

# TFA-MOD 法による YGdBCO 線材の 緩和特性に対する超伝導層厚の影響

松下研究室  
新 健一

平成 23 年 2 月 18 日  
電子情報工学科

# 目次

第 1 章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.2	不可逆磁界	2
1.3	磁束クリープ・フローモデル	3
1.3.1	磁束クリープ	3
1.3.2	磁束フロー	6
1.3.3	ピン・ポテンシャル $U_0$	7
1.3.4	磁束リープ・フローモデル	8
1.4	人工ピンのピンニング機構	9
1.5	本研究の目的	11
第 2 章	実験	12
2.1	試料	12
2.1.1	試料の作製方法	12
2.1.2	IBAD 法による軸配向	12
2.1.3	TFA-MOD 法による超伝導層の成膜	13
2.2	測定及び評価方法	14
2.2.1	SQUID 磁力計による直流磁化測定	14
2.2.2	SQUID 磁力計による磁化緩和測定	16
第 3 章	実験結果	20
3.1	$J_c - B$ 特性	20
3.2	ピン力密度の磁界依存性	22
3.3	$E - J$ 特性	23
3.4	緩和特性	24

3.4.1	磁化緩和特性の磁界依存性 . . . . .	25
3.4.2	見かけのピンポテンシャルの磁界依存性 . . . . .	27
第 4 章	解析及び考察	28
4.1	磁束クリープ・フローモデルによる解析 . . . . .	28
4.2	ピンニングパラメータ . . . . .	32
4.2.1	$U_0^*$ の実験値と理論値の比較 . . . . .	32
4.2.2	ピンニング相関距離 . . . . .	34
4.2.3	解析に用いたピンニング・パラメータ . . . . .	35
第 5 章	まとめ	36
参考文献		39

# 表目次

2.1	試料の諸元 . . . . .	14
4.1	解析に用いた低温領域におけるピンニング・パラメータ . . . . .	32

# 目次

1.1	温度-磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ . . . . .	3
1.2	磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念 . . . . .	4
1.3	縦方向の磁束バンドルサイズ $L$ と超伝導体の厚さ $d$ の関係の模式図 . . . . .	9
1.4	$A$ の分布の概形 . . . . .	10
2.1	YGdBCO コート線材の構造 . . . . .	13
2.2	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 . . . . .	16
2.3	四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程 (下) と減磁過程 (上) における磁束密度の空間分布 . . . . .	17
2.4	測定時の $c$ 軸方向の磁束の分布 . . . . .	18
3.1	#1 の $J_c - B$ 特性 . . . . .	20
3.2	#2 の $J_c - B$ 特性 . . . . .	20
3.3	#3 の $J_c - B$ 特性 . . . . .	21
3.4	各試料の 77.3 K における高磁界領域での $J_c - B$ 特性 . . . . .	21
3.5	77.3 K における各試料のピン力密度の磁界依存性 . . . . .	22
3.6	20 K での #1 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	23
3.7	20 K での #2 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	23
3.8	20 K での #3 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	23
3.9	20 K での #1 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	24
3.10	30 K での #2 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	24
3.11	30 K での #3 における磁化緩和測定から得られた $E - J$ 特性 . . . . .	24
3.12	20 K での #1 の磁化緩和特性 . . . . .	25
3.13	20 K での #2 の磁化緩和特性 . . . . .	25

3.14	20 K での #3 の磁化緩和特性 . . . . .	25
3.15	30 K での #1 の磁化緩和特性 . . . . .	26
3.16	30 K での #2 の磁化緩和特性 . . . . .	26
3.17	30 K での #3 の磁化緩和特性 . . . . .	26
3.18	20 K における各試料の $U_0^*$ の磁界依存性 . . . . .	27
3.19	30 K における各試料の $U_0^*$ の磁界依存性 . . . . .	27
4.1	20 K での #1 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	29
4.2	20 K での #2 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	29
4.3	20 K での #3 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	29
4.4	20 K での #1 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	30
4.5	30 K での #2 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	30
4.6	30 K での #3 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	30
4.7	#1 における $J_c - B$ 特性実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラ インが理論値を示す。 . . . .	31
4.8	#2 における $J_c - B$ 特性実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラ インが理論値を示す。 . . . .	31
4.9	30 K での #3 における $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較。シンボル が実験値でラインが理論値を示す。 . . . .	31
4.10	20 K における各試料の $U_0^*$ の実験値 . . . . .	33
4.11	20 K における各試料の $U_0^*$ の理論値 . . . . .	33
4.12	30 K における各試料の $U_0^*$ の実験値 . . . . .	33
4.13	30 K における各試料の $U_0^*$ の理論値 . . . . .	33
4.14	20 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性 . . . . .	34
4.15	30 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性 . . . . .	34

# 第 1 章

## 序章

### 1.1 はじめに

1908年にオランダの Kamerlingh-Onnes は初めてヘリウムの液体化に成功し、極低温での自由電子に関する Drude-Lorentz 理論を検証するために 1 K 近くまでの金属の電気抵抗を調べていた。当時最も純度が高かった水銀の電気抵抗を測定して、1911年にその値が 4.2 K で突然測定不能なくらいに小さくなることを発見した。そしてこの状態を超伝導体と名づけた。このようにある温度領域で超伝導性を示す物質を超伝導体といい、極低温領域以外の電気抵抗をもつ状態を常伝導状態という [1]。

金属系超伝導体における超伝導の発現機構は Bardeen、Cooper、Schrieffer が 1957 年に発表した BCS 理論で説明され、超電導状態から常伝導状態へと移行する温度 (臨界温度  $T_c$ ) が 30 K を超えないであろうと考えられていた。しかし、1986 年に酸化物高温超伝導体が発見され、超伝導フィーバーとでもいうべき社会現象を引き起こした。ここで、工業的には高温超伝導体とは、25 K 以上の臨界温度  $T_c$  (超伝導体の電気抵抗が消失する温度) をもつ物質を指す。初めて発見された (第一世代) 高温超伝導体 La-Ba-Cu-O に続き、 $T_c$  が窒素温度 (77 K) を超えた初めての高温超伝導体 Y-Ba-Cu-O、また、 $T_c \sim 105$  K の Bi-Sr-Cu-O と  $T_c \sim 125$  K の Tl-Ba-Ca-Cu-O などがある。これらの高温超伝導体の発見により、液体ヘリウムの代わりに液体窒素での冷却が可能となり、冷却コストが低減された。そして今日に至るまで  $T_c$  の高い高温超伝導体についての研究が進められてきたが、応用化に向けては単に  $T_c$  が高いだけでなく、超伝導体としての特性が良いものが必要となってくる。

現在、超伝導の応用として超伝導線材についての研究が進められており、代表的なものとして、Bi 系超伝導線材や、Y 系超伝導線材が挙げられる。Bi 系超伝導線材は圧延などで

容易に加工が可能であるため、km 級の線材を作製することが可能である。一方、Y 系超伝導線材は、高温、高磁界で高い臨界電流密度  $J_c$  (電気抵抗なしに流せる最大電流密度) が得られることから有望視されているが、作製が容易ではなく、コスト面についてもまだ課題が残されている。

この臨界電流密度  $J_c$  は、磁束ピンニングと呼ばれる機構で決定され、磁界中において超伝導体に電流を流すと、磁束線 (量子化磁束) に Lorentz 力が働く。もし磁束線がこの力によって運動すれば、電磁誘導により電界が生じてしまう。これにより損失をもたらすのであるが、これは、磁束密度が高い各磁束線の中心部分はほとんど常伝導状態であり、この部分の常伝導電子が電界によって駆動されるからである。こうした損失をなくし、超伝導電子のみが流れるようにするには磁束線の運動を止める必要がある。この作用を磁束ピンニングといい、作用するものをピンニング・センターまたは単にピンという。ピンとして働くのは超伝導体内に含まれる欠陥であり、主なものに金属系実用超伝導材料で知られている常伝導析出物や結晶界面がある。これらのピンが単位体積あたりの磁束線に及ぼす力をピン力密度  $F_p$  といい、このピン力密度  $F_p$  を大きくすることにより、より大きな臨界電流密度  $J_c$  が得られる。

こうした応用分野を考える際、必要となるのが高温超伝導体の輸送特性 (電圧-電流特性) の定量的記述である。元来、金属系超伝導体においても輸送特性の定量的記述が行われてきたが、結晶構造に起因する 2 次元性や熱振動の影響による磁束クリープ (1.3 節参照) などのため、従来の輸送特性とは大きく異なる。特に高温領域において磁束クリープは顕著になり、超伝導体の臨界電流特性の劣化が生じ大きな問題として取り上げられている。

## 1.2 不可逆磁界

一般に超伝導体は、第 1 種と第 2 種に分類され、現在の実用超伝導体及び酸化物超伝導体は、超伝導状態が高磁界下まで存続出来る第 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ので、不可逆性も  $B_{c2}$  まで存在すると思われるが、実際には  $B_{c2}$  の近くではピンニングが有効でなくなり、 $J_c = 0$  となって磁化は可逆となる。この  $J_c = 0$  と  $J_c \neq 0$  の境界の磁界を不可逆磁界といい、図 1.1 に示すように、磁界-温度平面上において不可逆磁界を連ねた曲線  $B_i(T)$  を不可逆曲線 (irreversibility line) と呼ぶ。なお、ピンニングが有効な時に超伝導体の磁化が不可逆となるのは、磁束がピン止めによって常に Lorentz 力とは反対向きに力を受けることによる。

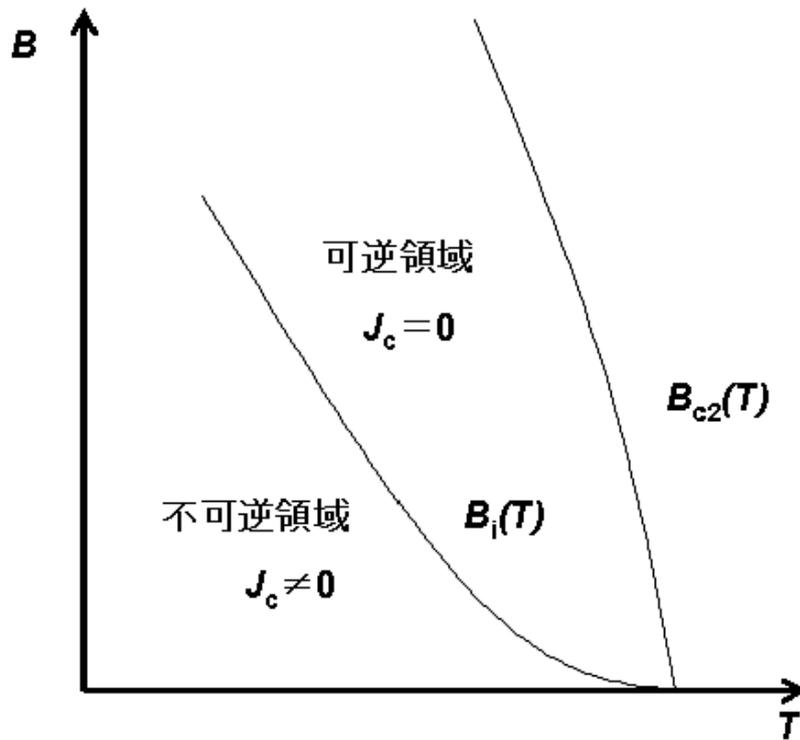


図 1.1 温度-磁界平面上的相境界  $B_{c2}(T)$  と不可逆曲線  $B_i(T)$

## 1.3 磁束クリープ・フローモデル

### 1.3.1 磁束クリープ

磁束ピンニングで決定される実用的な超伝導電流は完全反磁性に関連した超伝導電流とは大きく異なる。すなわち、後者が真の永久電流であるのに対して、前者は極めてゆっくりではあるが時間とともに減衰する。減衰するのは磁束線がピンによって止められた状態が完全な平衡状態ではなく、準安定な状態であって、有限温度下では熱のエネルギーのために磁束線がピンから外れて動き出す確率がゼロではないからである。実際には磁束線の熱活性化運動のためにピンニング電流は時間とともにわずかにではあるが減少する。こうした現象を磁束クリープという。磁束クリープは高温になるほど顕著であり、臨界温度が高いことから高い温度での使用が期待されている高温超伝導体の場合には大きな影響を及ぼす。とくに高温では磁束ピンニングが有効でなくなり、臨界電流密度がゼロとなって実質的に超伝導として使用できなくなる場合もある。

