

Bi-2212 薄膜の不可逆磁界の膜厚依存性に関する研究

和田 浩志

2003年2月14日

情報システム専攻

目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	不可逆磁界	2
1.3	磁束クリープ現象	3
1.4	超伝導体の次元性	5
1.5	パンケーキ磁束モデル	7
1.6	磁束クリープ理論	8
1.7	超伝導体の次元性による影響	11
1.8	Bi-2212 単結晶のピーク効果について	12
1.9	本研究の目的	14
第 2 章	実験	16
2.1	試料	16
2.1.1	試料の諸元	16
2.1.2	レーザーアブレーション法	17
2.1.3	KCl フラックス法	17
2.2	測定方法	18
2.3	SQUID について	18
2.4	臨界電流密度 J_c の導出	19
第 3 章	実験結果および検討	21
3.1	実験結果	21
3.1.1	臨界電流密度	21
3.1.2	不可逆磁界	21
3.2	検討	21
3.2.1	ピーク効果の厚み依存性について	21

3.2.2 不可逆磁界の厚み依存性について	30
第4章 まとめ	39
参考文献	41

表目次

1.1	様々な超伝導試料における g^2 の比較。	11
2.1	各試料の諸元	16
3.1	各試料の L 、 B_{imax}	35

図目次

1.1	上部臨界磁界 $B_{c2}(T)$ と不可逆磁界 $B_i(T)$ 。	3
1.2	磁束バンドルの位置とエネルギーの関係。	4
1.3	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 超伝導体の結晶構造。	6
1.4	異方性パラメーターと不可逆磁界の関係 ³⁾ 。	7
1.5	磁界を c 軸に平行に加えた場合のパンケーキ磁束モデルから 予想される磁束線の常伝導核の構造。	8
1.6	磁束バンドルの形状	9
1.7	c 軸方向に沿った超伝導オーダーパラメーターの大きさの変化。	12
1.8	Bi-2212 単結晶試料の (a) 臨界電流密度の磁界依存性 (b) 縦方 向弾性相関距離 ⁶⁾ 。	13
1.9	(a)Y-123 超伝導体の glass-liquid 相転移温度 ⁷⁾ (b)Bi-2212 薄膜 の不可逆磁界の厚み依存性 ⁸⁾	14
2.1	薄膜作製用のレーザーアブレーション装置の例。	18
2.2	(a)4 方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と (b)4 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。	20
3.1	Sample 1 の臨界電流密度。	22
3.2	Sample 2 の臨界電流密度。	23
3.3	Sample 3 の臨界電流密度。	24
3.4	Sample 4 の臨界電流密度。	25
3.5	Sample 5 の臨界電流密度。	26
3.6	Sample 6 の臨界電流密度。	27
3.7	各試料の不可逆磁界の温度依存性。	28
3.8	77.3 K における Sm-123 試料の臨界電流密度特性 ¹¹⁾ 。	29
3.9	磁束線の転移。	30
3.10	20 K における不可逆磁界の厚み依存性。	31

3.11	20 Kにおける不可逆磁界の厚み依存性の理論値及び実験値。	34
3.12	77.3 KにおけるSm-123試料の不可逆磁界のサイズ依存性 ¹¹⁾ 。	35
3.13	Sample 3の g^2 の温度依存性。	37
3.14	g^2 の膜厚依存性。	38

第 1 章 序論

1.1 はじめに

超伝導体には単元素金属超伝導体のような第 1 種超伝導体と合金または化合物のような実用超伝導体および 1986 年に発見された高温超伝導体に代表される第 2 種超伝導体の 2 種類あることが知られている。金属超伝導体の超伝導発現の機構については 1957 年に Bardeen, Cooper, Schrieffer の 3 人による BCS 理論によって解明され、また 1962 年に Josephson によって二つの超伝導体を薄い絶縁体で隔てた接合における巨視的量子効果であるいわゆる Josephson 効果が予言され、応用に向けての研究が進められてきた。近年、金属超伝導体では、既に実用化されているものもあり、マグネットや Josephson 素子等の研究も急速に進んできている。

第 1 種超伝導体は磁気的には臨界磁界 B_c を境にして完全反磁性を示す超伝導状態から常伝導状態へ移るという単純な特性を有する。それに対して第 2 種超伝導体は磁界を印加した際、下部臨界磁界と呼ばれる強さ B_{c1} を超えると量子化された磁束が内部に侵入して来る。この量子化された磁束を磁束線とも言い、このような状態を混合状態と言う。混合状態は磁束が侵入しているからといって超伝導状態が破壊されているわけではない。この混合状態は磁界が上部臨界磁界と呼ばれる強さ B_{c2} に達するまで存在し、それ以上で常伝導状態となる。実用超伝導体では B_{c2} に比べて B_{c1} が非常に小さいことから、第 2 種超伝導体は通常この混合状態で使用されることが多い。

ここで、第 2 種超伝導体の注目すべき特徴にピンニング機構がある。特に実用的な磁界の範囲内で量子化磁束が侵入した混合状態における第 2 種超伝導体に電流を流すと量子化磁束に Lorentz 力が働き、もしこの力で量子化磁束が動けば超伝導体ではあっても電界が発生し、電気抵抗を生じる。しかしピンニング機構によってこの動きを妨げることができれば、結果と

