

CVD 法による YBCO 線材の磁化緩和特性に 超伝導層厚が与える影響

松下研究室
高橋 祐治

平成 21 年 2 月 24 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	高温超電導体	1
1.2.1	銅酸化物超伝導体	1
1.3	磁束クリープフローモデル	2
1.3.1	磁束ピンニング	2
1.3.2	磁束クリープ	3
1.3.3	磁束フローによる電界	6
1.3.4	ピン・ポテンシャル	7
1.3.5	磁束クリープ・フローモデル	10
1.3.6	見かけのピンポテンシャル	10
1.4	不可逆磁界	11
1.5	本研究の目的	13
第 2 章	実験	14
2.1	試料	14
2.1.1	YBCO-coated 線材	14
2.1.2	IBAD 法による二軸配向基板	15
2.1.3	PLD 法による薄膜作製	15
2.1.4	CVD 法による薄膜作製	16
2.2	測定方法	16
2.2.1	SQUID 磁力計による直流磁化測定	16
2.2.2	SQUID 磁力計による磁化緩和測定	18
第 3 章	実験結果	20
3.1	$J_c - B$ 特性	20
3.2	磁化緩和特性	22
3.2.1	磁化緩和特性の磁界依存性	22
3.2.2	見かけのピンポテンシャルの磁界依存性	23

3.2.3	磁化緩和特性の温度依存性	24
3.2.4	見かけのピンポテンシャルの温度依存性	26
第 4 章	解析及び考察	27
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	U_0^* の実験値と理論値の比較	29
4.1.3	ピンニング相関距離	31
4.1.4	解析に用いたピンニング・パラメータ	33
第 5 章	まとめ	34
参考文献		37

表目次

2.1	試料の諸元	15
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	27

目次

1.1	磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係	3
1.2	磁束フローのエネルギー状態の概念図	6
1.3	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	7
1.4	磁束バンドルの形状	8
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、YBCO-coated 線材の構造	14
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	17
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。	18
2.4	測定時の c 軸方向の磁束の分布。	19
3.1	# 1 の $J_c - B$ 特性	20
3.2	# 3 の $J_c - B$ 特性	20
3.3	# 5 の $J_c - B$ 特性	21
3.4	60 K, 低磁界領域での各試料の $J_c - B$ 特性	21
3.5	60 K, 高磁界領域での各試料の $J_c - B$ 特性	21
3.6	20 K における # 1 の磁化緩和特性	22
3.7	20 K における # 3 の磁化緩和特性	22
3.8	20 K における # 5 の磁化緩和特性	23
3.9	40 K における # 1 の磁化緩和特性の磁界依存性	23
3.10	40 K における # 3 の磁化緩和特性の磁界依存性	23
3.11	40 K における # 5 の磁化緩和特性の磁界依存性	23
3.12	40 K における各試料の U_0^* の磁界依存性	24
3.13	20 K における各試料の U_0^* の磁界依存性	24
3.14	1 T における # 1 の磁化緩和特性の温度依存性	25
3.15	1 T における # 3 の磁化緩和特性の温度依存性	25

3.16	1 T における # 5 の磁化緩和特性の温度依存性	25
3.17	1 T での各試料の U_0^* の温度依存性	26
4.1	# 1 の 20 K での E - J 特性の理論値	28
4.2	# 3 の 20 K での E - J 特性の理論値	28
4.3	# 5 の 20 K での E - J 特性の理論値	28
4.4	# 1 の 40 K での E - J 特性の理論値	28
4.5	# 3 の 40 K での E - J 特性の理論値	29
4.6	# 5 の 40 K での E - J 特性の理論値	29
4.7	20K における U_0^* の実験値	30
4.8	20K における U_0^* の理論値	30
4.9	40K における U_0^* の実験値	30
4.10	40K における U_0^* の理論値	30
4.11	1 T での各試料の U_0^* の温度依存性の実験値	31
4.12	1 T での各試料の U_0^* の温度依存性の理論値	31
4.13	20 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性	32
4.14	40 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性	32
4.15	1 T における各試料のピンニング相関距離の温度依存性	32

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。このようにある温度領域（通常は低温）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。その後、様々な超伝導体が発見される中、超伝導現象発現のメカニズムに関する研究も進められてきたが、長い間その発現機構は不透明なままであった。1957年に Bardeen、Cooper、Schrieffer により超伝導発現機構が説明された（BCS 理論）。BCS 理論では超伝導体が発現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。ところが、Johannes G. Bednorz と Karl Alex Müller により、酸化物系物質 (La-Ba-Cu-O) で 30 K 級超伝導が発現する可能性が示された。

そして、液体窒素の沸点 (77 K) を大きく超えた臨界温度を持つ 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。

1.2 高温超伝導体

高温超伝導体とは、定義では 25K 以上の臨界温度 T_c を持つ超伝導体のことを指し、銅酸化物超伝導体、 MgB_2 、フラーレン超伝導体の一部や鉄ヒ素系超伝導がこれに属する。ここでは特に、銅酸化物高温超伝導体についての説明を行う。

1.2.1 銅酸化物超伝導体

銅酸化物超伝導体とは CuO_2 面を持つ超伝導体群のことである。高い臨界温度を持つものが多く、次世代高温超伝導材料として応用が期待されている。

銅酸化物超伝導体の多くは、液体窒素沸点を超える超伝導体は臨界温度を持つことから、高価な液体ヘリウムを冷却に使用せず、また冷却装置もより低コストで実現可能であるため、応用が期待されている超伝導体である。

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大きな異方性が挙げられる。これは CuO_2 面方向では電気伝導が容易であるが、 CuO_2 面に垂直な方向には、半導体的または絶縁体的な中間層の存在により、電気伝導性が劣ることが原因である。

銅酸化物超伝導体は、その高い T_c から高温での応用が期待されている。しかし、先に述べたように銅酸化物超伝導体は異方性が大きく、高温で磁束クリープ（磁束クリープについては 1.3.2 節で詳しく述べる。）の影響を受けやすい。

銅酸化物超伝導体の中でも、特に現在応用が期待されている高温超伝導体線材の代表的なものとして挙げられるのが、Bi 系超伝導線材と、Y 系超伝導線材である。

Bi 系超伝導線材は、 c 軸方向に比べ a - b 軸方向の結晶成長が著しく、平板状の結晶形状をしており、機械的な圧延の繰り返しによって、銅酸素面がそろった線材が作製できる。そのため、km オーダーの線材を作ることが容易である。

一方、Y 系超伝導線材は Bi 系超伝導体と異なり、機械的な方法での線材作製はできない。そのため、Y 系超伝導体では、配向基板上に蒸着させる事で作製した薄膜線材の研究が精力的に行われている。蒸着法での線材作製は長尺化も容易ではない上、作製コスト面での課題もある。しかし、Bi 系超伝導体に比べて高温高磁界における臨界電流特性に優れているため、次世代線材として期待されている。

1.3 磁束クリープフローモデル

1.3.1 磁束ピンニング

直流電気抵抗無しに超伝導状態で流すことの出来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 は超伝導体の特性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である。

磁界中において超伝導線材に電流を流すと、内部の磁束線に Lorentz 力が働く。もし磁束線がこの力によって動けば、誘導起電力が生じ電気抵抗が発生する。したがって誘導起電力を生じさせないためには磁束線の運動を止める必要がある。この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。こうした欠陥などをピンニング・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とめることで、損失なしに超伝導電流を流すことが出来る。単位体積当たりのピンニング・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臨界電流密度 J_c のとき、磁束線には単位体積当たり $J_c B$ の Lorentz 力が働いていて、これがピン力密度とつりあっていることから

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

の関係があることが分かる。 F_p は超伝導体に固有な特性ではなく、もっと巨視的な構造によって決まる後天的な特性であり、ピンニング・センターの導入によって F_p を強くすることでより大き

な臨界電流密度を得ることが出来る。

1.3.2 磁束クリープ

磁束クリープとは、ピンニングをもたらす欠陥に捕まった磁束線が熱振動によってある確率でピン・ポテンシャルからはずれてしまう磁束線の運動のことである。この現象の影響が顕著に現れるのが、超伝導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部環境が変わらなければ減衰しないと考えられるが、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減衰する。即ち、外部環境が一定で遮蔽電流が時間とともに減衰しており、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。また、高温になると熱活性化運動がより盛んになるため、ピンニング電流の減衰が著しくなり、場合によっては臨界電流密度がゼロになってしまうようなことが起こる。これは特に高温超伝導体で顕著で、臨界電流密度がゼロとなる不可逆磁界については 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。

いま、電流が流れている状態での一つの磁束バンドルを考える。その磁束バンドルを Lorentz 力の方向に仮想的に変異させていった場合のエネルギー変位は図 1.1 のようになると考えられる。ただし、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。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状態である。磁束バンドルがピン止めされた状態から外れるためには、点 B のエネルギー・バリアを越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くことがないため、この図の状態では安定である。

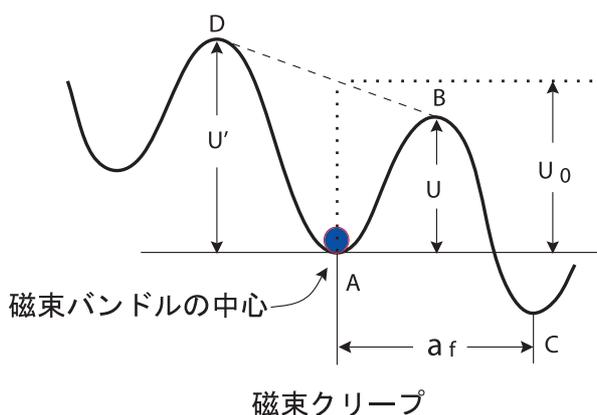


図 1.1 磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係

熱エネルギー $k_B T$ ($k_B T$ 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 $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。また、この U を活性化エネルギーという。磁束バンドルが磁束線格子間隔 a_f だけ変位すると、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を起こし一度に飛ぶ距離は a_f 程度の量であると考えられる。

従って磁束バンドルのエネルギーはほぼ磁束線格子間隔 a_f の周期で周期的になっていると予想される。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飛ぶ距離は磁束線格子間隔 a_f 程度であるとしてよいと考えられる。従って、磁束バンドルの熱振動周波数を ν_0 とすると Lorentz 力方向の平均の磁束線の移動速度 v_+ は

