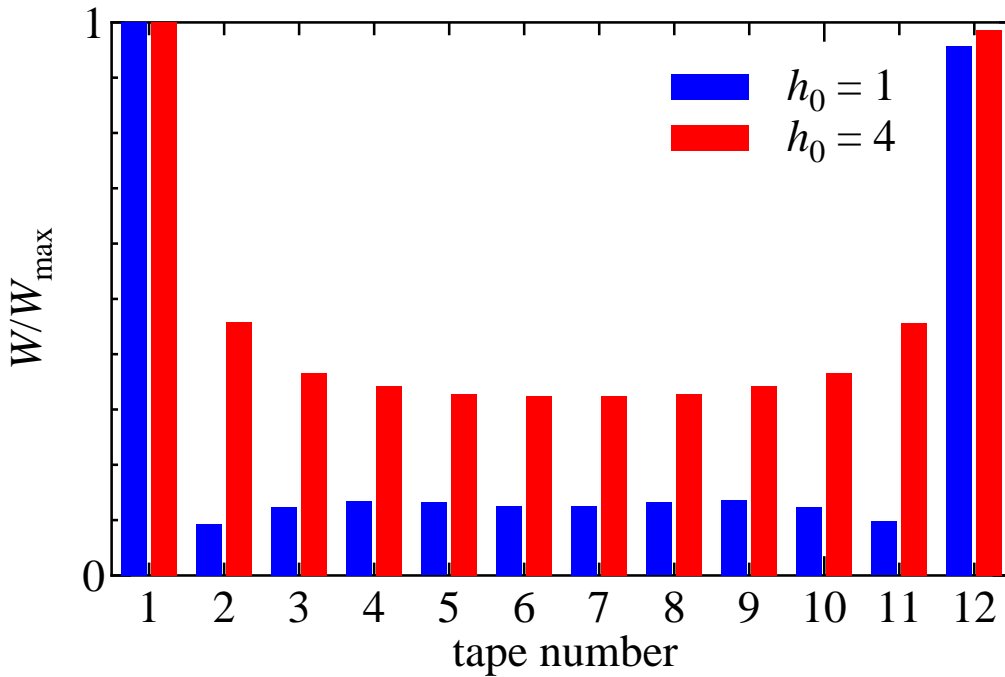


図 4.5. 12 層試料内の各テープにおける磁化損失

界に対して遮蔽の効果が相対的に小さくなり、外側に位置するテープから徐々に磁束が侵入してくると考えられる。そのため、さらに高磁界では全てのテープに同じように磁束が侵入し、同じような損失となることが予想され、実験結果のように積層枚数依存性がほぼなくなると考えられる。

#### 4.2.3 FEM による計算結果と実験結果と定量的比較

以上のように FEM による計算結果において実験結果と同様の傾向が見られたが、図 4.2 ~ 4.4 から分かるように、全ての試料において交流損失の実験値が FEM による計算結果よりも小さくなる結果となった。1 層試料における結果の場合、FEM の結果と理論結果がほぼ一致していることから、FEM の計算結果は妥当であると考えられる。図 4.7 に 1 枚試料における 66.0 K、磁界振幅 0.01 T ( $h_0 = 0.64$ ) のときの磁化のヒステリシス曲線の実験値と理論結果を示す。図 4.7 より実験結果が理論結果より磁化の絶対値が小さく、傾きが小さい事が分かる。これによりこの面積に相当する磁化損失が小さくなっていることが分かる。このことから磁束線の運動が臨界状態モデルのように不可逆ではなく可逆となっている可能性が考えられる。