して電界は生じない。このピンニング機構の原因となるものをピンニングセンターというが、これらは超伝導体内にある点欠陥、結晶界面または非超伝導相粒子などである。すなわち、量子化磁束はエネルギー的に低いピンニングセンターの位置に落ち着こうとするため、ある程度の Lorentz 力を受けても動かなくなるのである。これらのピンニングセンターが及ぼす力をピン力といい、その単位体積当たりの値をピン力密度という。このピン力密度を F_p とすると、抵抗ゼロで流せる最大電流密度、すなわち臨界電流密度 J_c は、 B を磁束密度として次式で与えられる。

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

現在、注目されている超伝導体として酸化物高温超伝導体があるが、その中でも Bi 系超伝導体は機械的に容易に c 軸を配向させることができるので、結晶粒間の弱結合 (weak link) の問題が小さく、そこそこの J_c の値が達成され、また線材化が容易であり、応用が期待されている。しかし、Bi 系超伝導体はピン力がまだ弱く、そのため J_c がゼロとなる磁界である不可逆磁界が小さくなっている。これが実用上での大きな問題点となっている。

1.2 不可逆磁界

一般にピンを含む超伝導体では、外部磁界が下部臨界磁界 B_{c1} を超えて磁束線が超伝導体内に侵入した後は、磁化曲線は外部磁界の増減に対して可逆とならず、ヒステリシスを持つ。これはローレンツ力に対して磁束線の動きを止めるピンニング力が常に反対方向に働くためである。一般に知られた臨界状態モデルを用いれば、その磁化のメジャー曲線のヒステリシスの幅 ΔM が臨界電流密度 J_c に比例する。金属超伝導体では上部臨界磁界 B_{c2} まで磁化曲線は不可逆であり、有限の臨界電流密度 J_c が存在する。

一方で、1986年に酸化物超伝導体の LaBaCuO が発見されて以来、液体窒素温度 77.3K より高い臨界温度 T_c を持つ超伝導体が次々に発見され、現在では液体窒素温度の 2 倍近い臨界温度 $T_c = 135K$ を持つ超伝導体が発見されている。しかし、この酸化物超伝導体の磁化が上部臨界磁界 B_{c2} 以下のある磁界より高い磁界領域で可逆となり臨界電流密度 J_c がゼロになることが指摘された。温度 - 磁界平面上のこの磁化の可逆と不可逆の境、すなわち不可逆磁界を連ねたものを不可逆曲線と呼ぶ。(図 1.1 参照)

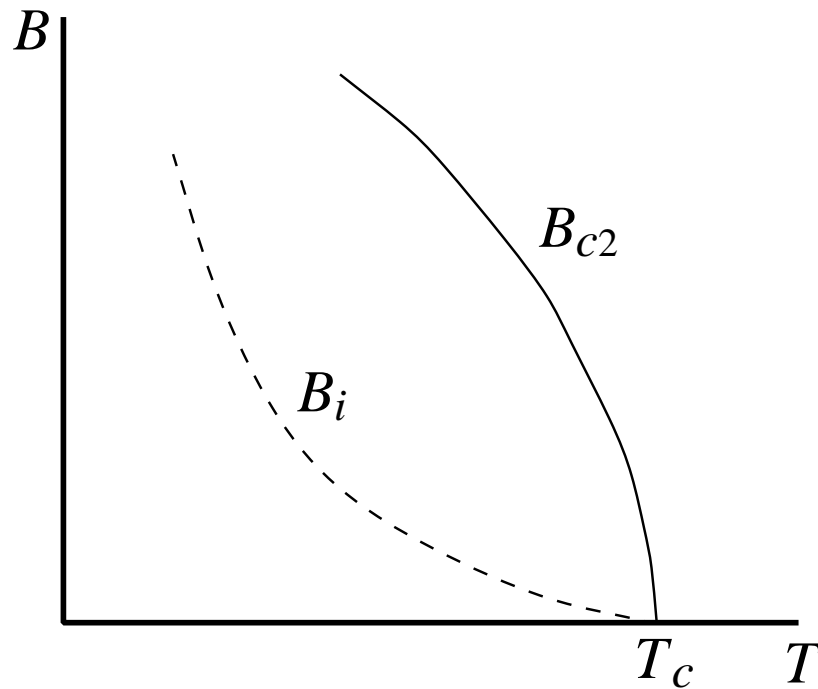


図 1.1. 上部臨界磁界 $B_{c2}(T)$ と不可逆磁界 $B_i(T)$ 。

このように不可逆磁界 $B_i(T)$ が上部臨界磁界 $B_{c2}(T)$ よりも低くなる原因をもたらす機構として磁束クリープ現象が知られている。

1.3 磁束クリープ現象

磁束クリープ現象とは、ピン止めされた磁束線が熱揺動により、ある確率でピンニングポテンシャルを飛び出す現象である。この現象の影響が顕著に現れるのは、超伝導永久電流の緩和である。これは磁束線がピンニングセンターにとらえられている状態は、エネルギーの局所的な極小に対応した準安定状態でしかないからであり、真の平衡状態に向けての緩和、すなわち遮蔽電流の減衰が起こる。この緩和において特徴的なことは、減衰が時間に対して対数的であることである。遮蔽電流の減衰は、超伝導体内の磁束分布の変化に対応している。熱活性化による磁束線の運動とは、磁束フローのように磁束線格子全体の連続的な運動ではなく、一部の磁束線の不連続かつ散発的なものであると考えられている。このときコヒーレントに運動する磁束線の集団を磁束バンドルと呼ぶ。

