

PLD 法により作製された GdBCO 超伝導コート線材  
の低温度領域における磁化緩和特性

小田部研究室

藤原友作

平成 26 年 2 月 13 日

電子情報工学科

# 目次

第 1 章 序論.....	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 銅酸化物超伝導体.....	1
1.3 REBCO コート線材.....	2
1.3.1 GdBCO コート線材.....	2
1.3.2 PLD 法.....	3
1.3.3 RABiTS 法.....	4
1.3.4 配向 Ni クラッド基板.....	4
1.4 磁束ピンニング.....	5
1.5 磁束クリープ・フローモデル.....	6
1.5.1 磁束クリープ.....	6
1.5.2 磁束フロー.....	9
1.5.3 ピンニング・ポテンシャル.....	11
1.5.4 磁束クリープ・フローモデル.....	13
1.5.5 見かけのピンニング・ポテンシャル.....	14
1.6 超伝導体の応用利用.....	16
1.7 本研究の目的.....	16
第 2 章 実験.....	17
2.1 概要.....	17
2.2 試料.....	17
2.3 測定方法.....	18
2.3.1 SQUID 磁力計.....	18
2.3.2 SQUID 磁力計による直流磁化測定.....	19
2.3.3 SQUID 磁力計による磁化緩和測定.....	21
第 3 章 結果.....	23
3.1 $J_c$ - $B$ 特性.....	23
3.2 $U_0^*$ - $B$ 特性.....	24

第4章 解析.....	27
4.1 磁束クリーブ・フローモデルによる解析.....	27
4.1.1 $E$ - $J$ 特性のフィッティング結果.....	27
4.1.2 ピンニング・パラメータ.....	30
4.1.3 $U_0^*$ 理論値.....	32
4.1.4 ピンニング相関距離.....	33
第5章 まとめ.....	35
5.1 実験及び解析結果.....	35
5.2 結論.....	36
謝辞.....	37
参考文献.....	38

# 表目次

2.1	試料諸元.....	18
3.1	各試料の 1 T における $U_0^*$ の値.....	25
3.2	各試料の 6 T における $U_0^*$ の値.....	25
4.1	解析によって得られたピンニング・パラメータ (CeO <sub>2</sub> 中間層) .....	30
4.2	解析によって得られたピンニング・パラメータ (Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 中間層) .....	30

# 目次

1.1	GdBCO コート線材と YBCO コート線材の臨界電流密度特性の比較	3
1.2	PLD 法の仕組み	3
1.3	RABiTS 法による作製プロセス	4
1.4	磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係	7
1.5	磁束フローのエネルギー状態の概念図	10
1.6	磁束線が平衡位置から変位したときの (a)ピン力密度および (b)ピンニング・エネルギー密度の変化	11
1.7	磁束バンドルの形状 (a) $d < L$ (b) $d > L$	12
2.1	試料の構成	17
2.2	SQUID 磁力計の原理	18
2.3	四方向から磁束線が侵入した場合の電流の流れ方と電流が流れる微小幅 $dx$ の帯に囲まれた領域	19
2.4	四方向から磁束線が侵入した場合の磁束密度の空間分布 増磁過程 (上) と 減磁過程 (下)	20
2.5	測定時の $c$ 軸方向の磁束の分布	21
3.1	#1～#5 の $J_c$ - $B$ 特性	23
3.2	#A～#E の $J_c$ - $B$ 特性	23
3.3	#1～#5 の規格化 $J_c$ - $B$ 特性	24
3.4	#A～#E の規格化 $J_c$ - $B$ 特性	24
3.5	#1～#5 の $U_0^*$ - $B$ 特性	25
3.6	#A～#E の $U_0^*$ - $B$ 特性	25
4.1	#1 の $E$ - $J$ 特性	27
4.2	#2 の $E$ - $J$ 特性	27
4.3	#3 の $E$ - $J$ 特性	28
4.4	#4 の $E$ - $J$ 特性	28
4.5	#5 の $E$ - $J$ 特性	28
4.6	#A の $E$ - $J$ 特性	28
4.7	#B の $E$ - $J$ 特性	29
4.8	#C の $E$ - $J$ 特性	29
4.9	#D の $E$ - $J$ 特性	29
4.10	#E の $E$ - $J$ 特性	29
4.11	$U_0^*$ と $A_m$ の関係	31
4.12	$U_0^*$ と $\sigma^2$ の関係	31

4.13	$U_0^* (6 T) / U_0^* (2 T)$ と $\gamma$ の関係.....	31
4.14	#1～#5 の $U_0^* - B$ 特性の理論値.....	32
4.15	#A～#E の $U_0^* - B$ 特性の理論値 .....	32
4.16	#1～#5 の $L - B$ 特性 .....	33
4.17	#A～#E の $L - B$ 特性.....	33

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 はじめに

オランダの Kamerlingh Onnes は 1908 年にヘリウムの液化に成功し、1911 年には水銀の電気抵抗が 4.2 K で突然ゼロ（測定不能な程に小さい）になることを発見し、この現象を超伝導現象と名付けた。抵抗がゼロになる超伝導状態に対して、電気抵抗を持つ状態を常伝導状態と呼ぶ。超伝導状態から常伝導状態へ転移する温度を臨界温度 $T_c$ と呼び、通常 $T_c$ は極低温であり、超伝導体はこの $T_c$ 以下の温度で電気抵抗ゼロになるのが特徴である。

超伝導現象の発見以降、超伝導体は $T_c$ 以下において抵抗がゼロであると認識されていたが、単元素超伝導体の多くは小さな磁界で超伝導状態が壊れてしまい、工学的な応用は困難であった。この、超伝導状態が壊れてしまう磁界を臨界磁界 $B_c$ と呼ぶ。このような小さな磁界で超伝導状態が壊れてしまう超伝導体を、主に第 1 種超伝導体と呼ぶ。その後、磁界が一定以上の強さとなると、超伝導体内に磁束線が侵入する混合状態と呼ばれる状態で、高い磁界においても超伝導状態を保つ超伝導体が発見された。このとき、磁束が侵入しはじめの磁界を $B_{c1}$ （下部臨界磁界）、完全に超伝導状態が壊れる磁界を $B_{c2}$ （上部臨界磁界）と呼ぶ。このように、磁束を侵入させつつも、高磁界において超伝導状態を保つ物質を、第 2 種超伝導体と呼ぶ。この第 2 種超伝導体の発見によって、高磁界下での超伝導体の運用が可能となり、超伝導体の応用が現実的なものとなった。

その後、様々な超伝導体が発見される一方、その超伝導現象の発現機構に関しては長らく不透明なままであった。しかし、1957 年に J.Bardeen、L.N.Cooper、J.R.Schrieffer らによって提出された BCS 理論により、その発現機構が説明された。この BCS 理論では、 $T_c$ は 30 K を超えないであろうと考えられていた。しかし、1986 年に J.G.Bednorz と K.A.Muller により酸化物系物質（La-Ba-Cu-O）で 30 K を超える超伝導体の可能性が示された。

現在ではさらに研究が進み、液体窒素の沸点（77 K）を大きく超えた $T_c$ を有する Y-Ba-Cu-O などの酸化物超伝導体が発見された。このような超伝導体は、銅酸化物超伝導体と呼ばれ、その高い $T_c$ のため高価な液体ヘリウムを冷媒に必要とせず、より安価な液体窒素などを冷媒に用いることが出来るため、超伝導の機器の応用がさらに現実的なものとなっていった。

### 1.2 銅酸化物超伝導体

銅酸化物超伝導体とは、結晶構造に  $\text{CuO}_2$  面を持つ超伝導体である。銅酸化物超伝導体の多くは、液体窒素の沸点 77.3 K を超える $T_c$ を持つものが多く、このため、液体ヘリウムで

はなく、液体窒素などを冷媒に用いて、安価に超伝導状態が実現可能である。

銅酸化物超伝導体の特徴の一つとして、その結晶構造に起因する電流特性の異方性が挙げられる。これは、 $\text{CuO}_2$  面方向では電気伝導が容易なため、優れた電流特性を示すが、 $\text{CuO}_2$  面に対して垂直な方向では、半導体的または絶縁的な中間層の存在により、電流特性が劣化してしまうことが原因である。

銅酸化物超伝導体の中でも、特に応用が期待されている線材として挙げられるのが、 $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  (Bi 系) 線材と、 $\text{REBCO}$  ( $\text{RE-Ba-Cu-O}$ ) ( $\text{RE}$ : Rare Earth) 線材である。Bi 系線材は、 $c$  軸方向に比べ  $a$ - $b$  軸方向の結晶成長が大きく、平板上の結晶形状をしており、機械的に圧延を繰り返すことにより、 $\text{CuO}_2$  面が整った線材を作製することができる。このため、km オーダーの線材を作製することが容易である。一方で、 $\text{REBCO}$  線材は Bi 系線材とは異なり、機械的な方法での線材作成では高い電流特性が期待できない。しかしながら、Bi 系線材に比べ、高温高磁界領域での優れた臨界電流密度  $J_c$  (電気抵抗ゼロで流すことのできる最大の電流密度) 特性など利点も多く、このため次世代の線材として期待されている。

## 1.3 REBCO コート線材

前節で述べたように、銅酸化物超伝導体はその異方性の大きい結晶構造から、 $\text{CuO}_2$  面を揃えなければ、実用に適した大きさの  $J_c$  を得られない。 $\text{REBCO}$  超伝導体は、Bi 系超伝導体と異なり、機械的な加工による  $\text{CuO}_2$  面の配向は期待できない。

従って、 $\text{REBCO}$  超伝導体において  $\text{CuO}_2$  面を配向させるには、 $c$  軸と  $a$ - $b$  軸の 2 軸を揃える必要がある (これを、2 軸配向と呼ぶ)。このように、あらかじめ 2 軸配向を施した基板を作製しておいて、その上に超伝導層を蒸着させて成膜することにより、2 軸に配向がなされた  $\text{REBCO}$  線材が作製されている。このような薄膜上の線材を、コート線材と呼ぶ。現状では  $\text{REBCO}$  コート線材の作製においては、配向基板を用いる必要がある、成膜に時間がかかる、などまだいくつかの問題も抱えている。今後は、 $\text{REBCO}$  コート線材の工業的な応用に向け、さらなる研究・開発が求められる。

### 1.3.1 GdBCO コート線材

本研究で用いる  $\text{GdBCO}$  ( $\text{Gd-Ba-Cu-O}$ ) コート線材とは、前節で述べた  $\text{REBCO}$  コート線材の一種で、 $\text{RE}$  の部分を  $\text{Gd}$  とした線材である。この  $\text{GdBCO}$  コート線材は、従来の  $\text{RE}$  の部分を  $\text{Y}$  とした  $\text{YBCO}$  コート線材と比べ、磁界中、特に高磁界において優れた臨界電流密度特性を示すことが知られている。この要因として、 $\text{Gd}$  のイオン半径が  $\text{Y}$  と比較して大きく、 $T_c$  が高いことが挙げられる。また後に述べる  $\text{PLD}$  ( $\text{Pulsed Laser Deposition}$ ) 法によって超伝導層が作製された際、 $c$  軸方向に相関のあるピンが自然に導入されやすいと



言われており、これも、GdBCO コート線材において、 $c$  軸に対して平行に磁界を印加した際の臨界電流密度特性が、YBCO コート線材に比べて優れている要因の一つである[2]。

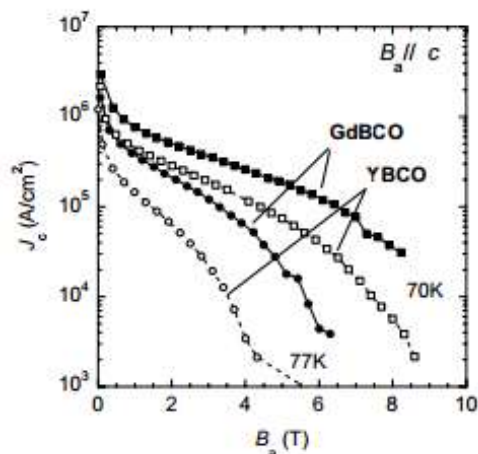


図 1.1 GdBCO コート線材と YBCO コート線材の臨界電流密度特性の比較

### 1.3.2 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。超伝導体ではターゲットに超伝導体の塊を用い、基板に配向性を導入したものを用いることで、2 軸配向した超伝導層を成膜することが可能となる。PLD 法によって作製された超伝導体は、高い特性を示すものの、その成膜時間やコスト面で問題を抱えている。本研究で用いた GdBCO コート線材は、この PLD 法を利用して作製された線材である。

