

配向 Ni クラッド基板を用いた PLD 法 GdBCO 線材  
の臨界電流密度の印加磁界角度依存性

電子情報工学科  
松下研究室  
和田 純

平成 23 年 2 月 18 日

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序章</b>	<b>1</b>
1.1	はじめに . . . . .	1
1.2	超伝導体の種類 . . . . .	1
1.3	高温超伝導体 . . . . .	2
1.3.1	銅酸化物高温超伝導 . . . . .	2
1.4	磁束クリープフローモデル . . . . .	3
1.4.1	磁束ピンニング . . . . .	3
1.4.2	磁束クリープによる電界 . . . . .	3
1.4.3	磁束フローによる電界 . . . . .	7
1.4.4	ピンポテンシャル . . . . .	7
1.4.5	磁束クリープ・フローモデル . . . . .	11
1.5	不可逆磁界 . . . . .	12
1.6	超伝導特性の異方性 . . . . .	13
1.7	本研究の目的 . . . . .	14
<b>第 2 章</b>	<b>実験</b>	<b>15</b>
2.1	試料 . . . . .	15
2.1.1	GdBCO-coated 線材 . . . . .	15
2.1.2	PLD 法による薄膜作成 . . . . .	16
2.1.3	配向 Ni クラッド基板 . . . . .	16
2.2	試料加工 . . . . .	17
2.2.1	パターニング . . . . .	17
2.2.2	直流四端子法 . . . . .	19
<b>第 3 章</b>	<b>実験結果</b>	<b>21</b>

3.1	$V-I$ 特性 . . . . .	21
3.2	臨界電流密度特性 . . . . .	24
<b>第 4 章</b>	<b>解析</b>	<b>27</b>
4.1	磁束クリープ・フローモデルによる解析 . . . . .	27
4.1.1	$E-J$ 特性の実験値と理論値 . . . . .	27
4.1.2	$J_c-\theta$ 特性の実験値と理論値 . . . . .	31
<b>第 5 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>33</b>
5.1	$V-I$ 特性 . . . . .	33
5.2	臨界電流密度特性 . . . . .	33
5.3	#1 について . . . . .	34
5.4	#2 について . . . . .	34
<b>参考文献</b>		<b>36</b>

# 表目次

2.1	試料の諸元 . . . . .	16
4.1	解析によって得られたピンニング・パラメータ . . . . .	27

# 目次

1.1	磁束バンドルの位置とエネルギーの関係 . . . . .	4
1.2	磁束フローの概念図 . . . . .	8
1.3	磁束線が平衡位置から変異したときのピン力密度の変化 . . . . .	9
1.4	磁束バンドルの形状 . . . . .	9
1.5	不可逆磁界 $B_i$ と上部臨界磁界 $B_{c2}$ . . . . .	12
2.1	本研究で用いた GdBCO 線材の構造 . . . . .	15
2.2	四端子法回路図 . . . . .	20
3.1	77 K、0.5 T における #1 の $V-I$ 特性 . . . . .	22
3.2	77 K、0.5 T における #2 の $V-I$ 特性 . . . . .	22
3.3	77 K、1 T における #1 の $V-I$ 特性 . . . . .	23
3.4	77 K、1 T における #2 の $V-I$ 特性 . . . . .	23
3.5	77K における様々な印加磁界下における #1 の $J_c-\theta$ 特性 . . . . .	24
3.6	70 K における様々な印加磁界下における #1 の $J_c-\theta$ 特性 . . . . .	25
3.7	77K における様々な印加磁界下における #2 の $J_c-\theta$ 特性 . . . . .	25
3.8	70 K における様々な印加磁界下における #2 の $J_c-\theta$ 特性 . . . . .	26
4.1	77 K、 $\theta = 40^\circ$ における四端子法により得られた #1 の $E-J$ 特性 . . . . .	28
4.2	77 K、 $\theta = 50^\circ$ における四端子法により得られた #1 の $E-J$ 特性 . . . . .	28
4.3	77 K、 $\theta = 60^\circ$ における四端子法により得られた #1 の $E-J$ 特性 . . . . .	28
4.4	77 K、 $\theta = 0^\circ$ における四端子法により得られた #1 の $E-J$ 特性 . . . . .	29
4.5	77 K、 $\theta = 90^\circ$ における四端子法により得られた #1 の $E-J$ 特性 . . . . .	29
4.6	77 K、 $\theta = 40^\circ$ における四端子法により得られた #2 の $E-J$ 特性 . . . . .	30
4.7	77 K、 $\theta = 50^\circ$ における四端子法により得られた #2 の $E-J$ 特性 . . . . .	30
4.8	77 K、 $\theta = 60^\circ$ における四端子法により得られた #2 の $E-J$ 特性 . . . . .	30

4.9	77 K、 $\theta = 0^\circ$ における四端子法により得られた #2 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	31
4.10	77 K、 $\theta = 90^\circ$ における四端子法により得られた #2 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	31
4.11	#1 の 77 K における四端子法により得られた $J_c$ - $\theta$ 特性 . . . . .	32
4.12	#2 の 77 K における四端子法により得られた $J_c$ - $\theta$ 特性 . . . . .	32

# 第 1 章

## 序章

### 1.1 はじめに

1908年にオランダの Kamerling-Onnes が当時、永久気体であると考えられた気体ヘリウムの液化に成功し、1911年、水銀の電気抵抗が 4.2 K で 0 となることを発見し、この現象を超伝導現象と名付けた。このようにある温度域以下 (通常は極低温) になると超伝導現象を発揮する物質を超伝導体といい、極低温以外での電気抵抗を持つ状態を常伝導状態という。その後、様々な超伝導体が発見されたが、発現のメカニズムについては不透明な部分が多かった。1957年、Badeen、Cooper、Schrieffer により、BCS 理論が発表され超伝導発現機構が説明された。この理論では、超伝導現象が発現する温度 (臨界温度) は 30 K 程度が限界であると考えられていた。

しかしながら、1986年に Johannes G. Bendaortz と Karl Alex Muller によって、酸化物系物質 (La-Ba-Cu-O) で 30K 級超伝導体の可能性が示され、液体窒素の沸点を大きく超える臨界温度を持つ Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの酸化物超伝導体が発見された。この酸化物超伝導体等の挙動は酸化物超伝導体以前の金属系の超伝導体とは大きく異なる挙動を見せている。近年では、鉄系超伝導体の一種で、アルコールに反応して超伝導状態となることなどが判明し、現在、そのメカニズムの解明に力が注がれている。

### 1.2 超伝導体の種類

一般に超伝導体は大きく、第 1 種超伝導体と第 2 種超伝導体の 2 種に分類される。第 1 種超伝導体は印加磁界を強くしていき、ある値を超えた時点で超伝導状態から、常伝導状態に転移する。この超伝導状態から、常伝導状態に転移する印加磁界を臨界磁界という。

この第 1 種超伝導体は臨界磁界が小さく、応用には適さない。一方で、第 2 種超伝導は、ある程度印加磁界が大きくなり、印加磁界の一部が超伝導体内に侵入した状態でも超伝導状態を維持する。この状態から、さらに印加磁界を強くしていくと、第 1 種超伝導体と同様に常伝導状態へと転移する。第 2 種超伝導体において、磁界が超伝導体内部に侵入を始める磁界を下部臨界磁界、超伝導状態から常伝導状態へと転移する磁界を上部臨界磁界という。第 2 種超伝導体の上部臨界磁界は下部臨界磁界に比べて非常に大きく、高磁界下でも超伝導状態を保つことが可能で、高磁界での応用に有利といえる。

## 1.3 高温超伝導体

高温超伝導体とは日本工業規格 (JISh7005) によれば、“約 25 K 以上の臨界温度をもつ超伝導体” とある。これに当てはまる超伝導体には  $MgB_2$ 、銅酸化物超伝導体、鉄ヒ素系超伝導体が当てはまる。

ここでは特に銅酸化物超伝導体について説明する。

### 1.3.1 銅酸化物高温超伝導

銅酸化物超伝導体は構造に  $CuO_2$  面を持つ超伝導体の総称である。高い臨界温度を持つものが多く、中には液体窒素の沸点である 77.3 K を超えるものも存在し、高価な液体ヘリウムを用いて冷却を行う必要がなく、液体水素中や冷却装置よりも安価な液体窒素で運用可能であるため、次世代を担う高温超伝導体として応用器機への投入が期待されている。

銅酸化物超伝導体の特徴の一つとして結晶構造に起因する電流特性の異方性がある。これは  $CuO_2$  面方向では電気伝導が容易で優れた電流特性を示すが、 $CuO_2$  面に対して垂直な方向では、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。また、臨界電流密度は印加する磁界の方向による異方性も存在するが、詳しくは 1.6 節で述べる。

銅酸化物超伝導体の中でも、特に応用が期待されるのが Bi 系超伝導線材と Y 系超伝導線材である。

Bi 系超伝導体は Bi-Sr-Ca-Cu-O で構成される線材で、 $c$  軸の結晶の成長速度と比較して、 $ab$  軸方向の結晶の成長速度が著しく早く、平板状の結晶形状をしており、機械的な圧延の反復で  $CuO_2$  面のそろった線材が作成可能で、km オーダーの線材を容易に作成できる。

一方、Y 系超伝導体は前述の Bi 系超伝導体とは異なり、機械的な方法での線材作成で



は高性能を期待できない。そのため、配向基板状に超伝導体を蒸着させることで作成した薄膜線材の研究が行われてきた。蒸着法では、長尺化が難しく、ある程度の高真空状態が必要であるため、設備や人件費と言った採算面も課題となる。しかしながら、Bi系超伝導線材に比べ、高温高磁界領域での臨界電流（その線材に流せる限界の電流）特性に優れており、次世代線材として期待されている。

## 1.4 磁束クリープフローモデル

### 1.4.1 磁束ピンニング

直流電気抵抗なしに超伝導状態にある超伝導体に流すことができる最大の電流を臨界電流  $I_c$ 、電流密度を臨界電流密度  $J_c$  という。 $J_c$  は超伝導体を評価する上で重要な値であり、 $J_c$  を決定する基本的な機構は磁束ピンニング特性である。

磁界中において超伝導体に電流を流すと、超伝導内部の磁束線は Lorentz 力により運動を始める。この運動を許すと、誘導起電力が生じ、電気抵抗の発生につながる。従って、誘導起電力を発生させないためには、誘導起電力を生じさせる元となる Lorentz 力による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る作用が磁束ピンニングであり、転移、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面などあらゆる欠陥や不均質部分はその作用をする。こうした欠陥をピンニングセンター呼び、Lorentz 力がある限界値を超えるまで磁束線の運動を止めてしまい、その間電気抵抗は生じない。単位体積あたりのピンニングセンターが磁束線に及ぼす力を  $F_p$  とすると、誘導起電力が生じ始める  $J_c$  の下では磁束線には単位体積あたり、 $J_c B$  の Lorentz 力が働いており、これが  $F_p$  と釣り合っていることから、