超伝導体に電流が流れると、ピン止めされた磁束バンドルに Lorentz 力が働く。その磁束バンドルを仮想的に変位させていった場合のエネルギー

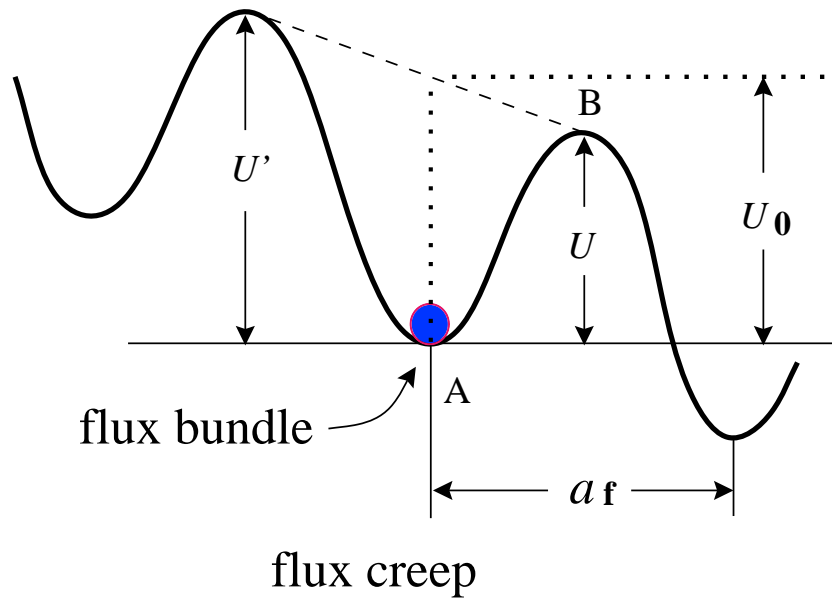


図 1.2. 磁束バンドルの位置とエネルギーの関係。

の変化を図 1.2 に示す。点 A は、磁束バンドルがピン止めされている状態であり、エネルギーが右下がりになっているのは、Lorentz 力による仕事を考慮しているためである。磁束クリープが生じると、熱エネルギーのために磁束バンドルが捕まっているピンニングセンターからはずれて点 B のエネルギー・バリアーを越えて Lorentz 力方向に動き出す。磁束バンドルがこのエネルギー・バリアーを越え、Lorentz 力方向に動き出してしまふ確率は Arrhenius の式 $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。ここで U は活性化エネルギー、 k_B は Boltzmann 定数であり、図の U_0 はピンニング・ポテンシャルである。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考えられ、したが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と予測される。したがって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 a_f であるとしてよいであろう。これよりピンニングポテンシャル内での磁束バンドルの振動数を ν_0 とすると、 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の Josephson の関係を用いて磁束クリープを起こして生じる電界の大きさは

$$E = Ba_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

で表せる。

図 1.2 のように電流が小さい場合、 U と U' の差は小さく、磁束クリープは、ローレンツ力の方向とは反対方向への磁束の動きも考えられる。した

がって反対方向の動きを考慮し、washboard ポテンシャルとして正弦波状のものを仮定すると $U - U' = \pi U_0 j$ となる。ただし J_{c0} をクリープが無いときの仮想的な臨界電流密度として、 $j = J/J_{c0}$ は規格化電流であり、この関係を用いると (1.2) 式は

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \frac{\pi U_0(j)}{k_B T} \right] \quad (1.3)$$

となる。ここで $U(j)$ は

$$U(j) = U_0 [(1 - j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j] \quad (1.4)$$

であり、また磁束クリープの際の磁束バンドルの振動周波数 ν_0 は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.5)$$

で与えられる¹⁾。ここで ζ はピンの種類に依存する定数で、点状のピンの場合は $\zeta \simeq 2\pi$ 、非超伝導粒子の場合は $\zeta = 4$ である。また、 ρ_f はフロー比抵抗であり、Bardeen-Stephen モデルを用いると常伝導比抵抗 ρ_n と

$$\rho_f(T) = \frac{B}{B_{c2}} \rho_n(T) \quad (1.6)$$

の関係にある。また、一般に $\rho_n(T)$ は温度によって変化し、ここでは $\rho_n(T) = (T/T_c)\rho_n(T_c)$ と近似する。

また、温度が高くなり磁束クリープの影響が顕著になると、わずかな電流に対しても磁束線の運動は頻繁となって、定常的な電界が観測されるようになる。すなわち、臨界電流密度 J_c がゼロとなる。したがって、この状態では準静的な変化に対して磁気的なヒステリシスを示さず、磁化曲線は可逆となる。一方、低温・低磁界領域では J_c ゼロではなく、ピンニングのために増磁過程と減磁過程とで磁化が異なり不可逆性を示す。