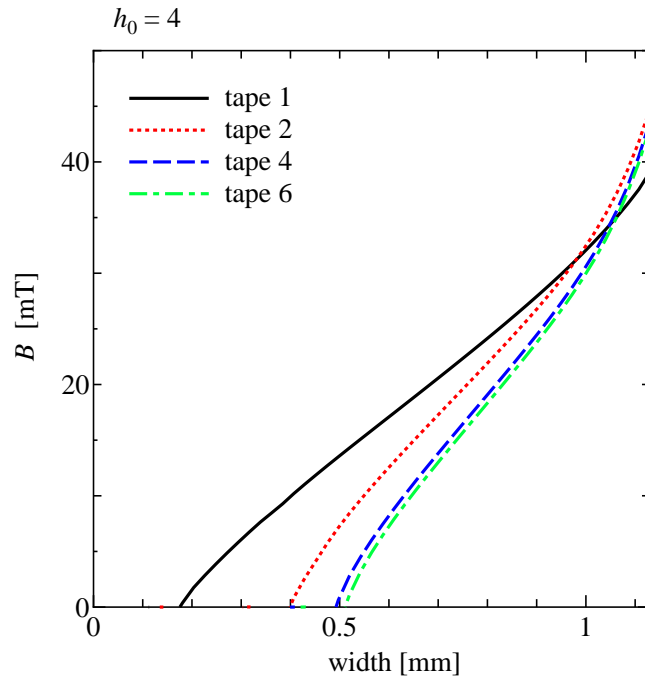


図 4.6. 12層試料における各テープの磁束密度分布

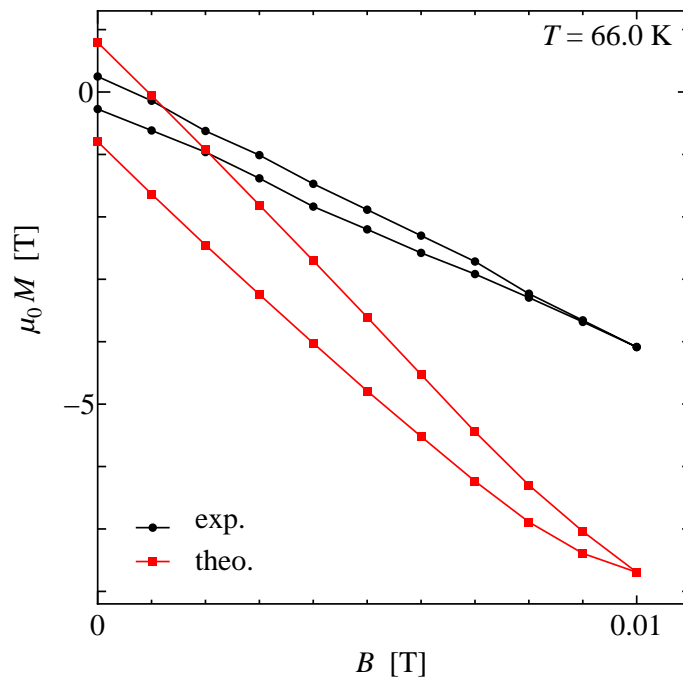


図 4.7. 1枚試料における 66.0 K、磁界振幅 0.01 T のときの磁化のヒステリシス



## 第 5 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の実現化に際して、交流損失の低減や、実際の使用環境における損失測定及び損失の見積もりなどが必要となってくると考えられる。本研究ではGdBCOコート線材を層方向に重ねた積層試料を用いて、積層枚数を変化させたときの交流磁化損失の評価及びFEMによる損失の数値計算を行い、以下のような結果を得た。