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

という関係にある。 $F_p$  は超伝導体固有の特性ではなく、より巨視的な構造によって決定される後天的な特性であるため、磁束ピンニング特性の改善が  $J_c$  特性の改善につながる。

### 1.4.2 磁束クリープによる電界

超伝導電流は外部環境が一定であれば、時間的な変化は生じないと考えられるが、実際はピンニングをもたらす欠陥に捕まった磁束線は熱振動によって、ある確率でピンニングセンターから外れてしまう。この磁束線の運動を磁束クリープという。このことから、磁束ピンニングに基づく超伝導電流が真の永久電流でないことが解る。また、高温になる

と、熱活性化運動がより顕著になるため、超伝導電流の減衰が著しくなり、場合によっては、 $J_c$  がゼロになることもある。この現象は特に高温超伝導体において顕著に見られ、臨界電流密度がゼロとなる不可逆磁界に関しては 1.4 節で述べる。

磁束クリープの際には、磁束線は集団でピンニングセンターから移動を行うが、この移動する集団を磁束バンドルという。

いま、電流が流れている状態で、一つのバンドルについて考える。そのバンドルが Lorentz 力を受けて、仮想的に変異した場合のエネルギー変異は図 1.1 のようになると考えられる。ただし、ここでは磁束バンドルは右向きに Lorentz 力を受けていると仮定する。エネルギーが右下がりなのは、Lorentz 力による仕事に対する配慮である。図の谷の部分 (点 A、点 C) は磁束バンドルがピン止めされているため、これが右側に移動するには点 B のエネルギー・バリアを超えなければならない。熱振動がなければ磁束バンドルが動かないため、この図 1.1 の状態で磁束バンドルは安定している。

$J < J_{c0}$  となった時、磁束クリープの状態となり、熱エネルギー  $k_B T$  ( $k_B$  は Boltzmann 定数) がエネルギー・バリア  $U$  よりも十分に小さければ、磁束バンドルがこのバリアを超える確率は活性化エネルギー  $U$  を用いて、Arrhenius の式  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。磁束バンドルが磁束格子感距離  $a_f$  だけ変異すると、ほぼ元の状態に戻ると予想されるので、磁束バンドルがクリープにより一度に移動する距離は  $a_f$  程度であると考えられる。

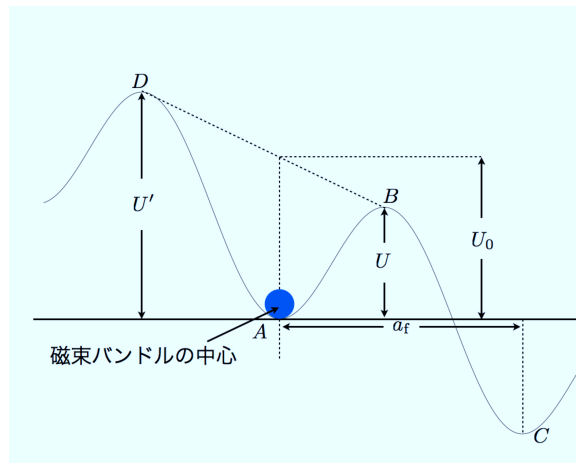


図 1.1 磁束バンドルの位置とエネルギーの関係

従って、磁束バンドルのエネルギーはほぼ、 $a_f$  の周期で周期的になっていることが予想できる。このことから、磁束バンドルが磁束クリープを起こして、一度に移動する距離は  $a_f$  程度であるとしてよいと考えられる。このことから、磁束バンドルの振動周波数を  $\nu_0$

とすると、Lorentz 力方向の磁束線の平均移動速度は  $v_+$  は

$$v_+ = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

となる。ここで、クリープの際の  $\nu_0$  は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.3)$$

で与えられる。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  $\zeta \simeq 2\pi$ 、サイズが  $a_f$  以上の非超伝導粒子の場合、 $\zeta = 4$  である。また、 $\rho_f$  はフロー比抵抗であり、 $J_{c0}$  は磁束クリープの内場合の仮想的な臨界電流密度である。Lorentz 力とは逆方向の磁束線の平均移動速度を考慮して、全体の磁束線の平均移動速度  $v$  は

$$v = a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.4)$$

となる。ここで、 $U'$  は Lorentz 力とは逆方向の運動する場合の活性化エネルギーである。Maxwell 方程式によれば、 $E = Bv$  であるから、以上より、

$$E = B a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.5)$$

となる。

磁束線がピンニングセンターに捕まった状態は真の平衡状態ではない、準安定的な状態であり、真平行状態に向かって、遮蔽電流の減衰が起こる。即ち、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。このため、遮蔽電流は時間とともに減少し、磁化の緩和が生じる。さらに磁束クリープが激しくなると、遮蔽電流はなくなり、真の永久電流まで、この現象は続く。磁束クリープにより発生する電界は (1.5) 式のように与えられる。一般的に、磁束バンドルの位置に対する、エネルギーの変化は図 1.1 のようなポテンシャルの近似で与えられる。 $x$  を磁束バンドルの中心の位置として、このポテンシャルを

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

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、 $k = 2\pi a_f$  であり、 $f = JBV$  ( $V$  は磁束バンドルの体積) は Lorentz 力による傾きをそれぞれ表わしている。

磁束バンドルが平衡にある位置を  $x = -x_0$  とすると、 $x = x_0$  の時、エネルギーは極大となる。即ち、それぞれの位置でのエネルギーの変化はなくなるので、 $F'(x) = 0$  となる。このことから

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

となる。図 2.1 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、

$$\begin{aligned} U &= U_0 \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \right] - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \\ &= U_0 \left[ \left\{ 1 - \left( \frac{2f}{U_0k} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0k} \cos^{-1} \left( \frac{2f}{U_0k} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.8)$$

と表される。ただし、ここで  $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$  を使い、 $k = a_f/2\pi$  とした。熱振動がなければ、 $U = 0$  となる理想的な臨界状態が達成される。このためには、 $2f/U_0k = 2J_{c0}BV/U_0k = 1$  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

$$\left( \frac{2f}{U_0k} \right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.9)$$

の関係が得られる。 $j$  は磁束クリープが無いと仮定した時の理想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  で規格化した臨界電流密度であり、 $J_{c0}$  は

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

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

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

となり、(1.9) 式、 $k = 2\pi a_f$  より

$$U'(j) \simeq U + fa_f = U + \pi U_0 j \quad (1.12)$$

となる。この関係をもちいて、(1.5) 式から、磁束クリープ現象によって生じる電界は

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.13)$$

となる。

### 1.4.3 磁束フローによる電界

磁束フローとは、磁束クリープの状態から、さらに電流を流した時、ピン力が Lorentz 力を支えることができなくなり、すべての磁束線が連続的に移動している状態である。図 1.2 に磁束フローのエネルギー状態を示す。ここで、 $U = 0$  となる点が臨界状態であると考えられ、その時の臨界電流密度が仮想的に  $J_{c0}$  と与えられる。超伝導体に超伝導電流が流れ、外部磁界が印加されている状態で単位体積あたり、磁束線に作用する Lorentz 力は  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  となり、磁束線はこの力で超伝導体内を動かそうとする。この時、磁束線は Lorentz 力に対して反対の向きにピン力を受ける。Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\boldsymbol{\delta} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$  とすると、静的釣り合いがとれる場合、仮想的な静的釣り合い式は

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

となる。この関係と (1.1) 式から、 $J = J_{c0}$  となる。

一方、 $J > J_{c0}$  となった時、磁束フロー状態となるので、粘性力が働き、これを考慮した釣り合い式を考える必要がある。この釣り合い式は

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

となる。ここで、 $\phi_0$ 、 $\eta$  はそれぞれ、量子磁束と粘性係数を表す。この式を (1.1) 式、及び  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  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、 $B\phi_0/\eta = \rho_f$  とし、 $\rho_f$  はフロー抵抗である。この式を  $E$  について表すと

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

となり、磁束フロー現象により発生する電界が求まる。実際の電界にはこの磁束フローによる電界に、磁束クリープによる電界が加わる。

### 1.4.4 ピンポテンシャル

ここでは、磁束クリープに関する記述において、重要な役割を果たすピンポテンシャルについて触れる。

超伝導体内における多くの電磁現象は不可逆なものではあるが、ピンポテンシャル付近での運動、とくに磁束線がピンポテンシャル内に落ち込む時であれば、磁束線の変化量が

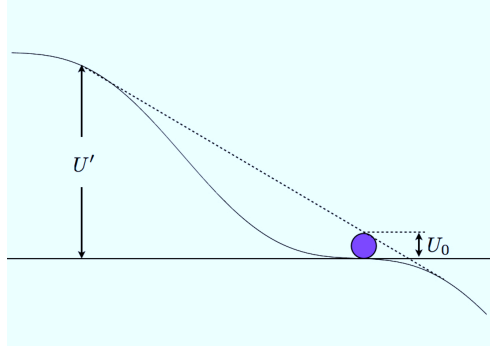


図 1.2 磁束フローの概念図

小さい場合ピンポテンシャル内に限り、運動は可逆となる。ピンポテンシャルは単位体積あたりの平均化したピンポテンシャル  $\hat{U}_0$  と磁束バンドルの体積  $V$  を用いて

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

と表せる。また、 $\hat{U}_0$  は Labusch パラメータ  $\alpha_L$  と相互作用距離  $d_i$  を用いて、

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

と表せる。これより、ピン力密度  $F_p$  は

$$\begin{aligned} F_p &= J_{c0} B \\ &= \alpha_L d_i \end{aligned} \quad (1.20)$$

の関係を持つ。こうした変位によるピン力密度の変化を図 1.3 に示す。初期状態からの磁束線の変位が少ない、即ち変位が  $d_i$  以内であれば、磁束線の運動はピンニングポテンシャル内に限られ、運動は可逆的であるが、変位が  $d_i$  を超えていくと、磁束線は局所的にピンポテンシャルを抜け出し始めるために、運動は可逆的から不可逆的となり、ピン力密度は一般に知られている値に飽和していき、ピンニングポテンシャルは定義できなくなる。一方、磁束バンドルのサイズは図 1.4 のように表せる。図 1.4(a) のように縦方向のバンドルサイズ  $L$  が超伝導層厚  $d$  よりも小さい場合、縦方向の磁束バンドルのサイズは  $d$  になる。ここで、 $d$  が  $L$  よりも大きい時、 $L$  はクリープがないと仮定したときの磁束線の長さ方向の理想的なピンニング相関距離であるので

$$\begin{aligned} L &= \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \\ &= \left( \frac{B a_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (1.21)$$