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

となる。ただし、クリープの際の磁束バンドルの振動周波数 ν_0 は

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

与えられる¹⁾。ここで ζ 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、 ρ_f はフロー比抵抗であり、 J_{c0} は磁束クリープがない場合の仮想的な臨界電流密度である。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

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

となる。ただし、 U' は Lorentz 力と逆方向の運動に対する場合の活性化エネルギーである。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。

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、すなわち遮蔽電流の減衰が起こる。つまり、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、遮蔽電流が時間とともに減少し、磁化の緩和が起こる。さらに磁束クリープが激しくなると、遮蔽電流がなくなる、つまり真の平衡状態への緩和までこの現象が続く。

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。一般的には、磁束バンドル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で近似的に与えられる。このポテンシャルを

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

のように正弦的なものと仮定する。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、 $f = JB V$ はローレンツ力の傾きを表していて、 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 $x = -x_0$ とし、 $x = x_0$ 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 1.1 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、また $k = a_f/2\pi$ と置いた。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

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

の関係が得られる。 j は規格化電流密度である。また、 J_{c0} はクリーブ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

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

と表現できる。 A , m , γ , δ 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

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

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

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

のように求まる。

1.3.3 磁束フローによる電界

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。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。

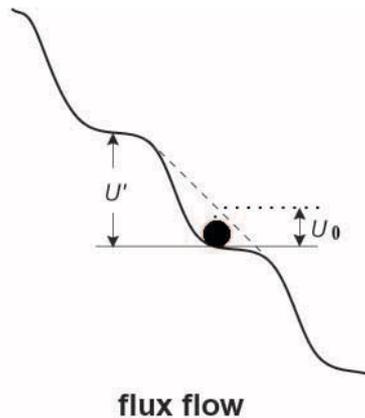


図 1.2 磁束フローのエネルギー状態の概念図

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 $J \times B$ で与えられる。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 $\delta = v/|v|$ 、 F_p をピン力の強さとする、静的釣り合いが取れる場合、つまり仮想的な静的状態での釣り合いの式は

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

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

一方、 $J > J_{c0}$ となると磁束フローを起こすために粘性力が働き、それを考慮した釣り合いの式は

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

となる。ここで ϕ_0 は量子化磁束であり、 η は粘性係数である。これに $J_{c0} = F_p/B$ 及び $E = B \times v$ 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。(1.15) 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

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

のように求まる。

1.3.4 ピン・ポテンシャル

ここでは磁束クリーブ現象において最も重要なパラメータであるピン・ポテンシャル U_0 を理論的に見積もる。ピン・ポテンシャルは磁束線の単位体積当たりの平均化したピン・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。

磁束線の単位体積当たりに平均化したピン・ポテンシャル \hat{U}_0 は Labusch パラメータ α_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。ここで α_L および d_i は磁束クリーブがないときの仮想的な臨界電流密度 J_{c0} と

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

の関係がある。こうした変位によるピン力密度およびピンニング・エネルギー密度の変化を図 1.3 に示す。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・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。

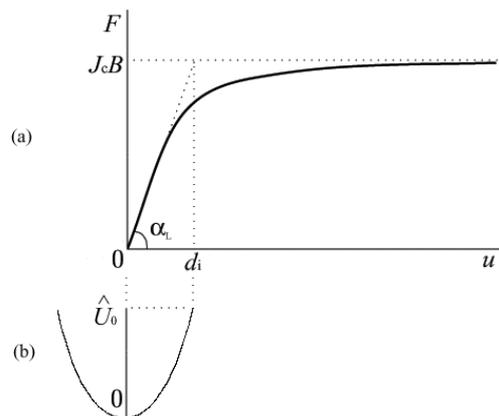


図 1.3 磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化

一方、磁束バンドルの形状は図 1.4 のように表される。1.4(a) のようにピンニング相関距離 L よりも超伝導体の厚さ d が小さい場合は、縦方向の磁束バンドルのサイズは d によって制限されて

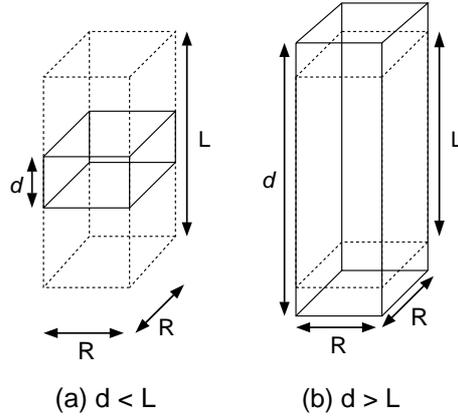


図 1.4 磁束バンドルの形状

しまう。ここで、超伝導体の厚さ d が L よりも大きいとき、縦方向の磁束バンドルサイズ 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弾性相関距離 l_{44} であるので

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

同様に磁束線の横方向の弾性相関距離 R は l_{66} となり、

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

ここで C_{44} と C_{66} は曲げおよび剪断の歪みに対する弾性定数で、 C_{44} は

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

で与えられる³⁾。一方、 C_{66} は磁束線の格子状態によって大きく変化し、完全な三角格子の場合には

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

で与えられ、格子が乱れるにつれて小さな値となり、融解した状態ではゼロとなる。したがって、 C_{66} は磁束線格子の状態によって変化し、 C_{66} の実際の値は 0 から C_{66}^0 の間の値を取り得るが、決定論的に決まらない。また、 ζ は相互作用距離 d_i を a_f を用いて

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

と表したときの定数である。

以上より、超伝導体の大きさが L 、 R より大きい場合の磁束バンドルの体積は

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

と表され、ピン・ポテンシャルは

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

と表せる。

超伝導体のピンが極端に弱い場合を除いて、横方向磁束バンドルサイズ R は磁束格子間隔 a_f 程度か、その数倍程度であることが予想される。ピンがとても強い場合には理論的には横方向磁束バンドルサイズ R は a_f 以下となるが、実際には量子化磁束 1 本より小さくなることはないため、横方向磁束バンドルサイズを

$$R = g a_f \quad (1.28)$$

のように表す。ここで、 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数である。したがって g^2 は (1.22) 式と (1.28) 式から

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

と表せる。また、完全な 3 次元的な三角格子の場合は

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

となり、 g^2 の最大値を与える。上に述べた理由から C_{66} と同様に g^2 も決定論的に求まらない。そこで、熱力学的な方法を用いて 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する。よって、(1.27) 式のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835 k_B g^2 J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.31)$$

となる²⁾。

ここで 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。この場合、(1.26) 式は

$$V = d R^2 \quad (1.32)$$

で与えられる。つまり、長さ方向の磁束バンドルの大きさが厚み d によって制限される。したがってこの場合の超伝導薄膜のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.33)$$

となる。本実験の解析ではピンの形状は点状ピンであるとし、1.3.2 節で述べたように ζ は 2π を用いるとする。

1.3.5 磁束クリーブ・フローモデル

ここまで述べたように、超伝導体には磁束クリーブおよび磁束フローにより電界が発生する。磁束クリーブにより生じる電界成分は

$$\begin{aligned} E_{\text{cr}} &= Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; & j < 1 \\ &= Ba_f \nu_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; & j \geq 1 \end{aligned} \quad (1.34)$$

である。一方、磁束フローによる電界成分は

$$\begin{aligned} E_{\text{ff}} &= 0; & j < 1 \\ &= \rho_f (J - J_{c0}); & j \geq 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

で与えられる。そして、全体の電界は

$$E = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2} \quad (1.36)$$

のように近似的に与えられるとする。これは $j < 1$ のときには $E = E_{\text{cr}}$ となり磁束クリーブのみの電界、 $j \gg 1$ のときには $E \simeq E_{\text{ff}}$ となりほぼ磁束フロー状態になることを示している。

また、(1.10) 式により U_0 の温度・磁界依存性が決定される。しかしながら、臨界温度 T_c やピンニングの強さは空間的に一様ではなく、分布していると考えられる。そこで、簡単に (1.10) 式中で磁束ピンニングの強さを表す A のみが

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.37)$$

のように分布すると仮定する。ここで、 K は規格化定数であり、 σ^2 は分布広がり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 の分布を考慮にいと全体の電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.38)$$

で与えられ、 E - J 特性を評価することができる。

1.3.6 見かけのピンポテンシャル

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ブにより外部環境が一定であっても、時間経過とともに変化する。実際に超伝導体試料の磁化を長時間にわたり観測すると、対数的に磁化が減少することが知られている。

ここで、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。

対称性により半分 ($0 \leq x \leq d$) のみを考慮すればよい。増磁の場合、クリーブ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

$$B = \mu_0(H_e - Jx) \quad (1.39)$$

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

$$E = \frac{\partial d \langle B \rangle}{\partial t} = -\frac{\mu_0 d^2}{2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1.40)$$

となる。これを (1.5) 式の左辺に代入し、 U および U' を J の関数として与えることによって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) 式の第 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・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

$$U = U_0^* \left(1 - \frac{J}{J_{c0}}\right) \quad (1.41)$$

と書ける。これにより電流密度の時間変化を記述する式は

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{2Ba_f\nu_0}{\mu_0 d^2} \exp\left[-\frac{U_0^*}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_{c0}}\right)\right] \quad (1.42)$$

となる。この方程式より、 $t = 0$ で $J = J_{c0}$ という初期条件の下で

$$\frac{J}{J_{c0}} = 1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \log\left(\frac{2Ba_f\nu_0 U_0^* t}{\mu_0 d^2 J_{c0} k_B T} + 1\right) \quad (1.43)$$

を得る。

十分な時間の後には上式の対数の中の 1 が無視できる。この対数減衰率

$$-\frac{d}{d(\log t)} \left(\frac{J}{J_{c0}}\right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.44)$$

から U_0^* を求めることができる。

1.4 不可逆磁界

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 種類に分類される。第 1 種超伝導体とは、外部磁界を強くしていくと、ある磁界の値を超えた時点で超伝導状態が壊れ、常伝導状態になる超伝導体のことである。この超伝導状態から常伝導状態へ移行する磁界を、臨界磁界という。第 1 種超伝導体の臨界磁界は小さく、応用には適さない。一方で第 2 種超伝導体では、ある