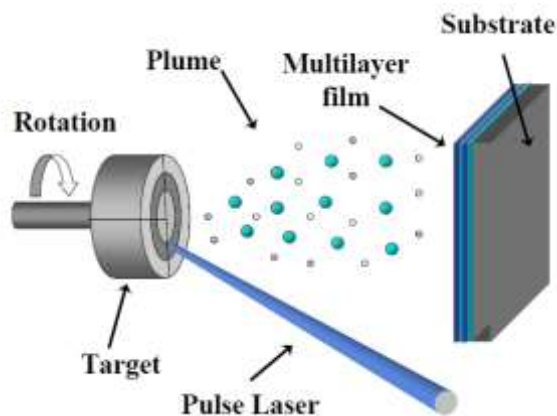


図 1.2 PLD 法の仕組み[1]

### 1.3.3 RABiTS 法

1.3 節で述べた通り、REBCO コート線材においては、2 軸配向を得る必要がある。この 2 軸配向を得る方法の一つとして、IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) 法という手法が知られている。この手法は、無配向の基板を用いる代わりに、高い結晶配向性を持つ中間層を作製することで 2 軸配向を得ることにより、高い臨界電流密度特性を示す。しかしながら、この IBAD 法は作業が複雑で、専門性の高い高度な技術を要するなど問題も抱えている[3]。

一方、本研究で用いた線材にも適用されている、RABiTS (Rolling Assisted Bi-axially Textured Substrate) 法と呼ばれる手法では、配向中間層の作製を必要とせず、Ni や Ag、Cu といった、FCC (Face Center Cubic : 面心立方構造) 金属を、冷間圧延する際に強加工することにより 2 軸配向した金属基板を得る手法である。現在では、比較的良い結晶配向が得られることから、Ni 合金が最も超伝導線材用基板として用いられている。本研究で用いたコート線材も、この Ni 合金による RABiTS 法を適用した線材である。この RABiTS 法は、IBAD 法に比べ比較的安価に配向組織が得られるというメリットがある反面、IBAD 法により作製された中間層と比較すると、結晶粒が大きく、配向が得られてない結晶粒が一つあるときに、超伝導体の  $J_c$  に与える影響が大きいというデメリットもある。そのため、こうした点において、今後の改善が求められている[4][5]。

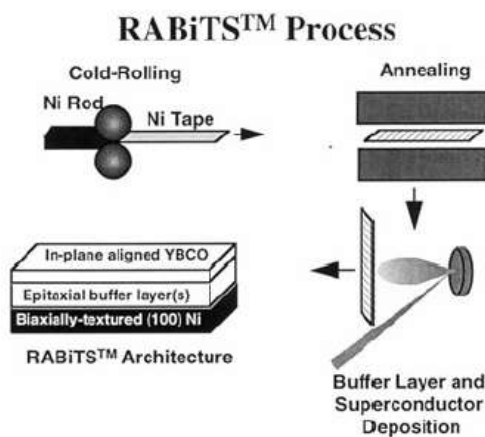


図 1.3 RABiTS 法による作製プロセス

### 1.3.4 配向 Ni クラッド基板

一般に配向金属基板テープ線材を用いた超伝導コート線材の場合は、配向金属あるいは表面に配向金属を備えたテープ状金属基板に拡散防止層や配向層を中間層として設け、その上に超伝導層を形成した構造とする。配向金属として Ni-5at%W (以下、NiW と表記)

が汎用化されているが、その磁性により交流応用における損失が課題となっている。この課題を解決する手法として、磁性材料の割合を少なくした配向クラッド基板の開発が試みられている。本実験で用いた超伝導コート線材はこの配向クラッド基板材として Ni を用いた、配向 Ni クラッド基板である。

このクラッド基板を用いた超伝導コートテープ線材においては、従来の NiW 基板に比べ、交流損失、機械強度、面内配向性が、それぞれ改善された特性が得られている。さらに、この配向クラッド基板を用いたテープ線材に挙げられる特徴として、低コストであることや、他手法と比べて少ない中間層の層数で済むことなどがあり、今後、種々の応用に適用可能な線材として期待されている[6]。

また、本実験で用いた配向 Ni クラッド基板の試料は、その中間層の種類として  $\text{CeO}_2$  と  $\text{Y}_2\text{O}_3$  の 2 種が提案されている。特に  $\text{CeO}_2$  中間層の場合は、 $\text{CeO}_2$  層と Ni 基板の熱膨張率の差による機械的なストレスにより、 $\text{CeO}_2$  層に無数の亀裂（クラック）が生じてしまい、 $\text{CeO}_2$  層に NiO が形成されている。さらに、これにより超伝導層には  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  と思われる非超伝導物質が生成されてしまうと考えられている。

このクラックの問題を解消するため、中間層として、より基板との熱膨張率の差の小さい物質である  $\text{Y}_2\text{O}_3$  が提案されている。この  $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層を用いた超伝導コート線材においては、 $\text{CeO}_2$  中間層と違いクラックがなく、超伝導層も均一で、77.3 K での  $J_c$ - $B$  特性の実験結果において、 $\text{CeO}_2$  中間層に比べ全磁界領域でより高い  $J_c$  を示すことが報告されている。しかし一方で、その磁界依存性においては、 $\text{CeO}_2$  中間層の方が少なからず  $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層に比べて良いという結果も、合わせて報告されている[7]。

## 1.4 磁束ピンニング

1.1 節で述べたように、超伝導体は臨界温度  $T_c$  と臨界磁界  $B_c$  によって、超伝導状態を維持できる環境が制限されている。また、超伝導体を実際の機器で応用する際には、数ある超伝導状態の特性の中でも、「電気抵抗ゼロ」という特性が最も魅力的であると考えられる。しかし、電気抵抗ゼロのままに無制限に電流を流せるわけではなく、一定以上の電流を流すと電気抵抗が発生し、電気抵抗ゼロとはなくなる。このときの電気抵抗ゼロの状態では超伝導体に流すことができる最大の電流量を、臨界電流  $I_c$  と呼び、そのときの電流密度を、臨界電流密度  $J_c$  と呼ぶ。  $I_c$  が大きいと、単純にその超伝導体で扱える電流量が増えるので、 $I_c$  を大きくすることは重要になってくる。同様に、同じサイズの線材でも電流密度  $J_c$  が大きくなると  $I_c$  も大きくなるので、 $J_c$  を大きくすることも重要であり、超伝導体自体のポテンシャルを評価するうえで、 $J_c$  は重要なパラメータの一つとなる。

この  $J_c$  の値を決定するものは、基本的に磁束ピンニングという機構である。磁界中において超伝導体に電流を流すと、超伝導体内部に侵入している磁束に Lorentz 力が生じる。この Lorentz 力によって磁束線が運動してしまうと、誘導起電力が生じて電気抵抗が生じる。

よって、電気抵抗をゼロにするには誘導起電力を生じさせないように、磁束線の運動を止める必要がある。この磁束線の運動を止めようとする作用を、磁束ピンニングと呼ぶ。この磁束ピンニングは、超伝導体内部の転移、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面などといった様々な欠陥により引き起こされる。こうした欠陥をピンニング・センターと呼ぶ。この作用により、Lorentz 力がある臨界値を超えるまで磁束線の動きを止めることで、電気抵抗ゼロで臨界点 ( $I_c$ ) まで超伝導体に電流を流すことができる。このピンニング・センターが単位体積あたりに及ぼす力を  $F_p$  とすると、臨界電流密度  $J_c$  は

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (1.1)$$

と表される。これは単位体積あたりに及ぼす Lorentz 力にあたる  $J_c B$  と、単位体積当たりのピン力  $F_p$  が釣り合っていることを示す。以上のことから、材料によって先天的に決定される臨界温度  $T_c$  や臨界磁界  $B_c$  と違い、臨界電流密度  $J_c$  は、後天的に上昇させることが可能なパラメータであるため、工学的には  $T_c$  や  $B_c$  より、 $J_c$  の方がより重要なパラメータといえる。つまり、線材加工技術の向上により、 $F_p$  を大きくすることで、より大きな  $J_c$  を得られる。

## 1.5 磁束クリープ・フローモデル

超伝導体線材の臨界電流特性を支配する重要な要素として、ピンニング力があることを前節で説明した。つまり、実用的な線材において、ピンニング力を把握することは線材の臨界電流特性を把握することにつながる。しかし、ピンニング力は結晶構造や不純物の影響を受け、線材内において一定な値ではなく、局所的に異なる値をとる。よって、様々な要素による影響を全て考慮し、線材全体の臨界電流特性を表現することは現実的ではない。

そこで、ピン力の分布を考慮した、クリープ・フローモデルを用いることで、線材全体の臨界電流特性を表現できる。このモデルにより、作製方法の異なる線材の評価を行う上で、作製方法が線材の臨界電流特性にどのように影響を与えるかを、各種のパラメータの大小で評価できる。以下、このモデルについて詳述する。

### 1.5.1 磁束クリープ

磁束クリープとは、ピンニング・センターに捕まった磁束線が熱振動によってある確率でピン・ポテンシャルから外れてしまう磁束線の運動のことである。この現象が顕著に現れるのが、超伝導による永久電流の緩和である。理論的には、超伝導体に流れる電流は外的な力が加わらない限り永久に流れるはずであるが、実際に超伝導体試料の直流磁化を長時間にわたって測定すると、磁化が減衰していくことが観測される。即ち、ピンニングに

基づく超伝導電流が真の永久電流ではないことを示している。

磁束クリープの際、磁束線は集団で移動しようとする。この磁束線の集団を磁束バンドルと呼ぶ。

いま、電流が流れている一つの磁束バンドルを考える。磁束バンドルが Lorentz 力によって受けるエネルギー状態の変位は、図 1.4 のようになると考えられる。

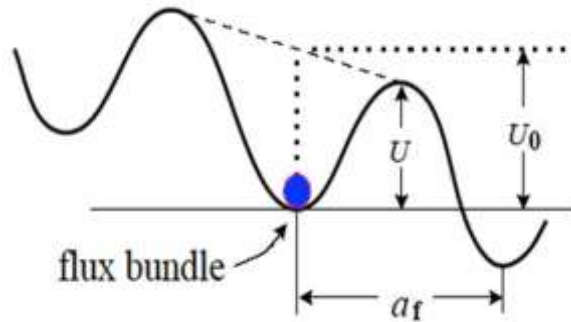


図 1.4 磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係

ただし、磁束バンドルは右向き Lorentz 力を受けていると仮定する。エネルギーが右下がりになっているのは、Lorentz 力による影響を考慮しているためである。丸点は磁束バンドルを表し、谷の部分はピンニング・センターを表している。また、丸点が谷にある状態は、磁束バンドルがピン止めされている状態を表している。もし、熱振動がなければ、磁束バンドルが動くことはないため、この図の状態が安定である。熱エネルギー  $k_B T$  ( $k_B$  は Boltzmann 定数) が、エネルギー・バリア  $U$  よりも十分小さければ、磁束バンドルがこのバリアを越える確率は、Arrhenius の式により、 $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。また、磁束バンドルがクリープによってエネルギー・バリアを越えた際の移動距離は、磁束線格子間距離  $a_f$  程度であると予想されるため、熱振動周波数を  $v_0$  とすると Lorentz 力と順方向に生じる磁束線の平均移動速度  $v_+$  は

$$v_+ = a_f v_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

となる。また、ここでのクリープの際の、磁束バンドルの振動周波数  $v_0$  は

$$v_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.3)$$

で与えられる[8]。ここで  $\zeta$  はピンの種類に依存する定数であり、点状ピンの場合は  $\zeta \cong 2\pi$  になり、サイズが  $a_f$  以上の非超伝導粒子の場合は、 $\zeta = 4$  になることが知られている。また  $\rho_f$  は

フロー比抵抗であり、 $J_{c0}$ は磁束クリープがないと仮定した場合の仮想的な臨界電流密度である。さらに、Lorentz 力とは逆方向の磁束線の平均移動速度を考慮した場合、全体としての磁束線の平均移動速度 $v$ は

$$v = a_f v_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.4)$$

となる。ここで、 $U'$ は Lorentz 力と逆向きに移動する際の活性化エネルギーである。したがって Maxwell 方程式によれば、 $E = Bv$ であるから、生じる電界の大きさ $E$ は

$$E = B a_f v_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.5)$$

となる。

磁束線がピンニング・センターに捕まった状態は一時的な安定状態であり、真の平衡状態ではないため、真の平衡状態への緩和、即ち遮蔽電流の減衰が起こる。ここで、遮蔽電流の減衰は、磁束クリープによる磁束の運動によって、磁束密度の勾配が減少することに対応している。この現象は真の平衡状態に至るまで続く。

一般的に、磁束バンドルの位置によるエネルギーの変化は図 1.4 のような washboard ポテンシャルで表され、右下がりになっているのは、Lorentz 力の仕事を考慮したため、ここでは