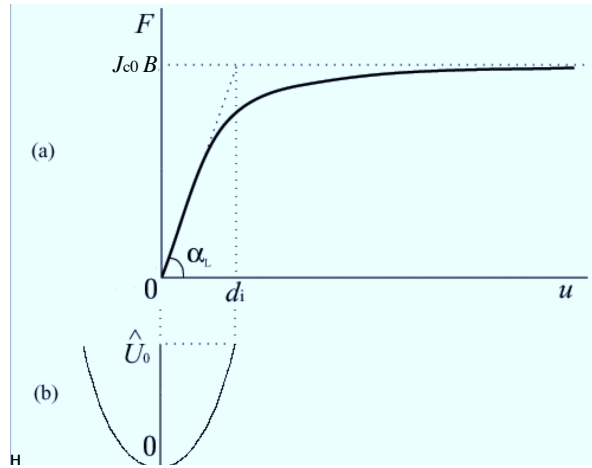


図 1.3 磁束線が平衡位置から変異したときのピン力密度の変化

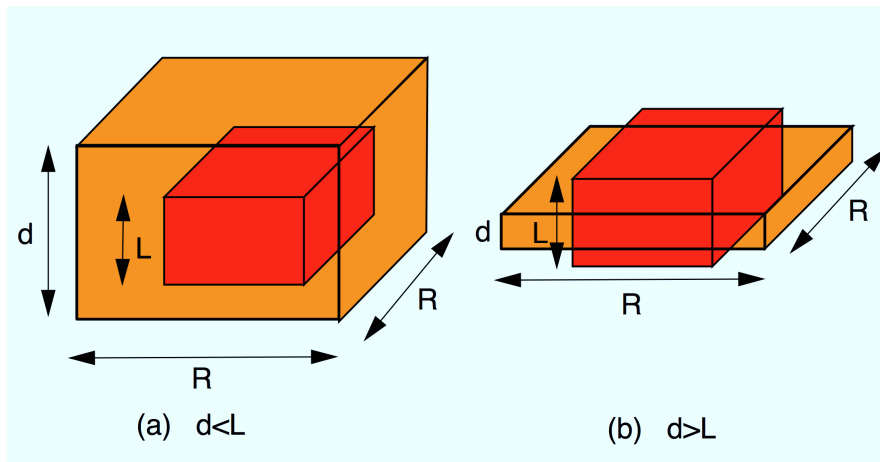


図 1.4 磁束バンドルの形状

で与えられる。同様に、磁束線の横方向のピンニング相関距離  $R$  は

$$R = \left( \frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

となる。ここで、 $C_{44}$ 、 $C_{66}$  はそれぞれ曲げ、及び剪断、歪みに対する弾性定数で、

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

$$C_{66} = \frac{B_{c2}^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \equiv C_{66}^0 \quad (1.24)$$

となる。 $C_{66}$  は磁束線の格子状態によってその値を大きく左右され、格子が乱れるにつれて値は減少し、融解状態ではゼロとなる。従って、 $C_{66}$  は磁束線の格子状態によって変化し、実際は  $0 \leq C_{66} \leq C_{66}^0$  となるが決定論的に決まることはない。また、 $d_i$  は  $a_f$ 、 $\zeta$  を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.25)$$

と表せる。

以上のことから、 $d$  が  $L$  よりも大きい超伝導体の磁束バンドルの体積は

$$V = LR^2 \quad (1.26)$$

と表せ、ピンポテンシャルは

$$U_0 = \frac{a_f}{2\zeta} J_{c0} BR^2 L \quad (1.27)$$

と表せる。

超伝導体のピンが極端に弱い場合を除いて、横方向の磁束バンドルのサイズ  $R$  は磁束格子間隔  $a_f$  程度、もしくはその数倍程度であると予想できる。ピンがとても強い場合は、理論的には  $R$  は  $a_f$  を下回るが、実際には量子化磁束 1 本分を下回ることはない。ここで、横方向のバンドルサイズを

$$R = ga_f \quad (1.28)$$

と表すと、 $g^2$  は横方向の磁束バンドルサイズの大きさを表す磁束バンドル中の磁束線の本数である。従って、 $g^2$  は (1.22) 式と (1.28) 式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} Ba_f} \quad (1.29)$$

と表せる。また、横方向のバンドルサイズ同様に、完全な、3 次元的な結晶格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} Ba_f} \quad (1.30)$$

となり  $g^2$  は最大値となる。上記の通り、 $C_{66}$  同様に、 $g^2$  も決定論的には決まらない。そこで、熱力学的な方法によって、 $g^2$  の値は磁束クリープ下で臨界電流密度が最大となるように決定し、

$$g^2 = g_e^2 \left[ \frac{5k_B T}{2U_e} \log \left( \frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right] \quad (1.31)$$



よって、(1.27) 式は

$$U_0 = \frac{0.835k_B g^2 J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.32)$$

となる。ここで、図 1.4(a) のように超伝導体の厚み  $d$  が  $L$  よりも小さい場合の超伝導薄膜のピンポテンシャルについて述べると、この場合の  $V$  は

$$V = dR^2 \quad (1.33)$$

で与えられる。すなわち、縦方向の磁束バンドルのサイズは超伝導層厚になる。このことから、超伝導薄膜のピンポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.34)$$

となる。本実験における解析ではピンの形状は点状ピンを想定しているため、 $\zeta = 2\pi$  を用いる。

#### 1.4.5 磁束クリープ・フローモデル

1.3.3 節、並びに 1.3.4 節で述べたように、超伝導体は磁束クリープ、磁束フローによって電界が生じる。磁束クリープにより生じる電界成分は

$$\begin{aligned} E_{cr} &= Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; & j < 1 \\ &= Ba_f \nu_0 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; & j \geq 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

また、磁束フローによる電界成分は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j < 1 \\ &= \rho_f (J - J_{c0}); & j \geq 1 \end{aligned} \quad (1.36)$$

で与えられる。上記の磁束クリープ、磁束フローを考慮した発生する全体の電界は

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{1/2} \quad (1.37)$$

のように近似的に与えられる。

(1.10) 式より、 $U_0$  の温度、磁界に対する依存性は決定する。しかしながら、臨界温度  $T_c$  やピンニングの強さは、超伝導体内の不均一さが著しいことや、弱結合などにより、空

間的に一様であるとは言えず分布があると考えられる。そのため、(1.10) 式の  $A$  のみが

$$f(A) = K \exp \left[ -\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.38)$$

のように分布すると仮定する。ここで、 $K$ 、 $\sigma^2$ 、 $A_m$  はそれぞれ、規格化定数、分布の広がりを表すパラメータ、 $A$  の最頻値である。このような  $A$  の分布を考慮した全体の電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.39)$$

であたえられ、 $E - J$  特性、及び  $J_c - B$  特性を評価することが可能となる。

## 1.5 不可逆磁界

現在実用化されている超伝導状態、及び酸化物超伝導体は第 2 種超伝導体である。ピンニング相互作用は超伝導状態が消失する上部臨界磁界  $B_{c2}$  まで存在すると考えられるが実際には  $B_{c2}$  付近になると、ピンニングが有効ではなくなり、磁化は可逆となる。この  $J_c = 0$  と  $J_c \neq 0$  の境となる磁界を不可逆磁界  $B_i$  といい、図 1.5 に示すように、磁界-温度平面状において不可逆磁界を連ねた曲線を不可逆曲線と呼ぶ。

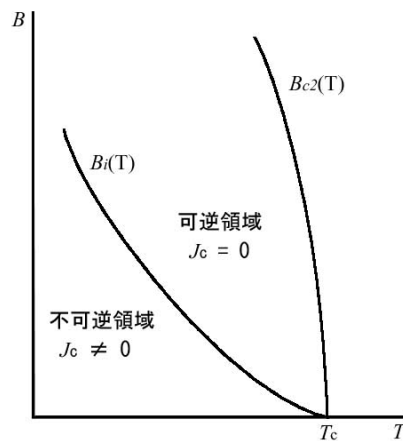


図 1.5 不可逆磁界  $B_i$  と上部臨界磁界  $B_{c2}$

前節において、磁束クリープにより超伝導体を流れる電流密度が時間とともに減衰することを示している。ここで、電界基準値  $E_c$  を用いて臨界電流密度  $J_c$  を決定する場合、 $J_c$  は

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[ \exp \left( -\frac{U(J_c)}{k_B T} \right) \right] \quad (1.40)$$

から求まる。こうして得られる  $J_c$  は磁束クリープがないときの仮想的な値  $J_{c0}$  よりも小さい。さらに高温になり、磁束クリープの影響がさらに顕著となると、超伝導状態であっても  $J_c$  はゼロになる。不可逆磁界では  $J_c$  はゼロであると定義されることから (1.5) 式の第二項を無視し、 $J = J_c = 0$  の極限では図 2.1 のように活性化エネルギー  $U$  はピンポテンシャル  $U_0$  に等しい。従って

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[ \exp \left( -\frac{U_0}{k_B T} \right) \right] \quad (1.41)$$

となり、不可逆磁界が与えられる。

## 1.6 超伝導特性の異方性

銅酸化物超伝導体の特徴の一つに結晶構造に起因した異方性がある。これは酸化物超伝導体を持つ  $\text{CuO}_2$  面内の電気伝導性が容易であるのに対して、 $\text{CuO}_2$  面に対して、垂直な方向では絶縁体的な中間層の存在のために電気伝導性が劣化してしまう。従って、酸化物超伝導体は 2 次元的な性格を有しており、上部臨界磁界にも異方性が現れる。上部臨界磁界は  $\text{CuO}_2$  面に対して平行な方向 ( $a$ - $b$  面) では非常に大きな値となり、逆に  $\text{CuO}_2$  面に対して垂直な方向 ( $c$  軸) ではかなり小さい。こうした上部臨界磁界の異方性はコヒーレンス長  $\xi$  の異方性に関係している。 $a$ - $b$  面内のコヒーレンス長を近似的に等方的として、面内、及び  $c$  軸方向のコヒーレンス長をそれぞれ、 $\xi_{\parallel}$ 、 $\xi_{\perp}$  とすると、 $a$ - $b$  面内、及び  $c$  軸方向の上部臨界磁界  $B_{c2\parallel}$ 、及び  $B_{c2\perp}$  は

$$B_{c2\parallel} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi_{\parallel}\xi_{\perp}} \quad (1.42)$$

$$B_{c2\perp} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi_{\parallel}^2} \quad (1.43)$$