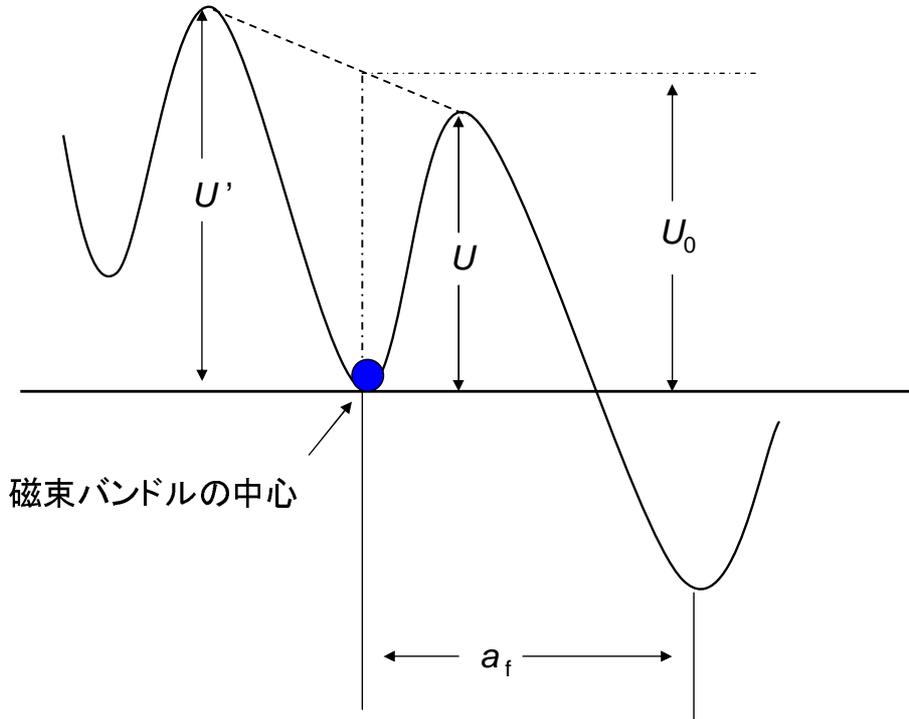


図 1.2 磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念

磁束クリープの際には磁束線は集団でピンから外れて移動するが、このとき一緒に移動する集団を磁束バンドルという。この磁束バンドルを仮想的に移動させたときのエネルギーの変化を模式的に図 1.2 に示す。ただし、磁束バンドルは右向きの 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こうした Lorentz 力による仕事を考慮しているためである。

磁束バンドルは温度  $T$  の下では  $k_B T$  程度の熱じょう乱を受ける。ここで、 $k_B$  は Boltzmann 定数である。熱活性化運動がなければ磁束バンドルは図 1.2 に示すように、エネルギーの極小部分に安定して存在しているが、こうした熱じょう乱の下ではエネルギー・バリアーを越えて動く可能性がある。図 1.2 の高さ  $U$  のエネルギー・バリアーを越えて右に移動する確率は Arrhenius の式  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。このエネルギー・バリアーを活性化エネルギーともいう。磁束バンドルが一度の跳躍で移動する距離は大体磁束線格子間隔  $a_f$  程度と予想される。ピンニングポテンシャル内の磁束線の振動周波数を  $\nu_0$  とすると Lorentz 力方向の平均の磁束線の移動速度  $v_+$  は

$$v_+ = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

となる。

Lorentz 力とは逆方向の平均の磁束線の移動速度を考慮して、全体としての平均の磁束線の移動速度  $v$  は

$$v = a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.2)$$

となる。ただし、 $U'$  は Lorentz 力と逆方向の運動に対する活性化エネルギーである。また、クリープの際の磁束バンドルの振動周波数  $\nu_0$  は

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

で与えられる [2]。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は、 $\zeta = 4$  であることが知られている。また、 $\rho_f$  はフロー比抵抗であり、 $J_{c0}$  はクリープがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度であり、経験的に

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \quad (1.4)$$

と表現できる。 $A$ ,  $m$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  はピンニングパラメータである。したがって  $E = B \times v$  の関係より、生じる電界の大きさは

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

となる。すなわち、超伝導体に電気抵抗が発生していることを示している。このため、遮蔽電流が時間とともに減衰し、磁化の緩和が起こる。

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。一般的には、磁束バンドル位置に対するエネルギーの変化は、 $x$  を磁束バンドル中心の位置として

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

のように正弦的なものと仮定する (図 1.2 参照)。ここで、 $U_0/2$  はポテンシャルの振幅、 $k = 2\pi/a_f$  であり、 $a_f$  はポテンシャルの周期、 $f = JB$  は磁束バンドルに働く Lorentz 力を表していて、 $V$  は磁束バンドルの体積である。また、 $x$  は磁束バンドル中心の位置である。

磁束バンドルが平衡位置にあるときを  $x = -x_0$  とすると、 $x = x_0$  のときのエネルギーが極大となる。つまり、それぞれの位置でのエネルギー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 1.2 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  $\sin(\cos^{-1}x) = \sqrt{1-x^2}$  を用いた。もし熱振動がなければ、 $U = 0$  となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。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

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

の関係が得られる。 $j$  は規格化電流密度である。

これより (1.8) 式は

$$U(j) = U_0[(1-j^2)^{1/2} - j\cos^{-1}j] \quad (1.10)$$

となる。また、 $k = 2\pi/a_f$  及び (1.9) 式より

$$U'(j) \simeq U + fa_f = U + \pi U_0j \quad (1.11)$$

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

$$E = Ba_f\nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.12)$$

となる。

### 1.3.2 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すべての磁束線が連続的に運動している状態である。このとき電流密度は臨界電流密度を超える。

ここで、磁束クリープがないと仮定する。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。一方、磁束

線がこの力で超伝導体内を動こうとすると磁束線は逆向きの力 (ピン力密度) を受ける。Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\delta = v/|v|$  とすると、静的釣り合いが取れる場合の釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p = 0 \quad (1.13)$$

となる。ここで  $F_p$  はピン力密度を表す。 $J_c = F_p/B$  を臨界電流密度として  $J = J_c$  の関係が得られる。すなわち、ピンニングによって局所的には臨界電流密度に等しい密度の電流が流れている。こういったモデルを臨界状態モデルという。

一方、 $J > J_c$  となると粘性力が働き、それを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta v = 0 \quad (1.14)$$

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。これに  $J_c = F_p/B$  及び  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  の関係を用いて  $J$  について解くと

$$J = J_c + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.15)$$

となる。ここで  $\rho_f = B\phi_0/\eta$  はフロー比抵抗である。(1.15) 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が

$$E = \rho_f(J - J_c) \quad (1.16)$$

のように求まる。実際にはこの電界に磁束クリープによる電界が加わることになる。

### 1.3.3 ピン・ポテンシャル $U_0$

磁束クリープによる超伝導電流の緩和率や、不可逆曲線を決める上で重要なピン・ポテンシャル・エネルギー  $U_0$  は磁束バンドルの体積  $V$ 、 $\zeta$  を用いて次のように表される [3]。

$$U_0 = \frac{1}{2\zeta} J_{c0} B a_f V \quad (1.17)$$

$a_f$  は  $\phi_0$  を磁束量子として  $(2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$  となる。この (1.17) 式から、ピン力だけでなく超伝導体の磁束バンドルの体積が、 $U_0$  を決定する上でも重要なことが分かる。ここで、磁束バンドルを図 1.3 のようなモデルで考える。ピンニング相関距離を  $L$ 、横方向のバンドルサイズを  $R$ 、超伝導体の厚さを  $d$  とする。それぞれの場合に応じて  $L$ 、 $R$ 、 $d$  を与え

ることで、対応した  $U_0$  を理論的に計算することができ、以下のようなになる。 $R$  は磁束線格子間隔距離  $a_f$  程度かその数倍であると考えられており、

$$R = ga_f \quad (1.18)$$

のように表す。ここで、 $g^2$  は磁束バンドル中の磁束線の本数である。 $L$  は

$$L = \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left( \frac{Ba_f}{\zeta\mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

で与えられる。 $C_{44} = B^2 / \mu_0$  は磁束線の曲げの歪みに対する弾性定数、 $\alpha_L$  は Labusch パラメーターである。 $d$  が  $L$  より大きい 3 次元ピンニングの場合、磁束バンドルの体積は  $V = R^2 L$  から求められ、この場合 (図 1.3 の左図)

$$U_0 = \frac{0.835g^2 k_B J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.20)$$

となる。また  $d$  が  $L$  より小さい 2 次元ピンニングの場合、磁束バンドルの体積は  $V = R^2 d$  で与えられ、超伝導層の厚さに依存するため (図 1.3 の右図)

$$U_0 = \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.21)$$

となる。 $(1/2)(2/\sqrt{3})^{7/4}(\phi_0^7/\mu_0^2)^{1/4} \simeq 0.835k_B$  及び  $(1/2)(2/\sqrt{3})^{3/2}(\phi_0)^{3/2} \simeq 4.23k_B$  という数値的關係をここでは用いた。ピンポテンシャルは熱エネルギー  $k_B T$  と比較されることになるので  $k_B T$  に比例するように表現するためである。

### 1.3.4 磁束リープ・フローモデル

これまで述べたように、超伝導体には磁束クリープまたは磁束フローにより電界が発生する。

- クリープ状態 ( $j < 1$ )

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{K_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]$$

$$E_{ff} = 0$$

- フロー状態 ( $j \geq 1$ )