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.6)$$

のような正弦的なものと仮定する。ここで、 $U_0/2$ はポテンシャルの振幅、 $k = 2\pi a_f$ はポテンシャルの周期、 $f = JBV$  ( $V$ は磁束バンドルの体積) は Lorentz 力である。

磁束バンドルが平衡にある位置を $x = -x_0$ とすると、 $x = x_0$ のときに、エネルギーが極大となる。即ち、それぞれの位置でのエネルギーの変化はゼロになるので、 $F'(x)$ は 0 となる。これより

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1}\left(\frac{fa_f}{U_0\pi}\right) \quad (1.7)$$

が求まる。図 1.4 からエネルギー・バリア $U$ は、 $U = F(x_0) - F(-x_0)$ で与えられるので

$$U = U_0 \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \right] - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right)$$

$$= U_0 \left[ \left\{ 1 - \left( \frac{2f}{U_0 \pi} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0 k} \cos^{-1} \left( \frac{2f}{U_0 k} \right) \right] \quad (1.8)$$

と表される。ここで、 $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$ を用い、 $k = a_f/2\pi$ と置いた。このときに、もし熱振動がないと仮定すれば、 $U = 0$ となる、理想的な臨界状態が達成されるはずである。そのためには、 $2f/U_0 k = 2J_{c0}BV/U_0 k = 1$ とならなければならない、このとき、 $J = J_{c0}$ となることから、一般に

$$\frac{2f}{U_0 k} = \frac{J}{J_{c0}} = j \quad (1.9)$$

の関係が得られる。ここで、 $j$ はクリープがないと仮定した際の臨界電流密度 $J_{c0}$ で規格化した臨界電流密度であり、この $J_{c0}$ は経験的に

$$J_{c0} = A \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^m B^{\gamma-1} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.10)$$

と表せる。ここで、 $A$ ,  $m$ ,  $\gamma$ はピンニング・パラメータである。これより(1.8)式は

$$U(j) = U_0 [(1-j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j] \quad (1.11)$$

となる。また、 $k = 2\pi a_f$ 、及び(1.9)式より

$$U'(j) \cong U + f a_f = U + \pi U_0 j \quad (1.12)$$

となる。この関係を用いて磁束クリープによる発生する電界(1.5)式を整理すると

$$E = B a_f v_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.13)$$

のように求まる。

## 1.5.2 磁束フロー

磁束フローとは、磁束クリープ状態からさらに電流を流したとき、ピン力がLorentz力を支えきれなくなり、全ての磁束線が連続的に運動している状態である。図1.5 に磁束フローのエネルギー状態を示す。

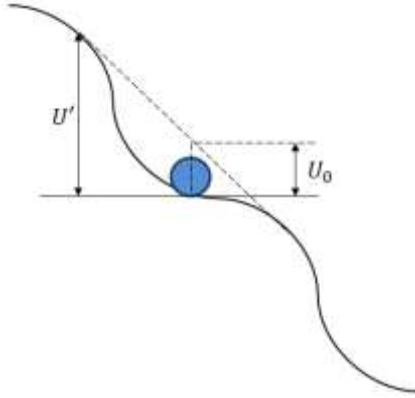


図1.5 磁束フローのエネルギー状態の概念図

ここで、 $U = 0$ となるのが臨界状態であると考えられ、そのときの電流密度が仮想的な臨界電流密度 $J_{c0}$ で与えられる。

超伝導体に電流が流れていて、外部磁界が加わっているとき単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ で与えられる。しかし、磁束線が Lorentz 力を受けて超伝導体内を動こうとすると、Lorentz 力とは逆方向にピン力による抵抗力を受ける。磁束線の運動方向を表す方向ベクトルを $\boldsymbol{\delta} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ とし、ピン力密度の強さを $F_p$ とすると、仮想的な静的状態での釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p = 0 \quad (1.14)$$

となる。ここから、 $J = F_p/B = J_{c0}$ の関係が得られる。

一方で、 $J > J_{c0}$ となると磁束フローを起こし、粘性力が働く。それを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta \mathbf{v} = 0 \quad (1.15)$$

となる。ここで $\phi_0$ は量子化磁束であり、 $\eta$ は粘性係数である。さらに、 $J_{c0} = F_p/B$ 及び $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の関係を用いて $J$ について解くと

$$J = J_{c0} + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.16)$$

となる。ここで $\rho_f = B\phi_0/\eta$ はフロー比抵抗である。(1.16)式を $E$ について整理すると、磁束フローにより発生する電界は

$$E = \rho_f(J - J_{c0}) \quad (1.17)$$

のように求まる。



### 1.5.3 ピンニング・ポテンシャル

ここでは、磁束クリープによる超伝導電流の緩和率や、不可逆曲線を決定するうえで重要なパラメータであるピンニング・ポテンシャル $U_0$ を理論的に見積もる。ピンニング・ポテンシャルは磁束線の単位体積あたりの平均化したピンニング・ポテンシャル・エネルギー $\hat{U}_0$ と磁束バンドルの体積 $V$ の積で表され

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.18)$$

となる。

磁束線の単位体積あたりで平均化したピンニング・ポテンシャル $\hat{U}_0$ は Labusch パラメータ $a_L$ と相互作用距離 $d_i$ を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{a_L d_i^2}{2} \quad (1.19)$$

となる。ここで $a_L$ および $d_i$ は、磁束クリープがないと仮定した際の理想的な臨界電流密度 $J_{c0}$ と

$$J_{c0} B = a_L d_i \quad (1.20)$$

の関係がある。こうした変位によるピン力密度、及びピンニング・エネルギー密度の変化を図1.6に示す。

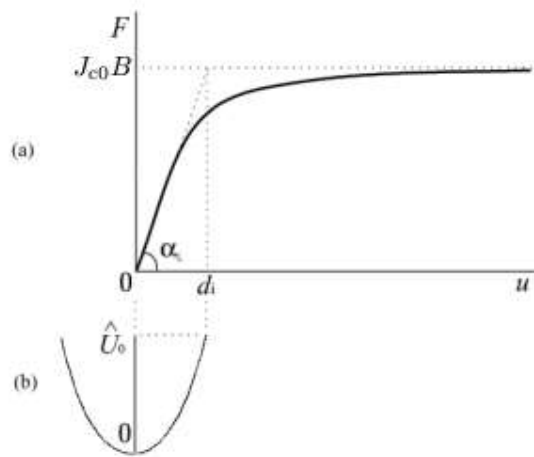


図1.6 磁束線が平衡位置から変位したときの (a)ピン力密度および (b)ピンニング・エネルギー密度の変化

変位が相互作用距離 $d_i$ 以内であれば、磁束線の運動はほぼピンニング・ポテンシャル内に限られ可逆であるが、これを超えると現象は不可逆になり、ピン力密度は一般に知られた値に飽和していく。

一方、磁束バンドルの形状は図1.7のように表される。

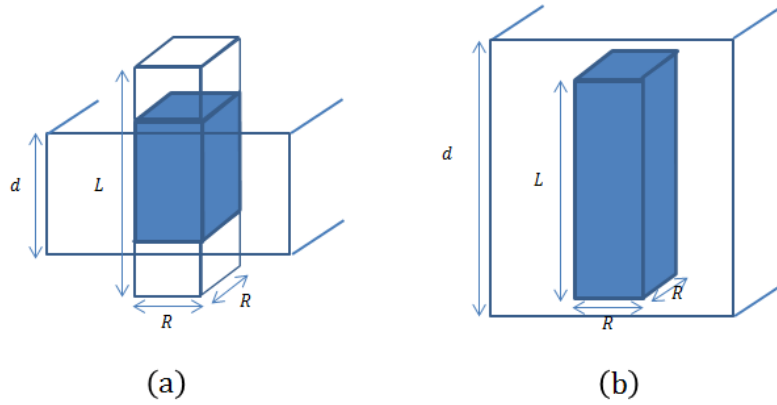


図1.7 磁束バンドルの形状 (a)  $d < L$  (b)  $d > L$

超伝導層の厚さ  $d$  がピンニング相関距離  $L$  よりも大きい場合に、縦方向の磁束バンドルサイズ  $L$  は、磁束クリープの影響がないと仮定したときの磁束線の長さ方向の理想的な弾性相関距離となり

$$L = \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

で表される。同様に、横方向の磁束バンドルサイズ  $R$  は

$$R = \left( \frac{C_{66}}{\alpha_L} \right) \quad (1.22)$$

で表され、磁束バンドルの体積は  $V = LR^2$  となる。また、 $C_{44}$  は磁束バンドルの傾斜率であり

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.23)$$

で表される[9]。

一方、 $C_{66}$  は磁束線格子の状態に依存する磁束線の共有率であり、完全な三角格子の場合

$$C_{66} = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.24)$$

となる[10]。

磁束バンドル内の磁束線の数は $g^2$ を用いて表される。また、 $R$ との関係から式で $g^2$ を表すことが出来て

$$R = ga_f \quad (1.25)$$

となる。したがって $g^2$ は

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} Ba_f} \quad (1.26)$$

のように表される。また、完全な三角磁束格子の際に最大値 $g_e^2$ を取り

$$g_e^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} Ba_f} \quad (1.27)$$

となる。 $C_{66}$ は磁束格子の状態に大きく依存しているため、磁束バンドルのサイズは簡単に決定できない。したがって、磁束クリープが起こる状況下において、最大の臨界電流密度を達成するようなエネルギー消失が最も低い値をとるように $g^2$ を想定すると、 $g^2$ は

$$g^2 = g_e^2 \left[ \frac{5k_B T}{2U_e} \log \left( \frac{Ba_f v_0}{E_c} \right) \right]^{\frac{4}{3}} \quad (1.28)$$

で表される[11]。ここで、 $U_e$ は $g = g_e$ となるときのピンニング・ポテンシャルである。ピンニング・ポテンシャルはピンニング相関距離 $L$ が超伝導層の厚さ $d$ より小さい場合と大きい場合でポテンシャルが違い、それぞれで以下のように表される[12]。

$$U_0 = \frac{0.835g^2 k_B J_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta^{\frac{3}{2}} B^{\frac{1}{4}}} \quad (L < d) \quad (1.29)$$

$$U_0 = \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{\frac{1}{2}}} \quad (L > d) \quad (1.30)$$

#### 1.5.4 磁束クリープ・フローモデル

ここまで述べてきたように、超伝導体には磁束クリープ、及び磁束フローによる電界が発生する。磁束クリープにより生じる電界成分 $E_{cr}$ は

$$\begin{aligned}
E_{\text{cr}} &= Ba_f v_0 \exp\left[-\frac{U(j)}{k_B T}\right] \left[1 - \exp\left(\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right)\right] & (j \leq 1) \\
&= Ba_f v_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi U_0}{k_B T}\right)\right] & (j > 1) \quad (1.31)
\end{aligned}$$

である。一方で、磁束フローによる電界成分 $E_{\text{ff}}$ は

$$\begin{aligned}
E_{\text{ff}} &= 0; & (j \leq 1) \\
&= \rho_f (J - J_{\text{co}}); & (j > 1) \quad (1.32)
\end{aligned}$$

となる。そして、全体の電界 $E$ は

$$E = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.33)$$

で近似的に与えられる。また、ここでの $j$ は1.5.1節で記述したような、規格化された電流密度である。

銅酸化物超伝導体においては、通常、ピン力密度の分布は一様ではなく、大きく拡散していることが知られており、磁束ピンニングの強さを表すパラメータ $A$ のみが

$$f(A) = K \exp\left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.34)$$

のように分布すると仮定する。ここで、 $A_m$ は $A$ の最頻値、 $K$ は規格化定数であり、 $\sigma^2$ はピン力密度の分布幅に関するパラメータである。このように $A$ の分布を考慮した全体の電界は

$$E(J) = \int_0^{\infty} E f(A) dA \quad (1.35)$$

によって与えられ、これにより $E$ - $J$ 特性を評価することが可能となる。

### 1.5.5 見かけのピンニング・ポテンシャル

前節で述べたように、ピンニングによる超伝導電流は磁束クリープによる影響で、たとえ外部環境が一定であっても、時間経過とともに減衰する。実際に、超伝導体試料の磁化を長時間にわたり測定すると、対数的に磁化が減少することが観測される。

いま、大きな超伝導平板 ( $0 \leq x \leq 2d$ ) に対して、磁界を $z$ 軸方向に加えた場合の磁化を

考える。対称性から半分 ( $0 \leq x \leq d$ ) のみを考慮すればよい。増磁の場合、クリープによる磁束バンドルの運動は $x$ 軸の正方向、電流は $y$ 軸の正方向である。平均の電流密度を $J$ とすると磁束密度は

$$B = \mu_0(H_e - Jx) \quad (1.36)$$

であり、超伝導平面 $x = 0$ での電界は、Maxwell方程式よりその平均値 $\langle B \rangle$ を用いて

$$E = \frac{\partial d \langle B \rangle}{\partial t} = -\frac{\mu_0 d^2}{2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1.37)$$