となる。これより、 $B_{c2\parallel}/B_{c2\perp} = \xi_{\parallel}/\xi_{\perp}$  の関係が得られる。臨界温度が高いことからコヒーレンス長は短く、特に  $c$  軸方向のコヒーレンス長は同方向の格子定数よりも小さい。こうした異方性は有効質量モデルによって説明される。このモデルによれば、有効質量はテンソルによって表すことができ、その対角成分を  $m_a^* = m_b^* = m_{\parallel}$  並びに、 $m_c^* = m_{\perp}$  とすれば、

$$\xi_a = \xi_b = \xi_{\parallel} = \frac{\xi}{(m_{\parallel}^*/m_*)^{1/2}} \quad (1.44)$$

$$\xi_c = \xi_{\perp} = \frac{\xi}{(m_{\perp}^*/m_*)^{1/2}} \quad (1.45)$$

となる。ここで、 $m_*$ 、 $\xi$  はそれぞれ、等価的な等法的超伝導体のコヒーレンス長、及び超伝導電子の質量で  $m_a^* m_b^* m_c^* = m^*{}^3$  の関係があり、 $\xi_{\perp} \xi_{\parallel}^2 = \xi^3$  となる。また、有効質量モデルによれば、上部臨界磁界の角度依存性は、 $\theta$  を  $c$  軸からの磁界の角度として

$$\begin{aligned} B_{c2}(\theta) &= B_{c2\perp}(0) \left( \cos^2 \theta + \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \sin^2 \theta \right)^{-1/2} \\ &= B_{c2\perp}(0) \left[ \cos^2 \theta + \left( \frac{B_{c2\perp}}{B_{c2\parallel}} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (1.46)$$

と与えられる。

## 1.7 本研究の目的

PLD 法 GdBCO 線材は作製仮定において、 $c$  軸に相関を持つピンとなる欠陥が成膜時に自然に導入されやすい [1]。このことから、他の YBCO と比較して、優れた温度特性並びに磁界特性を持ち、超伝導ケーブル、などの様々な応用が期待されている。超伝導コイルなどへの更なる応用のために、様々な印加磁界角度に対する臨界電流特性を詳細に調べる必要がある。

PLD 法で作成された REBCO 線材 (RE:希土類) は超伝導層厚の厚膜化により臨界電流特性が劣化されることが過去の研究から明らかになっているが、厚膜化することで、臨界電流  $I_c$  は増加し、より付加価値の高い、実用的な線材となる [2]。また、厚膜化に伴い  $B_i$  が増加し、高磁界下において、優れた  $J_c$  特性を示すことが過去の研究から明らかになっている [3]。

PLD 法により作成される Y 系線材の多くは基板として無配向 hastelloy 基板を用いており、中間層で 2 軸以上の配向を得るためには設備や人件費などのコスト面に大きな問題を抱えている。そこで、コスト削減のために、より安価で低磁性、高強度な配向 Ni クラッド基板の研究が行われている [4]。

本研究では超伝導層厚が異なる配向 Ni クラッド基板を基板とした PLD 法超伝導線材の臨界電流密度の印加磁界依存性を測定する。また、その結果を磁束クリープフローモデルを用いて解析を行うことで、様々な印加磁界角度が臨界電流密度特性に与える影響を明らかにしていく。

## 第2章

# 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた PLD 法 GdBCO 線材は株式会社住友電機工業殿よりご提供いただいたものである。いただいた試料の緒元、作成方法については以下で説明を行う。

#### 2.1.1 GdBCO-coated 線材

本研究で用いた PLD 法 GdBCO 線材は配向 Ni クラッド合金上に中間層として、CeO<sub>2</sub>、YSZ さらに、もう一度、CeO<sub>2</sub> を積層し、この上に PLD 法を用いて、GdBCO 層を積層したものである。試料の概念図は図 2.1 に示す。

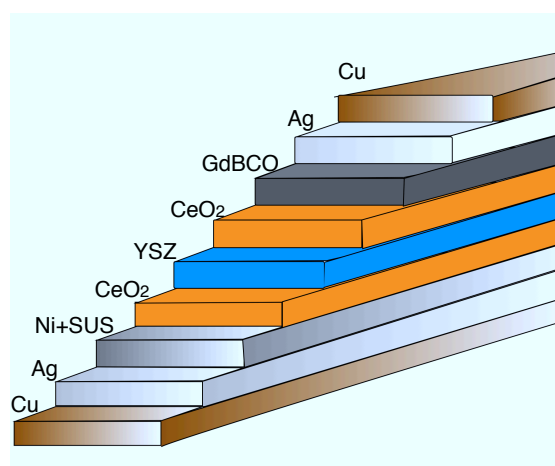


図 2.1 本研究で用いた GdBCO 線材の構造

また、本研究で用いた試料の超伝導層厚、臨界温度を表 2.1 に示す。

表 2.1 試料の諸元

試料	$d[\mu\text{m}]$	$T_c[\text{K}]$
#1	1.6	92.4
#2	2.1	92.9

### 2.1.2 PLD 法による薄膜作成

PLD(Plused Lasered Diposition) 法は PVD(物理気相蒸着) 法の一つであり、真空チャンバー内の焼結体ターゲットにパルスレーザーを断片的に照射してアブレーションすることで、放出されるフラグメント (イオン、クラスタ、分子、原子) をターゲットと対向して配向された基板の上に堆積し薄膜を作成する方法である。基板に配向性を用いたものを使用することによって基板の上に 2 軸配向した超伝導層を生膜できる。このことから、PLD 法で作成された超伝導体は配向性を持つ。しかしながら、生膜時間が遅く、作成過程で、一定レベルの高真空状態を要することから、装置規模は大きくなり、コスト面では CVD 法や、MOD 法よりも高いものになってしまう。

今回用いた試料では、超伝導層を PLD 法を用いて、作製している。

### 2.1.3 配向 Ni クラッド基板

超伝導層において 2 軸配向を得るためには、基板で配向を得るか、もしくは中間層を導入することで配向を得ることができる。PLD 法で作成された RE123 線材の基板には、通常 Hastelloy が使用される。しかしながら、用いられる Hastelloy は無配向であるために、超伝導層が 2 軸配向を得るためには、中間層で 2 軸配向を得る必要がある。これには一般的に IBAD 法 (通常のイオンビームによるスパッタに加え、Ar 等の希ガスイオンをアシストビームとして基板に対して特定の方向から同時に照射することで、配向軸をそろえることができ、高精度で 2 軸の配向が得られる。)[5] を使用するが、これを用いることで、作業は複雑化し、人件費の増大につながってしまう。そこで、IBAD 法を用いずに、基板で配向を得ることで、人件費の削減が可能となる。

2 軸配向した基板は面心立法構造 (FCC) の金属基板を強圧延し、熱処理を行うことで得られる。FCC 金属としては Ni、Cu、Ag などが上げられるが現在最も超伝導線材用基

板として用いられているのは Ni 合金である。しかしながら配向ニッケル基板では磁化損失が大きいこと、Ni の機械強度が弱いこと等の問題がある。

本実験で測定を行った試料では、基板として上記に上げた問題を改善した低磁性配向 Ni クラッド基板を用いている。

## 2.2 試料加工

本研究で測定したのは PLD 法により作成した超伝導層厚の異なる配向 Ni クラッド基板を用いた GdBCO-Coated 線材である。直流の輸送特性については四端子法を用いて、電流-電圧特性を測定し、それらの評価を行った。しかしながら、これらの GdBCO 線材に電流を流すと現行の試料サイズでは多大な電流を必要とし測定が困難である。そこで試料に対して加工を施し、マイクロブリッジ状に加工することで、少量の電流で測定が可能となる。ただし、マイクロブリッジ状に加工することで、測定が非常に局所的な測定となるため、正しく測定がなされない可能性もある。このために再現性が必要となってくる。またエッチングの際には薬品がレジスト部分を回りこみで超伝導を破壊する可能性もある。これらのことに注意して、下記のパターニングを行うことで、マイクロブリッジの形状を実現した

### 2.2.1 パターニング

本研究で用いた PLD 法 GdBCO 線材に対して電流-電圧特性の測定用にブリッジ状にパターニングした。

#### Cu 膜の除去

テープ線材のは保護層として、Cu 膜が塗布してある。これらの Cu 膜はすべて除去する。Cu 膜の除去には質量比で過酸化水素:硝酸:純水=2:1:10 の割合の水溶液でエッチングを行う。およそ 5~10 分で除去は完了するが、反応の終了は目視できるので、目視により確認するのが好ましい。

#### Ag 膜の除去

テープ線材のは安定化層として、Ag 膜が塗布してある。これらの Ag 膜はすべて除去する。Ag 膜の除去には質量比で過酸化水素:アンモニア:純水=6:1:20 の割合の水溶液でエッチングを行う。およそ 2~3 分で除去は完了するが、反応の終了は目視できるので、

目視により確認するのが好ましい。

### **フォトレジスト塗布**

フォトレジストには、光を当てると現像液によって溶解する posi 型を用いる。塗布前に、ブローを行いゴミ等の除去を行う。レジストを均一に塗布するためにスピナーを 4000 rpm で 20 秒ほど回転させる。

### **プリベーク**

レジスト中の水分を蒸発させ、レジストを安定化させるためにホットプレートをもちいて、約 90 C° で 2 分間ベークする。

### **露光**

露光器にのせ、フォトマスクとウェハのパターンを決める。この際もゴミの除去としてブローを行う。露光に関しては、目視によって行うため高原の位置とずれないようにピントの補正を行う。

### **現像**

感光したレジストを現像液につけて除去する。具体的には試料に約 1 分間つけ、その後純水にて洗浄を行う。この時、長く現像液につけすぎるとレジストが薄くなるので目視で確認しながら行う。

### **ポストベーク**

現像液につけた後、水分を飛ばすのと同時にレジストと基板の密着性を高めるために、再度ホットプレートにて 90 C° の温度で約 3 分間加熱を行う。

### **エッチング**

マスクのブリッジ部分の超伝導をエッチングにて除去する。エッチング液は質量比で、硝酸：純水=1:500 で混合したものをを用いる。エッチングは現像とほぼ同じであるが、エッチング時間が長すぎると、レジストに回り込んでレジスト下の超伝導を溶かしてしまう可能性がある。このため、約 3 分ほどでエッチングは完了するが、必ず目視で確認のうえ、超伝導の抵抗を確認する等の方法でオーバーエッチングを防止する必要がある。