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]$$

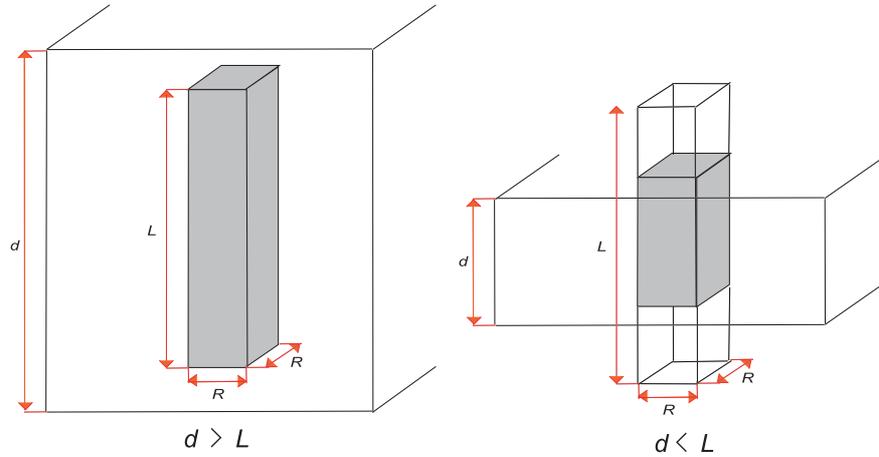


図 1.3 縦方向の磁束バンドルサイズ  $L$  と超伝導体の厚さ  $d$  の関係の模式図

$$E_{\text{ff}} = \rho_f(J - J_{c0})$$

となる。これから、二つの寄与からなる電界  $E'$  が

$$E' = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2} \quad (1.22)$$

のように近似で与えられるものとする。一般に酸化物超伝導体は超伝導体内の不均一さが著しく、また弱結合などもあってピン力密度が広く分布すると思われる。ここでは簡単に (1.4) 式のピン力の強さを表すパラメータ  $A$  の分布を以下のような簡単な式で表現する。またその概形は図 1.4 のようになる

$$f(A) = K \exp \left[ -\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.23)$$

ここで  $K$  は規格化定数であり、 $\sigma^2$  は分布幅を表すパラメータである。また、 $A_m$  は  $A$  の最頻値である。このような  $A$  の分布を考慮に入れると、発生する全体の電界は

$$E(J) = \int_0^{\infty} E' f(A) dA \quad (1.24)$$

と表される。

## 1.4 人工ピンのピンニング機構

Y 系超伝導線材に対する人工ピン止め点の導入に関しては、PLD 法などの気相法において研究が進んでいた。Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub>、BaZrO<sub>3</sub>(BZO)、Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> などの多くの材料をターゲッ

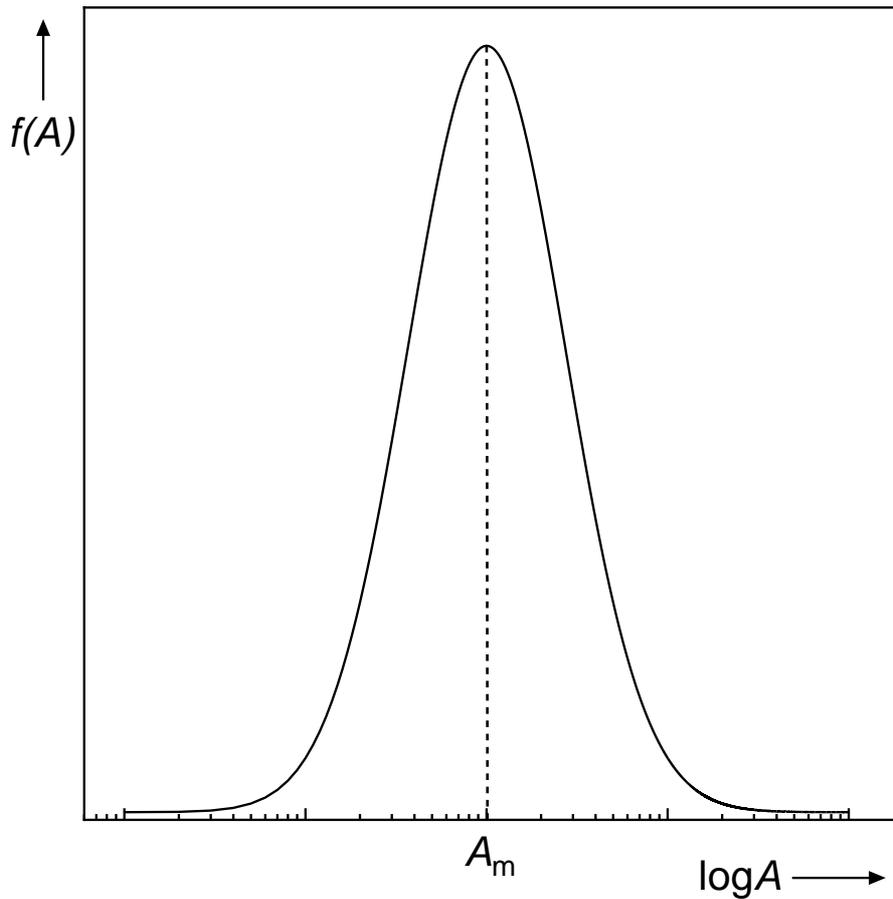


図 1.4 A の分布の概形

トの中に混入し、蒸着をすることで超伝導層中に微細に分散させることに成功している [4]。PLD 法による成膜における BZO 層は形態が特徴的で、柱状 BZO が REBCO 相の  $c$  軸方向にそろった構造をとっている。一方、これまで導入が難しいとされていた MOD 法による超伝導膜にも、人工ピン止め点の導入に成功している。ここでは YGdBCO 超伝導相に  $Zr$  を添加することで、超伝導膜内にナノサイズの BZO 粒子を分散させることに成功している。特筆すべきは、PLD 法と MOD 法による超伝導膜中の BZO 組織の差である。同じピン止め点材料であるにもかかわらず、PLD 膜内では柱状組織を示すのに対し、MOD 膜内では粒状組織を呈している。この組織の差は、それぞれの成膜手法における超伝導層の成長機構の違いにより説明が可能である。PLD 法では PLD 法では超伝導層と BZO が同一の成長界面において成長する系であり、成長界面への付着粒子が移動しながら安定なサイトに固定されることで成長する。その際、BZO 粒子は系のエネルギー

を下げる理由がら、界面エネルギーが小さい BZO 上に成長すると考えられる。一方、前駆体からの反応で超伝導層が形成される MOD 法では、超伝導層の形成前に前駆体内であらかじめ BZO 粒がランダムに生成することが確認されている。したがって、MOD 法ではすでにランダムに BZO が分布している前駆体からの反応で超伝導層が形成される。その際、層内にランダムに BZO 粒が分散した形態をとると考えられる。実際には超伝導層内の BZO 粒子の結晶方位がランダムであることから証明される。一般的に、外部磁界の増加に伴い  $J_c(I_c)$  特性は低下するが、このような磁束ピン止め点を導入することにより改善が期待できる。

## 1.5 本研究の目的

1.1 節でも述べたように、YGdBCO コート線材は次世代の線材として期待されており、また、高温、高磁界では高い電界電流密度が得られることから SMES 等の応用機器への利用が有望視されている。実用化に向けては、臨界電流密度  $J_c$  の更なる特性改善が求められている。これまでの研究で人工ピンを導入することにより  $J_c$  が向上することが知られている。従来の超伝導層厚依存性は超伝導層厚の増加にしたがって臨界電流密度が減少することが報告されている。これは、超伝導層が厚く成膜する際に劣化してしまうことが原因であると考えられている。本研究では、BZO( $\text{BaZrO}_3$ ) ナノ粒子を導入した TFA-MOD 法により作製された YGdBCO 線材の超伝導層厚が超伝導特性、特に緩和特性に与える影響について SQUID 磁力計を用いて特性評価を行う。また、その結果について磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行うことで、超伝導層厚が臨界電流特性に与える影響をより明確にすることを目的とする。

## 第 2 章

# 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた試料は、国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所 (以下 ISTECSRL) で作製された YGdBCO コート線材である。試料の作成方法について以下に示す。

#### 2.1.1 試料の作製方法

Y 系超伝導体は結晶構造が 3 次元的であり、BI 系と違い機械的な応力ではほとんど配向しないため、物質本来の高い特性を利用するためには結晶の向きを揃える結晶粒配向制御が必要となる。それも、一軸配向だけでは不十分であり、面内配向まで含めた二軸配向を実現する必要がある。そこで、配向した超伝導層を得るために中間層を二軸配向させその上に超伝導層を成膜する。IASTEC-SRL によって作成された試料では、ハステロイテープに、中間層として  $Gd_2Zr_2O_7$ (GZO) を IBAD(Ion Beam Assisted Deposition) 法にて成膜し、その上に MgO を IBAD 法により成膜し、その上にキャップ層として  $CeO_2$  を PLD(Pulsed Laser Deposition) 法にて成膜したものを基板に用いる。この基板に TFA-MOD 法を用い、連続性膜にて YGdBCO を成膜した。基板の構造の概略図について図 2.1 に示す。

#### 2.1.2 IBAD 法にによるに軸配向

IBAD 法はフジクラで開発された配向中間層を成膜する技術である。これは、基板に対してある角度よりイオンビームを照射しながらスパッター法等により成膜する手法であ

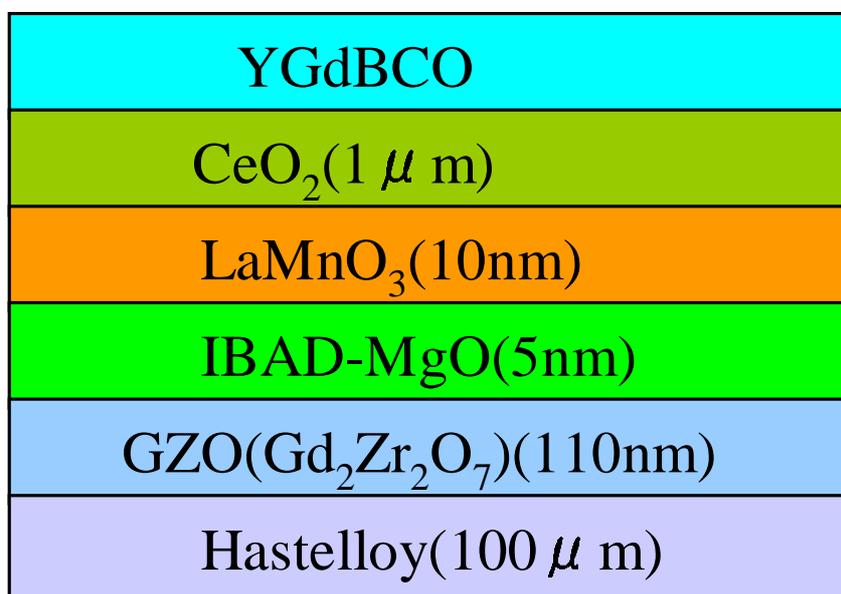


図 2.1 YGdBCO コート線材の構造

り、無配向基板上においても高い結晶性を有した三次元的配向構造がえられ、粒径が数十 nm と小さいという特徴を有している。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、主に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ため、細線化しても結晶界面の弱結合の影響が出にくいという長尺化に適した特性を示す。しかし、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。高速で成膜した、比較的配向性が悪い薄い IBAD 中間層であっても、その上に PLD 法で高速に CeO<sub>2</sub> 層を成膜することで、より短時間で高配向中間層が作製できる手法が SRL で発見された。これは自己配向現象と呼ばれる。

### 2.1.3 TFA-MOD 法による超伝導層の成膜

三フッ化酢酸塩 (TFA) を前駆体とし、水蒸気雰囲気中で熱処理を行うことによって成膜する手法である。三フッ化酢酸塩等の有機金属化合物を原料に用いた有機酢塩熱分解法