となる。これを(1.5)式の左辺に代入し、 $U$ 及び $U'$ を $J$ の関数として与えることで、超伝導電流密度の時間的緩和を導くことができる。

まず、仮想的な臨界状態に近く、超伝導電流の緩和が小さい場合を考える。このとき $U \ll U'$ であるので、(1.5)式において第2項は無視できる。また $U$ は $J$ が大きくなると減少するので展開して、 $U = U_0^* - sJ$ と置くことにする。ここで、 $U_0^*$ は $J \rightarrow 0$ としたときの見かけのピンニング・ポテンシャル・エネルギーである。この展開の範囲内で、近似的に $s = U_0^*/J_{c0}$ であり

$$U = U_0^* \left(1 - \frac{J}{J_{c0}}\right) \quad (1.38)$$

と書ける。これより電流密度の時間変化を記述する式は

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{2Ba_f v_0}{\mu_0 d^2} \exp\left[-\frac{U_0^*}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_{c0}}\right)\right] \quad (1.39)$$

となる。この方程式より、 $t = 0$ で $J = J_{c0}$ という初期条件を与えることにより

$$\frac{J}{J_{c0}} = 1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \log\left(\frac{2Ba_f v_0 U_0^* t}{\mu_0 d^2 J_{c0} k_B T} + 1\right) \quad (1.40)$$

を得る。

十分な時間の後には、上式の対数中の1が無視できる。この対数減衰率

$$-\frac{d}{d(\log t)} \left(\frac{J}{J_{c0}}\right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.41)$$

から $U_0^*$ を求めることができる。

ここで、この実際の磁化の緩和率から求められる $U_0^*$ は、工学的に重要な緩和率ではあるものの、真のピンニング・ポテンシャル $U_0$ とは異なる値であることに注意が必要である。

## 1.6 超伝導体の応用利用

GdBCOコート線材は、高磁界領域での臨界電流密度特性が優れており、応用が期待されている。応用が見込まれている機器の一つに、SMES (Superconducting Magnetic Energy Storage) と呼ばれる、超伝導磁気エネルギー貯蔵装置がある。この装置の想定運用環境は、低温度 (20 K) かつ高磁界 (10 T) である。このSMESが抱える問題として、磁界中で磁化の緩和が発生し、貯蔵すべき磁気エネルギーが減衰してしまうことが挙げられる。これは、SMESが高磁界中での運用となるため、磁束クリープの影響が顕著になってしまうことが原因である。従って、応用先としてSMESを見込んだ場合の超伝導線材の研究では、種々ある超伝導特性の中でも、特に磁化緩和特性を評価することが重要となる。

## 1.7 本研究の目的

上述のように、応用先としてSMESを見込んだ場合の超伝導線材の研究では、特に磁化緩和特性を評価することが重要である。そこで、本研究では、PLD法により作製されたGdBCOコート線材において、超伝導層の厚さ及び中間層の違いが、磁化緩和特性にどのような影響を及ぼすかを調査するため、SQUID磁力計を用いた直流磁化測定、及び磁化緩和測定を行い、その上で、磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行う。なお、本実験において中間層に関して注目する際は、過去の実験結果から、 $\text{CeO}_2$ 中間層の試料については「磁界依存性が良い」という特性が、また、 $\text{Y}_2\text{O}_3$ 中間層の試料については「全磁界領域において $J_c$ の絶対値が高い」という特性が、それぞれ77.3 Kでの実験結果から得られていることを念頭に、各考察を行う。

## 第2章 実験

### 2.1 概要

本実験では、中間層と超伝導層の厚さが異なる PLD 法コート線材の臨界電流密度特性及び、磁化緩和特性を評価するために、ここでは、SQUID 磁力計を用いて測定を行った。

### 2.2 試料

本研究で用いた PLD 法 GdBCO コート線材は、住友電気工業株式会社が作製したもので、配向 Ni クラッド基板の上に中間層として、それぞれ  $\text{CeO}_2$  (60 nm)、YSZ (260 nm)、 $\text{CeO}_2$  (170 nm) もしくは  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (120 nm) を積層し、この上に PLD 法を用いて、GdBCO 超伝導層を積層したものである。試料の構成を図 2.1 に示す。

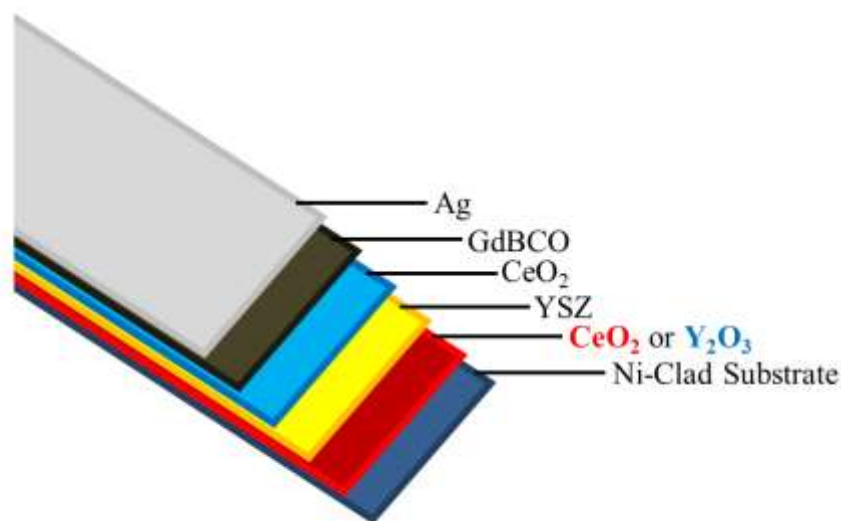


図 2.1 試料の構成

本実験では、それぞれの中間層に対して、超伝導層の厚さを  $1.04\sim 3.12\ \mu\text{m}$  の間で変化させた。用いた試料の超伝導層の厚さ  $d$  と SQUID 磁力計を用いて測定した  $T_c$  を表 2.1 に示す。試料の  $T_c$  はほぼ同一の結果となったことから、中間層、及び超伝導層の厚さの違いは、 $T_c$  には影響を与えないことが分かる。

表 2.1 試料諸元

試料	中間層	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	$T_c$ [K]
#1	CeO <sub>2</sub>	1.04	92.4
#2		1.56	92.2
#3		2.08	92.4
#4		2.60	92.5
#5		3.12	92.9
#A	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.04	92.6
#B		1.56	92.2
#C		2.08	92.2
#D		2.60	92.2
#E		3.12	92.4

## 2.3 測定方法

### 2.3.1 SQUID 磁力計

通常の磁束や磁束密度は常伝導コイルに流れる電流を検知したり、ホール素子による磁気抵抗効果を利用したりして検知するが、より微弱な磁束を検知可能な装置である、SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) 磁力計 (超伝導量子干渉磁力計) が用いられる。SQUID 磁力計の原理を、図 2.2 に示す。微弱な磁束を検知・測定するため、SQUID 磁力計においては、図に示すような超伝導体のピックアップコイルの組み合わせと、ジョセフソン効果を利用する。ジョセフソン効果とは、弱結合した 2 つの超伝導体の間に、超伝導電子対のトンネル効果によって超伝導電流が流れる現象のことであり、この現象を用いて量子化磁束の通過に応じて電流が流れる回路にして、磁束の出入りを検知している[13]。なお、本実験で用いた SQUID 磁力計は、Quantum Design 社製の MPMS-7 である。

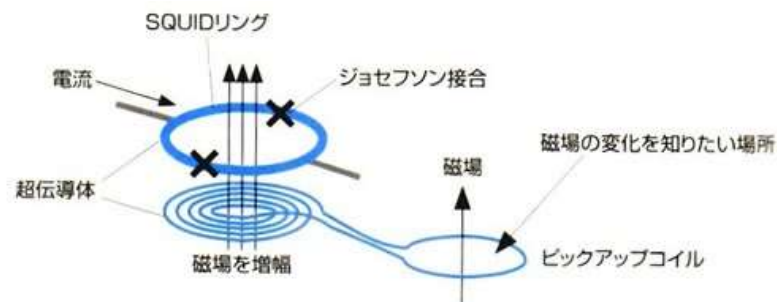


図 2.2 SQUID 磁力計の原理



### 2.3.2 SQUID 磁力計による直流磁化測定

直流磁化測定においては、ある一定温度で試料の広い面に垂直、すなわち  $c$  軸に平行に外部磁界を最初に負方向に印加し、0 T から 7 T まで増磁する。さらに、7 T から 0 T まで今度は減磁し、直流磁化を測定することで、磁化のヒステリシス曲線を得ることができる。ある磁界におけるヒステリシスの幅  $\Delta M$  [emu] が臨界電流密度に比例することから、このヒステリシス曲線を用いて、測定温度下における臨界電流密度の外部磁界依存性、即ち  $J_c$ - $B$  特性が求まる。

いま、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。ここで、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。四方向から試料へ磁束が侵入し、これを遮蔽する電流は、臨界電流密度が等方的ならば、Bean モデルを仮定すると図 2.3 の斜線部分を流れる環状電流となる。

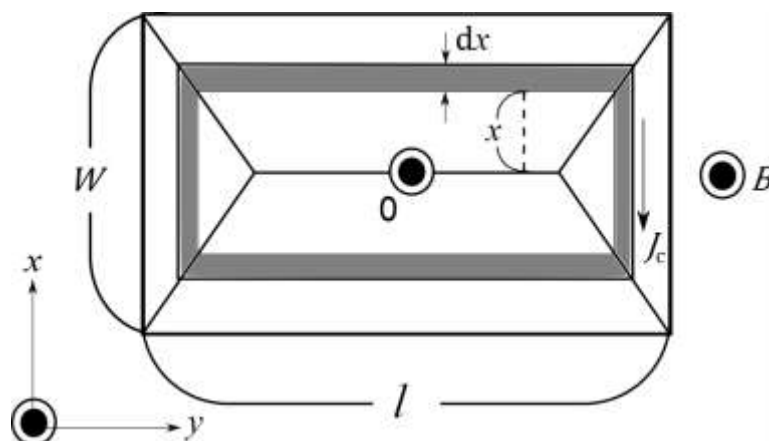


図 2.3 四方向から磁束線が侵入した場合の電流の流れ方と電流が流れる微小幅  $dx$  の帯に囲まれた領域

この微小幅  $dx$  に流れる微小電流を  $dI_c$  とする。この細い電流路の  $z$  軸方向のサイズを  $dz$  とすると、 $dI_c = J_c dx dz$  である。さらに幅  $dx$  の帯に囲まれた領域の面積を  $S$  とすると、 $S$  は  $x$  のみの関数と表され

$$\begin{aligned}
 S &= 4x \left( x + \frac{l-w}{2} \right) \\
 &= 4x^2 + 2x(l-w)
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

となる。

また、この微小電流により発生する磁気モーメントは $dm = SdI_c$ となる。これより試料全体の磁気モーメントは

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

となる。ただし、 $d$ は磁界の方向の試料の厚みである。これを計算すると

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

となる。図 2.4 の下半分は増磁過程の磁束密度の空間分布で、上半分は減磁過程の磁束密度の空間分布となっている。

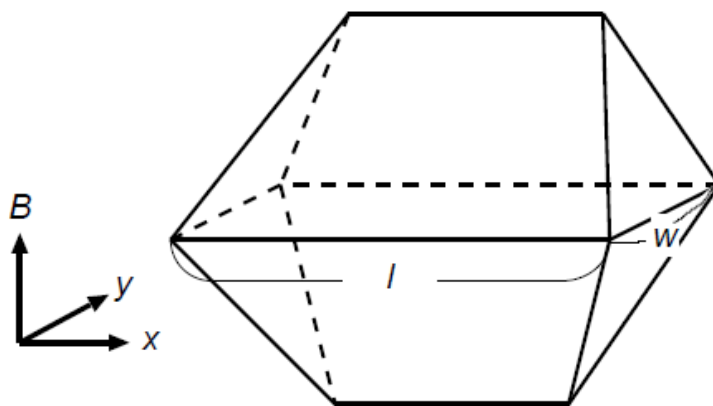


図 2.4 四方向から磁束線が侵入した場合の磁束密度の空間分布 増磁過程（上）と 減磁過程（下）

したがって、超伝導体の磁化のヒステリシスの幅 $\Delta M$ に相当する磁気モーメント $\Delta m$ は、式(2.3)より

$$\Delta m = \frac{J_c w^2}{12} (3l - w)d \quad (2.4)$$

となる。したがって、磁化のヒステリシス幅 $\Delta M$ は、 $\Delta m$ を超伝導体の体積 $lwd$ で割って

$$\Delta M = \frac{J_c w}{12l} (3l - w) \quad (2.5)$$

となり、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{6l}{w(3l-w)} \Delta M \quad (2.6)$$