程度外部磁界が大きくなると、磁界の一部が超伝導体内に侵入し超伝導状態を保つ事ができる。しかし、第2種超伝導体においても、更に外部磁界を強くしていくと、やがて常伝導状態へと移行する。第2種超伝導状態において、磁界が超伝導体内に侵入しはじめる磁界を下部臨界磁界、超伝導状態が完全に壊れる磁界を上部臨界磁界という。

現在の実用化されている超伝導体及び酸化物超伝導体は全て、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、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 1.5 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。

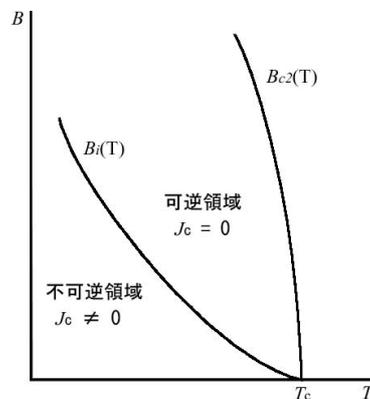


図 1.5 不可逆磁界 B_i と上部臨界磁界 B_{c2}

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た。ここで、2.2.2 節で示す電界基準値 E_c を用いて臨界電流密度 J_c を決定する場合、 J_c は

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[\exp \left(-\frac{U(J_c)}{k_B T} \right) \right] \quad (1.45)$$

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したときの仮想的な値 J_{c0} よりも小さい。そしてもっと高温になるなど、磁束クリープの影響がさらに大きくなると、まだ超伝導ではあっても J_c がゼロになる場合が起こる。不可逆磁界においては J_c がゼロであると定義されるので、式 1.5 の第 2 項を無視し、 $J = J_c = 0$ の極限では図 1.1 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、

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[\exp \left(-\frac{U_0}{k_B T} \right) \right] \quad (1.46)$$

が不可逆磁界を与える。

1.5 本研究の目的

YBCO-coated 線材は Bi 系線材と比較し、高温高磁界領域での臨界電流特性が優れており、応用が期待されている。IBAD/PLD 法で作製された YBCO 線材において、超伝導層厚の増加にしたがって臨界電流が減少する事が報告されている。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る。上記の理由から、低温低磁界では超伝導層の薄い線材が応用に適していると考えられる。しかし、高温高磁界領域において、磁束クリープの影響が顕著となり、薄い線材で緩和が起こりやすく、厚い試料の方が有利となる。これは、低温低磁界領域と高温高磁界領域でピンニング機構が異なる事が原因であると考えられる(1.3.4 節参照)。

このように、超伝導層厚に複雑な依存性を示す YBCO 線材について、特に本研究では、CVD 法で作製された YBCO 線材について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測定、評価を行う。また、その結果について、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中部電力より提供していただいた、YBCO-coated 線材である。提供していただいた試料の諸元、作製方法について以下で説明を行う。

2.1.1 YBCO-coated 線材

本研究で用いた YBCO-coated 線材は、ハステロイテープ ($100\mu\text{m}$) 上に中間層として IBAD 法 (2.1.2 節参照) を用いて $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ ($1\mu\text{m}$) を成膜し、その上に PLD (2.1.3 節参照) 法を用いキャップ層として CeO_2 ($0.4\mu\text{m}$) を成膜したものを基板としている。この基板上に CVD 法 (2.1.4 節参照) を用いて YBCO を成膜した。試料の概略図を図 2.2 に示す。

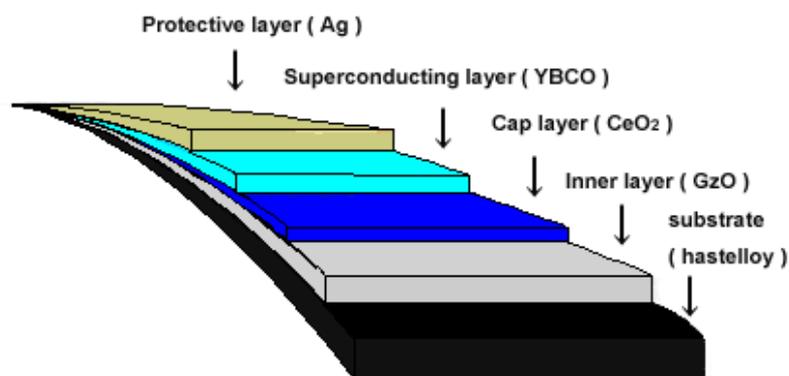


図 2.1 本研究で用いた、YBCO-coated 線材の構造

また、本研究で用いた試料の超伝導層厚さ、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	0.18	87.9
#2	0.36	88.8
#3	0.45	89.5
#4	0.63	90.0
#5	0.90	88.5

2.1.2 IBAD 法による二軸配向基板

IBAD 法とは、通常のイオンビームによるスパッタ蒸着法に改良を加え、アシストビームと呼ばれる第二のイオンビームを成長中の薄膜表面に特定方位から同時照射する事により、薄膜を構成する全ての結晶粒の結晶軸を同一方向に揃えた二軸配向中間層膜を実現するための成膜技術であり、フジクラで開発された。この IBAD 基板を用いた Y 系高温超伝導線材は高い電流輸送特性と長尺成膜を同時に実現し、再現性にも優れているため、最もよく研究が進められている方法の一つである。この方法により作製された配向中間層は、結晶が傾くことがなく非常に高い配向組織が得られさらに結晶粒が非常に細くなり、損失低減のために線幅を小さくしても電流経路が確保されやすいという長尺化に適した特性を示すが、製造速度に大きな問題を抱えており、高配向を得るためには比較的長時間の成膜が必要となる。この課題に対して革新的な技術開発があった。比較的配向性が悪い、つまり高速で成膜した薄い IBAD 中間層であっても、その上に PLD 法で高速に CeO_2 層を成膜することにより、短時間で高配向中間層が作製できる手法が SRL で発見され、自己配向現象と呼ばれる。

2.1.3 PLD 法による薄膜作製

PLD(Pulsed Laser Deposition) 法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を用いることでその上に二軸配向した超伝導層を成膜できる。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、成膜時間に問題を抱えている。そこで、より安価に薄膜作製が可能な CVD 法での作製が行われている (CVD 法については、次節で説明する)。

今回用いた試料では、キャップ層 (CeO_2) を PLD 法で作製している。

2.1.4 CVD 法による薄膜作製

CVD(Chemical Vapor Deposition) 法、化学気相蒸着法とは、さまざまな物質の薄膜を作製する蒸着法の一つである。反応管内に、加熱した基板表面に蒸着させたい物質の成分を含む原料ガスを供給し、基板表面での化学反応によって薄膜を基板上に堆積させる。原料ガスの流量、組成比、反応温度などの制御により、膜厚や薄膜の組成を高精度に制御可能である。また、基材形状によらず均一な材料を作製でき、高速で大面積への薄膜作製が可能であり、量産性に優れている。先に述べた PLD 法 (2.1.3 節) と比較して、高真空を必要としないので、作製規模を大きくしたときの装置規模が大きくなりにくい点も量産化に有利な点である。

2.2 測定方法

2.2.1 SQUID 磁力計による直流磁化測定

直流磁化測定では、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 -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 まで減磁して、直流磁化を測定することにより、ヒステリシス曲線を得る。ある磁界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事から、このヒステリシス曲線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 2.2 の斜線部分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 のみの関数と表され

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

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気モーメントは

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

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

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

となる。

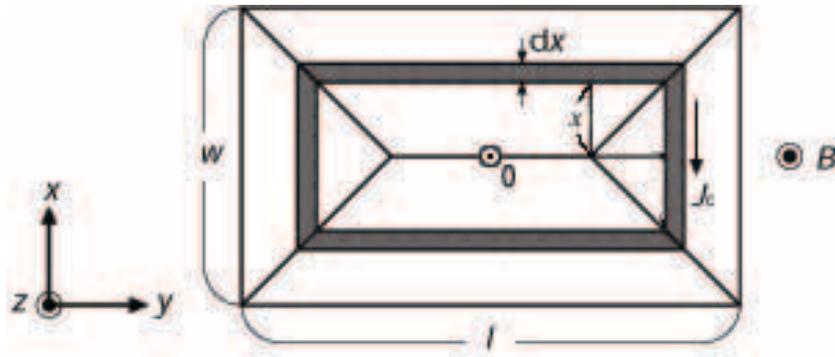


図 2.2 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 dx の帯に囲まれた領域

図 2.3 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。したがって超伝導体の磁化のヒステリシスの幅 ΔM に相当する磁気モーメント Δm は、式 (2.3) より、

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

となる。したがって磁化のヒステリシスは Δm を超伝導体の体積で割って

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

となり、臨界電流密度は

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

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。また、試料は幅が 4 mm から 5 mm、長さが 5 mm 程度のもを使用している。

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

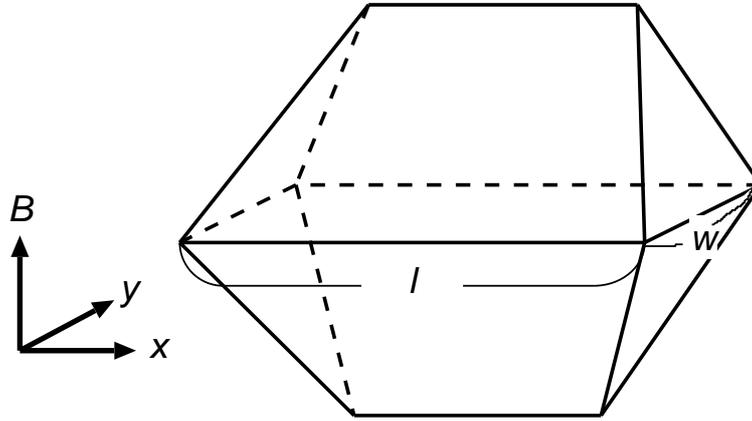


図 2.3 四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程 (下) と減磁過程 (上) における磁束密度の空間分布。

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。以上のことから、磁化の緩和測定から E - J 曲線を得ることができる。ここでの電界領域は約 1.0×10^{-8} V/m 以下の超低電界領域である。

まず、電流密度 J は、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 2.4 のようになっており、このとき試料に侵入した磁束 Φ 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、