(TFA-MOD) による YGdBCO 線材は、原料溶液 (Y:Gd:Ba:Cu=0.77:0.23:1.5:3) を基板に塗布した後、仮焼・本焼の熱処理により YGdBCO 膜を結晶化するプロセスであり、気相プロセスに比べて成膜速度の高速化が可能である。加えて、作製プロセスが原理的に非真空プロセスであることから、生産設備に高価に装置を必要とせず、生産コストの低減も期待できる。上記した特徴を組み合わせる事により、YGdBCO 線材は更なる低コスト化が見込まれる。今回導入した人工ピンは、原料溶液に Zr 塩を加えることで形成した。

## 2.2 測定及び評価方法

今回の実験で用いた試料は、ISTEC-SRL が TFA-MOD 法により製作した膜厚の異なるナノ粒子である YGdBCO コート線材である。各試料に BZO ナノ粒子を導入した。試料の諸元を表 2.1 に示す。SQUID 磁力計 (Superconducting Quantum Interference Device : 超伝導量子干渉素子) により、これらの試料の直流磁化測定および磁化緩和を測定した。それぞれ  $J_c$ - $B$  特性、 $E$ - $J$  特性を評価した。

表 2.1 試料の諸元

試料	Thickness $d(\mu\text{m})$	$T_c(\text{K})$
#1	0.76	89.5
#2	1.26	90.2
#3	1.90	90.0

### 2.2.1 SQUID 磁力計による直流磁化測定

直流磁化測定では、最初にある一定温度で試料の広い面に垂直 ( $c$  軸に平行) に外部磁界を  $-7$  T を印加し、 $0$  T から  $7$  T まで増磁する。そして、 $7$  T から  $0$  T まで減磁を行い、直流磁化を測定することによってヒステリシス曲線を得る。ある磁化におけるヒステリシスの幅  $\Delta M[\text{emu}]$  が臨界電流密度に比例することから、測定温度下における臨界電流密度の外部磁界依存性 ( $J_c$ - $B$ ) が求まる。

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。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

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 2.2 の斜線部分で示されるように表面から同じ深さの位置を流れる環状電流となる。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  $x$  のみの関数で表され

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

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  $dm = S dI_c$  となる。これより試料全体の磁化モーメントは

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

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 2.3 (b) 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。したがって超伝導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、(2.3) 式より、

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

となる。したがって磁化のヒステリシスは  $\Delta m$  を超伝導体の体積で割って

$$\Delta M = \frac{J_c w}{6l} (3l - w) \quad (2.5)$$

となり、臨界電流密度は

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

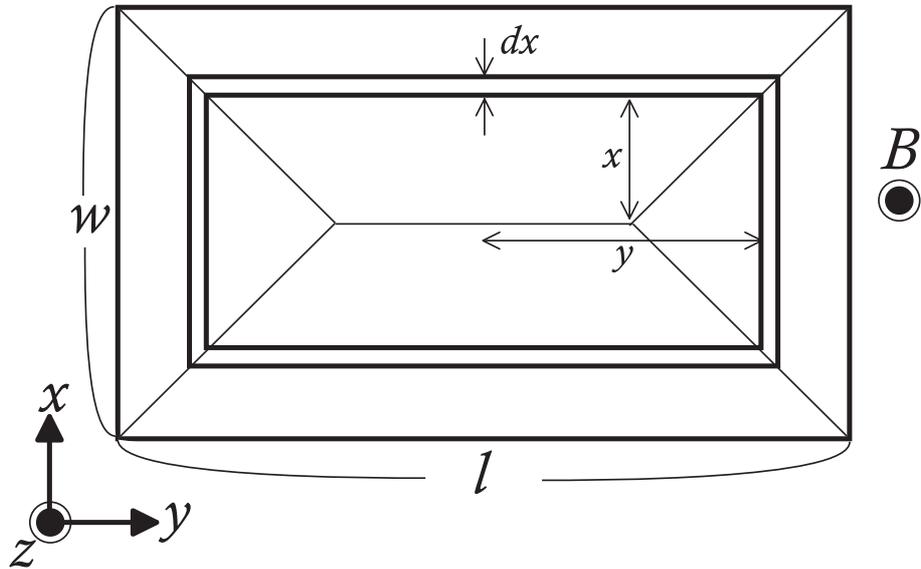


図 2.2 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅  $dx$  の帯に囲まれた領域

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 [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。また、試料は幅、長さともに 3.0 mm から 3.5 mm 程度のものを使用している。

$$\Delta M[\text{A/m}] = \Delta M[\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.7)$$

## 2.2.2 SQUID 磁力計による磁化緩和測定

一方磁化緩和測定では、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るとする。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。ここでこの時の磁化を  $M$  とすると、 $t = 10^2\text{-}10^3\text{s}$  から外挿し、 $t = 1\text{s}$  で評価した  $M_0$  で規格化した値の傾きと熱エネルギー  $k_B T$  より

$$-\frac{d}{d(\log t)} \left( \frac{M}{M_0} \right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (2.8)$$

を得る。この  $U_0^*$  を見かけのピン・ポテンシャルという。また、Welch[5] の理論結果によれば、washboard ポテンシャルの場合に  $U_0^*$  と  $U_0$  の間には

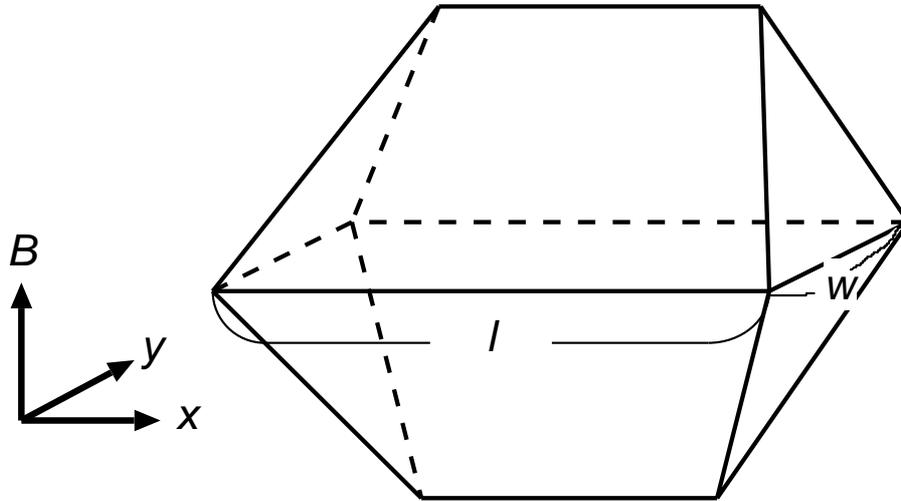


図 2.3 四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程 (下) と減磁過程 (上) における磁束密度の空間分布

$$U_0^* = 1.65(k_B T U_0^2)^{1/3} \quad (2.9)$$

という関係がある。また、この遮蔽電流は磁化から求めることができ、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。以上のことから  $E$ - $J$  曲線を得ることができる。ここでの電界領域は約  $1.0 \times 10^{-8}$  V/m 以下の超低電界領域である。

まず、電流密度  $J$  は、(2.3) 式より

$$J = \frac{12m}{w^2 d(3l - w)} \quad (2.10)$$

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 2.4 のようになり、このとき試料に侵入した磁束  $\Phi$  は

$$\Phi = wlB_e + \frac{\mu_0 m}{d} \quad (2.11)$$

で表される。この時、 $B_e$  は直流磁界を示す。

一方、Faraday の法則により、試料内の電界  $E$  は、

$$E = -\frac{1}{2(l+w)} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.12)$$

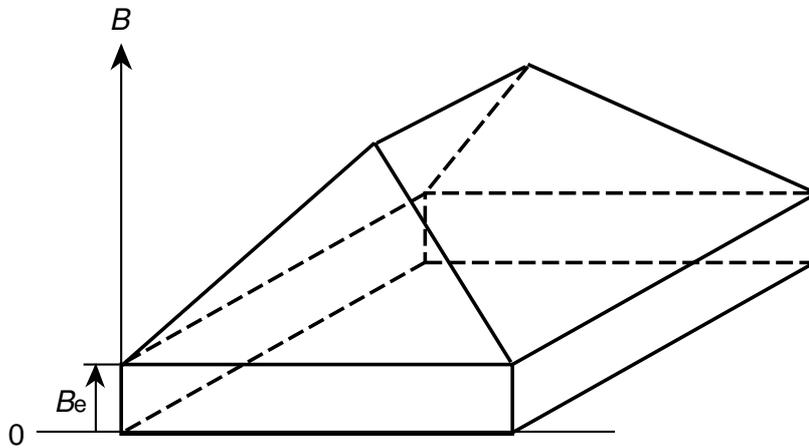


図 2.4 測定時の  $c$  軸方向の磁束の分布

で表される。

しかしながら、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、(2.11) 式、(2.12) 式より電界  $E$  は次のように表すことができる。

$$E = -\frac{\mu_0 G}{2d(l+w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.13)$$

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  $L_1 = (\mu_0 l / 2) \log(8l/d)$  と直径  $l$ 、長さ  $d$  の十分長いソレノイドコイル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、(2.10) 式、(2.13) 式を用いて SQUID 磁力計による磁化の緩和測定より  $E$ - $J$  曲線が評価される。

$E$ - $J$  曲線の電界の立ち上がりを  $E \propto J^n$  のように表したときの指数  $n$  を  $n$  値といい、抵抗遷移の鋭さを表す尺度である。ここでは、 $n$  値は  $E = 1.0 \times 10^{-8} - 1.0 \times 10^{-9}$  V/m の電界範囲で決定した。また、不可逆磁界  $B_i$  は  $J_c = 1.0 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> となる磁界で定義した。ここで、磁化の緩和より評価された  $E$ - $J$  曲線において各試料で違いはあるが、緩和開始時に発生する電界を電界基準  $E_c$  に設定し、そこで  $J_c$  を決めた場合、磁化のヒステリシスから評価された  $J_c$  と磁化緩和測定から評価された  $J_c$  は一致した。これは磁化

のヒステリシスと緩和の開始位置が同じことから理解でき、これより磁化のヒステリシスから評価される  $J_c$  と磁化緩和測定から評価される  $J_c$  との対応関係が成り立っていることが分かる。なお、そのときの電界レベルはおよそ  $E \simeq 1 \times 10^{-8}$  V/m である。

# 第3章

## 実験結果

### 3.1 $J_c - B$ 特性

各試料ごとに 20 K から 77.3 K の温度領域で SQUID を用いてヒステリシス曲線を測定し、そこから  $J_c - B$  特性を求めた。図 3.1 - 図 3.3 に試料 #1、#2、#3 の  $J_c - B$  特性を示す。また、各試料の比較のため、図 3.4 に 77.3 K での 3 つの試料の  $J_c - B$  特性を示す。