から評価される。なお、SQUID 磁力計から得られる磁化の測定値の単位は、[emu]であるので、これを SI 単位系に換算するために以下の式を用いた。

$$m [\text{Am}^2] = [\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.7)$$

### 2.3.3 SQUID 磁力計による磁化緩和測定

一方で磁化緩和測定では、試料に対して十分大きな磁界を加え、それから目的とする磁界まで下げる。これは試料に磁束を十分にトラップさせた臨界状態にするためである。この操作により、試料は内部の磁束を保とうとして永久的に一定の遮蔽電流を流し続けようとする。しかしながら、実際には時間に対して対数的に遮蔽電流の減衰が起きる。この遮蔽電流は磁化から求めることができ、また Maxwell の方程式と磁化の時間変化から電界を求めることができる。以上より、磁化の緩和測定から  $E$ - $J$  曲線を得ることができる。なお、ここでの電界領域は、約  $1.0 \times 10^{-8} \text{ V/m}$  以下の超低電界領域である。

まず、電流密度  $J$  について、式(2.3)より

$$J = \frac{12m}{w^2 d(3l-w)} \quad (2.8)$$

となる。

ここで、試料の形状が磁界方向に沿って無限に長い場合を考える。四方向から磁束が侵入した場合、試料内の磁束の分布は図 2.5 のようになる。

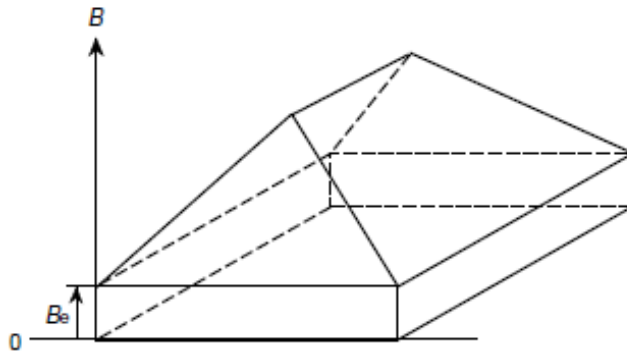


図 2.5 測定時の  $c$  軸方向の磁束の分布

このとき試料に侵入した磁束 $\Phi$ は

$$\Phi = wlB_e + \frac{\mu_0 m}{d} \quad (2.9)$$

で表される。一方、Faraday の法則により、 $d$ が $w$ や $l$ よりも十分大きい場合、試料内の電界 $E$ は

$$E = -\frac{1}{2(l+w)} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.10)$$

で表される。

しかし、今回用いている試料は磁界の方向に対しても薄いため、このままでは $E$ が過大評価されてしまう。そのため、この形状の影響を考慮しその補正係数を $G$ とすると、式(2.9)、式(2.10)式より、最終的に電界 $E$ は次のように表すことができる。

$$E = -\frac{\mu_0 G}{2d(l+w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.11)$$

この補正係数 $G$ は、近似的に直径 $d$ のワイヤーからつくった、直径 $l$ の一巻きのコイルによる自己インダクタンス $L_1 = (\mu_0 l/2) \log(8l/d)$ と厚さ $d$ 、直径 $l$ の長い中空円柱の自己インダクタンス $L_2 = \pi\mu_0 l^2/4d$ の比で与えられ、 $G = L_1/L_2$ を見積もることができる。

以上、式(2.8)、式(2.11)を用いて、SQUID 磁力計による磁化の緩和測定より、補正係数を用いて補正された $E$ - $J$ 曲線が評価できる。

# 第3章

## 結果

### 3.1 $J_c$ - $B$ 特性

各試料に対して、20 K の低温度領域におけるヒステリシス曲線を測定し、その測定結果から $J_c$ - $B$ 特性を求めた。#1～#5 の $J_c$ - $B$ 特性を図 3.1 に、#A～#E の $J_c$ - $B$ 特性を図 3.2 に、それぞれ示す。

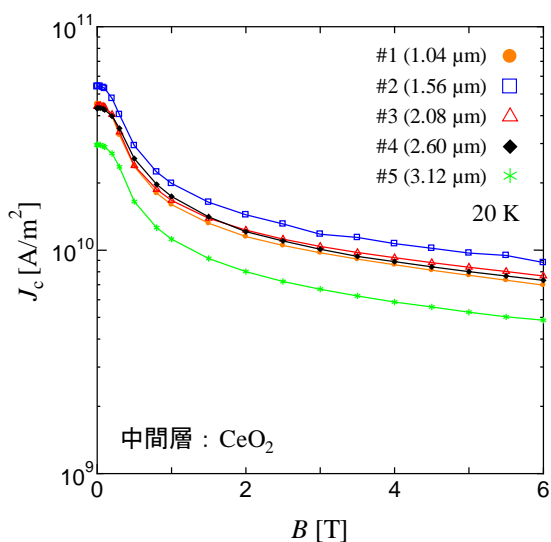


図 3.1 #1～#5 の $J_c$ - $B$ 特性

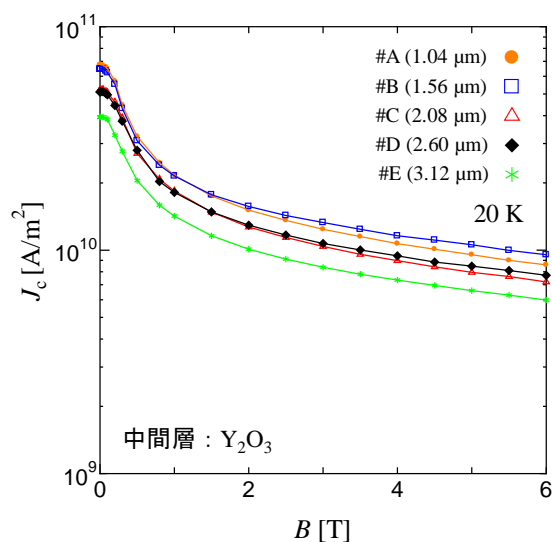


図 3.2 #A～#E の $J_c$ - $B$ 特性

図 3.1、図 3.2 より、測定した全試料とも高磁界側になるにつれて $J_c$ が減少する、同様の傾向を示していることが分かる。

最初に、超伝導層の厚さに注目して比較を行う。両中間層に共通して、1.56  $\mu\text{m}$  が最も $J_c$ が高く、逆に、3.12  $\mu\text{m}$  が最も $J_c$ が低くなっていることが分かる。また、その他 3 つの、1.04  $\mu\text{m}$ 、2.08  $\mu\text{m}$ 、2.60  $\mu\text{m}$  の $J_c$ の値についても、共通して、先に述べた 1.56  $\mu\text{m}$  と 3.12  $\mu\text{m}$  の $J_c$ の中間の値を取っていることが分かる。以上より、特に 3.12  $\mu\text{m}$  に顕著に見られるように、超伝導層の厚さの増加に伴い、 $J_c$ が減少する傾向があるといえる。これは、超伝導層の厚さの増加に伴う、配向の乱れに起因するものと考えられる。

次に、中間層に注目して比較を行う。両図から分かるように、微差ながら、 $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層の方が  $\text{CeO}_2$  中間層に比べ、全体的に高い $J_c$ を示していることが分かる。これは、2.1.1 節で述べた、過去の 77.3 K の環境下の測定結果の内容と符合する。この原因として、 $\text{CeO}_2$  中間層の試料では、クラックにより生成された超伝導層における異相により、 $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層の

試料よりも電流路が小さくなってしまったことで、全体として $J_c$ が減少したことが考えられる。ここで、両中間層の試料に対して、さらに詳細に $J_c$ の磁界依存性を見るため、0.1 Tにおける $J_c$ の値を用いて規格化した $J_c$ - $B$ 特性の図を、それぞれ図 3.3、図 3.4 に示す。

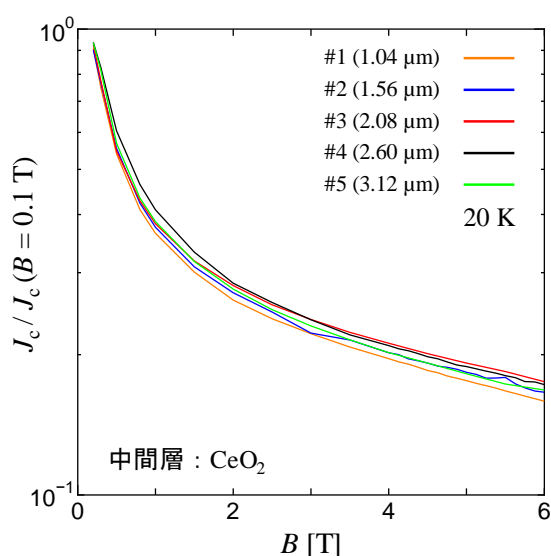


図 3.3 #1~#5 の規格化 $J_c$ - $B$ 特性

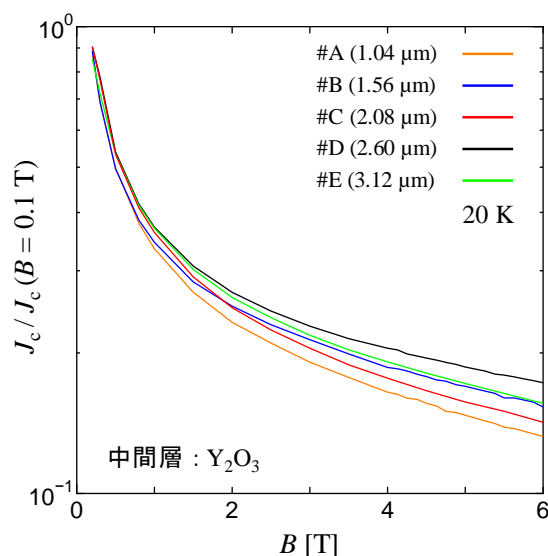


図 3.4 #A~#E の規格化 $J_c$ - $B$ 特性

図 3.3、図 3.4 より、中間層別に $J_c$ の磁界依存性を見ると、高磁界側で顕著にその差が見られるように、 $\text{CeO}_2$  中間層の方が  $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層に比べ、依存性が良いことが分かる。このことも、2.1.1 節で述べた、過去の 77.3 K での環境下の測定結果の内容と符合する。この原因として、1.3.1 節で述べたように、GdBCO コート線材においては、PLD 法により超伝導層が作製された際に、自然に  $c$  軸に相関のあるピンが生成されやすいことから、今回の実験では、 $\text{CeO}_2$  中間層の試料において、クラックにより生成された  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  と思われる非超伝導物質が、 $c$  軸に相関のあるピンとして作用したことが考えられる。

## 3.2 $U_0^*$ - $B$ 特性

各試料に対して、20 K の低温度領域において SQUID 磁力計を用いて磁化緩和測定を行い、そこから $U_0^*$ - $B$ 特性を求めた。#1~#5 の $U_0^*$ - $B$ 特性を図 3.5 に、#A~#E の $U_0^*$ - $B$ 特性を図 3.6 に、それぞれ示す。

図 3.5、図 3.6 より、測定した全試料とも $U_0^*$ の値は 2 T 付近で上に凸のピークを持つ、同様の傾向を示していることが分かる。

$J_c$ - $B$ 特性と同様、最初に超伝導層の厚さに注目して比較を行う。 $\text{CeO}_2$  中間層では 2.60  $\mu\text{m}$  までは、超伝導層の厚さの増加に従って、高い $U_0^*$ を示していることが分かる。同様に、 $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層においては、2.08  $\mu\text{m}$  までは超伝導層の厚さの増加に従って、高い $U_0^*$ を示している。