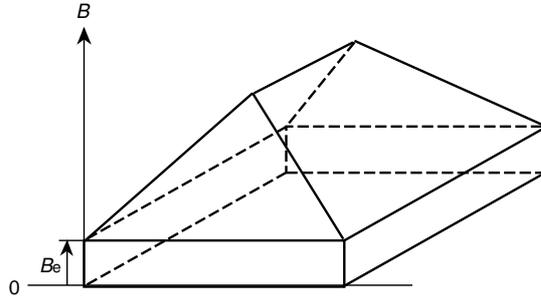


図 2.4 測定時の c 軸方向の磁束の分布。

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

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、式 (2.9)、式 (2.10) 式より電界 E は次のように表すことができる。

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

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 E - J 曲線が評価される。また、 n 値は $E = 1.0 \times 10^{-9} \sim 1.0 \times 10^{-11}$ V/m で決定し、不可逆磁界 B_i は $J_c = 1.0 \times 10^8$ A/m² となる磁界で定義した。尚 n 値とは、 E - J 曲線の電界の立ち上がりを表した関係式 $E \propto J^n$ における指数であり、抵抗遷移の鋭さを表す尺度である。

第 3 章

実験結果

3.1 $J_c - B$ 特性

各試料ごとに 20 K から 80 K の温度領域で SQUID を使い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, # 3, # 5 の $J_c - B$ 特性を示す。また各試料の比較のため、図 3.4, 図 3.5 に 60 K での低磁界領域、高磁界領域での $J_c - B$ 特性を示す。

図 3.4, 図 3.5 より、低磁界領域では超伝導層厚の薄い試料ほど 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。対して、高磁界領域では # 1 は 3 T、# 3 では 5 T 付近から J_c が大きく減少しており、6.5 T 付近では # 5 の J_c が最も高い結果となった。つまり、低磁界領域では超伝導層厚の薄い試料、高磁界領域では超伝導層厚が厚い試料が有利であると言える。

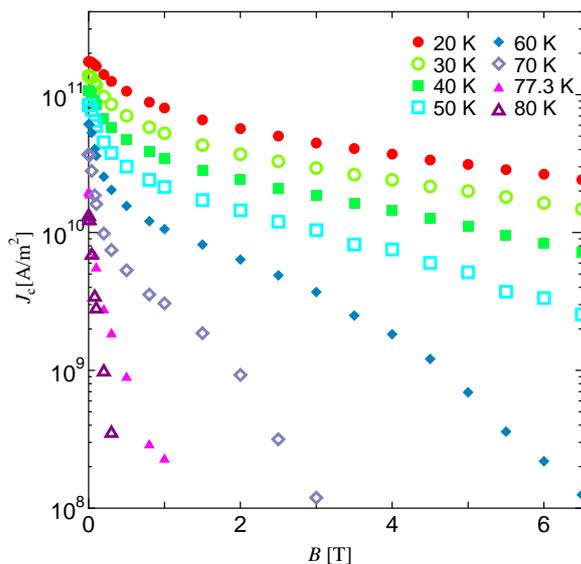


図 3.1 # 1 の $J_c - B$ 特性

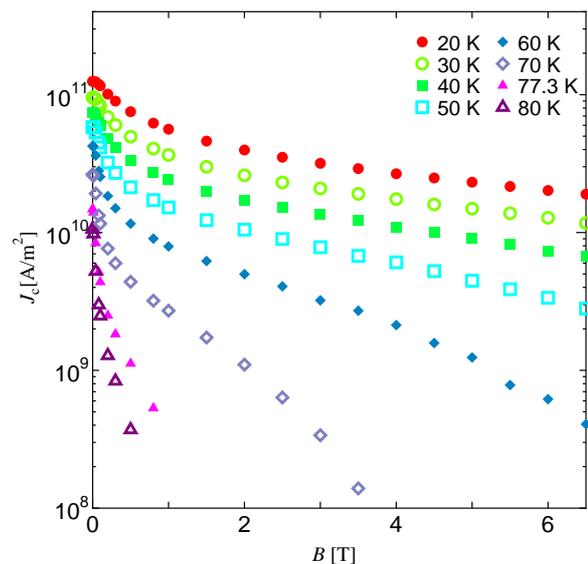


図 3.2 # 3 の $J_c - B$ 特性

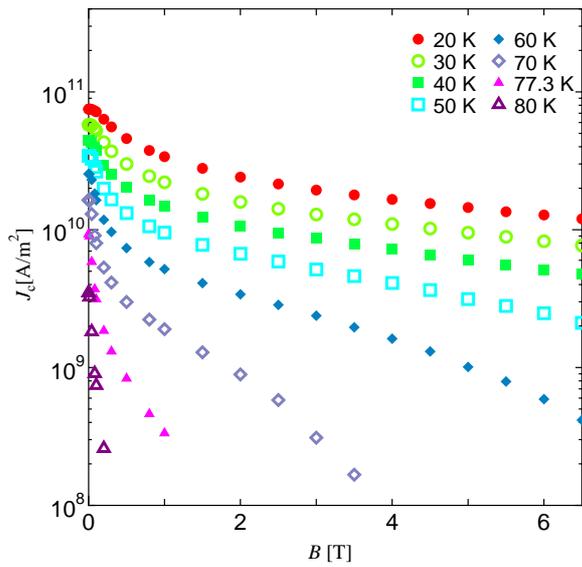


図 3.3 # 5 の $J_c - B$ 特性

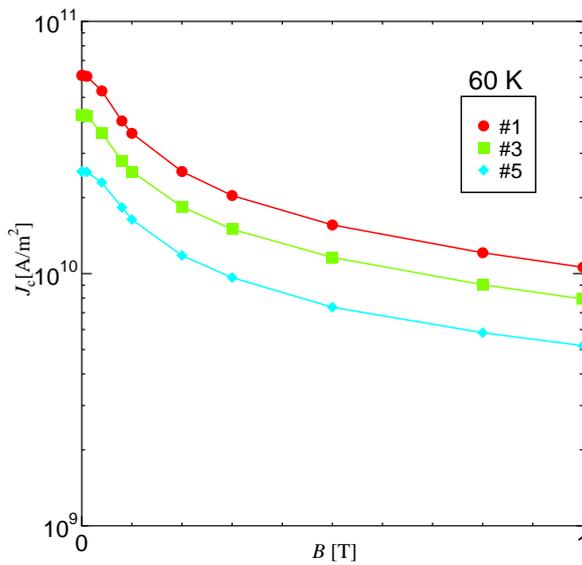


図 3.4 60 K, 低磁界領域での各試料の $J_c - B$ 特性

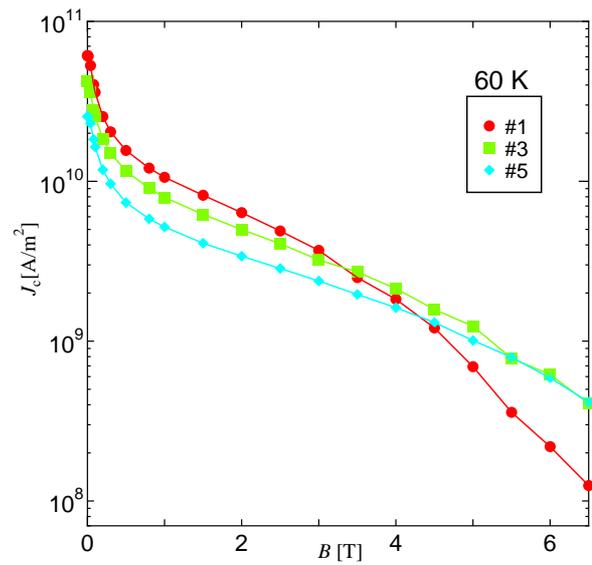


図 3.5 60 K, 高磁界領域での各試料の $J_c - B$ 特性

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 が劣化し、結果薄い試料の J_c の方が高い値となった。また、高磁界領域では磁束クリープの影響によって薄い試料の J_c が大きく減少するが、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 磁化緩和特性

各試料について、磁化緩和特性の磁界依存性、温度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。

3.2.1 磁化緩和特性の磁界依存性

図 3.6-図 3.8 に 20 K における試料 # 1, # 3, # 5 の磁化緩和特性を、図 3.9-図 3.11 に 40 K における試料 # 1, # 3, # 5 の磁化緩和特性をそれぞれ示す。

ここで M_0 は $t = 10^2 - 10^3$ 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 20 K において、試料 # 3, # 5 では低磁界-高磁界間でほとんど差が見られないが、試料 # 1 では高磁界領域において大きく緩和していることが分かる。また 40 K ではいずれの試料も 20 K と比較して、大きく緩和しており 40 K においても 20 K と同様に試料 # 1 の緩和が試料 # 3, # 5 と比較して大きい。20 K, 40 K とともに、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 # 3, # 5 では # 1 に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。