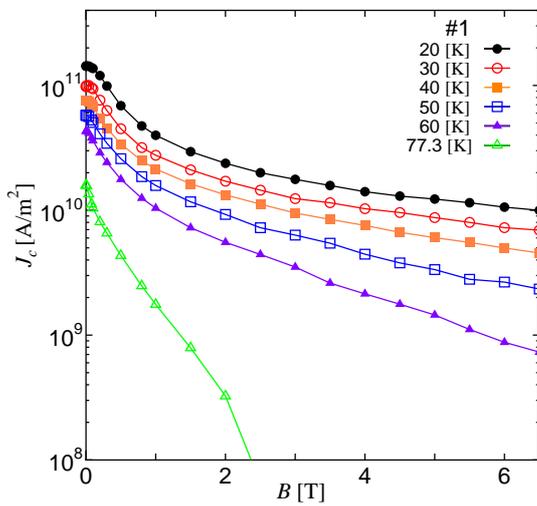


図 3.1 #1 の  $J_c - B$  特性

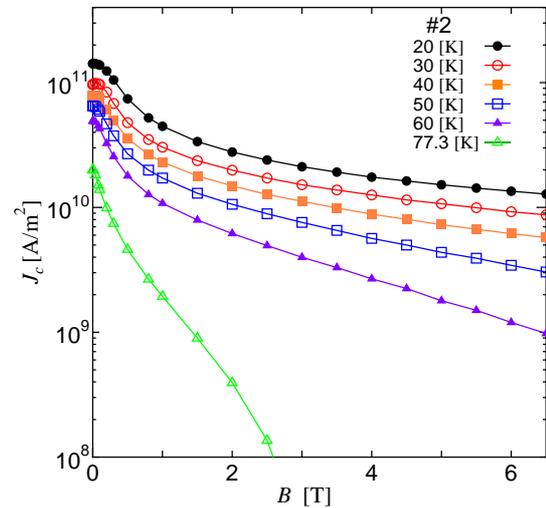


図 3.2 #2 の  $J_c - B$  特性

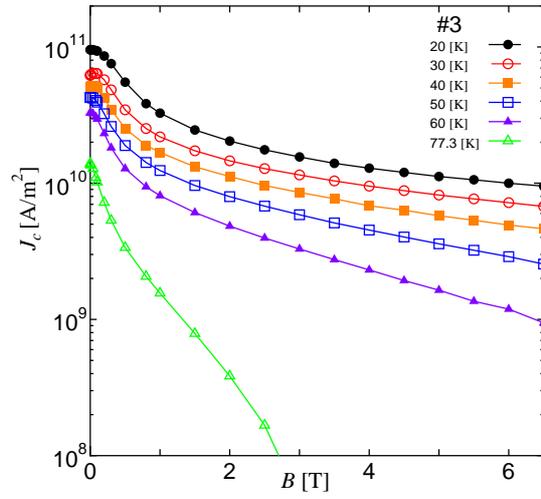


図 3.3 #3 の  $J_c - B$  特性

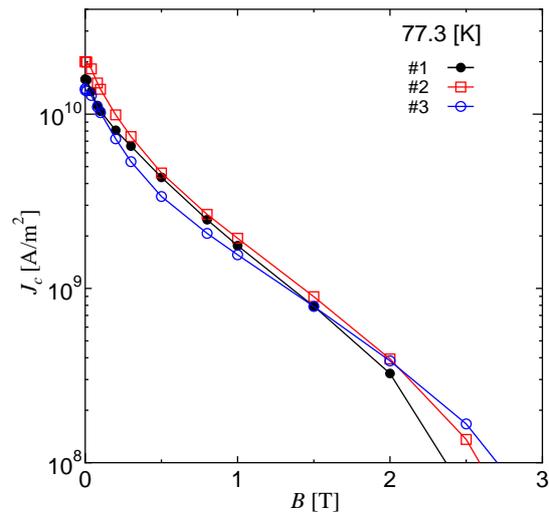


図 3.4 各試料の 77.3 K における高磁界領域での  $J_c - B$  特性

図 3.1 - 図 3.3 より、低磁界領域では超伝導層厚の厚い試料ほど  $J_c$  が高い。また  $J_c$  の磁界依存性は各試料間で同じ傾向となっている。図 3.4 より、低磁界領域においては超伝導層が厚い試料ほど  $J_c$  が高く、高磁界領域においては超伝導層が厚い試料ほど  $J_c$  が高くなっている。このような実験結果となったのは、以下のような理由であると考えられる。低磁界領域では薄膜製作過程で超伝導層厚が増加するにしたがって超伝導組織が劣化することが原因となり、厚い試料の  $J_c$  の方が高い値となった。高磁界領域では磁束クリープの影響によって超伝導層が薄い試料の  $J_c$  が減少するが、厚い試料は磁束クリープの影響が小さいため厚い試料の  $J_c$  が高い値となった。

### 3.2 ピン力密度の磁界依存性

図 3.5 に 77.3 K における各試料を比較したピン力密度の磁界依存性について示す。ピン力密度については次の (3.1) 式で表される。

$$F_p = J_c B \quad (3.1)$$

図 3.5 を見ると低磁界領域では膜厚によるピン力の違いは見られない。一方、高磁界磁界では膜厚の厚い試料の方がピン力の磁界依存性が良い。つまり、膜厚が厚いほうが高磁界でピン力が有効に働くため、高磁界での  $J_c$  値向上に有利であると考えられる。

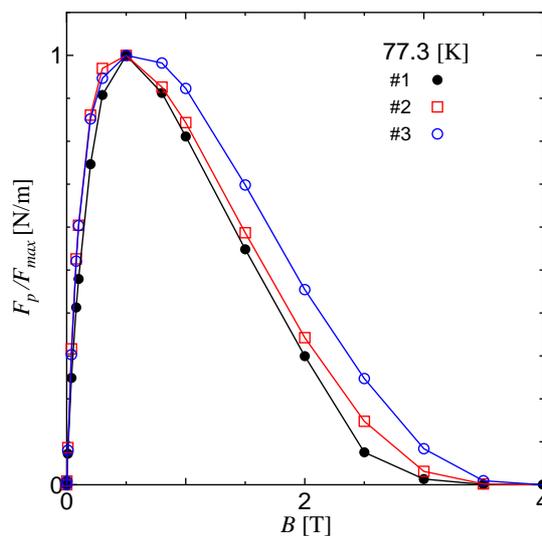


図 3.5 77.3 K における各試料のピン力密度の磁界依存性

### 3.3 $E - J$ 特性

図 3.6 - 図 3.11 に 20 K と 30 K での #1 - #3 における磁化緩和測定により得られた  $E - J$  特性の測定結果について示す。

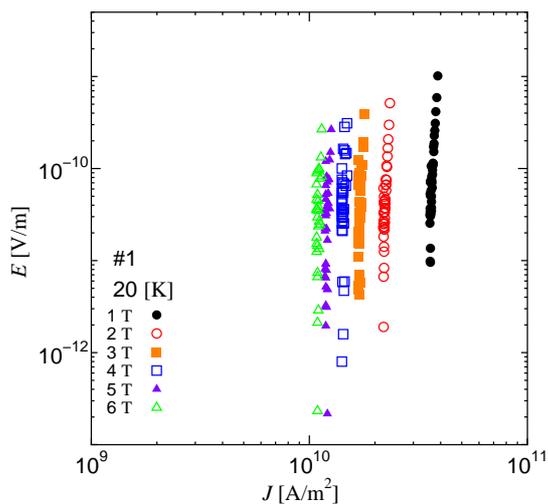


図 3.6 20 K での #1 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

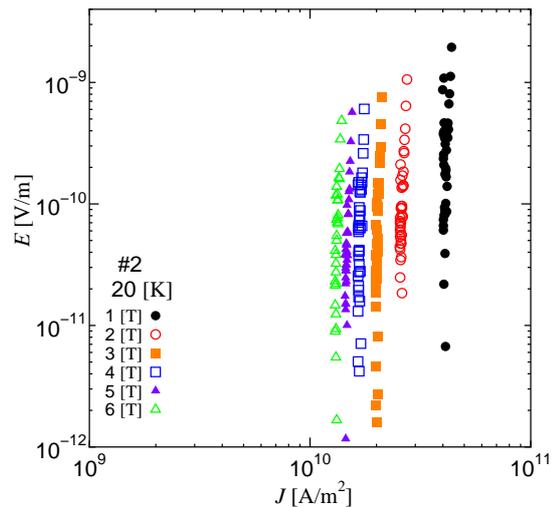


図 3.7 20 K での #2 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

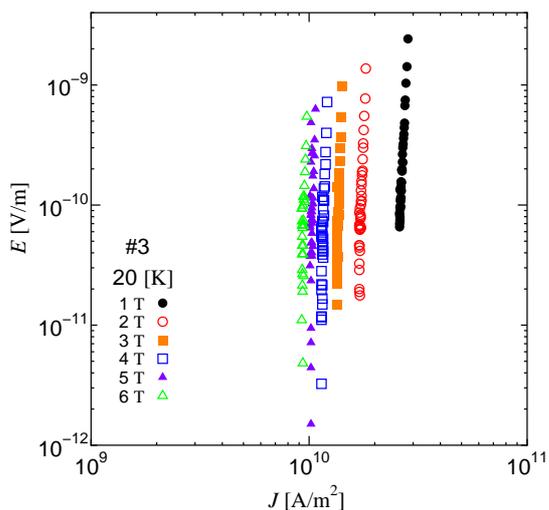


図 3.8 20 K での #3 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

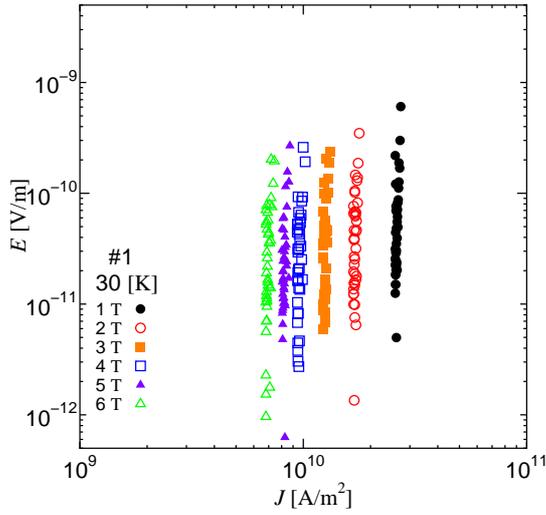


図 3.9 20 K での #1 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

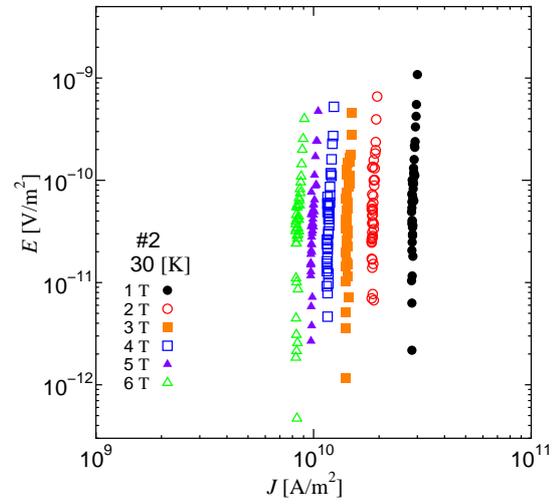


図 3.10 30 K での #2 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

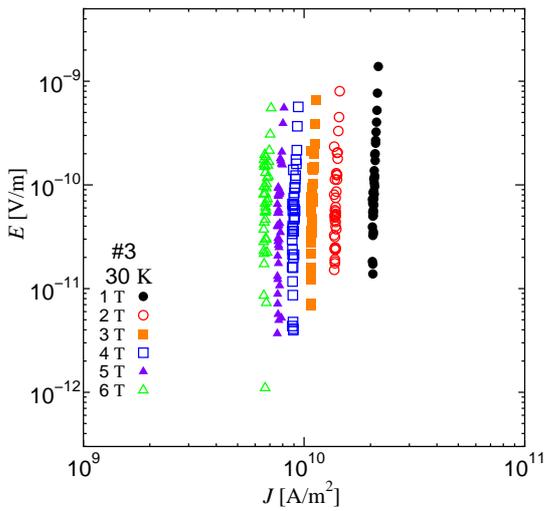


図 3.11 30 K での #3 における磁化緩和測定から得られた  $E - J$  特性

### 3.4 緩和特性

各試料について、磁化緩和特性の磁界依存性に関する調査を行い。その結果から見かけのピンポテンシャル  $U_0^*$  を求めた。詳しい実験結果、求めた  $U_0^*$  については以下の節で詳しく述べる。