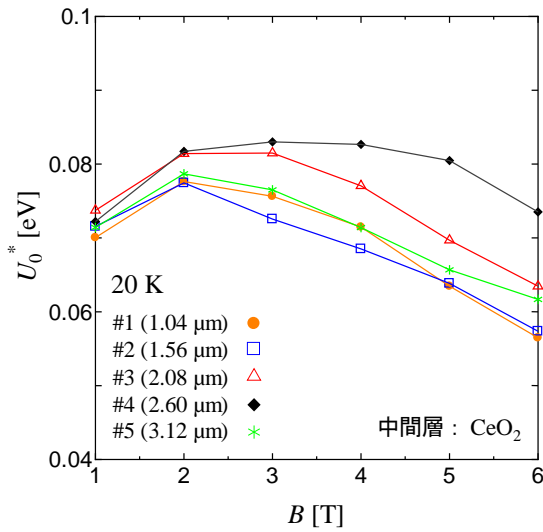


図 3.5 #1~#5 の  $U_0^*$ - $B$  特性

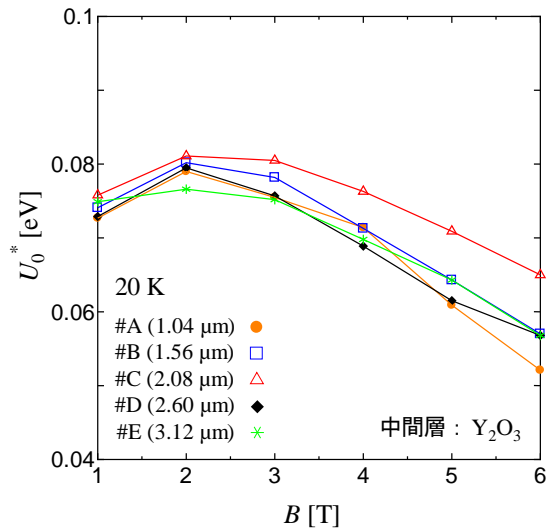


図 3.6 #A~#E の  $U_0^*$ - $B$  特性

これは、後の解析の章で述べるが、ピンニング相関距離の影響を受けているものと考えられる。また、両中間層に共通して、先に述べた超伝導層の厚さよりも厚さが増加すると、逆に特性が劣化してしまっていることが分かる。これは、3.1 節の  $J_c$ - $B$  特性の結果に関して述べた、超伝導層の厚さの増加に伴う、配向の乱れに起因する  $J_c$  減少の影響を受けているものと考えられる。

次に、中間層に注目して比較を行う。先に述べたように、両中間層においても、2 T 付近で  $U_0^*$  はピーク値を取っているが、低磁界側 (1 T) と高磁界側 (6 T) では  $U_0^*$  の値の大小関係が異なっている。ここで、各試料を超伝導層の厚さごとに中間層で比較した、1 T と 6 T の  $U_0^*$  の値をそれぞれ、表 3.1、表 3.2 に示す。なお、比較した際、 $U_0^*$  が高い方を網掛けで示している。

表 3.1 各試料の 1 T における  $U_0^*$  の値

中間層	$d = 1.04 \mu\text{m}$	$d = 1.56 \mu\text{m}$	$d = 2.08 \mu\mathbf{m}$	$d = 2.60 \mu\text{m}$	$d = 3.12 \mu\text{m}$
CeO <sub>2</sub>	0.0700 eV	0.0716 eV	0.0737 eV	0.0722 eV	0.0714 eV
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.0727 eV	0.0741 eV	0.0758 eV	0.0729 eV	0.0749 eV

表 3.2 各試料の 6 T における  $U_0^*$  の値

中間層	$d = 1.04 \mu\text{m}$	$d = 1.56 \mu\text{m}$	$d = 2.08 \mu\text{m}$	$d = 2.60 \mu\text{m}$	$d = 3.12 \mu\text{m}$
CeO <sub>2</sub>	0.0565 eV	0.0574 eV	0.0635 eV	0.0735 eV	0.0617 eV
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.0521 eV	0.0570 eV	0.0650 eV	0.0568 eV	0.0568 eV

まず、表 3.1 の低磁界側 (1 T) の  $U_0^*$  に注目すると、全ての超伝導層の厚さにおいて、 $Y_2O_3$  中間層の方が  $CeO_2$  中間層に比べ、若干ではあるが、高い値を示していることが分かる。これは、3.1 節で述べた、微差ながら、 $Y_2O_3$  中間層の方が  $CeO_2$  中間層に比べ、高い  $J_c$  を有していることに起因するものと考えられる。次に、表 3.2 の高磁界側 (6 T) の  $U_0^*$  に注目すると、2.08  $\mu\text{m}$  のみ異なるが、それ以外の超伝導層の厚さに関しては、全ての厚さにおいて  $CeO_2$  中間層の方が  $Y_2O_3$  中間層に比べ、高い値を示していることが分かる。特に、2.60  $\mu\text{m}$  ではその差が顕著に現れている。これは、先に述べた低磁界側での場合もそうであるが、(1.41)式から分かるように、 $U_0^*$  と  $J_c$  に相関があることが原因と考えられる。即ち、3.1 節で述べた、 $J_c$  の磁界依存性が  $CeO_2$  中間層の方が  $Y_2O_3$  中間層に比べて良いということから、その  $J_c$  と相関を持つ  $U_0^*$  においても、高磁界側において  $CeO_2$  中間層の方が高い値を示した、と考えられる。

以上まで、 $U_0^*$  を中間層に注目して比較して得られたことを再度まとめると、「低磁界側では、 $J_c$  の値の大小がそのまま  $U_0^*$  に影響を与えるが、高磁界側になると、 $J_c$  の値の大小より  $J_c$  の磁界依存性の方がより顕著に  $U_0^*$  に影響を与えるようになり、その影響が支配的になる」と考えられる。



## 第4章

# 解析

### 4.1 磁束クリープ・フローモデルによる解析

実験結果により理論的な考察を加えるため、1.5節で説明した、ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行った。実験結果として得られた、各試料の20 Kにおける $E$ - $J$ 特性の実験値に、理論値が合うようにフィッティングを行うことで、 $A_m$ 、 $\sigma^2$ 、 $\gamma$ の、各ピンニング・パラメータを抽出した。なお、過去の実験による経験則から、 $g^2$ は1.5、 $m$ は3として解析を行った。

#### 4.1.1 $E$ - $J$ 特性のフィッティング結果

#1~#5のフィッティング結果を、それぞれ図4.1~図4.5に、#A~#Eのフィッティング結果を、それぞれ図4.6~図4.10に示す。図中で、シンボルが実験値、破線が理論値を示している。各図とも、実験値と理論値で良い一致が見られ、理論を用いて上手く説明されていることが分かる。