1.4 超伝導体の次元性

Bi系超伝導体は図1.3のような変形ペロブスカイト構造をしていて、 $\text{CuO}_2\text{-Ca-CuO}_2$ が超伝導層と呼ばれ、超伝導性が強く主に超伝導電流が流れる。また、 SrO-BiO-BiO-SrO が電氣的に絶縁層であり、この絶縁層を挟む CuO_2 面間はジョセフソン接合のような弱い結合になる。3次元的なY

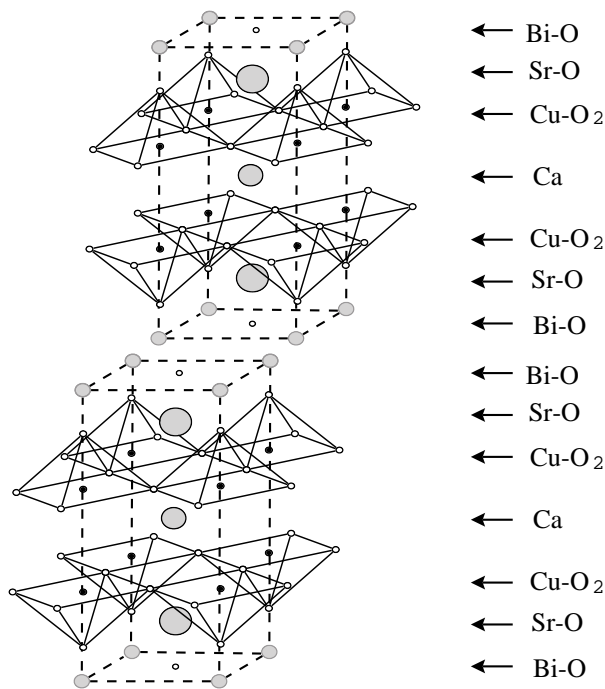


図 1.3. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 超伝導体の結晶構造。

系超伝導体に比べ、Bi系超伝導体においてはブロック層の割合が大きく、絶縁性が強いため、 c 軸方向の相関が弱くなり2次元性が強くなっている。Bi系超伝導体はこうした2次元的な結晶構造に起因してコヒーレンス長が大きな異方性を持つために、この不可逆磁界も異方性を持つことが知られている。そして酸化物超伝導体の中でも最も異方性が大きいBi-2212超伝導体の場合は、特に不可逆磁界の異方性が大きくなる。

また、 $T/T_c \simeq 0.95$ のときの、3次元的なY-123熔融法試料の不可逆磁界の値を1として規格化すると、より2次元的なBi-2223銀シーステープ線材では0.027、最も2次元的なBi-2212熔融法試料では0.011となるという報告がなされている²⁾。このように不可逆磁界の値そのものも超伝導体の結晶の異方性に強く依存することが知られている³⁾。図1.4に一定の規格化温度 $t = T/T_c$ における $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ 、 $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$ と $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の単結晶の c 軸方向に磁界を加えた場合の不可逆磁界と結晶の異方性パラメータ Γ^2 の関係を示す。ここで異方性パラメータは便宜的に $\Gamma^2 = \rho_c/\rho_{ab}$ で定義されたもので、 ρ_c 及び ρ_{ab} はそれぞれ臨界温度の直上の常伝導状態で定義した c 軸方向、 a - b 平面内の抵抗率である。異方性パラメータは2次元性が強い $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ が大きく、酸化物超伝導体の中で最も3次元的な $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ では小さくなっている。図1.4より不可逆磁界は Γ^2 の増加