### 3.4.1 磁化緩和特性の磁界依存性

図 3.12 – 図 3.14 に 20 K における試料 #1、#2、#3 の磁化緩和特性を、図 3.15 – 図 3.17 に 30 K における試料 #1、#2、#3 の磁化緩和特性をそれぞれ示す。

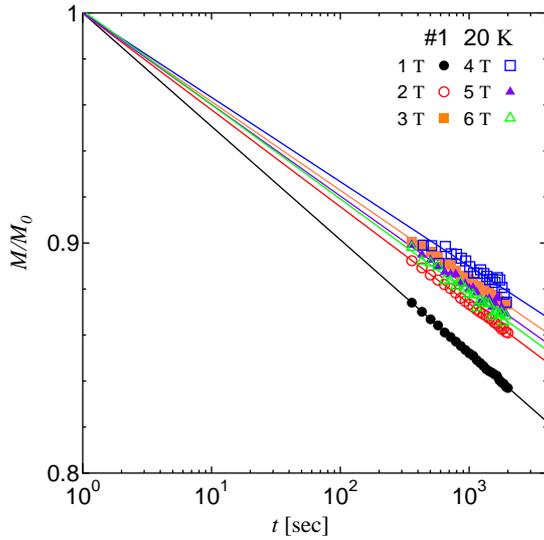


図 3.12 20 K での #1 の磁化緩和特性

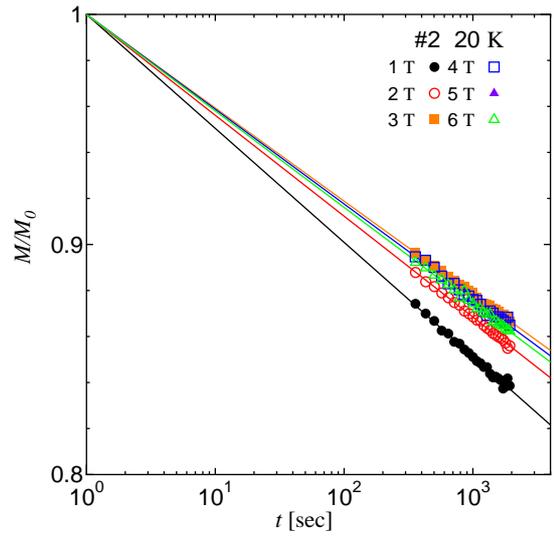


図 3.13 20 K での #2 の磁化緩和特性

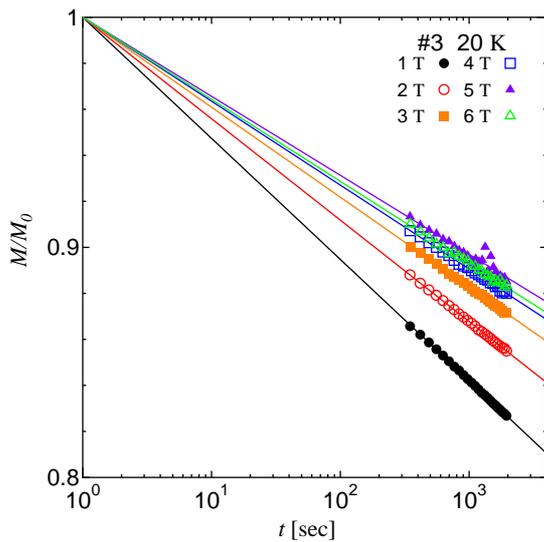


図 3.14 20 K での #3 の磁化緩和特性

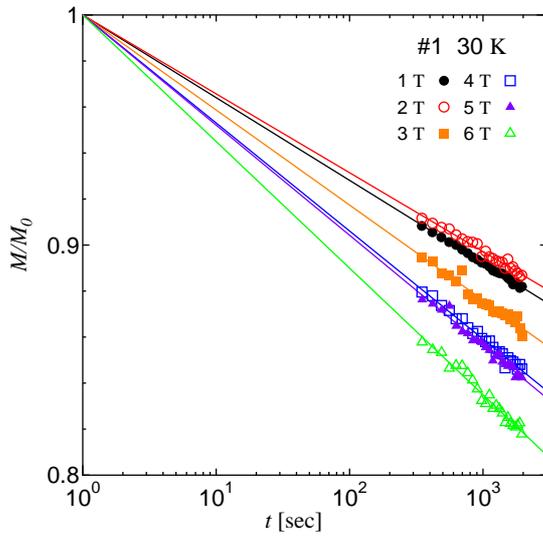


図 3.15 30 K での #1 の磁化緩和特性

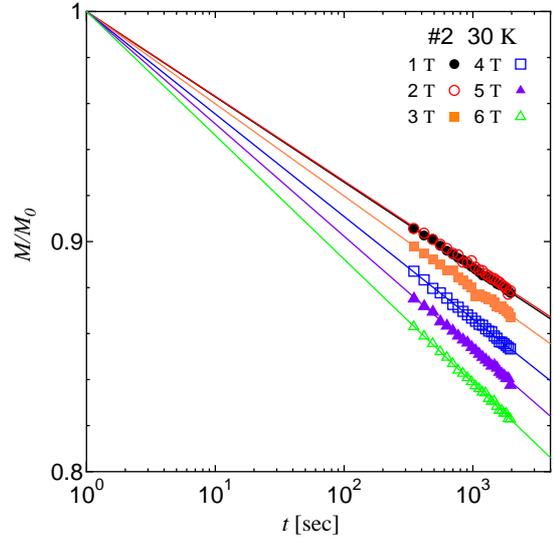


図 3.16 30 K での #2 の磁化緩和特性

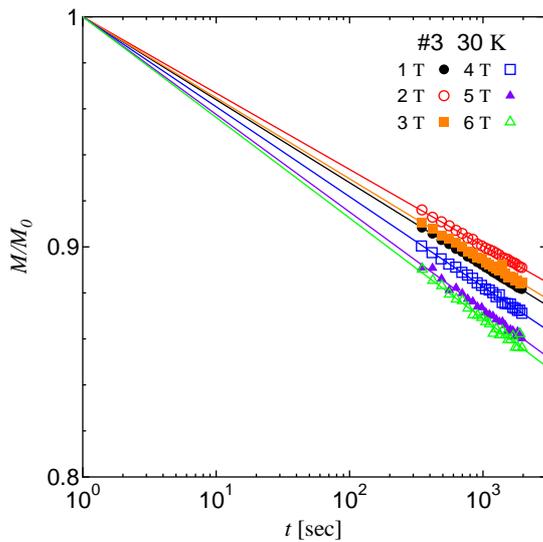


図 3.17 30 K での #3 の磁化緩和特性

ここで  $M_0$  は  $t = 300 - 2000$  s の領域から  $t = 1$  s に外挿したときの磁化  $M$  の値である。図より 30 K ではいずれの試料も 20 K と比較して、大きく緩和している。30 K において #1 の緩和が #2、#3 と比較して大きい。超伝導層の薄い #1 では磁束クリープの影響が大きく、試料 #2、#3 では #1 と比較して影響が小さいためこのような緩和特性となっていると考えられる。

### 3.4.2 見かけのピンポテンシャルの磁界依存性

図 4.10 – 図 4.12 に磁化緩和測定より求めた、20 K、30 K での試料 #1、#2、#3 の  $U_0^*$  の磁界依存性を示す。20 K において  $U_0^*$  の値は高磁界になると減少している。30 K では 2 T 付近から磁界が増加するにしたがって  $U_0^*$  の値が単調に減少している。これは温度が高くなるにつれ磁束クリープの影響が大きくなったのが原因だと考えられる。

20 K において低磁界領域での超伝導層が薄い試料ほど  $U_0^*$  が高いが、高磁界領域では薄い試料 #1 の  $U_0^*$  が大きく減少している。対して、超伝導層が厚い試料は高磁界領域でもあまり  $U_0^*$  の値が減少していない。このような特性になるのは、以下の理由が考えられる。低磁界領域では  $J_c$  の寄与が  $U_0^*$  に大きく影響しており、 $J_c$  が高い値となる薄い試料の  $U_0^*$  が大きくなった。一方、高磁界領域ではピンニング層間距離が大きくなるため、薄い試料では 2 次元ピンニングとなっており、磁束クリープの影響を受けやすく、 $U_0^*$  の値が小さくなった。30 K では 1 T 以下の低磁界領域では厚さの薄い試料の方が  $U_0^*$  の値が高くなり、1 T 以上の磁界領域では  $U_0^*$  の値は厚い試料のほうが高くなる傾向が見られた。2 T 以上の磁界領域では厚さによる磁界依存性の違いが見られず、いずれの試料も  $U_0^*$  の値が大きく減少している。

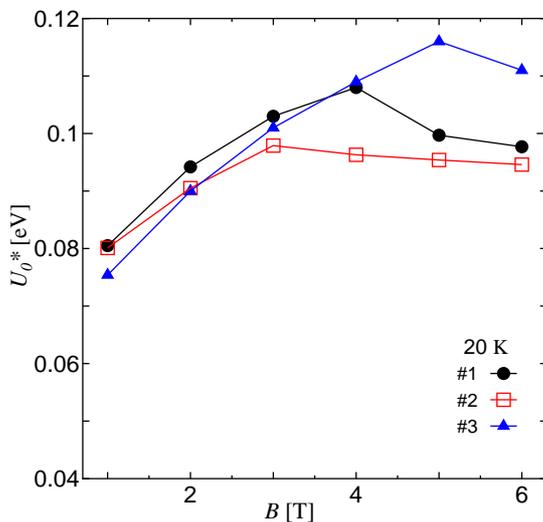


図 3.18 20 K における各試料の  $U_0^*$  の磁界依存性

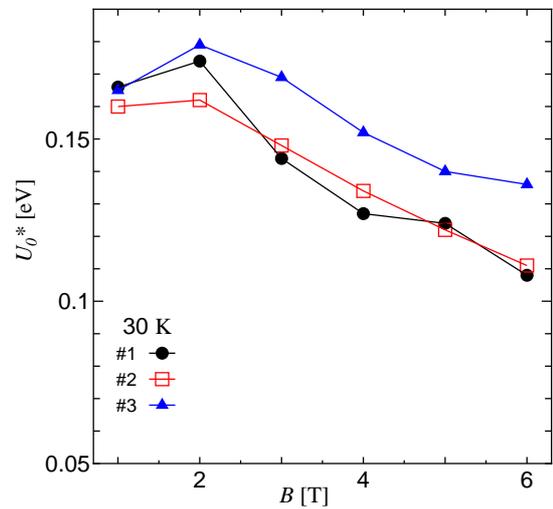


図 3.19 30 K における各試料の  $U_0^*$  の磁界依存性

## 第 4 章

# 解析及び考察

### 4.1 磁束クリープ・フローモデルによる解析

図 4.1–図 4.6 に磁化緩和測定により得られた  $E$ - $J$  特性の実験値と理論値の比較及び、図 4.7–図 4.9 直流磁化法によって得られた  $J_c$ - $B$  特性の実験値と理論値の比較を示す。磁束クリープ・フローモデルによる解析では、ピン力の最頻値を示す  $A_m$ 、ピン力の分布を示す  $\sigma^2$ 、磁界依存性を示す  $\gamma$ 、温度依存性を示す  $m$ 、磁束バンドルサイズを示す  $g^2$ 、これらの 5 つのパラメータをピンニングパラメータとして理論値を求め、これを測定結果とフィッティングさせることでパラメータを決定した。両方の測定結果において図に示すような一致が得られ、理論値を用いて実験結果をよく説明できていることが分かる。