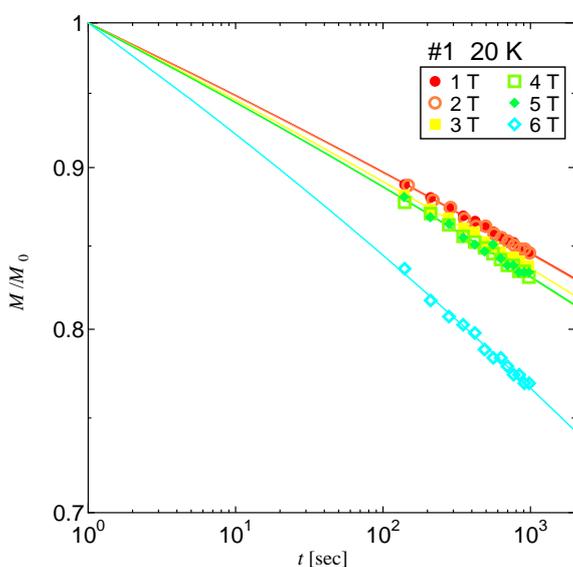


図 3.6 20 K における # 1 の磁化緩和特性

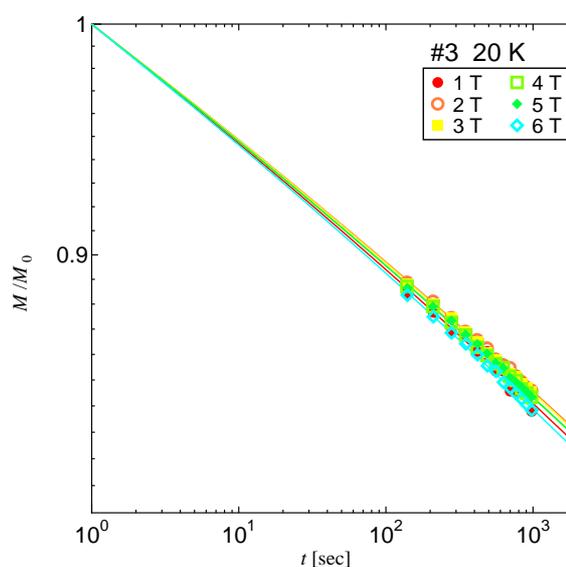


図 3.7 20 K における # 3 の磁化緩和特性

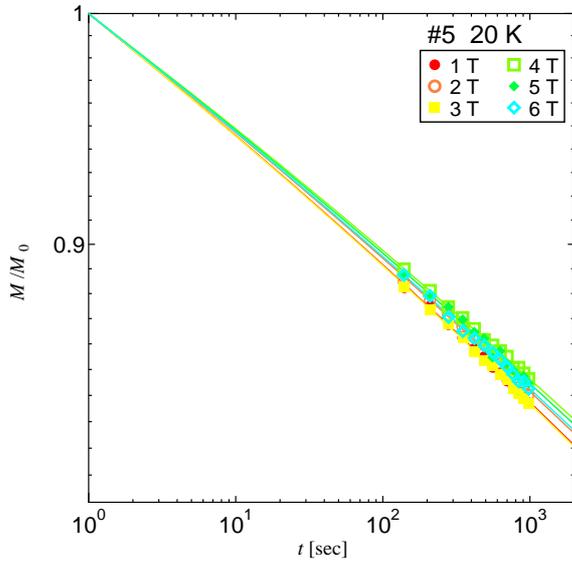


図 3.8 20 K における # 5 の磁化緩和特性

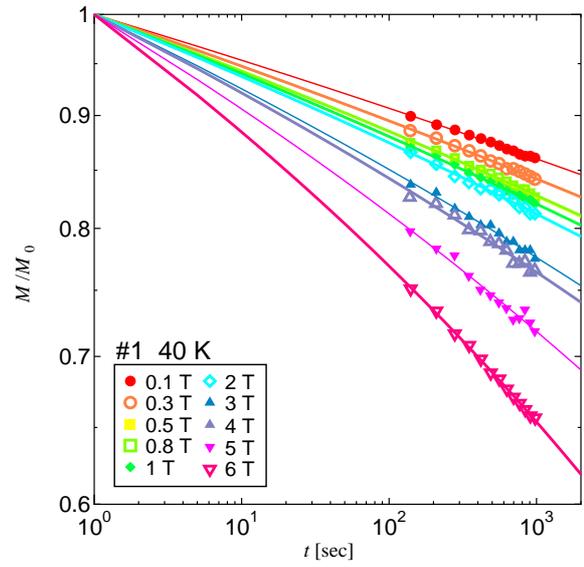


図 3.9 40 K における # 1 の磁化緩和特性の磁界依存性

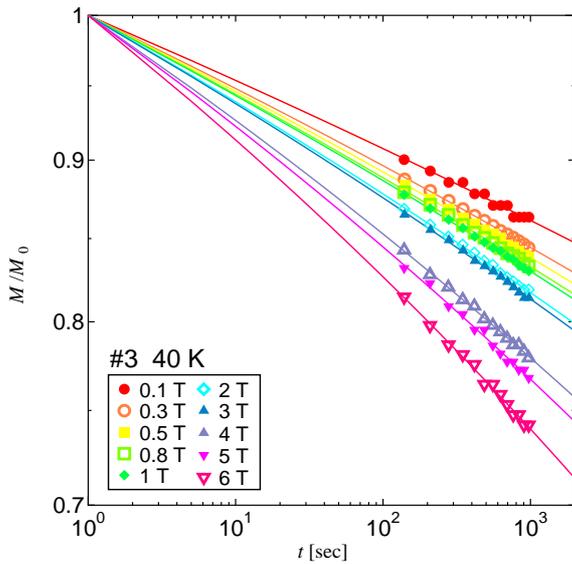


図 3.10 40 K における # 3 の磁化緩和特性の磁界依存性

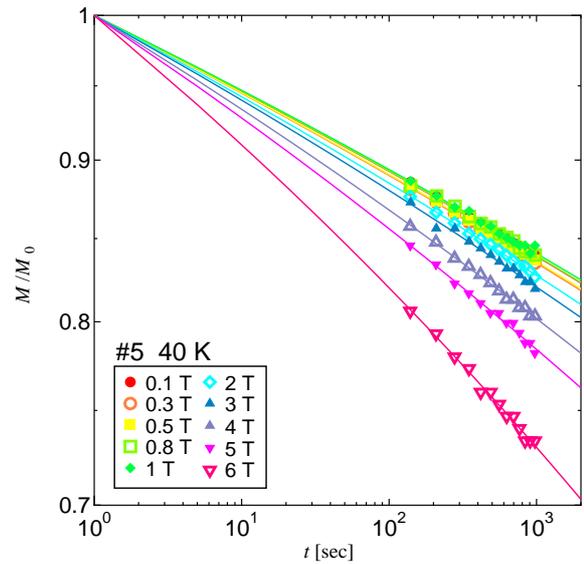


図 3.11 40 K における # 5 の磁化緩和特性の磁界依存性

3.2.2 見かけのピンポテンシャルの磁界依存性

図 3.12-図 3.13 に磁化緩和測定より求めた、20 K, 40 K での試料 # 1, # 3, # 5 の U_0^* の磁界依存性を示す。20 K, 40 K とともに、低磁界領域では超伝導層厚が薄い試料 # 1 で高い U_0^* を示しているが、高磁界領域においては # 1 の U_0^* が大きく減少している。

一般にピンニング相関距離が J_c に依存し、高磁界領域では大きな値をとる。このとき # 1 ではピンニング相関距離が超伝導層厚よりも大きくなって 2 次元ピンニング状態となったと考えられる。2 次元ピンニング状態では磁束バンドルの体積が超伝導層厚で制限され大きくなれないため、磁束クリープの影響を受けやすくなり⁵⁾、 U_0^* が大きく減少したと考えられる。これに対して低磁界領域ではいずれの試料も 3 次元ピンニングを保っていると考えられ、単純に J_c の値で U_0^* が決定されている。また 20 K においては、試料 # 3, # 5 の U_0^* の減少は 5T 以上の高磁界側で起きているのに対し、40 K では全試料で 1T 付近から減少が始まっており、これは温度が高いことで、磁束クリープの影響が大きくなり、 J_c が小さくなっていることが原因であると考えられる。

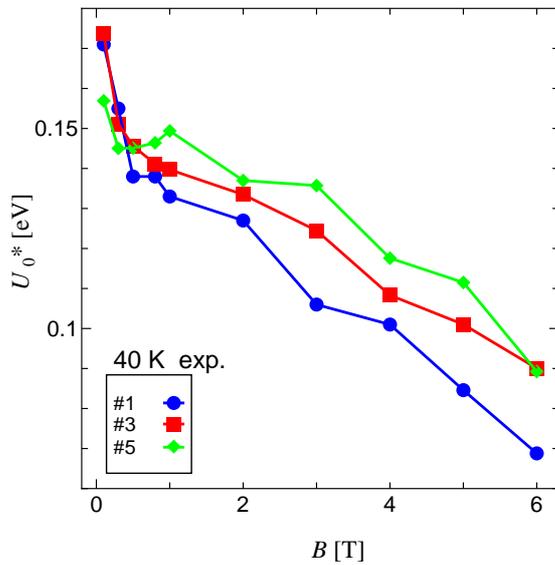


図 3.12 40 K における各試料の U_0^* の磁界依存性

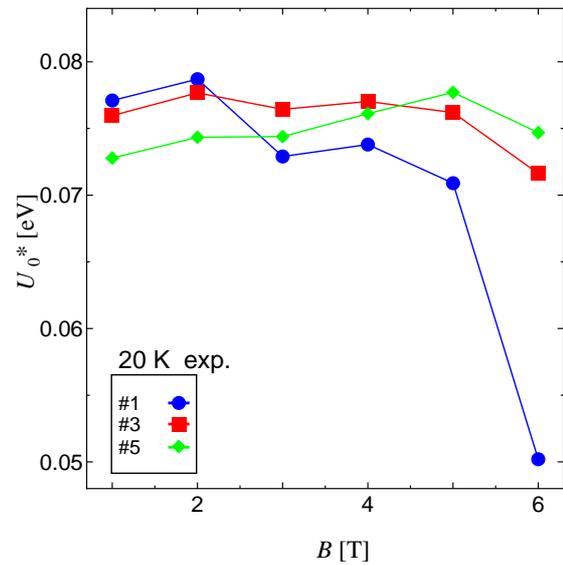


図 3.13 20 K における各試料の U_0^* の磁界依存性

3.2.3 磁化緩和特性の温度依存性

1 T の外部磁化を印加し、温度を 20-60 K で変化させたときの各試料の磁化緩和特性を図 3.14-図 3.16 に示す。

ここで M_0 は $t = 10^2 - 10^3$ 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。