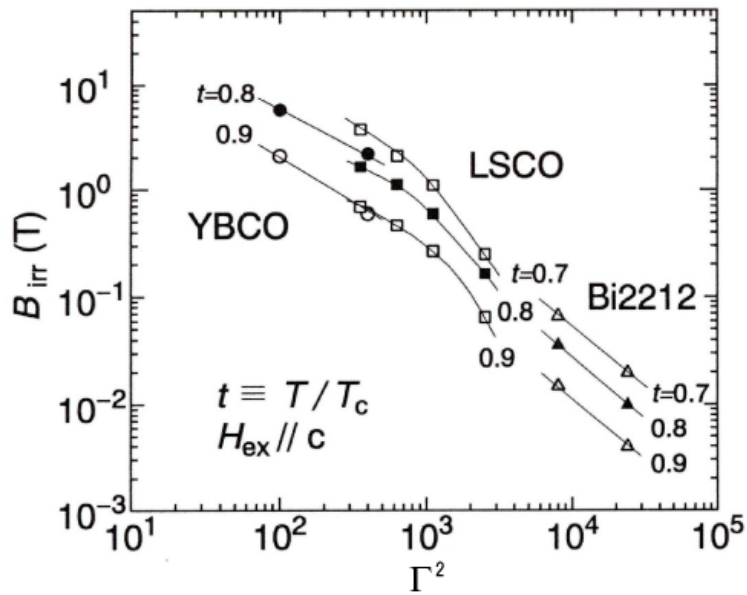


図 1.4. 異方性パラメーターと不可逆磁界の関係³⁾。

と共に単調に減少しており、結晶の異方性に強く依存することがわかる。このことを説明するモデルとしてパンケーキ磁束モデルが Clem⁴⁾ によって提案されている。

1.5 パンケーキ磁束モデル

このモデルは c 軸に平行に磁界を加えた場合の量子化磁束が絶縁的ブロック層で切れ、図 1.5 のようなパンケーキ状になるというモデルである。すなわち劣った不可逆磁界となるのは磁束バンドルの長さが CuO_2 面間距離で制限されるために、縦方向には CuO_2 層間距離のオーダーでしか相関をもたない。一方、 a - b 面には長距離にわたって相関をもつと予想している。このためピンニングポテンシャルが小さくなり、磁束クリープの影響を顕著に受けるためだとされている。もしこれが事実だとすると臨界電流特性は結晶構造に直接影響を受け、臨界温度及び臨界磁界等の超伝導パラメータのような材料因子によって決定されてしまう。したがってこの領域の臨界電流特性改善がかなり困難となる。

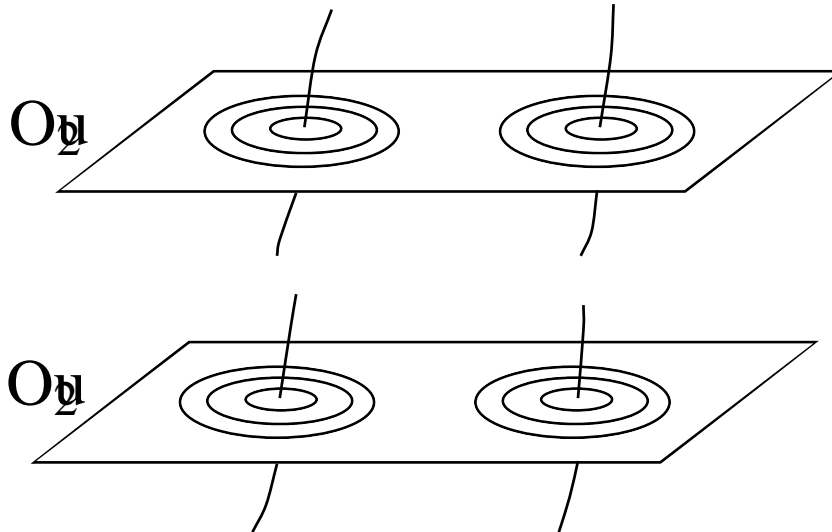


図 1.5. 磁界を c 軸に平行に加えた場合のパンケーキ磁束モデルから予想される磁束線の常伝導核の構造。

1.6 磁束クリープ理論

ここでは磁束クリープ現象において最も重要なパラメータであるピンニングポテンシャル U_0 を理論的に見積もる。ピンニングポテンシャルは磁束線の単位体積当たりの平均化したピンニングポテンシャルエネルギー \hat{U}_0 と磁束バンドルの体積 V の積で表され、

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.7)$$

となる。

磁束線の単位体積当たりに平均化したピンニングポテンシャル \hat{U}_0 は Labusch パラメータ α_L と相互作用距離 d_i を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.8)$$

と表せる。ここで α_L および d_i は磁束クリープがないときの仮想的な臨界電流密度 J_{c0} と

$$J_{c0} B = \alpha_L d_i \quad (1.9)$$

の関係がある。ここで J_{c0} の温度・磁界依存性は

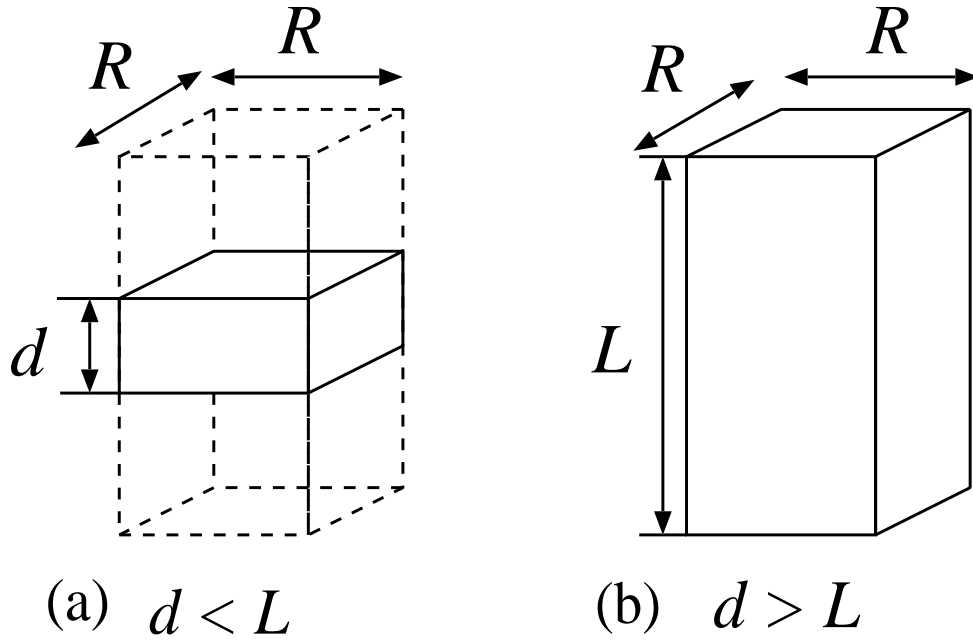


図 1.6. 磁束バンドルの形状

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

のように表され、 A 、 m 、 γ 、 δ はピンニングパラメータを表す。

一方、磁束バンドルの形状は図1.6のように表され縦方向の磁束バンドルサイズ L 及び横方向の磁束バンドルサイズ R はそれぞれ以下の様に表される。

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left(\frac{B a_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.12)$$