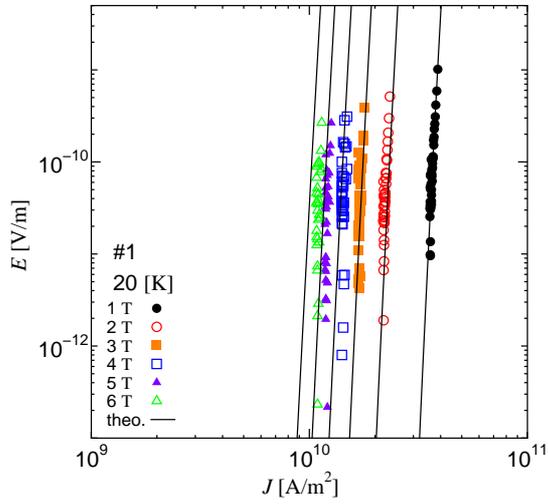


図 4.1 20 K での #1 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

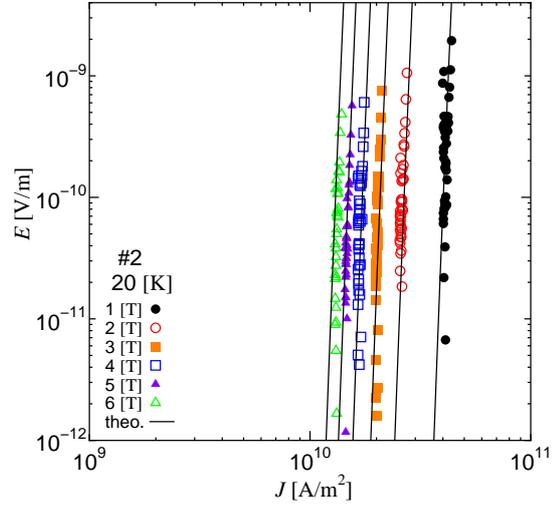


図 4.2 20 K での #2 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

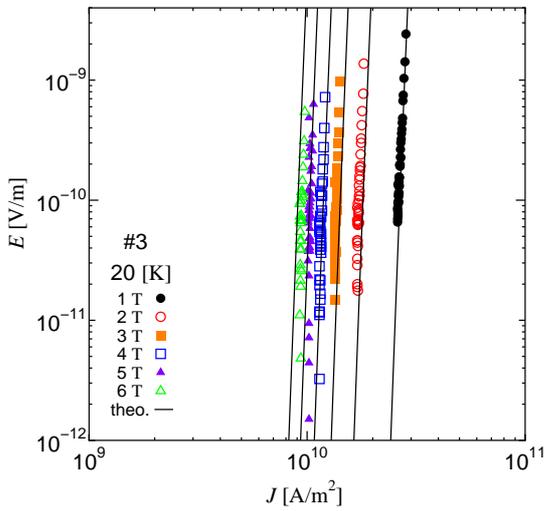


図 4.3 20 K での #3 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

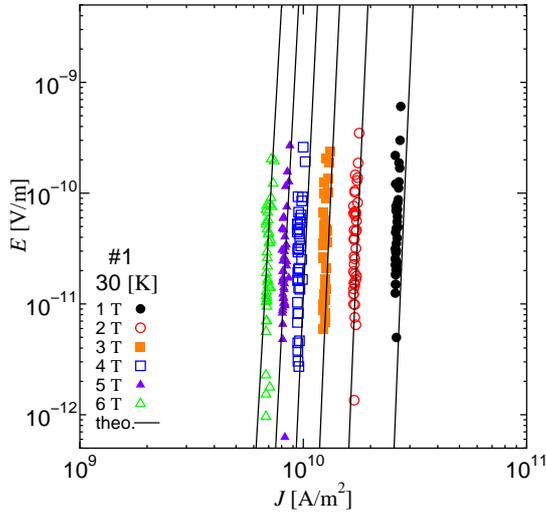


図 4.4 20 K での #1 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

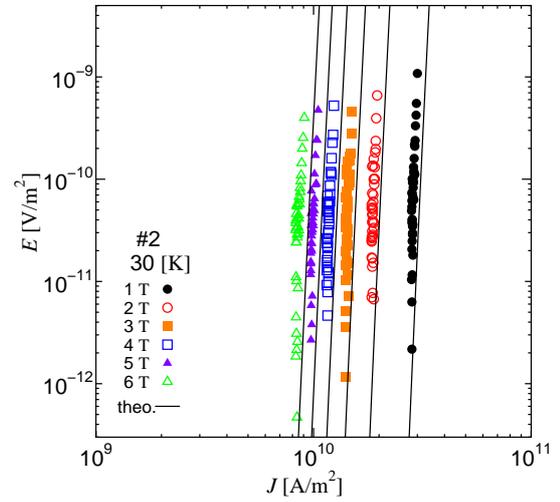


図 4.5 30 K での #2 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

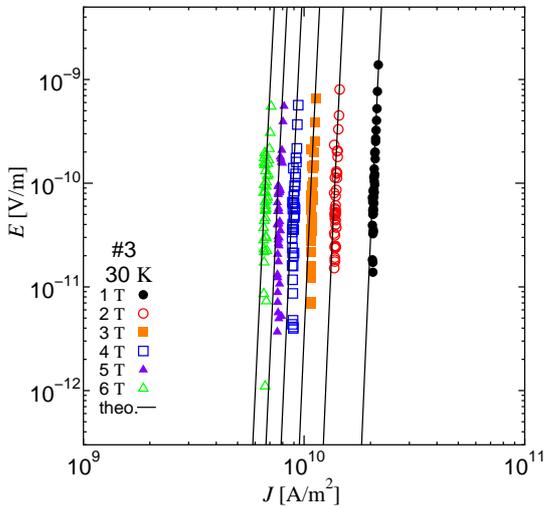


図 4.6 30 K での #3 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

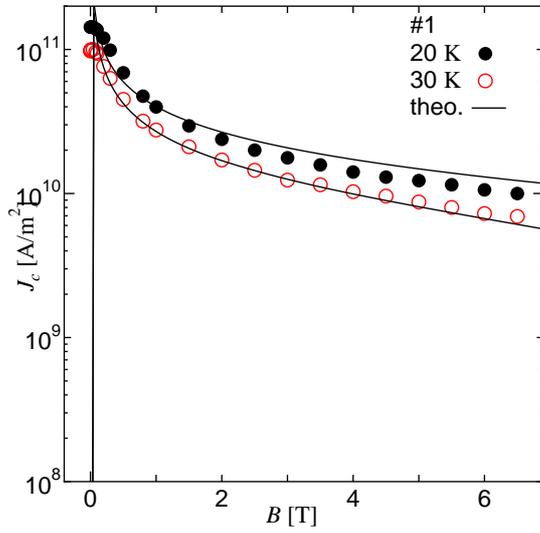


図 4.7 #1 における  $J_c - B$  特性実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

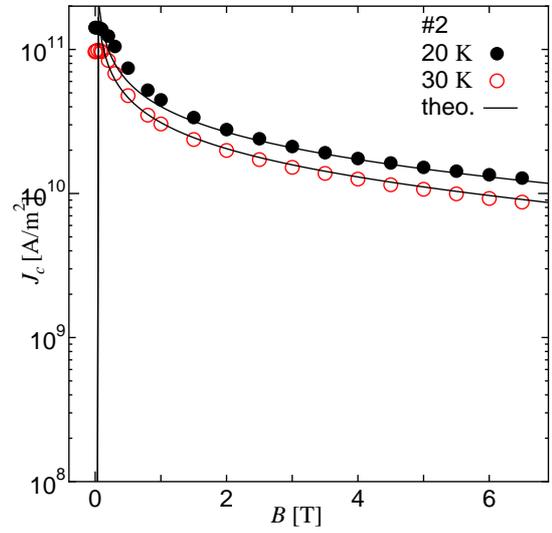


図 4.8 #2 における  $J_c - B$  特性実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

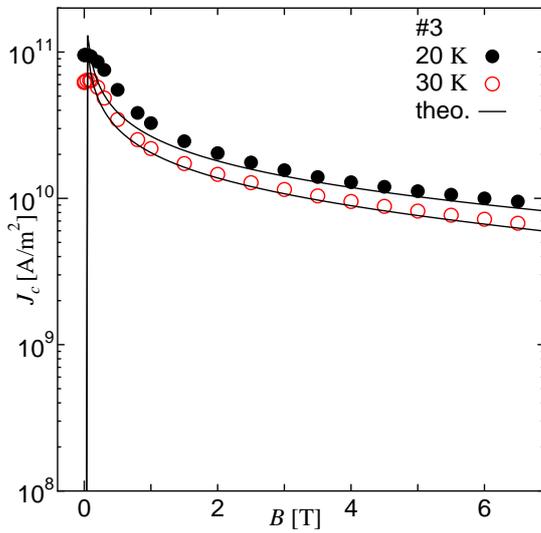


図 4.9 30 K での #3 における  $E - J$  特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値でラインが理論値を示す。

## 4.2 ピンニングパラメータ

磁束クリーブ・フローモデルの解析によって 4.1 節にあるように実験結果をよく説明できることを示したが、この節では得られたピンニングパラメータについて考察を行う。解析により得られたピンニングパラメータを表 4.1 に示す。

表 4.1 解析に用いた低温領域におけるピンニング・パラメータ

試料	$A_m$	$\sigma^2$	$\gamma$	$m$	$g^2$
#1	$1.60 \times 10^{11}$	$4.4 \times 10^{-3}$	0.40	1.5	1.0
#2	$1.80 \times 10^{11}$	$4.7 \times 10^{-3}$	0.47	1.5	1.0
#3	$1.15 \times 10^{11}$	$4.4 \times 10^{-3}$	0.50	1.5	1.0

### 4.2.1 $U_0^*$ の実験値と理論値の比較

- $U_0^*$  の磁界依存性

4.1.1 節で示した  $E$ - $J$  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。図 4.10-図 4.11 に 20K の、図 4.12-図 4.13 に 40K の  $U_0^*$  の実験値と理論値を示す。