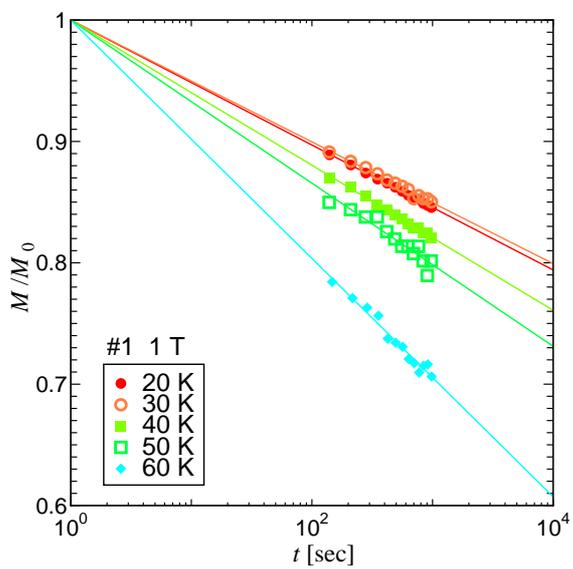


図 3.14 1 T における # 1 の磁化緩和特性の温度依存性

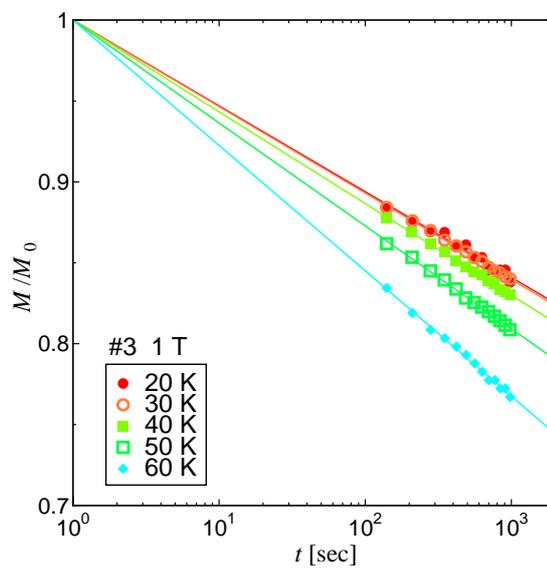


図 3.15 1 T における # 3 の磁化緩和特性の温度依存性

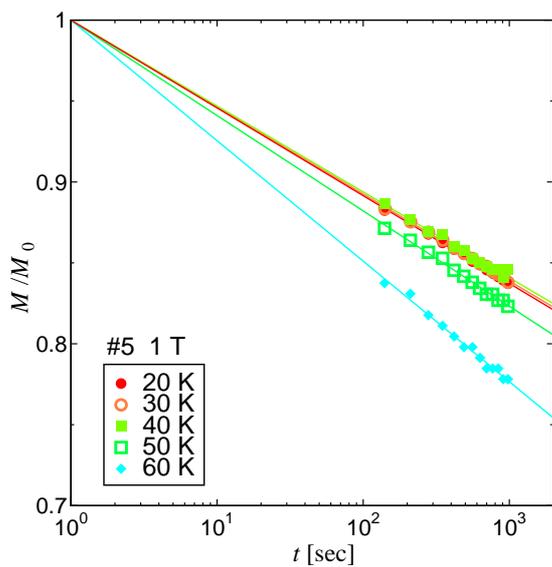


図 3.16 1 T における # 5 の磁化緩和特性の温度依存性

3.2.4 見かけのピンポテンシャルの温度依存性

図 3.17 に磁化緩和測定より求めた、1 T での試料 # 1, # 3, # 5 の U_0^* の温度依存性を示す。低温領域では超伝導層厚の薄い試料の U_0^* の方が大きく、中・高温となるにつれて厚い試料の U_0^* の方が大きくなっている。60 K では、# 1 の U_0^* が大きく減少していることが分かる。

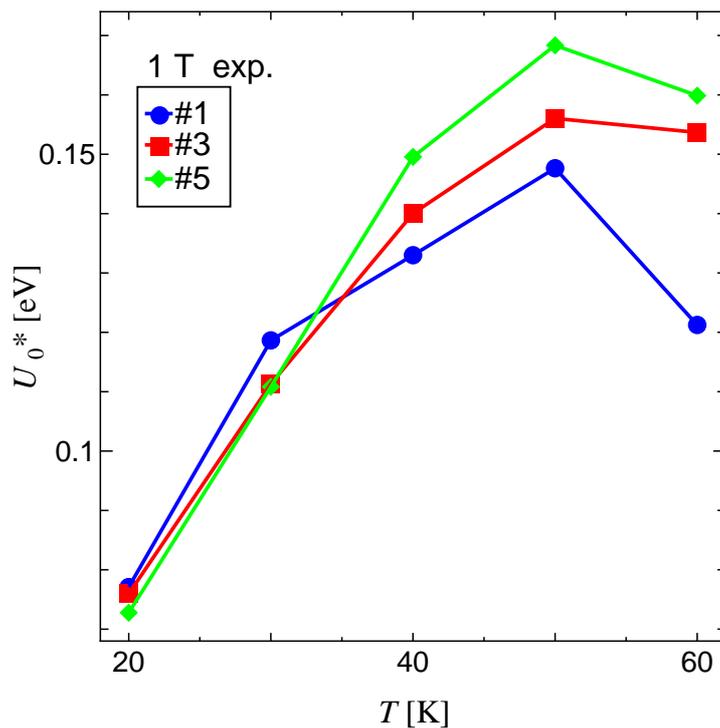


図 3.17 1 T での各試料の U_0^* の温度依存性

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

実験結果に理論的な考察を加えるため、ピンカの分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行った。解析では A_m , σ^2 , γ , m , g^2 をピンニング・パラメータとして理論値を算出し実験結果にフィッティングすることによりパラメータを抽出した。

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。ただし YBCO-coated 線材は比較的ピンカが強いが、経験的に G-L パラメータ κ が非常に大きいため、飽和現象を示すと考えられる⁵⁾ ため、 $\delta = 2$ と仮定した。

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	σ^2	γ	m	g^2
#1	4.0×10^{11}	5.0×10^{-3}	0.595	1.9	1.0
#3	2.7×10^{11}	5.0×10^{-3}	0.590	2.0	1.0
#5	1.6×10^{11}	5.5×10^{-3}	0.65	1.9	1.0

4.1.1 $E - J$ 特性の実験値と理論値

図 4.1–図 4.6 に直流磁化から求めたそれぞれの $E - J$ 特性の実験値とフィッティングより求めた理論値を示す。各図とも実線が理論値を、シンボルが実験値を示している。各図から分かる様に、実験結果が理論により、よく説明されている。