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

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.13)$$

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

$$C_{66} = \frac{B_c^2 B}{4 \mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \equiv C_{66}^0 \quad (1.14)$$

となる。また、 ζ は相互作用距離 d_i を a_f を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.15)$$

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

$$V = LR^2 \quad (1.16)$$

と表され、ピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \frac{a_f}{2\zeta} J_{c0} BR^2 L \quad (1.17)$$

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

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

のように表す。よって、(1.17)式のピンニング・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835k_B g^2 J_{c0}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.19)$$

となる。

ここで超伝導体の厚み 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、(1.16)式は

$$V = dR^2 \quad (1.20)$$

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ニングポテンシャルは、(1.19)式のかわりに

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

となる。ここで、本実験の解析ではピンの形状は点状ピンなので ζ は 2π を用いるとする。

1.7 超伝導体の次元性による影響

ここで超伝導体の次元性の影響について考える。(1.7)式で表されるようにピンニングポテンシャル U_0 を決定する上で磁束バンドルの体積 V が重要となってくる。超伝導体の次元性が影響を及ぼすのは主として磁束バンドルの体積に対してであるが、(1.11)式で表されるように磁束バンドルの縦方向のサイズは次元性の影響を受けない。したがって、次元性の影響を受けているのは磁束バンドルの横方向のサイズであると考えられる。ここでピンニングポテンシャル U_0 を測定すれば、横方向の磁束バンドルサイズを表す磁束バンドル中の磁束数 g^2 を評価することができ、超伝導体の次元性が及ぼす影響を明らかにすることができる。

様々な超伝導体試料における g^2 の比較を表 1.1 に示す。表 1.1 より超伝導体の次元性が大きくなるにしたがって横方向の磁束バンドルサイズが大きくなるということが言える。この結果は結晶構造が2次元的な Bi-2212 超伝導体におけるパンケーキ磁束モデルの予想と矛盾した結果である。

表 1.1 様々な超伝導試料における g^2 の比較。

超伝導体の種類	g^2
Bi-2212(単結晶試料)	1.0
Bi-2223(テープ線材)	1 ~ 2
Y-123(QMG 法試料)	3 ~ 20
Y-123(単結晶試料)	8 ~ 200

磁束バンドルの形状がこのようになる理由を考える。図 1.7 に c 軸方向の超伝導オーダーパラメーターの大きさの変化を示す。 t はブロック層の厚さである。一般的にブロック層では超伝導オーダーパラメーターが殆どゼロであるために、磁束線格子に剪断が生じてこの部分ではエネルギーの増加はない。したがって、結晶構造が2次元的になるつれて剪断変形によりエネルギーが増加する領域の割合が減少し、磁束線の剪断定数 C_{66} が減少するため、(1.12)式にしたがって横方向の磁束バンドルサイズが小さくなる。このように2次元的な超伝導体においては横方向の磁束バンドルが小さくなるため、磁束クリープの影響を顕著に受けると考えられる。また、実際にはオーダーパラメーターが異なることに関連して2次元的になるほど

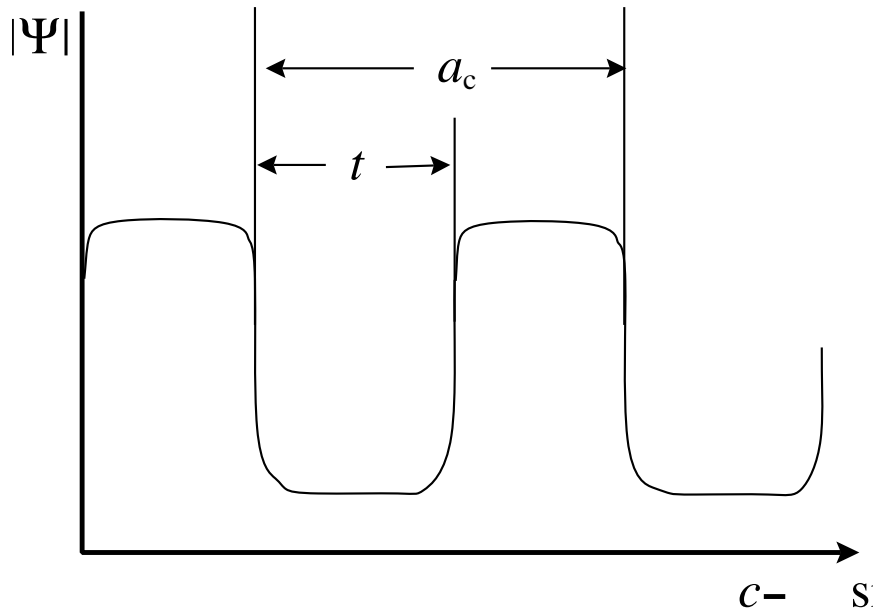


図 1.7. c 軸方向に沿った超伝導オーダーパラメーターの大きさの変化。

凝縮エネルギー密度が減少するため、同じピンであってもピンニングが弱くなる。このため縦方向磁束バンドルサイズ L は大きくなる。これもパンケーキ磁束モデルによる予想と矛盾している。