## レジスト除去

レジストのアセトンにより行う。

### 2.2.2 直流四端子法

上記の 2.1.1 節で説明したマイクロブリッジ状に加工された試料について測定を行う。直流四端子法は試料の  $E - J$  特性を測定する手法の一つで、測定したい試料に直接的に通電し、試料中央部の端子間の電圧を測定する手法である。四端子法の回路の概念図を図 3.8 で示す。この図 3.8 の試料抵抗  $R_S$  が非常に抵抗が小さいとする。この時、抵抗  $R_S$ 、 $R_2$  に流れる電流をそれぞれ、 $I_2$ 、 $I_3$  とすると、流れている全体の電流  $I_1$  は

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (2.1)$$

これより、電圧計で測定される電圧  $V$  は

$$V = R_S I_2 + (R_V + R_2 + R_3) I_3 \quad (2.2)$$

となるここで、 $R_S \ll R_2 + R_3$  であるから

$$I_2 \simeq 0 \quad (2.3)$$

$$I_1 \simeq I_2 \quad (2.4)$$

これより  $V$  は

$$V = R_S I_2 \quad (2.5)$$

となり、試料の抵抗よりも接触抵抗が十分に大きく、 $R_1$ 、 $R_4$  が十分に小さければ試料の抵抗は四端子法を用いて測定することにより、試料の  $V - I$  特性を正確に測定することができる。

今回はこの四端子法を用いて、上記の 2.2.1 節で示したパターニングを施した試料に対して、通電を行い、試料の  $V - I$  特性の測定を行う。電流が流れるブリッジ部分の幅は  $50 \mu\text{m}$ 、電圧端子間は  $1.0 \text{ mm}$  である。リード線は  $\text{In}$  を用いて圧着することで、試料に接続した。この行程により、端子と試料の間で、接触抵抗が発生し、熱が生じる。この発熱の影響を極力抑えるために、電流はパルス通電とした。実験の際は、磁界は  $0 \text{ T} \sim 5 \text{ T}$  まで加え、すべて増磁過程で行った。温度  $65 \text{ K}$ 、 $77 \text{ K}$  の範囲で測定した。臨界電流密度  $J_c$  は電界基準  $E_c = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$  の時の  $J$  とし、不可逆磁界  $B_i$  は  $J_c = 1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$

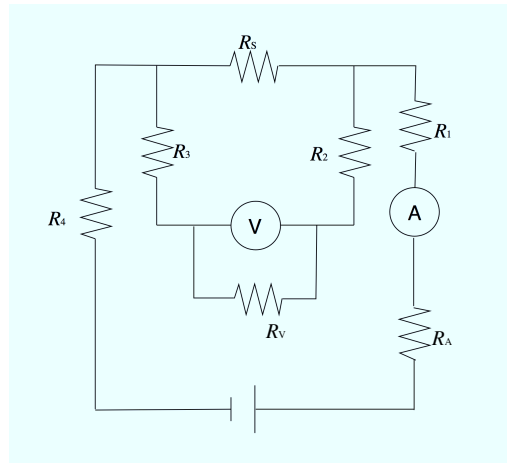


図 2.2 四端子法回路図

となる磁界で定義した。電流は試料の長さ方向に流し、磁界は電流方向に対して垂直に印可し、 $c$  軸方向からの磁界角度を  $\theta$  とした。

また、抵抗遷移の鋭さを表すパラメータとして、 $n$  値を用いる。これは  $E - J$  特性を

$$E \propto J^n \quad (2.6)$$

で表し、この指数を  $n$  を  $n$  値と呼び、電界が  $1.0 \times 10^{-4} [\text{V/m}] \leq E \leq 1.0 \times 10^{-3} [\text{V/m}]$  の時の  $n$  でこの値を決定する。これは、実用線材を評価する上で補助的な役割を示し、大きいほど優れた実用線材と言われている。これは試料に流す電流を少し減少させるだけで発生する電界を押さえることができるためである。

## 第 3 章

# 実験結果

### 3.1 $V$ - $I$ 特性

本実験では、Oxford Instrument 社製 14 T 級マグネットを用いて、各々の温度、印加磁界、磁界角度で測定を行った。なお、測定温度の調整には He ガスを用い、印加磁界角度はサンプルホルダー内の試料ステージを手動で回転させることで任意の角度に調整している。

図 3.1、図 3.2 に四端子法により得られた、#1、#2 の 0.5 T、77 K における各々の印加磁界角度ごとの  $V$ - $I$  特性の測定結果を示す。 $\theta$  の増加とともに、電圧の立ち上がるまでの電流が増加しているのが見て取れ、電圧の立ち上がり方が急峻になっている。

図 3.3、図 3.4 に #1、及び #2 の 1 T、77 K における各印加磁界角度ごとの  $V$ - $I$  特性を示す。 $\theta = 90^\circ$  付近では磁場の大きさの増加による立ち上がりに要する電流の減少度合いが異なり、 $\theta = 90^\circ$  で電流が減少しにくくなっている。また、0.5 T における  $V$ - $I$  特性同様、 $\theta$  の増加と共に、電圧の立ち上がり方が急峻になっている。