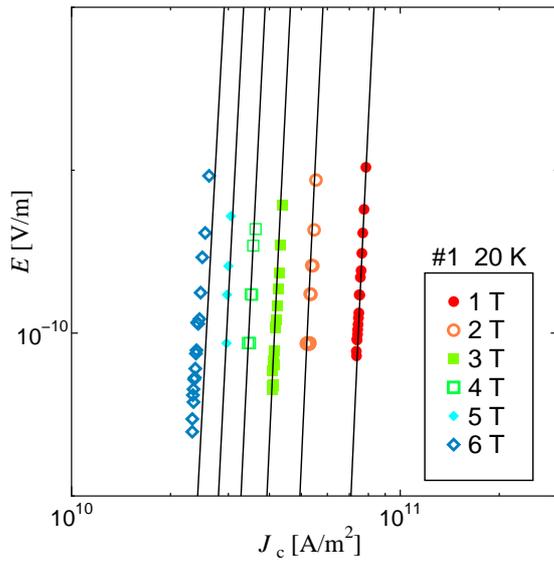


図 4.1 # 1 の 20 K での E - J 特性の理論値

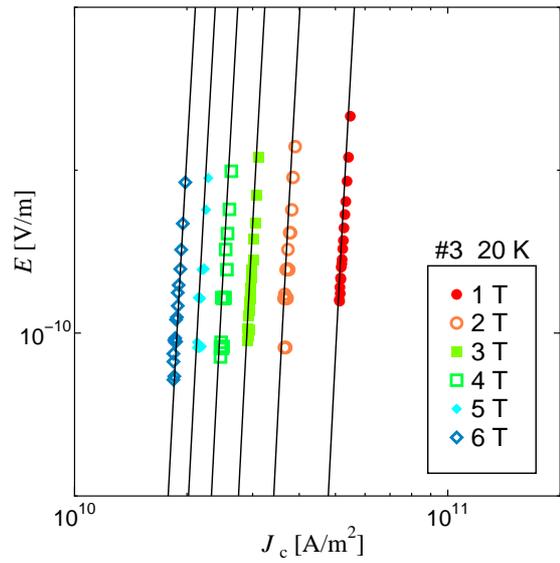


図 4.2 # 3 の 20 K での E - J 特性の理論値

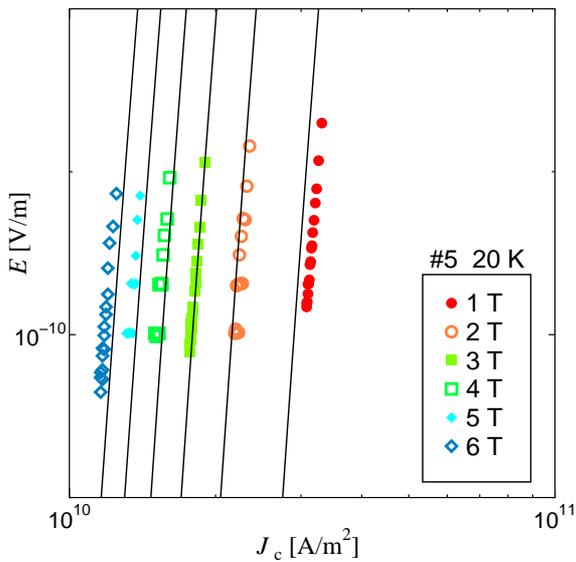


図 4.3 # 5 の 20 K での E - J 特性の理論値

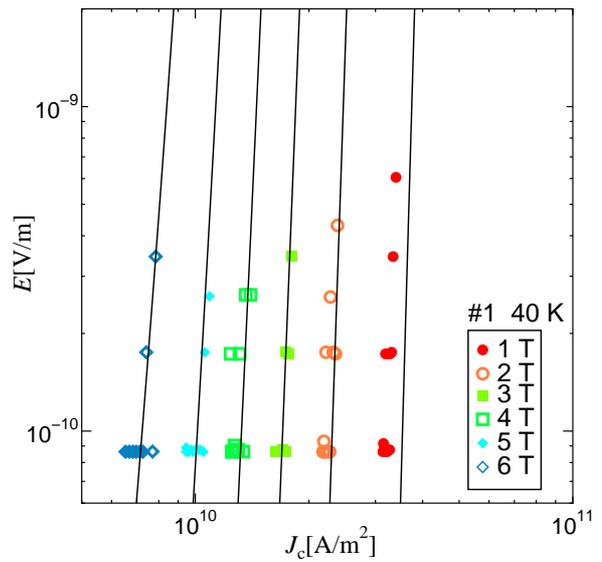


図 4.4 # 1 の 40 K での E - J 特性の理論値

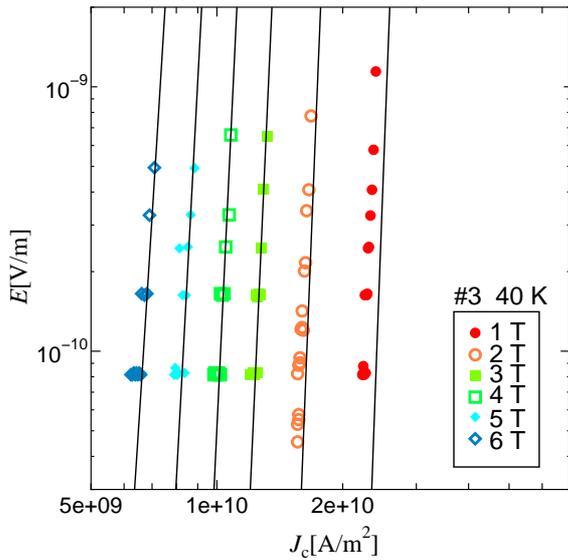


図 4.5 # 3 の 40 K での E - J 特性の理論値

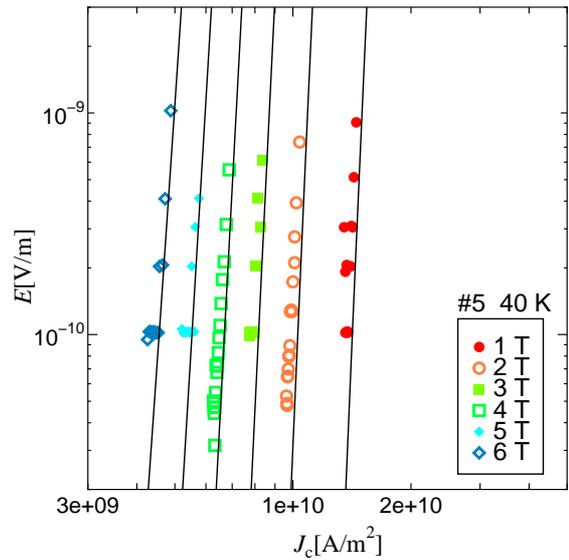


図 4.6 # 5 の 40 K での E - J 特性の理論値

4.1.2 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 4.7・図 4.8 に 20K の、図 4.9・図 4.10 に 40K の U_0^* の実験値と理論値を示す。

図より、低磁界領域で薄い試料の U_0^* が高く、高磁界領域では薄い試料の U_0^* が小さくなっていく傾向が説明されている。特に図 4.8 に示した 20K での理論値は、80meV 程度と図 4.7 に示した実験値をほぼ定量的に説明していると言える。

一方、40K について示した図 4.9・図 4.10 を見てみる。実験値は実際測定を行った、低磁界領域 (1T 以下の領域) まで値を示しているが、理論値は 1T-6T の領域のみ示した。40K において、実験値で 1T 以下の磁界領域では超伝導層厚が薄い試料の U_0^* が高い傾向があるが、1T 付近では実験値・理論値共に超伝導層厚の厚い # 5 の U_0^* が高い値を示している。これは、40K・1T の条件下ですでに磁束クリープの影響が大きく、厚い試料ほどその影響が少なかったと考えられる。高磁界になるほどこの傾向は顕著であり、1T 付近ではあまり差の見られなかった # 1、# 3 の U_0^* であるが、高磁界になるにつれ # 1 の U_0^* が大きく減少している傾向が見られる。実験値・理論値共に 6T の高磁界領域であまり # 3 と # 5 の U_0^* の値に差が見られないが、より高磁界領域での測定を行えば厚い試料の方がより磁束クリープに強いことが予想されるが、今回測定はできなかった。

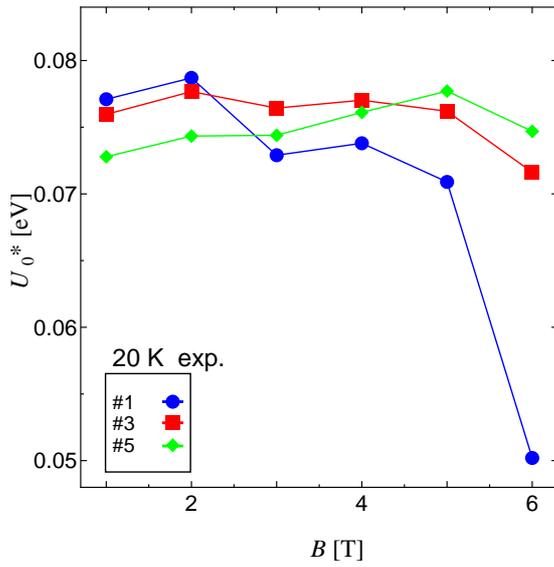


図 4.7 20K における U_0^* の実験値

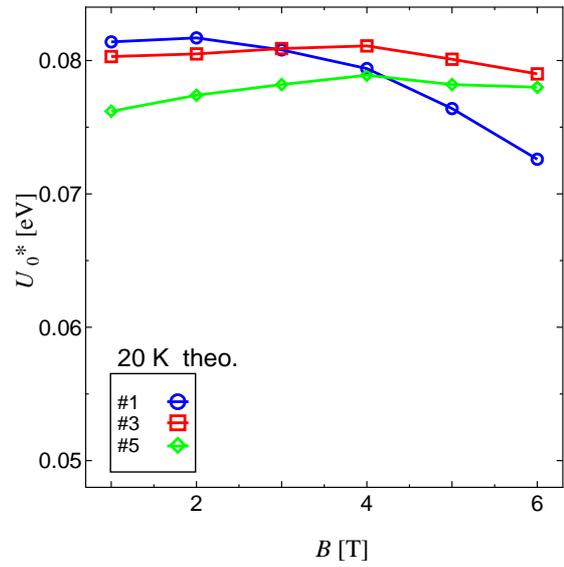


図 4.8 20K における U_0^* の理論値

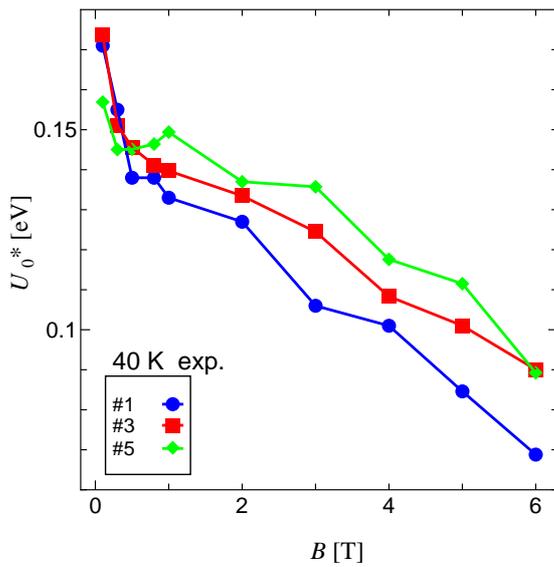


図 4.9 40K における U_0^* の実験値

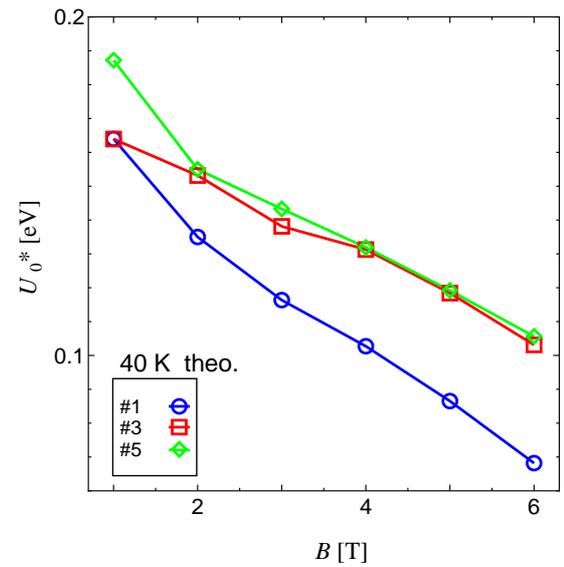


図 4.10 40K における U_0^* の理論値

• U_0^* の温度依存性

先に示した U_0^* の磁界依存性と同様に、 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^* の温度依存性の理論値を求めた。図 4.11・図 4.12 に 1 T における各試料の U_0^* の温度依存性の実験値と理論値を示す。絶対値では理論値と実験値間で差が見られるが、今回図 4.11・図 4.12 に示したように、各試料の U_0^* の温度依存性の傾向がよく理論によって説明されている事が分かる。先ほど 40K における U_0^* の磁界依存性について、高磁界では # 3、# 5 の U_0^* がほぼ同じ値を示し、超伝導層厚による違いがうまく説明できなかった。磁界と同様、温度も磁束クリープの原

因であるので、ここで示す温度依存性を見る事で U_0^* の超伝導層厚依存性について議論を行う。図 4.12 より、低温領域では J_c の高い薄い試料の U_0^* が高く、高温領域になるほど厚い試料の U_0^* が高い。また、高温領域で U_0^* の減少が顕著であることが確認できる。