1. 今回 66~85 K の範囲で測定を行った。今回の測定温度範囲で、全ての試料において、規格化することで高磁界振幅領域での交流損失特性が1本の曲線に温度スケーリングできることが分かった。一方で低磁界領域では、1層試料と比較して積層試料の交流損失が低減し、積層枚数が増えるにつれて損失が低減することが分かった。
2. 理論式との比較において、 $J_c$  の磁界中での低下及び3次元的な磁束の侵入を考慮することにより、高磁界領域で実験値と理論値がほぼ一致することが分かった。従って、高磁界領域での損失は理論式により見積もることが可能であると考えられる。低磁界領域では、積層枚数を増やすことにより無限積層モデルの理論値に近づいていくような結果となることが分かった。今回の実験では12層試料は、1層試料と比べて損失が1/4以下に低減する結果となった。また、積層枚数が増えるにつれ、損失が指数的に減少していくような結果が得られた。
3. これらの結果についてFEMによる数値解析を行ったところ、1層試料の場合の計算結果は理論結果とほぼ一致し、幅と厚さのアスペクト比が1000程の線材でも、アスペクト比が無限大である薄膜極限を仮定した理論式によって交流損失をおおよそ見積もることが出来る事が分かつ

た。また、FEMによる計算においても実験結果と同様に積層枚数が増加するにつれて交流損失が指数的に減少するような傾向が見られた。

4. FEMによる計算の結果、積層試料の両端に位置する2枚のテープの交流が最も大きく、非常に小さな磁界の場合、上端・下端に位置するテープが内部のテープを遮蔽することで、内部のテープに磁束が侵入しにくくなり、それらの損失は両端のテープの損失より極端に小さく、似たような値となることが分かった。また、磁束がある程度試料内部に侵入するような磁界の場合、テープの位置が外側になるにつれ損失が大きくなるような傾向にあることが分かった。
5. 一方で磁化損失の実験結果は、理論値およびFEMによる計算結果よりも小さくなる結果となった。これは、磁化のヒステリシスの傾きが理論結果よりも小さくなっていることから磁束線の可逆運動の可能性が考えられる。

#### 今後の課題

- 今回、積層試料における交流磁化損失の測定と有限要素法による磁化損失の数値計算を行い、有限要素法において、1層の場合は理論結果とほぼ一致し積層試料における実験結果の傾向をある程度説明できた。しかし、実験結果が理論結果及び計算結果より小さくなってしまい定量的に評価できなかつた。今後は実験結果が理論及び計算結果よりも小さくなった原因、特に磁束線の可逆運動について詳細に調査し、定量的に評価できるようにする必要がある。また、無限積層モデルにおける理論式からも分かるように超伝導層の積層間隔の変化によっても交流損失が変化すると考えられ、有限積層試料において、超伝導層の積層間隔の変化が交流損失に及ぼす影響を明らかにする必要がある。

## 謝辞

本研究を行なうにあたり、多大なる御指導、助言をして頂い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、木内勝准教授には迷惑をおかけしながらも様々な助言や指導、ご協力をして頂き深く感謝いたします。また、研究においてお世話になりました九州電力株式会社、岡元洋氏、試料を提供して下さった株式会社フジクラ、齊藤隆氏に深く感謝いたします。

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

## 参考文献

- 1) Y. Shiohara, J. Cryo. Soc. Jpn. **39** (2004) 511.
- 2) M. Konishi, K. Takahashi, A. Ibi, S. Miyata, H. Kobayashi, Y. Yamada, Y. Shiohara *physica C* **463** (2007) 682.
- 3) C.P. Bean *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 250
- 4) M.R. Halse, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **3** (1970) 717
- 5) E.H. Brandt, M.V. Indenbom, A. Forkl, *Europhys. Lett.* **22** (1993) 735.
- 6) Y. Mawatari, *Phys. Rev. B* **54** (1996) 13215.
- 7) Y. Mawatari, *J. Cryo. Soc. Jpn.* **44** (2009) 2.
- 8) S. Honjo, H. Ishii, Y. Sato, H. Hashimoto, T. Yamada, K. Tani, T. IEE Japan, Vol. 120-B, No.11. (2000) 1443.
- 9) N. Amemiya, K. Miyamoto, H. Mukai, K. Sato, *Advances in Cryogenic Engineering (Materials)*, **44** (1998) 699.
- 10) S. Honjo, JMAG Users Conference 2001, 6-2.