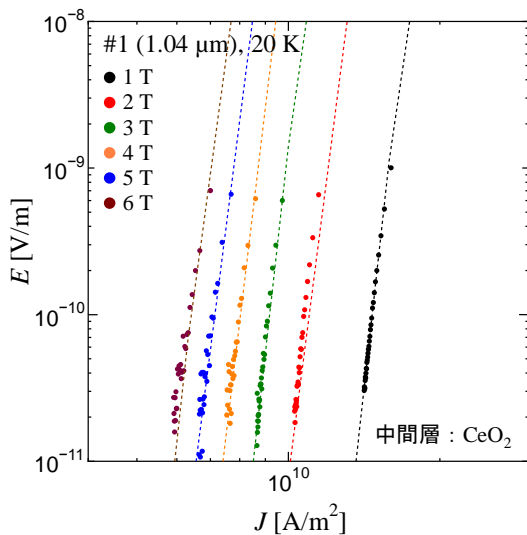


図 4.1 #1 の $E$ - $J$ 特性

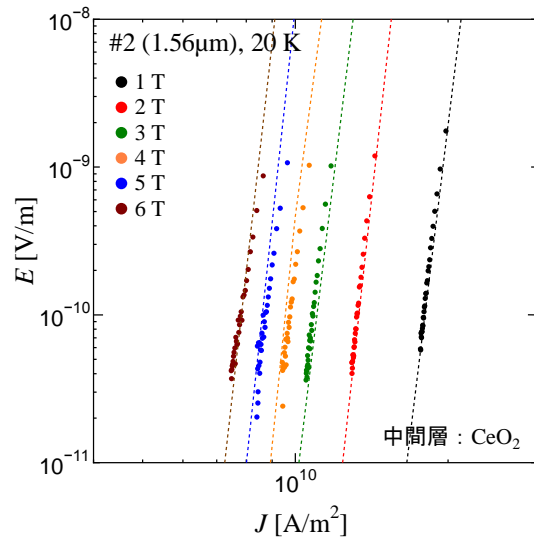


図 4.2 #2 の $E$ - $J$ 特性

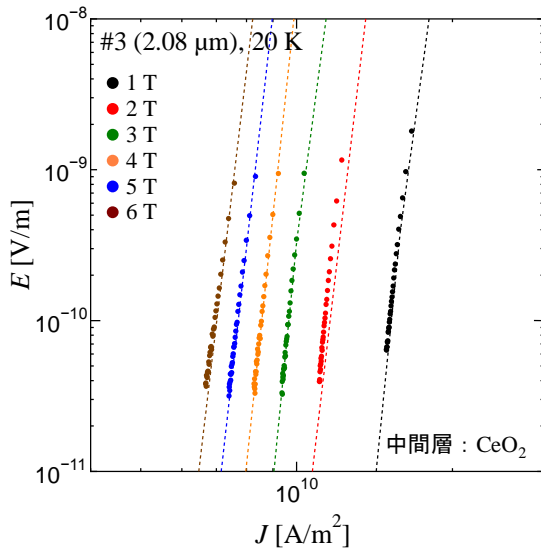


図 4.3 #3 の  $E$ - $J$  特性

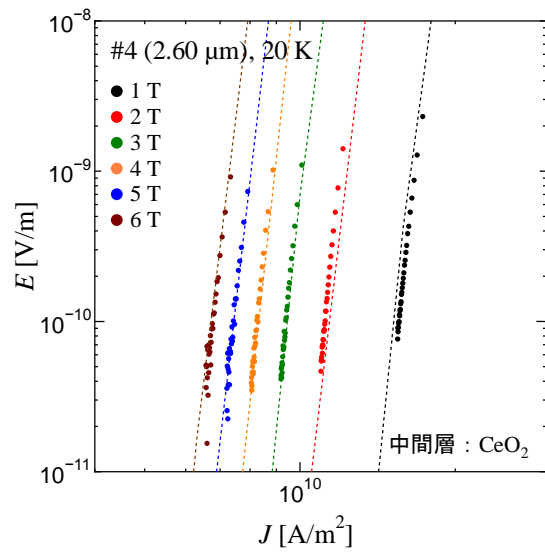


図 4.4 #4 の  $E$ - $J$  特性

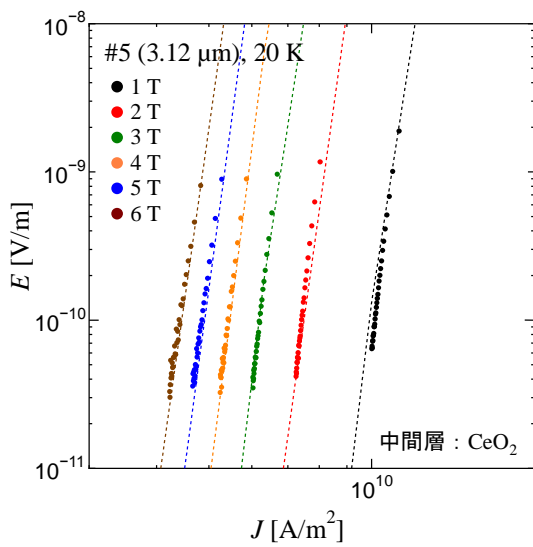


図 4.5 #5 の  $E$ - $J$  特性

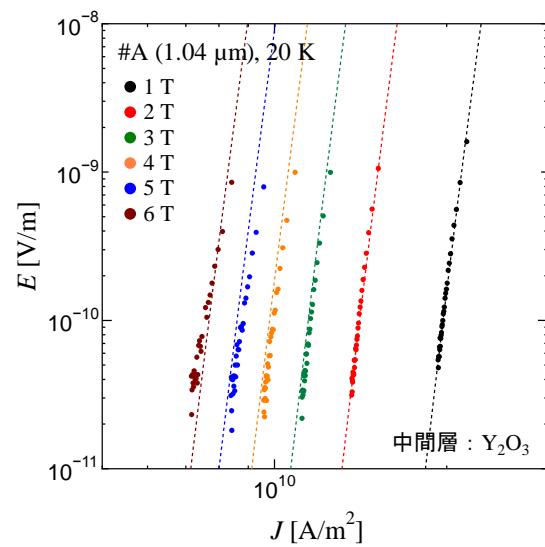


図 4.6 #A の  $E$ - $J$  特性

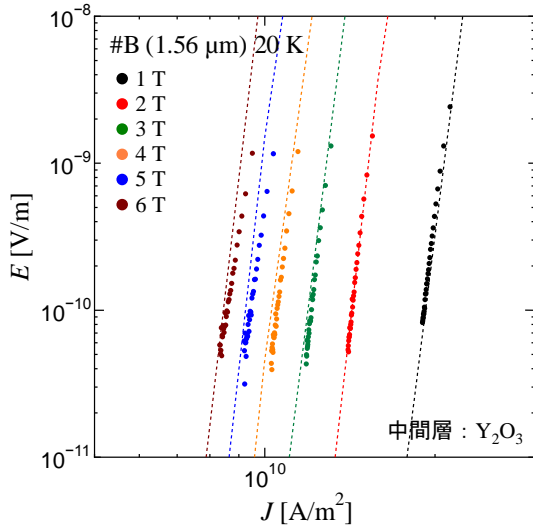


図 4.7 #B の  $E$ - $J$  特性

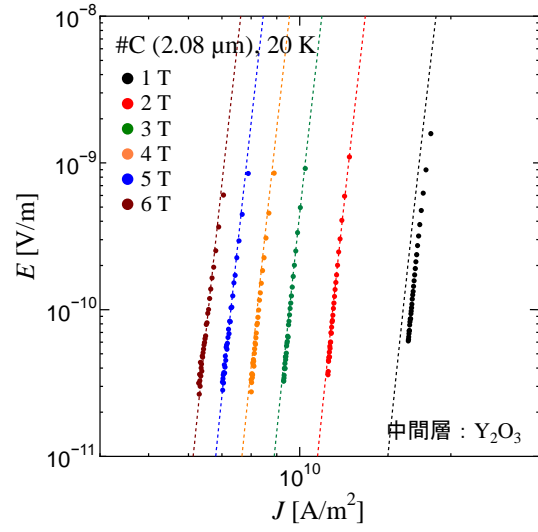


図 4.8 #C の  $E$ - $J$  特性

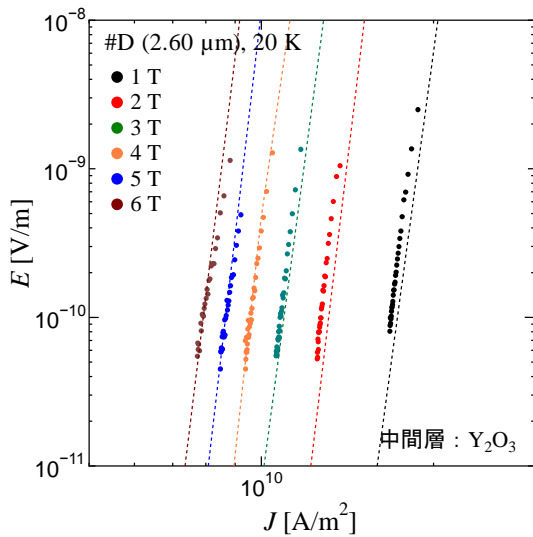


図 4.9 #D の  $E$ - $J$  特性

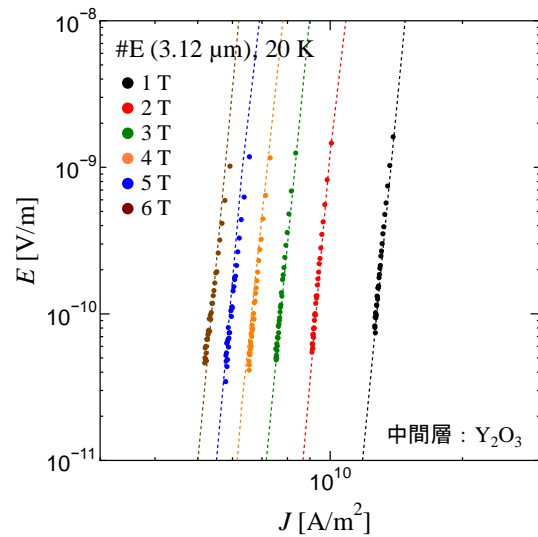


図 4.10 #E の  $E$ - $J$  特性

## 4.1.2 ピンニング・パラメータ

フィッティングによって得られた各ピンニング・パラメータを、中間層別にそれぞれ、表 4.1 (CeO<sub>2</sub> 中間層)、表 4.2 (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中間層) に示す。

表 4.1 解析によって得られたピンニング・パラメータ (CeO<sub>2</sub> 中間層)

試料	#1	#2	#3	#4	#5
$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	1.04	1.56	2.08	2.60	3.12
$A_m$	$8.51 \times 10^{10}$	$9.73 \times 10^{10}$	$8.10 \times 10^{10}$	$8.04 \times 10^{10}$	$6.26 \times 10^{10}$
$\sigma^2$	$1.10 \times 10^{-2}$	$1.00 \times 10^{-2}$	$9.70 \times 10^{-3}$	$9.66 \times 10^{-3}$	$1.23 \times 10^{-2}$
$\gamma$	0.65	0.63	0.66	0.64	0.65

表 4.2 解析によって得られたピンニング・パラメータ (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中間層)

試料	#A	#B	#C	#D	#E
$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	1.04	1.56	2.08	2.60	3.12
$A_m$	$1.03 \times 10^{11}$	$1.00 \times 10^{11}$	$8.40 \times 10^{10}$	$9.05 \times 10^{10}$	$6.75 \times 10^{10}$
$\sigma^2$	$9.50 \times 10^{-3}$	$9.30 \times 10^{-3}$	$9.00 \times 10^{-3}$	$9.65 \times 10^{-3}$	$9.80 \times 10^{-3}$
$\gamma$	0.57	0.64	0.58	0.66	0.62

まず、 $J_c$ とパラメータとの関係性について議論する。両中間層それぞれにおいて、最初に超伝導層の厚さに注目して、 $A_m$ と $\sigma^2$ の値を見ていくと、 $A_m$ は厚さが増加するに従って減少しており、また $\sigma^2$ は反対に増加していることが分かる。 $A_m$ がピン力の最頻値を、また $\sigma^2$ がピン力の分布を表していることから、先に述べたそれぞれのパラメータの値の増減が、3.1節で述べた、超伝導層の厚さの増加に伴う積層欠陥による $J_c$ の減少を、上手く説明できていると考えられる。即ち、超伝導層の厚さに注目した結果から、 $A_m$ は大きいほど、また逆に $\sigma^2$ は小さいほど、 $J_c$ は大きくなるといえる。

次に、中間層に注目して、 $A_m$ と $\sigma^2$ の値を見ていく。各超伝導層の厚さごとに、 $A_m$ と $\sigma^2$ の値を比較すると、 $A_m$ は全ての厚さにおいて、Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中間層の方が CeO<sub>2</sub> 中間層に比べ高い値を示しており、逆に、 $\sigma^2$ は全ての厚さにおいて、CeO<sub>2</sub> 中間層の方が Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中間層に比べ高い値を示していることが分かる。このことは、3.1節で述べた、微差ながら、Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中間層の方が CeO<sub>2</sub> 中間層に比べ、全体的に高い $J_c$ を示すという結果と、先に述べた、 $A_m$ は大きいほど、また逆に $\sigma^2$ は小さいほど、 $J_c$ は大きくなるという考察の両方ともに、上手く合致する。以上より、 $J_c$ とパラメータとの関係性について議論した結果、「 $A_m$ は大きいほど、また逆に $\sigma^2$ は小さいほど、 $J_c$ は大きくなる」と結論付けられる。

今度は、 $U_0^*$ とパラメータとの関係性について議論する。 $U_0^*$ の場合、図 3.5、図 3.6 に示す  $U_0^*$ の実験結果と、表 4.1、表 4.2 に示す各パラメータの値をどのように比較しても、 $A_m$ と $\gamma$ に

関しては、直接的な相関があるようには見られない。しかし、 $\sigma^2$ に注目すると、概ね $\sigma^2$ が小さいと、 $U_0^*$ は大きくなっていることが分かる。ただし、 $U_0^*$ と $\sigma^2$ に関しては、先ほどの $J_c$ と $A_m$ 及び $\gamma$ との関係性の場合と異なり、何かの結果や考察と合致するものがなく、ただ「 $\sigma^2$ が小さい、即ち膜質が優れているほど、 $U_0^*$ は大きくなる傾向がある」とのみ、現時点では結論付けざるを得ない。

そこで、 $U_0^*$ とパラメータとの関係性をより明確なものにするため、 $U_0^*$ と各パラメータとの散布図を用いて、再度、議論を行う。なお、 $A_m$ と $\sigma^2$ の場合は、 $U_0^*$ は最も多くの試料がピーク値を取る 2 T での値を用い、 $\gamma$ の場合は、 $\gamma$ が磁界依存性を表すパラメータであることを考慮し、直接に $U_0^*$ の値を用いるのではなく、6 T の $U_0^*$ の値を 2 T の $U_0^*$ の値で割ったものを用いた。即ち、 $\gamma$ の場合は、 $U_0^*$ のピーク値に対する高磁界側の $U_0^*$ の減少率を対象に、比較を行った。それぞれの散布図を、図 4.11～図 4.13 に示す。

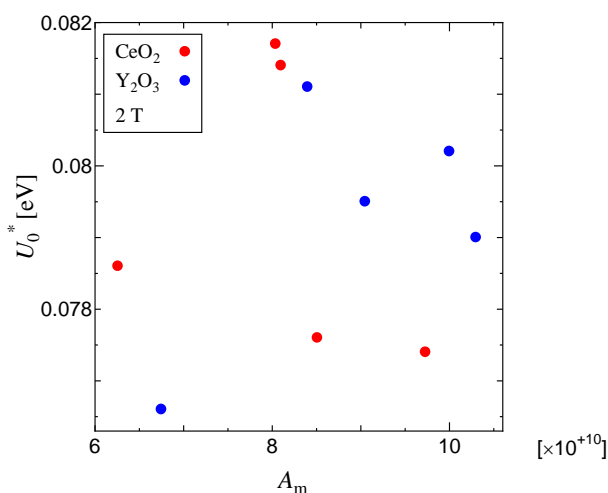


図 4.11  $U_0^*$  と  $A_m$  の関係

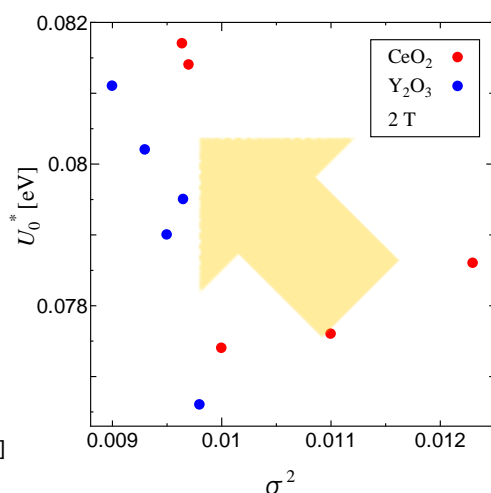


図 4.12  $U_0^*$  と  $\sigma^2$  の関係

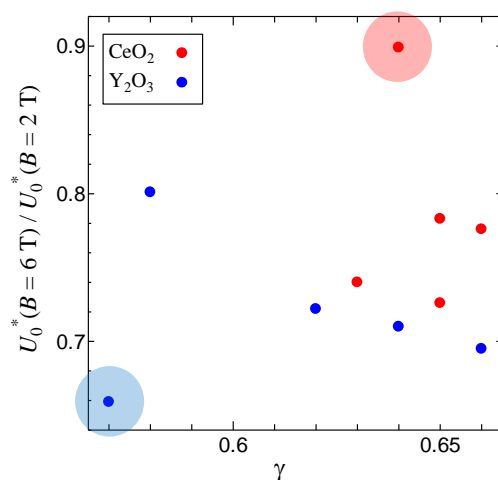


図 4.13  $U_0^*(6\text{ T})/U_0^*(2\text{ T})$  と  $\gamma$  の関係

各図、順に見ていく。まず、図 4.11 を見ると、 $U_0^*$ と $A_m$ に関しては、散布図で示してもあまり相関があるようには見て取れないことが分かる。しかし次に、図 4.12 を見ると、こちらは $A_m$ の場合とは異なり、先に述べた「 $\sigma^2$ が小さいほど、 $U_0^*$ は大きくなる傾向がある」ということを、散布図で示すことでより明確に確認することができる。最後に、図 4.13 を見ると、図中右下の領域にほとんどのシンボルが集まっており、一見すると、 $\gamma$ は $U_0^*$ の減少率に特に影響を与えていないように見えるが、赤と青でそれぞれマークしたシンボルに、顕著に $\gamma$ と $U_0^*$ の減少率の相関が見られる。赤でマークしたシンボルは、 $\gamma$ は大きく、また減少率は小さくなっており、青でマークしたシンボルは、 $\gamma$ は小さく、また減少率は大きくなっている。即ち、サンプル数が少なく、完全に結論付けることはできないものの、「 $\gamma$ が大きいと $U_0^*$ の減少率は小さくなる」ということが予測される。

### 4.1.3 $U_0^*$ 理論値

4.1.1 節に示した、 $E$ - $J$ 特性の理論値から磁化の緩和率を逆算することにより、 $U_0^*$ の理論値を求めた。求めた $U_0^*$ の理論値を、図 4.14 と図 4.15 に示す。