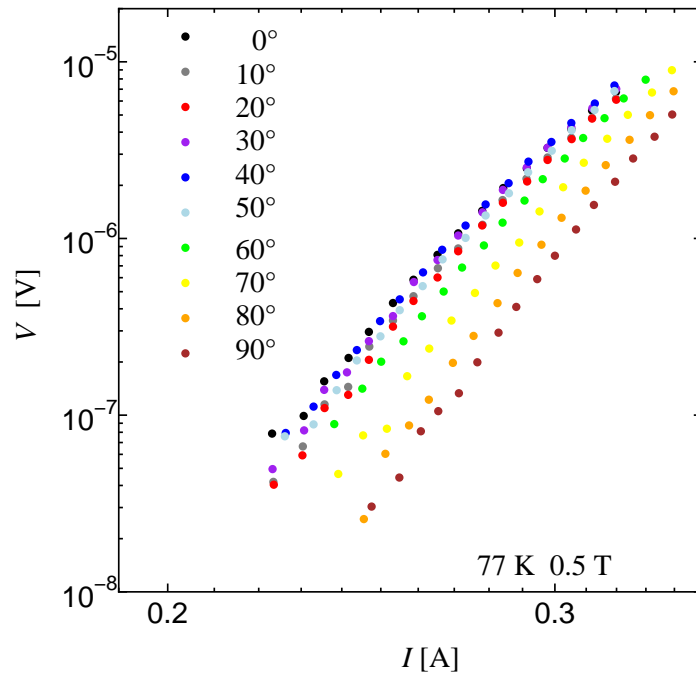


図 3.1 77 K、0.5 T における #1 の  $V$ - $I$  特性

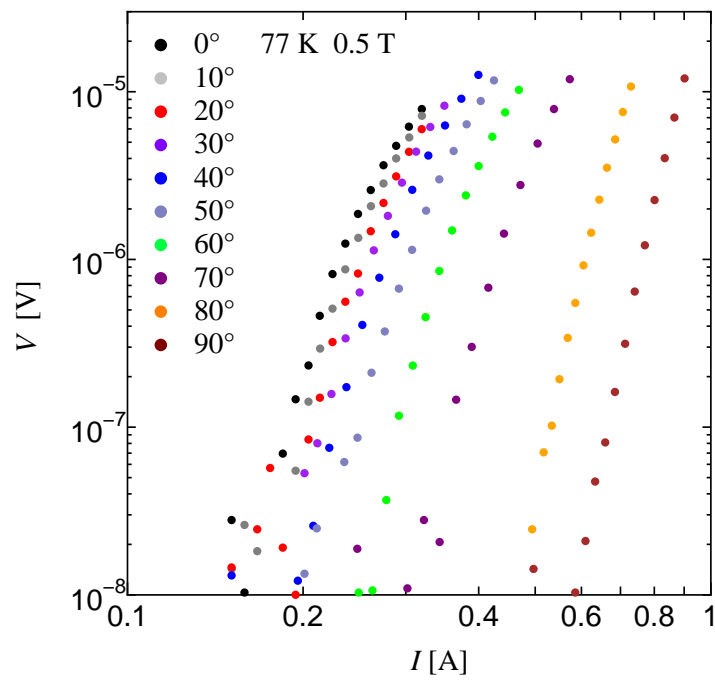


図 3.2 77 K、0.5 T における #2 の  $V$ - $I$  特性

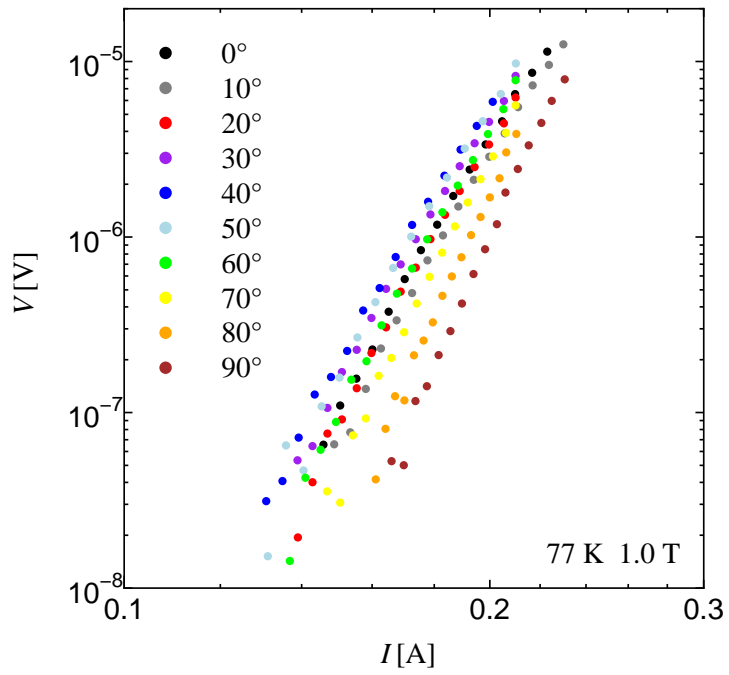


図 3.3 77 K、1 T における #1 の  $V$ - $I$  特性

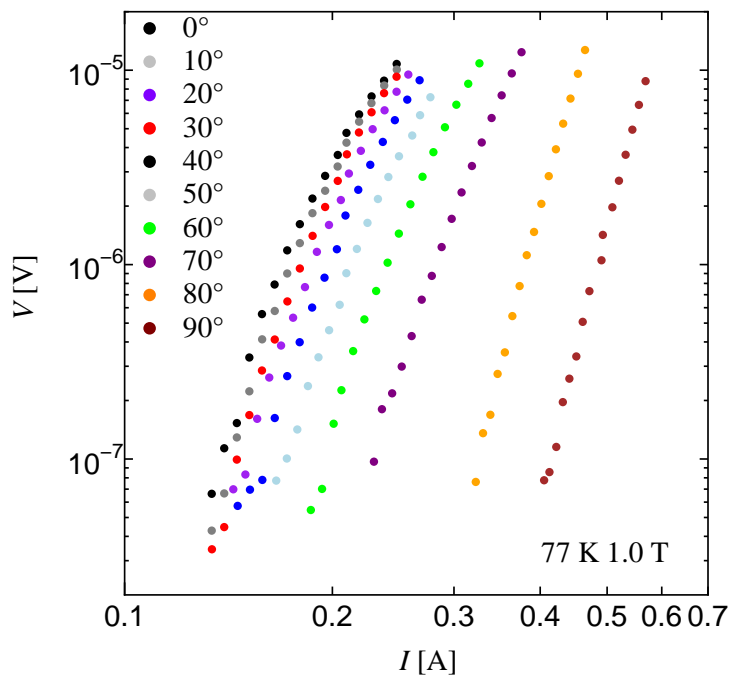


図 3.4 77 K、1 T における #2 の  $V$ - $I$  特性

## 3.2 臨界電流密度特性

図 3.5、図 3.6 に四端子法により得られた 77 K、及び 70 K における #1 の  $J_c$ - $\theta$  特性を示す。印加磁界角度の増加に伴い  $J_c$  は増加していき、 $\theta = 90^\circ$  近傍でピークを持っている。また  $\theta = 10^\circ$  近傍でも  $J_c$  のピークが見られ、この角度において有効なピンが導入されていると考えられる。

図 3.7 に 77 K における #2 の  $J_c$ - $\theta$  特性を示す。印加磁界角度が大きくなるとともに、 $J_c$  は増加していき、 $\theta = 90^\circ$  付近において、大きなピークが存在する。これは、成膜時に  $ab$  面上に導入される積層欠陥が作用しているためと思われる。また、 $\theta = 0^\circ$  付近では印加磁界の増加に伴いわずかにピークが現れた。これは GdBCO 成膜時に導入しやすい螺旋転移などの  $c$  軸相関ピンが影響し、 $J_c$  の減少が押さえられていると考えられる。

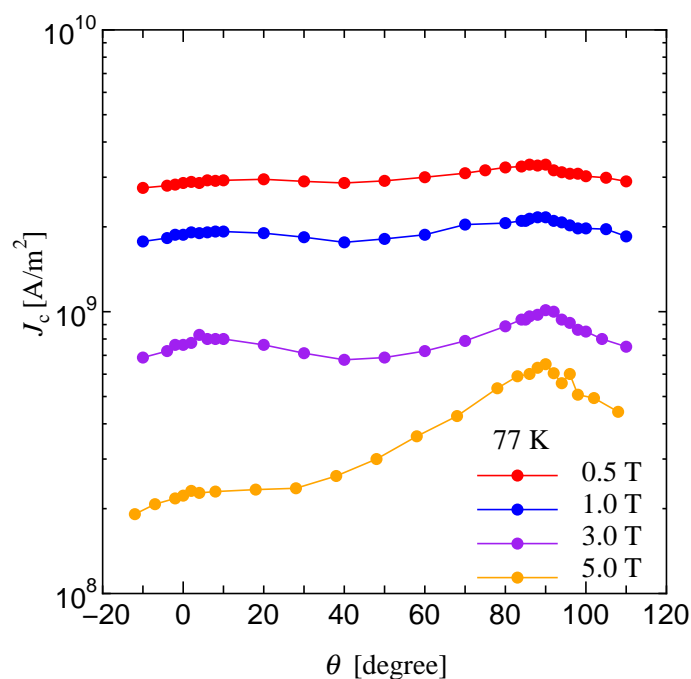


図 3.5 77K における様々な印加磁界下における #1 の  $J_c$ - $\theta$  特性

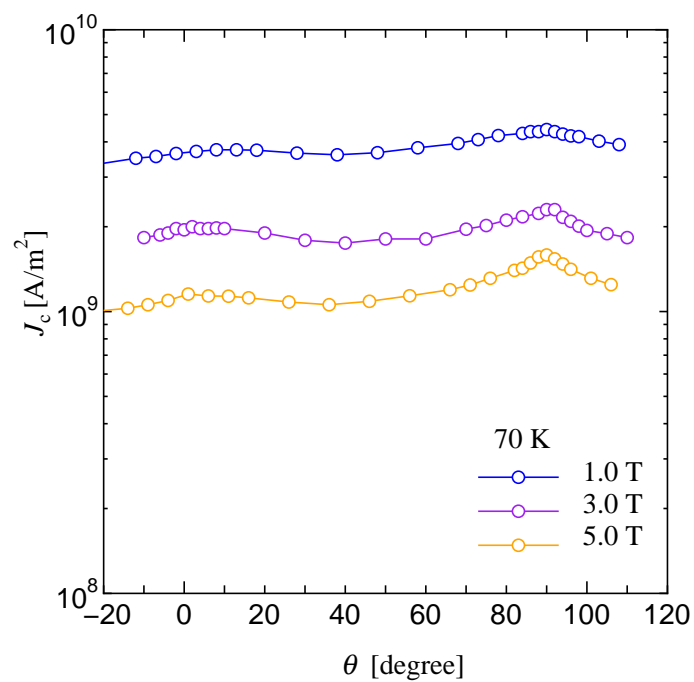


図 3.6 70 K における様々な印加磁界における #1 の  $J_c$ - $\theta$  特性

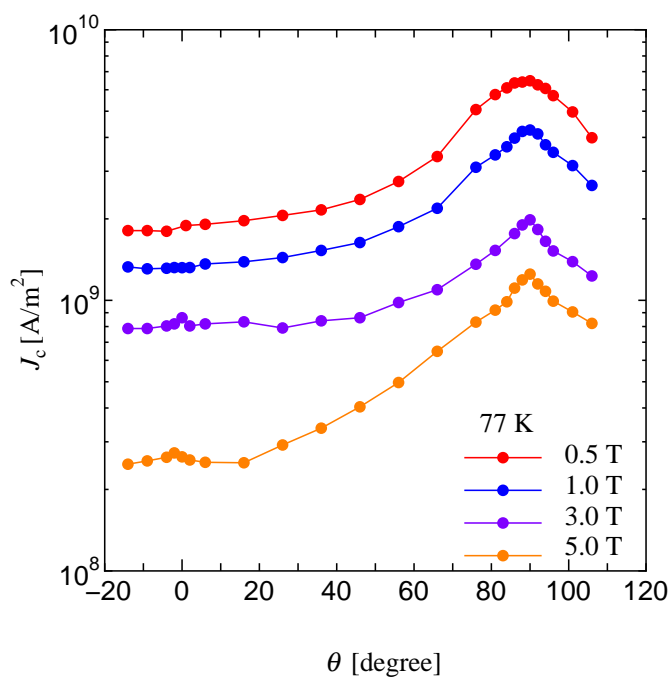


図 3.7 77 K における様々な印加磁界下における #2 の  $J_c$ - $\theta$  特性

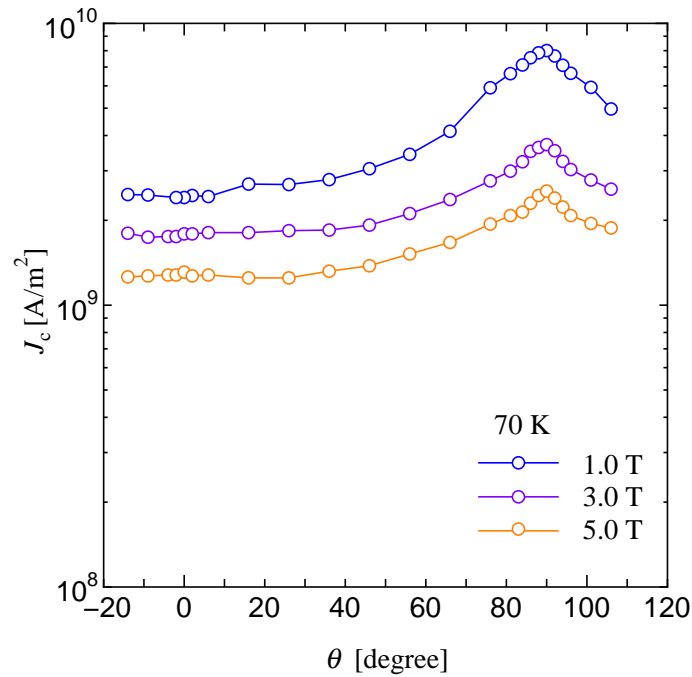


図 3.8 70 K における様々な印加磁界における #2 の  $J_c$ - $\theta$  特性

図 3.8 に 70 K における様々な印加磁界における #2 の  $J_c$ - $\theta$  特性を示す。70 K における  $J_c$ - $\theta$  特性においても  $\theta = 90^\circ$  付近に  $J_c$  にピークが見られるが、 $\theta = 0^\circ$  付近ではピーク見られない。これは温度が低くなることで 77 K でピークが見られた領域以外でも印加磁界による  $J_c$  の減少が抑えられているためにピークが確認しにくくなっているためと思われる。

図 3.5、図 3.7 から #2 に比べ、#1 の  $\theta = 90^\circ$  における  $J_c$  のピークが小さい、このことから、#1 において、 $\theta = 90^\circ$  において有効なピンが抑制されていると考えられる。



## 第 4 章

# 解析

### 4.1 磁束クリープ・フローモデルによる解析

実験結果に対して理論的な考察を加えるために、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。解析では実際の応用が期待される 77 K において  $A_c$ ,  $\sigma^2$ ,  $\gamma$ ,  $g^2$  のピンニング・パラメータを用いて、 $E$ - $J$  特性、 $J_c$ - $\theta$  特性の理論値を算出し、実験結果にフィッティングすることで、パラメータを決定した。なお、本実験における解析は一種類の自然ピンのみを仮定し、 $c$  軸相関ピンや積層欠陥のような局所的なピンは考慮していない。表 4.1 に解析によって得られたピンニング・パラメータを示す。

表 4.1 解析によって得られたピンニング・パラメータ

試料	$A_m$	$\sigma^2$	$\gamma$	$m$	$g^2$	$g^2(3\text{ T})$	$g^2(5\text{ T})$
#1	$1.66 \times 10^{11}$	$2.15 \times 10^{-2}$	0.52	1.5	1	1	1.09
#2	$1.54 \times 10^{11}$	$3.35 \times 10^{-2}$	0.7	1.5	1	1.63	2