ここで結晶構造の次元性による違いを明確にするために Bi-2212、Bi-2223 及び Y-123 超伝導体で臨界電流密度が同一の場合を考えてみる。縦方向磁束バンドルサイズは次元性には依存しないため、臨界電流密度が等しい場合には 3 つの試料で等しくなる。一方、 g^2 は表 1.1 に示すように超伝導体の次元性が大きくなるにしたがって横方向に大きくなる。このため結晶構造が 3 次元的である Y-123 超伝導体では 2 次元的な Bi-2212 超伝導体と比べ、同じピンニングの強さでもピンニングポテンシャルが大きく、磁束クリープの影響を受けにくい。

1.8 Bi-2212 単結晶のピーク効果について

通常臨界電流密度は磁界の増加とともに単調に減少する。しかし、ある温度、磁界領域で臨界電流密度にピークをもつ場合があり、これをピーク効果という。このピーク効果は様々な理由によりおこるが、その理由の一つに Y-123 などにみられる磁束線格子の disorder 転移がある。これはピンの周囲で磁束線格子の剪断変形が生じ、動いた磁束線が別のピンにつかまるとすると、格子の歪みが大きくなり弾性定数 C_{66} が小さくなる。これに

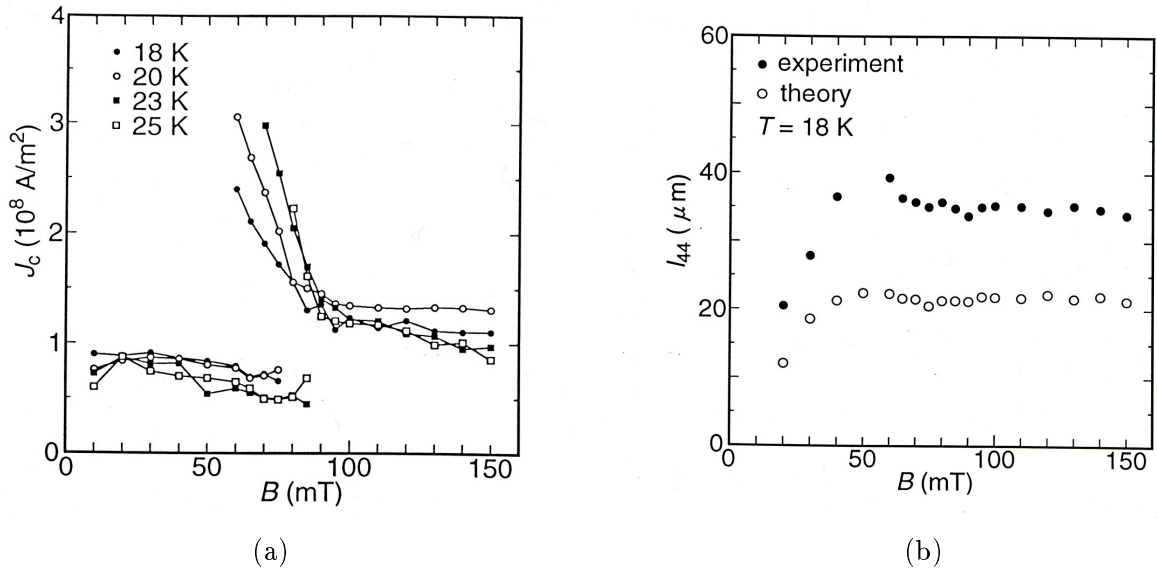


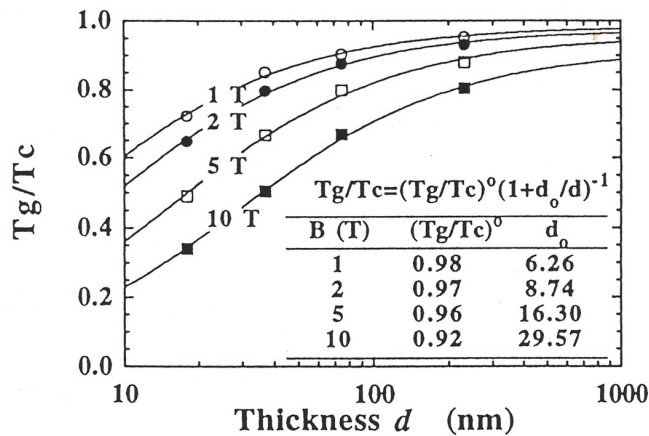
図 1.8. Bi-2212 単結晶試料の (a) 臨界電流密度の磁界依存性 (b) 縦方向弾性相関距離⁶⁾。