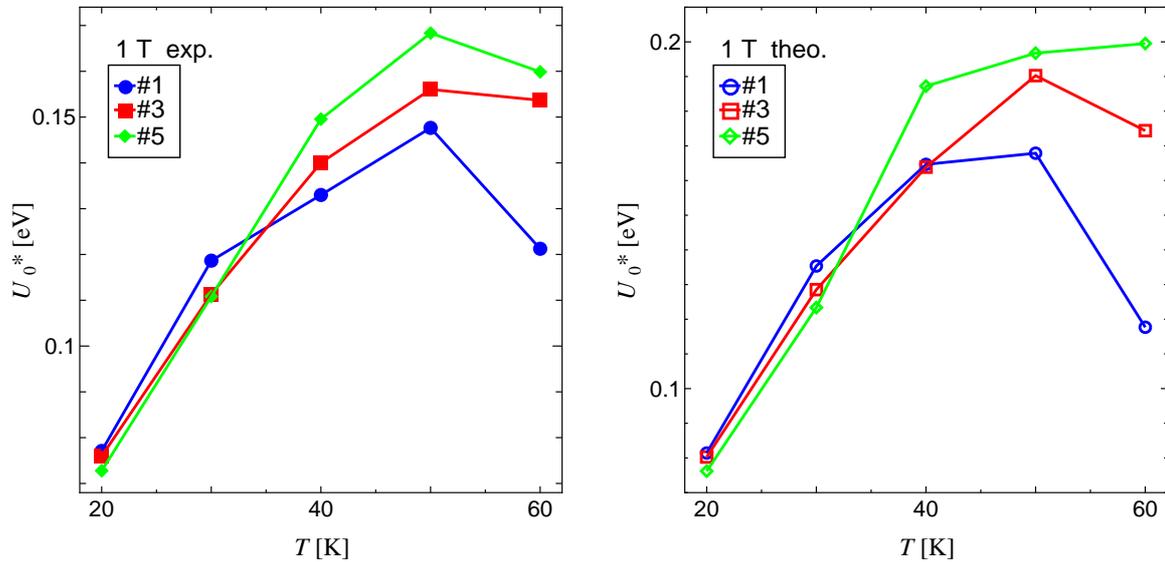


図 4.11 1 T での各試料の U_0^* の温度依存性の実験値 図 4.12 1 T での各試料の U_0^* の温度依存性の理論値

4.1.3 ピンニング相関距離

ここで、ピンニングパラメータよりもとめた、ピンニング相関距離 L の 20K、40K での磁界依存性と 1T での温度依存性を図 4.13-図 4.15 に示す。

図 4.13 について見てみると、2T 付近で # 1 のピンニング相関距離が超伝導膜厚を超えており、2次元ピンニングとなっていると考えられる。実際に 20K での U_0^* を見てみると、実験値・理論値共に 2T から U_0^* が減少している傾向が見られる。

図 4.14 について見てみると、# 1 で 1T、# 3 では 3T 付近でピンニング相関距離が超伝導層膜厚を超えており 2次元ピンニング状態であると考えられ、一方で # 5 は高磁界領域までピンニング相関距離が超伝導層膜厚よりも小さく、3次元ピンニングであると考えられる。しかし U_0^* の値を見てみると、実験値・理論値共に全ての試料で同じ傾向で U_0^* が減少しており、ピンニングの次元性の違いだけでは説明できない。同様に、図 4.11・図 4.12 に示した 1T での U_0^* の温度依存性も、図 4.15 から読み取れるピンニングの次元性では十分説明されない。これは、温度が上がると磁束クリープの影響により、 J_c の値が全試料で下がったためと思われる。詳しくは、次節で議論を行う。

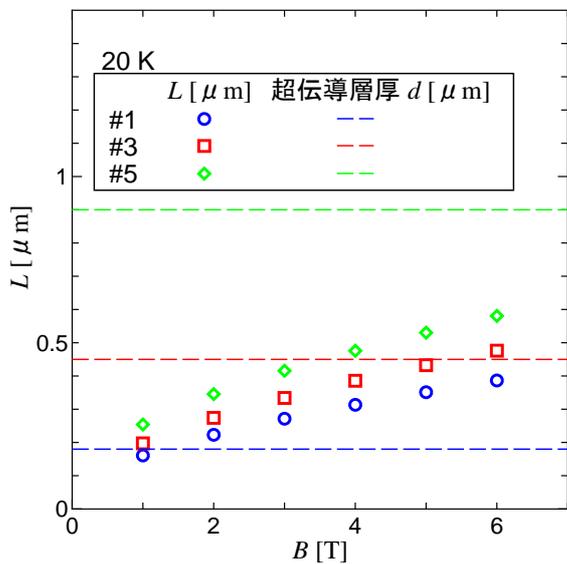


図 4.13 20 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性

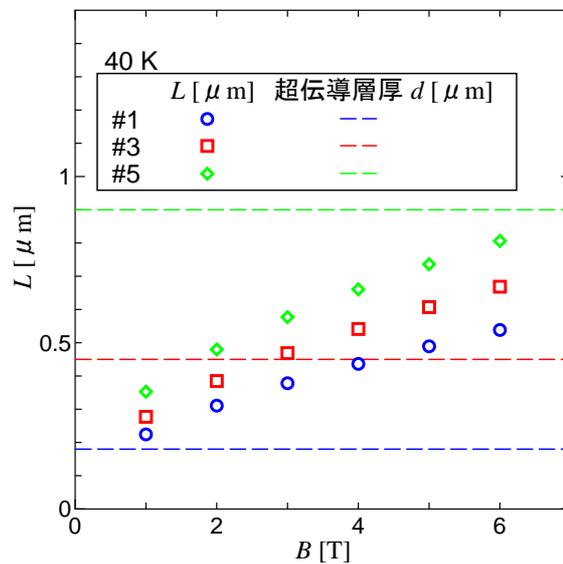


図 4.14 40 K におけるピンニング相関距離の磁界依存性

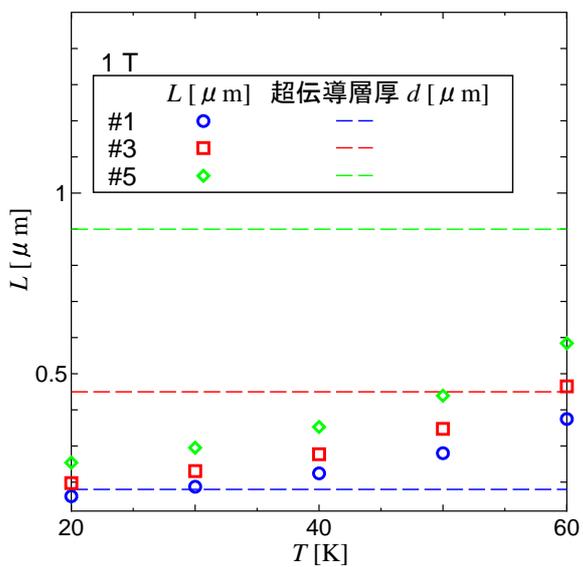


図 4.15 1 T における各試料のピンニング相関距離の温度依存性

4.1.4 解析に用いたピンニング・パラメータ

ここまで見てきたように、磁束クリープ・フローモデルを用いた解析結果と実験結果に良い一致が得られた。ここでピンニングパラメータから各試料の特徴を見ていく。

表 4.1 のピン力を示すパラメータ A_m は超伝導層の薄い試料ほど大きな値を示している。これは超伝導層の厚い試料ほど成膜時の超伝導層劣化の影響が大きい事が影響していると考えられる。またピン力の分布を表す σ^2 が超伝導層の厚い試料ほど大きい値をとる傾向があり、同様に超伝導層劣化が原因であると考えられる。磁界依存性 γ 、温度依存性 m は各資料間でほぼ同一の値となっている。以上のことから、ピン力の強い超伝導層の薄い試料ほど臨界電流密度が高いという実験結果が理解される。しかし、先の節までで示したように超伝導層の薄い試料は、ピンニングがその膜厚で制限されてしまい、ピンニングの次元性が 2 次元ピンニングとなってしまふ。その結果磁束クリープの影響を受けやすく U_0^* が高磁界領域で大きく減少してしまう。また、3 次元ピンニング状態であると思わ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^* が減少してしまうことが分かった。これは σ^2 が超伝導層の厚い試料ほど大きく、高温・高磁界領域で 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、IBAD/CVD 法で作製された YBCO 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。薄い試料では高磁界領域で 2 次元ピンニングとなっており、磁束クリープの影響を大きく受け、磁界依存性が強くなっているものと思われる。
- 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 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。高磁界領域ではクリープの影響を受けて、薄い試料ほど U_0^* の減少が激しく、 U_0^* は超伝導層厚の厚い順で大きな値となった。薄い試料では 3T 付近から、ピンニング相関距離より 2 次元ピンニング状態であると考えられ、 U_0^* の減少を始めている。対して、厚い試料は 5T 付近から減少傾向は見られるがその減少幅は小さく、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、1T 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が、厚い試料ほど σ^2 が大きく、高温領域で J_c の劣化が大きかったことが原因であると考えられる。

- U_0^* の温度依存性について、低温領域では超伝導層厚が薄い試料の U_0^* が高い値となった。高温領域になるにつれ薄い試料 U_0^* のが減少し、超伝導層厚が厚い試料の U_0^* が高い値となった。特に 50K 以降での薄い試料での U_0^* の減少率が顕著だった。
- 今回、2つの温度領域で U_0^* の磁界依存性を求めた。20K の温度領域において、超伝導層厚が U_0^* の磁界依存性に与える影響は、ピンニングの次元性の違いから説明された。一方、40K の温度領域における超伝導層厚が U_0^* の磁界依存性に与える影響について、試料間で U_0^* の値に大きな差が見られなかった。この結果はピンニングの次元性からの説明はできず、厚膜化の過程で超伝導層の構造が劣化したことが原因であると考えられた。このように超伝導層厚が U_0^* に影響を与える原因が、温度領域によって異なっていることが分かった。今回 20K では厚い試料の U_0^* はほとんど緩和しておらず、より実用化条件に近い 20K・高磁界領域での超伝導層厚が U_0^* の傾向与える影響を温度スケーリングによって求めるために、40K での測定を行った。しかし、40K では試料間で U_0^* は 20K の実験結果と大きく異なる結果となり、当初の目的であった 20K でのより高磁界での U_0^* の傾向を予測する事はできなかった。今後の課題として、25K・30K などの中間温度領域の調査を行なっていく。
- 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、 σ^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

本研究を行うにあたり、多大なる御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝いたします。また、様々な助言や指導、ご協力をして頂いた小田部荘司教授、木内勝助教に深く感謝いたします。また、試料を提供して下さった中部電力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松下研究室、小田部研究室の皆様にも深く感謝いたします。

参考文献

- [1] K.Yamafuji, T.Fujiyoshi, K.Toko, and T.Matsushita : Physica C 159 (1989) 743.
- [2] E.H.Brandt : Phys.Rev. B 34 (1986) 6514.
- [3] 松下 照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書) p.322
- [4] 松下 照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書) p.369
- [5] 松下 照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書) p.310