#### 4.1.1 $E$ - $J$ 特性の実験値と理論値

図 4.1、4.2、4.3 に  $\theta = 40^\circ$ 、 $\theta = 50^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$  における四端子法によって得られた  $E$ - $J$  特性の実験値、及び表 4.1 のパラメータを用いて得られた理論値を示す。

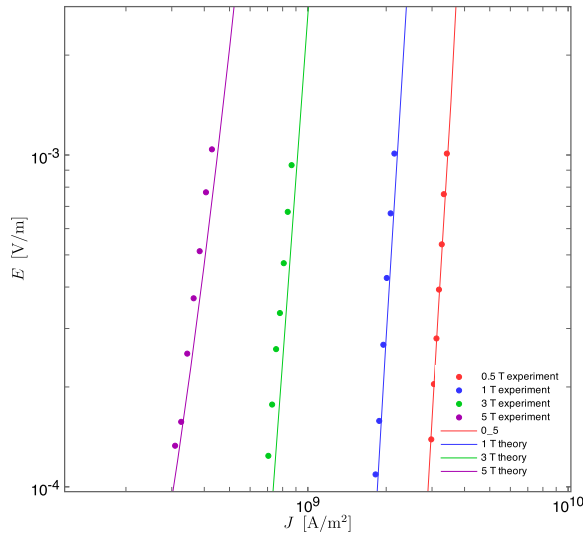


図 4.1 77 K、 $\theta = 40^\circ$  における四端子法により得られた #1 の  $E$ - $J$  特性

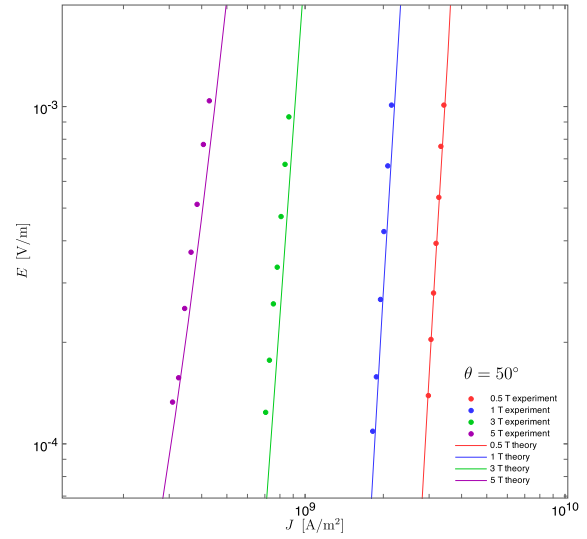


図 4.2 77 K、 $\theta = 50^\circ$  における四端子法により得られた #1 の  $E$ - $J$  特性

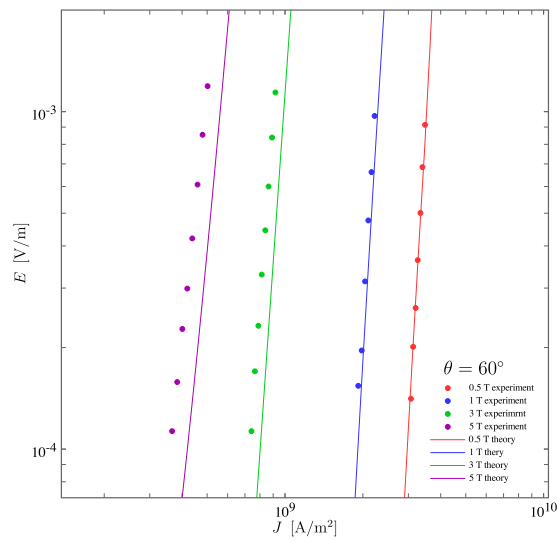


図 4.3 77 K、 $\theta = 60^\circ$  における四端子法により得られた #1 の  $E$ - $J$  特性

図 4.1、4.2、4.3 の  $E$ - $J$  特性では、0.5 T、1 T、3 T において、実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値とが一致しているのを見て取れる。

図 4.4、図 4.5 に  $\theta = 0^\circ$ 、及び  $\theta = 90^\circ$  における #1 の  $E$ - $J$  特性を示す。

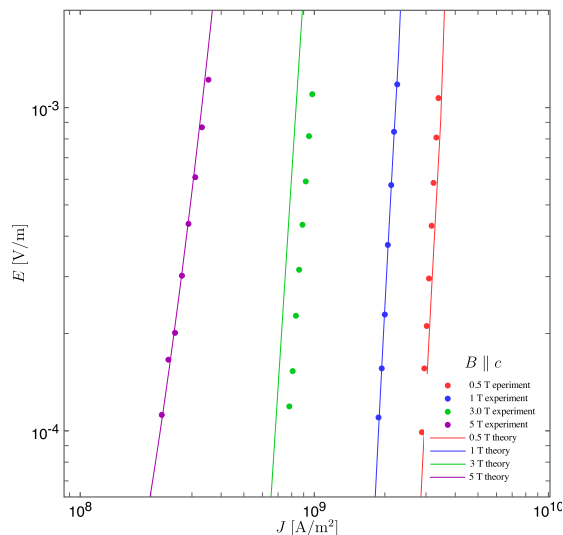


図 4.4 77 K、 $\theta = 0^\circ$  における四端子法により得られた #1 の  $E$ - $J$  特性

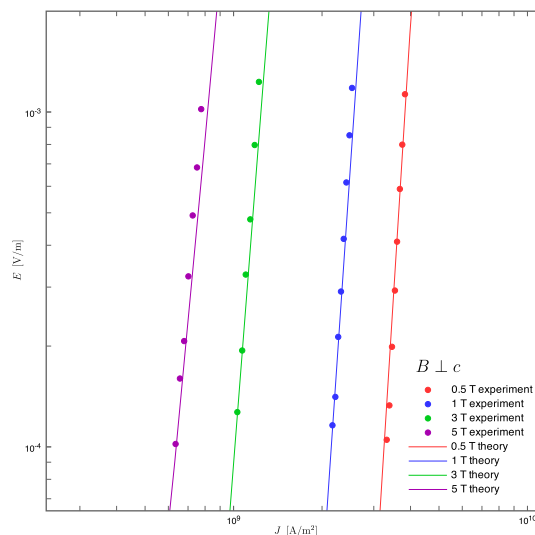


図 4.5 77 K、 $\theta = 90^\circ$  における四端子法により得られた #1 の  $E$ - $J$  特性

$\theta = 0^\circ$  付近において、 $E$ - $J$  特性の実験値と理論値が一致しているとは言いがたい。これは GdBCO を成膜する過程で導入される螺旋転移や双晶面など  $c$  軸相関ピンの影響が考えられる。また、 $\theta = 90^\circ$  においては実験値と理論値で良い一致が得られている。このことから、GdBCO 成膜の際に導入され、 $ab$  面方向においてピンニングセンターとして働く積層欠陥の成長が抑制されているものと考えられる。このため、 $\theta = 90^\circ$  付近であっても、実験値と理論値で良い一致が得られていると考えられる。

図 4.6、4.7、4.8 に #2 の 77 K における  $\theta = 40^\circ$ 、 $\theta = 50^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$  での  $E$ - $J$  特性を示す。

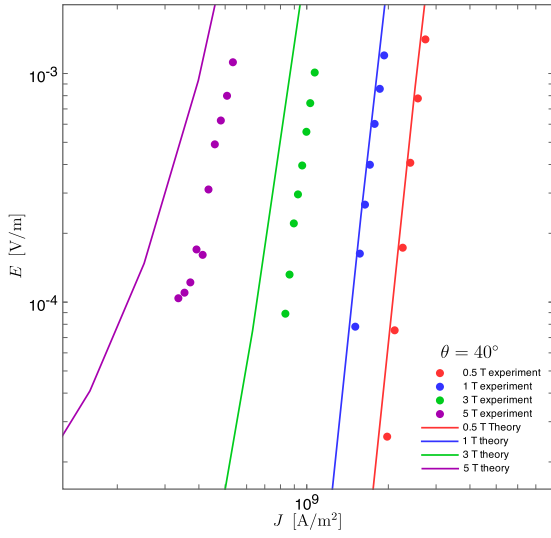


図 4.6 77 K、 $\theta = 40^\circ$  における四端子法により得られた #2 の  $E$ - $J$  特性

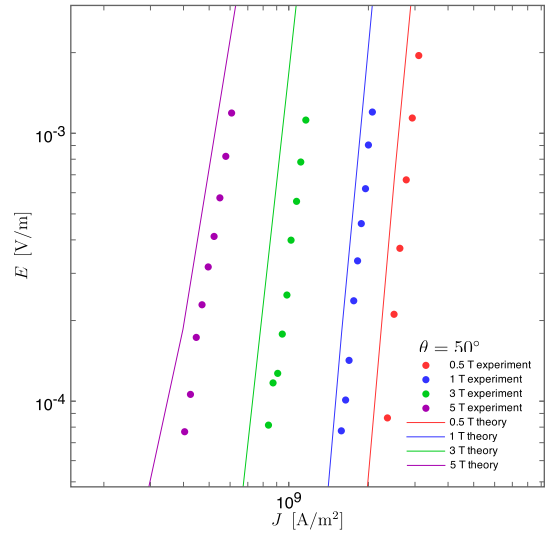


図 4.7 77 K、 $\theta = 50^\circ$  における四端子法により得られた #2 の  $E$ - $J$  特性

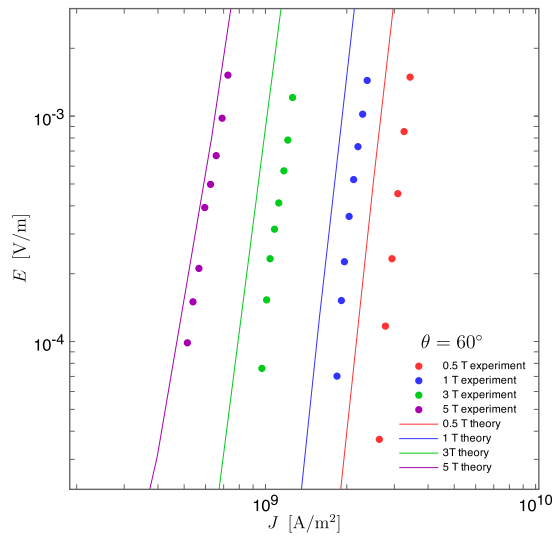


図 4.8 77 K、 $\theta = 60^\circ$  における四端子法により得られた #2 の  $E$ - $J$  特性

次に  $\theta = 0^\circ$ 、及び  $\theta = 90^\circ$  における #2 の 77 K での  $E$ - $J$  特性を示す。