20 K では低磁界領域で薄い試料  $U_0^*$  が高く、高磁界領域では薄い試料の  $U_0^*$  が小さくなっている傾向がある。図 4.11 に示した 20 K での理論値は 80 meV 程度と図 4.10 に示した実験値をほぼ定量的に示していると考えられる。

一方、40 K について示した図 4.12-図 4.13 を見てみる。試料が薄い #1 を見ると磁界が増加するにしたがって  $U_0^*$  の減少が大きいことが分かる。

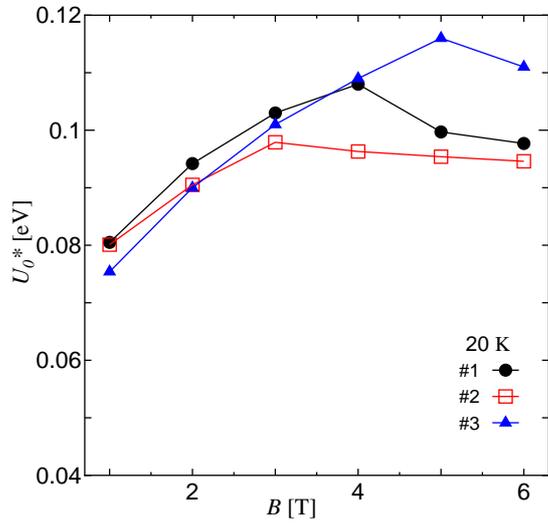


図 4.10 20 K における各試料の  $U_0^*$  の実験値

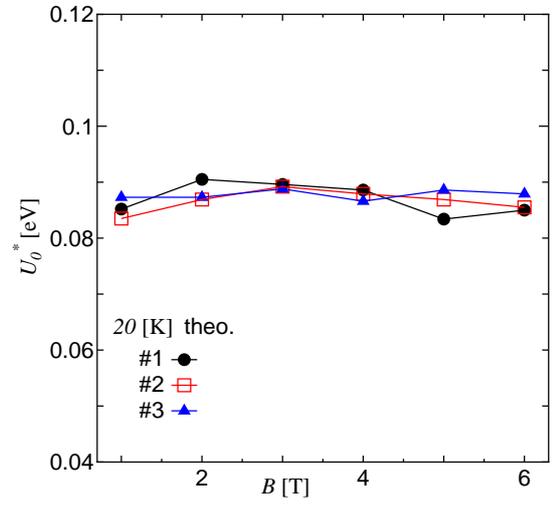


図 4.11 20 K における各試料の  $U_0^*$  の理論値

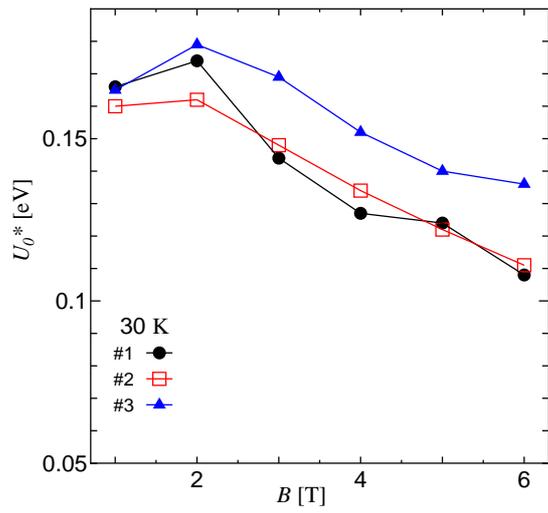


図 4.12 30 K における各試料の  $U_0^*$  の実験値

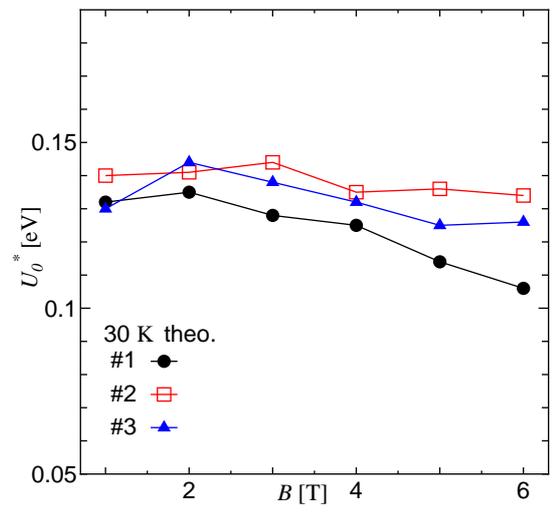


図 4.13 30 K における各試料の  $U_0^*$  の理論値

## 4.2.2 ピンニング相関距離

ここで、ピンニングパラメータより求めた、ピンニング相関距離  $L$  の 20 K、30 K での磁界依存性を図 4.14-図 4.15 に示す。

図 4.14-図 4.15 について見てみると各試料は高磁界領域になってもピンニング相関距離が超伝導層よりも小さくなっており、3次元ピンニングであると考えられる。しかし、40 K での  $U_0^*$  の値を見てみると、実験値・理論値共に全ての試料で  $U_0^*$  が減少しており、ピンニングの次元性だけでは十分説明できない。

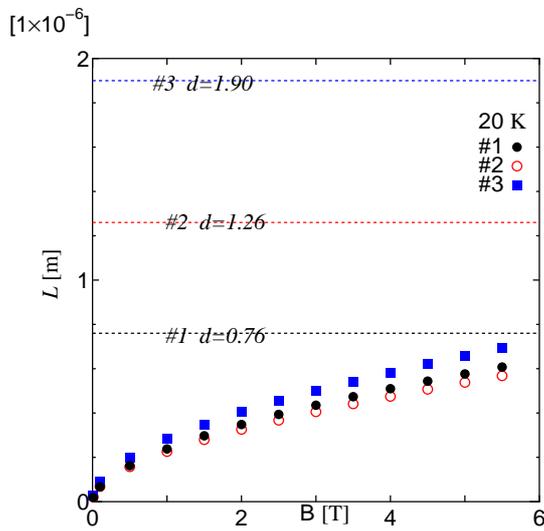


図 4.14 20 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性

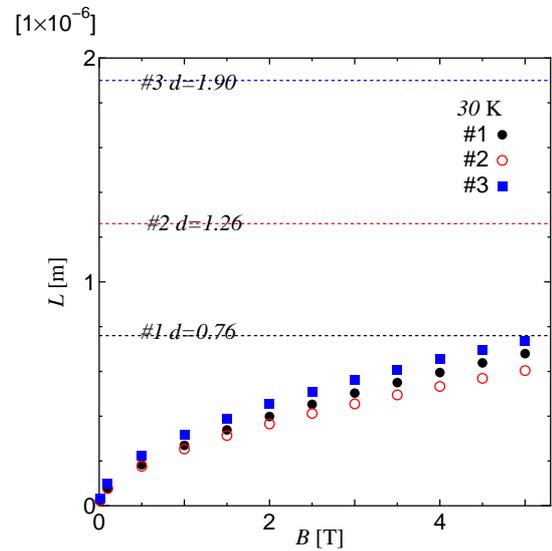


図 4.15 30 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性

### 4.2.3 解析に用いたピンニング・パラメータ

ピンの力の大きさを表す  $A_m$  の値は超伝導層の厚さに依存せずに低磁界における臨界電流密度の値の関係と  $A_m$  の大小が一致していることが分かる。ピン力の分布を表す  $\sigma^2$  は超伝導層の厚い試料ほど大きい値をとる傾向があり、超伝導層の劣化が原因であると考えられる。磁界依存性  $\gamma$ 、温度依存性  $m$  は各試料間でほぼ同一の値になった。ピン力の強い超伝導層の試料ほど臨界電流密度が高いという実験結果が分かる。しかし、3次元ピンニング状態であると考えられる超伝導層の厚い試料においても高温・高磁界領域では  $U_0^*$  が減少していることが分かった。これは  $\sigma^2$  が超伝導層の厚い試料ほど大きく、高温・高磁界で  $J_c$  の値が小さくなったことが原因であると考えられる。

## 第5章

# まとめ

本研究では、TFA-MOD法で作製されたYGdBCOコート線材の超伝導層厚が臨界電流特性、特に緩和特性について与える影響についてSQUID磁力計を用いて測定・調査を行った。さらに得られた実験結果について、クリープ・フローモデルを用いて解析を行い実験結果と解析結果の比較を行った。その結果以下のようなことが分かった。

- 低磁界領域における $J_c$ の値は薄い試料ほど高い結果となった。これは $A_m$ の値が薄い試料ほど高いことから理解できる。低磁界領域では $J_c$ の磁界依存性に関して超伝導層厚の影響は見られず、同傾向の磁界依存性となっており、試料間の $J_c$ の違いは超伝導層の厚い試料において、厚膜化の過程で超伝導層の構造が劣化した事が原因だと考えられる。
- 高磁界領域における $J_c$ の値は、高磁界になるほど薄い試料での $J_c$ の劣化が大きく、結果的に厚い試料の $J_c$ が最も高い結果となった。また、パラメータにおいて温度依存性を示す $m$ の値と磁界依存性を示す $\gamma$ の値は超伝導層厚によらず、ほぼ一定の値となっていることがわかった。これより、高磁界領域における $J_c$ は超伝導層厚に依存し、磁束ピンニング機構の違いによる影響が大きいと考えられる。したがって、高温・高磁界領域の場合は超伝導層厚の厚い線材が有利になると考えられる。
- 20Kの $U_0^*$ の磁界依存性について、低磁界領域では薄い試料の $U_0^*$ が $J_c$ の寄与から大きな値となっており、超伝導層厚の薄い順で $U_0^*$ が高い結果となった。高磁界領域では各試料はクリープの影響をあまり受けずに $U_0^*$ の減少が小さく、さらに高磁界で減少が顕著になってくるものと思われる。

40K の  $U_0^*$  の磁界依存性について、2T 以上の磁界領域で全試料とも  $U_0^*$  が単調に減少しており、磁界依存性に関して厚さの影響は見られない。このことに関して、ピンニングの次元性から説明はできない。

- これらの結果から、高温・高磁界領域では磁束クリープに対して有利である超伝導層厚の厚い線材の利用が有利であり、低温・低磁界領域では  $J_c$  の高い薄い試料の利用が有利であると言える。また、高温・高磁界領域でより磁束クリープの影響を小さくすることが重要であり、超伝導層の厚膜化を  $A_m$  の減少、 $\sigma^2$  の増加を伴わず実現できればさらなる特性向上が見込まれる。

# 謝辞

本研究を行なうにあたり、多大なご指導と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、木内勝准教授には実験や論文作成にあたって様々な御協力を頂き深く感謝いたします。試料を提供してくださった ISTECSRL 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・小田部・木内研究室の皆様には感謝いたします。

## 参考文献

- [1] 松下照男編：超伝導応用の基礎 (米田出版) p.1
- [2] K. Yamafuji, T. Fujiyoshi, K. Toko, T. Matsushita, Physica C 159 (1989) 743.
- [3] 大和秀好：超伝導体のピンニング特性に及ぼす次元性の影響に関する研究 [九州工業大学修士論文 平成 10 年] p.9
- [4] 和泉輝郎：応用物理 Vol.79 No1 2010 姿を現した長尺イットリウム系高温超伝導線材とその応用
- [5] D.O. Welch, IEEE Trans. Magn. 27 (1991) 1133.