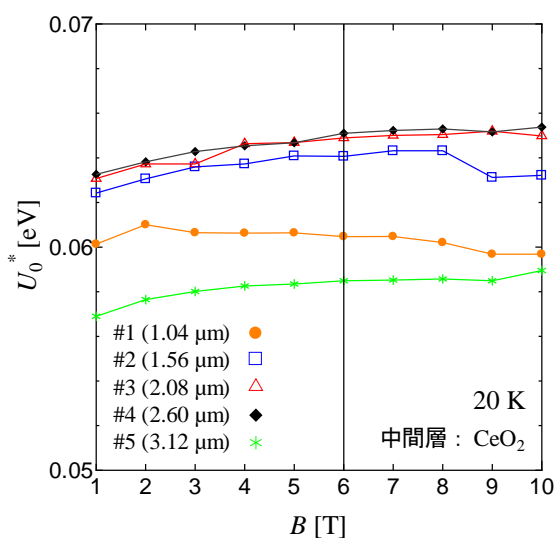


図 4.14 #1~#5 の $U_0^*$ - $B$ 特性の理論値

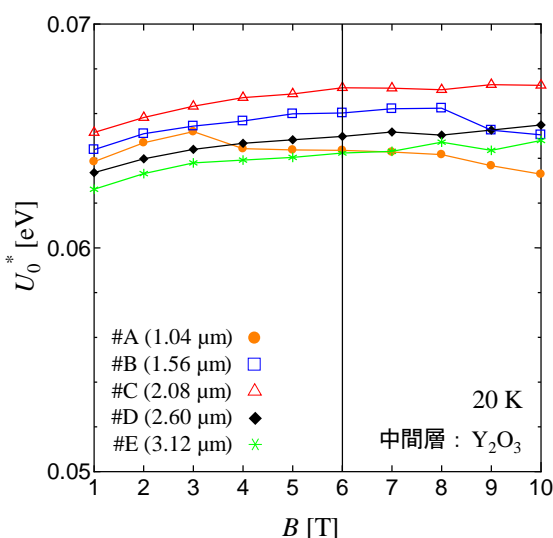


図 4.15 #A~#E の $U_0^*$ - $B$ 特性の理論値

求めた $U_0^*$ の理論値と、3.2 節で示した実験値を比較するため、まず、理論値のグラフにおいて 1~6 T にのみ注目する。実験値では 2 T をピークとする上に凸のグラフとなっていたが、その傾向が表れているのは両中間層において、超伝導層の厚さ 1.04  $\mu\text{m}$  の場合のみであり、その他の厚さにおいては、理論値を用いて上手くピークが表されていない。また、全体的に理論値は実験値と比べ、 $U_0^*$ の値の変化に乏しいことも分かる。さらに、中間層別に $U_0^*$ の値を比較すると、厚さ 1.04  $\mu\text{m}$  と 3.12  $\mu\text{m}$  に顕著に見られるように、 $\text{CeO}_2$  中間層は  $\text{Y}_2\text{O}_3$

中間層に比べ、低くなっていることも確認できる。超伝導層の厚さに注目した際の、 $U_0^*$ の値の大小関係については、厚さ  $1.56 \mu\text{m}$  を除き、ほぼ、全試料において理論値と実験値の間におおよその相関が見られる。ここで、理論値と実験値の間で生じた差異について原因を考察する。まず、理論値において、ピークがほとんどの試料で見られず、また全体的に値の変化に乏しいことに関する理由としては、 $E$ - $J$ 特性の理論値の導出の際に用いるパラメータである、 $A_m$ と $\sigma^2$ において、ともにその磁界依存性が考慮されていなかったためと考えられる。また、 $\text{CeO}_2$ 中間層は $\text{Y}_2\text{O}_3$ 中間層に比べ、 $U_0^*$ の値が低く出ているのは、3.1節で述べた、 $\text{CeO}_2$ 中間層におけるクラックによる $J_c$ 減少の影響を受けているためと考えられる。

次に、理論値の図において、6 T以上の領域まで拡張して議論を行う。厚さ  $1.04 \mu\text{m}$  は、両中間層ともで、すでに6 Tまでの領域において $U_0^*$ は減少傾向が見られるが、6 T以上になると、その傾向がより顕著になっていることが分かる。また次の、厚さ  $1.56 \mu\text{m}$  では、両中間層ともで、6 Tまでは $U_0^*$ は増加傾向にあったが、6 T以上、特に8 Tから9 Tの間で、 $U_0^*$ が減少傾向に転じていることが確認できる。一方で、厚さ  $2.08 \mu\text{m}$  以上では、厚さ  $3.12 \mu\text{m}$  で顕著に見られるように、6 T以上でも $U_0^*$ は増加傾向にある。これらの原因としては、次節で述べる、ピンニング相関距離の影響を受けているためと考えられる。

### 4.1.3 ピンニング相関距離

最後に、ピンニング・パラメータより求めた、各試料の20 Kにおけるピンニング相関距離 $L$ の磁界依存性を、図4.16と図4.17に示す。

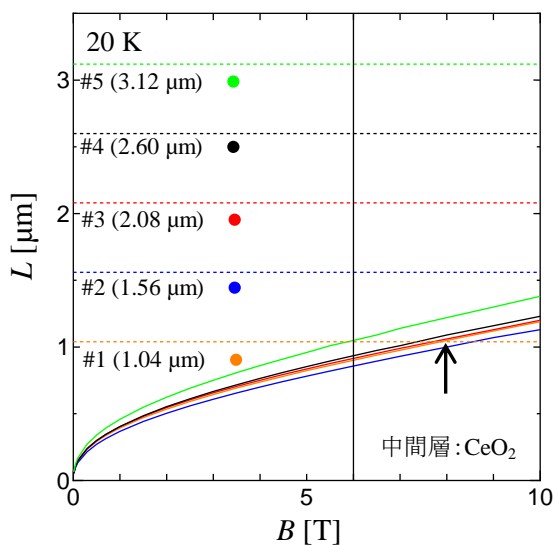


図 4.16 #1～#5 の $L$ - $B$ 特性

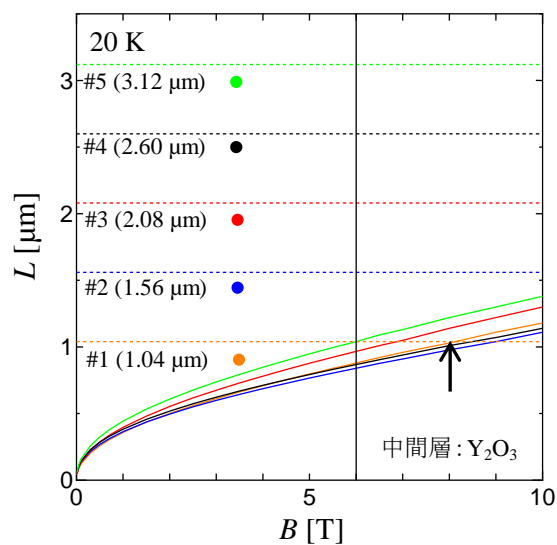


図 4.17 #A～#E の $L$ - $B$ 特性

両図から分かるように、本実験は 20 K という低温度領域で行ったため、測定環境である 1~6 T までにおいては、超伝導層の厚さ  $d$  とピンニング相関距離  $L$  がクロスオーバーしている試料は見受けられない。しかし、10 T 以上まで拡張して  $L$  の値を見ていくと、図中黒矢印で示している箇所で、両中間層ともにおいて、厚さ 1.04  $\mu\text{m}$  の試料は  $d$  と  $L$  がクロスオーバーしていることが分かる。即ち、2 次元ピンニングの状態から 3 次元ピンニングの状態へと変化することにより、ピンニングの次元の変化の影響を受けているといえる。この次元性の影響は、3.1 節で示した規格化した  $J_c$ - $B$  特性、3.2 節で示した  $U_0^*$ - $B$  特性、前節で示した  $U_0^*$ - $B$  特性の理論値、その全てに及んでいることは、既に各節で述べてきたとおりである。



## 第5章

### まとめ

#### 5.1 実験及び解析結果

##### ○ $J_c$ - $B$ 特性

超伝導層の厚さが増加すると、特性は劣化した。また、中間層で比較した場合は、 $J_c$ の絶対値は  $Y_2O_3$  中間層の方が高いが、 $J_c$ の磁界依存性は  $CeO_2$  中間層の方が良好であった。

##### ○ $U_0^*$ - $B$ 特性

超伝導層の厚さは、今回の実験での調節範囲における、中間程度の厚さまでは、特性は向上傾向にあるものの、それ以上の厚さになると、逆に特性は劣化した。また、中間層で比較した場合は、低磁界側では  $Y_2O_3$  中間層の方が特性は良いものの、高磁界側に移るにつれ、逆に  $CeO_2$  中間層の方が特性は勝った。

##### ○ ピンニング・パラメータ

$J_c$ とパラメータとの関係性として、「 $A_m$ は大きいほど、また逆に $\sigma^2$ は小さいほど、 $J_c$ は大きくなる」ということがいえた。さらに、 $U_0^*$ とパラメータとの関係性として、「 $\sigma^2$ が小さいほど、 $U_0^*$ は大きくなる傾向がある」ということがいえた。最後に $\gamma$ とパラメータとの関係性として、「 $\gamma$ が大きいと $U_0^*$ の減少率は小さくなる」という傾向が見られた。

##### ○ $U_0^*$ 理論値

実験値と比較して、理論値では 2 T 付近での上凸のピークが見られず、また、全体に値の変化にも乏しくなるという結果になった。しかし、超伝導層の厚さと $U_0^*$ の特性に関しては、理論値を用いて定性的に説明できた。

##### ○ ピンニング相関距離

実験での測定範囲である 1~6 T までにおいては、超伝導層の厚さ  $d$ とピンニング相関距離  $L$ がクロスオーバーしている試料は見られなかった。しかし、10 T 以上まで拡張して  $L$ の値を見ていくと、厚さ 1.04  $\mu\text{m}$ の試料は  $d$ と  $L$ がクロスオーバーしている箇所が見られ、即ち、2次元ピンニングの状態から3次元ピンニングの状態へと変化することにより、ピンニングの次元の変化の影響を顕著に受けるであろうことが予測された。

## 5.2 結論

以上まで実験結果、及び解析結果を踏まえ、SMES 応用への最適な条件を考えると、まず、超伝導層の厚さについては、 $J_c$ - $B$ 特性と $U_0^*$ - $B$ 特性の両方の実験結果を勘案し、2  $\mu\text{m}$  程度が両者のバランスが最も良く、最適であると考えられる。また、中間層については、 $\text{Y}_2\text{O}_3$  中間層に見られたような、 $J_c$ の絶対値が高いものを用いることはもちろんのこと、かつ、SMES においては、磁化が緩和しにくいことが重要条件となるために、 $\text{CeO}_2$  中間層に見られたような、特に、高磁界側における $J_c$ の磁界依存性が良いという特性を兼ね備えたものを用いることが求められる、と考えられる。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多大なるご指導をいただいた小田部荘司教授、木内勝准教授に深く感謝いたします。また、本研究で用いた試料を提供していただいた住友電気工業株式会社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、小田部・木内研究室の皆様にも深く感謝いたします。

## 参考文献

- [1]「長崎大学 工学部 工学科 電気電子工学コース 福永・中野研究室(2014/1/20 アクセス)」  
(<http://www.eee.nagasaki-u.ac.jp/~magnet/research.html>)
- [2] 超伝導 Web21 2007 年 6 月号 18
- [3] Y.Iijima, K.Kakimoto, H.Fuji, N.Kaneko, S.Hanyu, K.Naoe, S.Ajimura, T.Saitoh :  
フジクラ技報 第 110 号 (2006) 26 - 31.
- [4] 超伝導 Web21 2011 年 5 月号 1 - 13
- [5] 和田 純, 配向 Ni クラッド基板を用いて作製された PLD 法  $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$  コート線材  
の臨界電流密度特性 (九州工業大学 修士論文 2013) 6
- [6] 超伝導 Web21 2009 年 4 月号 9
- [7] 和田 純, 配向 Ni クラッド基板を用いて作製された PLD 法  $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$  コート線材  
の臨界電流密度特性 (九州工業大学 修士論文 2013) 26 - 29, 32 - 33.
- [8] K.Yamafuji, T.Fujiyoshi, K.Toko, T.Matsushita : Physica C 159 (1989) 743.
- [9] 松下 照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書) p322
- [10] E.H.Brandt : Phys.Rev. B 34 (1986) 6514.
- [11] T.Matsushita : Physica C 217 (1993) 461.
- [12] T.Matsushita, T.Fujiyoshi, K.Toko, K.Yamafuji : Appl. Phys.Lett. 56 (1990) 2039 -  
2041.
- [13] 「磁石とマグネットの NeoMag - 磁石・磁気の用語辞典 (2014/1/15 アクセス)」  
([http://www.neomag.jp/mag\\_navi/mames/mame\\_glossary\\_main.php?title\\_id=715](http://www.neomag.jp/mag_navi/mames/mame_glossary_main.php?title_id=715))