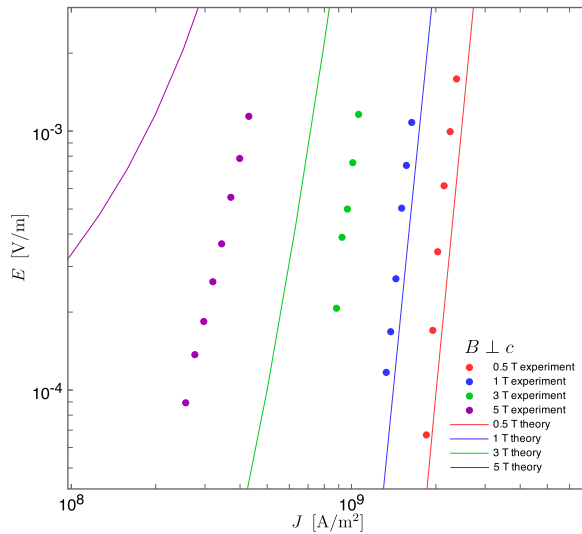


図 4.9 77 K、 $\theta = 0^\circ$  における四端子法により得られた #2 の  $E$ - $J$  特性

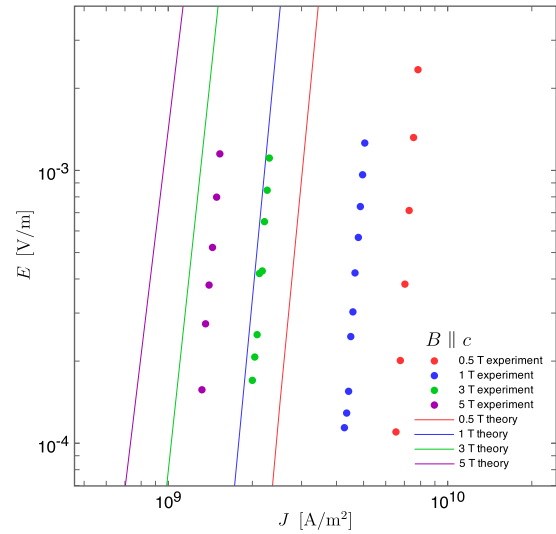


図 4.10 77 K、 $\theta = 90^\circ$  における四端子法により得られた #2 の  $E$ - $J$  特性

$\theta = 90^\circ$  において、実験値と理論値の双方に食い違いが生じている。これは #1 では成長が抑制されている可能性のあった積層欠陥の影響が出ていると考えられる。

#### 4.1.2 $J_c$ - $\theta$ 特性の実験値と理論値

図 4.11 に 77 K における #1 の  $J_c$ - $\theta$  特性の実験値と理論値を示す。

$c$  軸相関ピンが顕著になっている  $\theta = 0 \sim 10$  を除いて、0.5 T、1 T、3 T では実験値と理論値で良い一致が得られている。しかしながら 5T になると実験値と理論値とに良い一致が得られていない。

次に図 4.12 に #2 の 77 K における  $J_c$ - $\theta$  特性を示す。

#1 とは異なり、 $\theta = 60^\circ \sim 90^\circ$  付近で実験値と理論値で良い一致が得られていない。これは #1 では成長が抑制されていた積層欠陥が導入されているものと考えられる。このため、 $\theta = 60^\circ$  付近からモデルから予想される理論値と比べて実験値の  $J_c$  が高くなっていると考えられる。

#1 同様に、#2 でも印加磁場が増加するにつれて理論値と、実験値に差が生じている。このことから、高磁場下では上部臨界磁界の異方性に関連したピンニングパラメータの異方性が発生していることが考えられる。

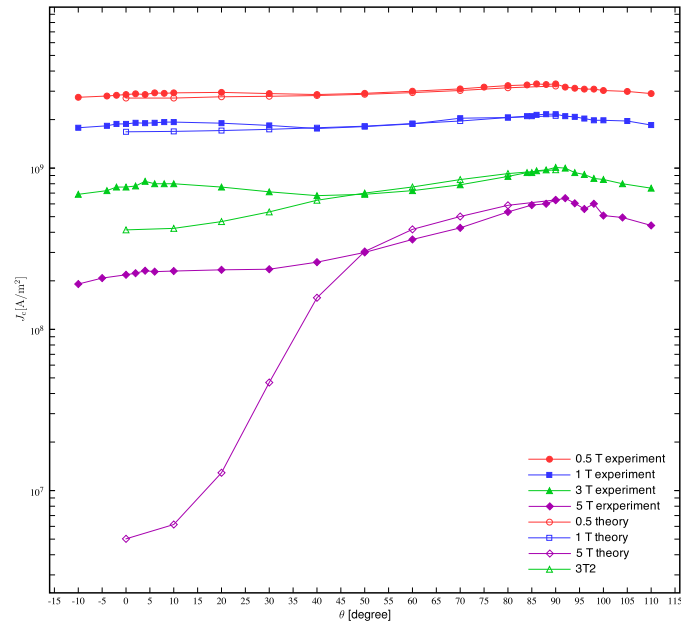


図 4.11 #1 の 77 K における四端子法により得られた  $J_c$ - $\theta$  特性

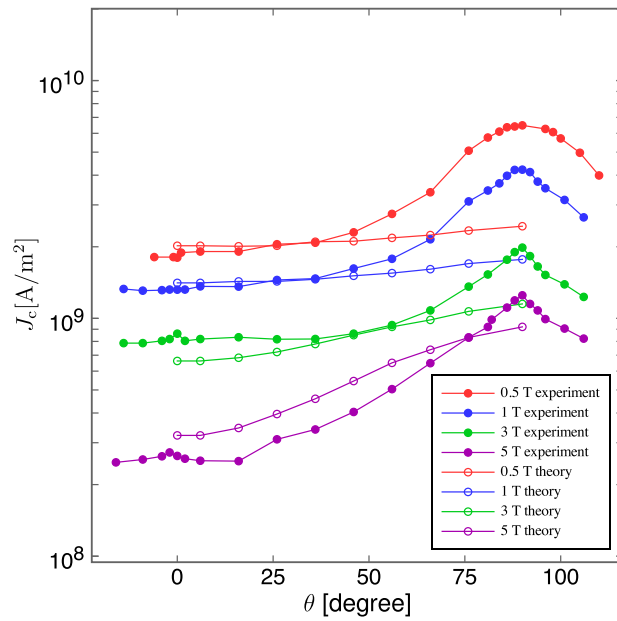


図 4.12 #2 の 77 K における四端子法により得られた  $J_c$ - $\theta$  特性

## 第 5 章

# まとめ

本実験では配向 Ni クラッド基板を用いた PLD 法をもとに作製された 2 種類の GdBCO コート線材について、四端子法で印加磁界角度ごとの  $V$ - $I$  特性、及び臨界電流密度特性について測定を行った。また、得られた結果をもとに磁束クリープ・フローモデルを用いて実験値と理論値の比較検討を行った。その結果から考えられることについて以下に記す。

### 5.1 $V$ - $I$ 特性

$\theta = 0^\circ$  から、磁界の印加角度が増えるにつれて、電圧の立ち上がりに必要な電流は増えていき、 $\theta = 90^\circ$  で最も大きな電流が必要になった。また、77 K においては印加磁界角度の増加とともに電圧の立ち上がりは急峻になっている。この傾向、低磁場ではあまり見られないが、印加磁界が増加することにより、顕著になっている。

### 5.2 臨界電流密度特性

低磁界領域では、印加磁界角度が大きくなるにつれて、超伝導層厚の影響を強く受けて、臨界電流密度は緩やかに上昇していく、これは、磁束クリープ・フローモデルにおいて、印加磁界角度ごとに超伝導層厚の厚さのみをピンニングパラメータに異方性を持たせていない理論値と四端子法による実験値が良い一致を示していることからわかる。

しかしながら印加磁界の増加に伴い、上部臨界磁界の異方性の影響が強くなることで、超伝導層厚の印加磁界角度による変化のみでは理論値と実験値と一致が難しくなる。このことから、高磁界側では上部臨界磁界の異方性に起因するピンニングパラメータの異方性について議論する必要がある。

### 5.3 #1 について

本実験で用いた 2 枚の試料のうち薄い試料である本試料は、厚い試料に比べて、低磁界領域では  $\theta = 0^\circ$  で臨界電流特性に優れており、厚い試料よりも、きれいな c 配向を実現できていると言える。また、低磁場領域から  $\theta = 10$  付近で、ピークが確認できた、また、PLD 法で導入されやすい *ab* 面方向にピンとして有効に作用する積層欠陥の影響が殆ど見られなかった。このような、積層欠陥の成長の抑制は人工ピンを導入した超伝導体に見られるが、人工ピンの導入を行っていない超伝導体でこのような積層欠陥の抑制を行いつつ、より良い 2 軸配向を得られるのであれば、人件費等で大幅なコストの削減が見込め、超伝導コイルなどの様々な器機に使用できる実用的な超伝導体の作製が可能になる。

### 5.4 #2 について

本実験で用いた 2 枚の試料のうち厚い試料である本試料は  $\theta = 0^\circ$  において低磁界領域では、臨界電流密度が #1 に劣っており、きれいな c 軸配向が得られているとは言えない、このことは、 $A_m$  が #1 のものよりも低いことから解る。しかしながら、超伝導層厚が厚いことから臨界電流が期待できるより実戦的な線材と言える。また、 $\theta = 90^\circ$  では積層欠陥によるものと思われる臨界電流の上昇があり、送電ケーブルなど、*ab* 面方向の磁界を強調する応用器機への使用が期待できる。



# 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松下教授に深く感謝いたします。また、様々な助言、ご指導をいただいた小田部教授、実験に関するご指導をいただいた木内准教授に深く感謝申し上げます。公私共々お世話になりました松下研究室、小田部研究室、木内研究室の皆様にも深く感謝いたします。最後に本研究で用いました試料の加工でお世話になりましたマイクロ化センターの新海准教授、ならびに松島技術職員に深く感謝いたします。

## 参考文献

- [1] K. Takahashi, *et al.*: Supercond.Sci.Technol.**18** (2005) 1118
- [2] A. Ibi, *et al.*: Physica C **426-431** (2005) 910-914
- [3] 姫木 携造:CVD 法より作製された YBCO テープ線材の超伝導特性の超伝導層厚依存性 [九州工業大学修士論文]
- [4] Y. Shingai, *et al.*: SEI Technical Review**174** (2009) 105
- [5] フジクラ技報 **115** (2008) 46?54