より磁束線は変形しやすくなり、こうした連鎖反応により一挙に臨界電流密度が増大しピーク効果となる。また、試料のピンニングが強くなるにつれて、 J_c が極大となるピーク磁界が低磁界側にシフトすることが知られている。このことは Y-123 などで見られるピーク効果は磁束線の弾性エネルギーとピンニングエネルギーの兼ね合いによる磁束線格子の disorder 転移によるものであることを示している⁵⁾。すなわち剪断エネルギーは磁界の低下とともにピンニングエネルギーよりも急に増大するが、ピンが強い場合、低磁界においてもピンニングエネルギーは剪断エネルギーに匹敵し、disorder 転移が起ると考えられる。

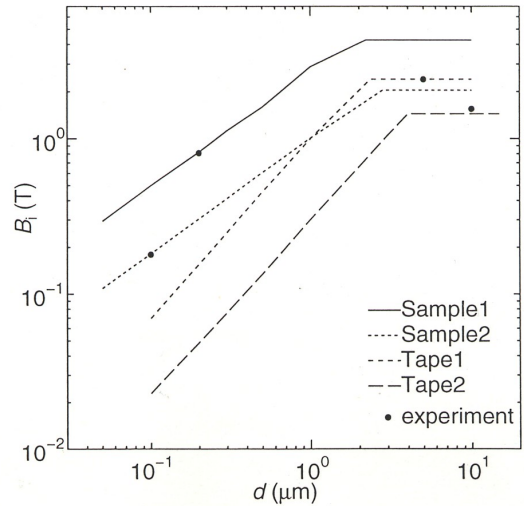
一方、2次元的な Bi-2212 では常伝導核が磁界の増加とともに3次元状態から2次元状態へ転移することでピンにとらわれやすくなりピークが生じる。図 1.8 に Bi-2212 単結晶試料のピーク効果についての図を示す⁶⁾。図 1.8(a) からわかるように 70 mT 付近で臨界電流密度に不連続な飛びが生じている。このことからこのピーク効果は1次の相転移であるといえる⁶⁾。図 1.8(b) は

$$l_{44} \simeq \left(\frac{Ba_f}{\zeta \mu_0 J_c} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

で与えられる同試料の縦方向弾性相関距離 l_{44} を AC 法により測定した実験値 (黒丸) 及び (1.22) 式で与えられる理論値 (白丸) の磁界依存性を示したも



(a)



(b)

図 1.9. (a)Y-123 超伝導体の glass-liquid 相転移温度⁷⁾(b)Bi-2212 薄膜の不可逆磁界の厚み依存性⁸⁾

のである。この図から Bi-2212 単結晶の縦方向弾性相関距離は約 20~30 μm であることがわかる。一般に、これら Bi-2212 試料におけるピーク効果ではピーク磁界はほぼ一定で試料のピンニングの強さに影響されないことが知られている。このことから Bi-2212 におけるピーク効果は磁束線の次元クロスオーバーとピンニングに関連した 1 次相転移であるといえる。

1.9 本研究の目的

これまでに述べてきたように、超伝導体の臨界電流密度および不可逆磁界を決定する要因として、超伝導体の次元性、ピンニングの強さの他に試料の厚さがある。図 1.9 からわかるように Y-123 超伝導の磁束の glass-liquid 相転移温度は超伝導体の厚さに依存しており⁷⁾、このことから不可逆磁界が厚さに依存していることがいえる。加えて、最も 2 次元的な Bi-2212 薄膜において不可逆磁界が試料の厚さに依存しているという報告がされている⁸⁾。この結果は磁束線が 2 次元超伝導体でさえ薄膜の厚さ以上の長さで強く結合していることを示している。これらのことはパンケーキ磁束モデルの予想と全く異なる⁴⁾。

以上のことは磁束クリープ理論によって磁束バンドルサイズの違いという点から説明できる⁹⁾。縦方向磁束バンドルサイズはバルクな試料の場合、

縦方向弾性相関距離 l_{44} で与えられるが、薄膜の場合、 c 軸方向の磁界下において膜厚に制限され、結果ピンニング・ポテンシャルが小さくなる。つまり、磁束線の縦方向弾性相関距離は、最も 2 次元的な Bi-2212 超伝導体でさえ CuO_2 層間距離より長いことを示している。また、この相関距離は単に磁界と臨界電流密度によって決定され、超伝導体の次元性には依存しない。そこで本研究では最も 2 次元的な超伝導体である Bi-2212 薄膜の厚み依存性を調べるために様々な厚さの Bi-2212 薄膜、及び単結晶の磁化測定を行い臨界電流密度、不可逆磁界を評価し、磁束クリープ理論を用いて検討する。

第 2 章 実験

2.1 試料

2.1.1 試料の諸元

本実験で用いた試料は Bi-2212 薄膜と単結晶の 2 種類の試料を用いた。Bi-2212 薄膜試料は、東京工業大学の内山哲治氏から提供されたもので、レーザーアブレーション法により MgO 基盤上に作製されたものである。また、単結晶試料は九州工業大学高野研究室の安田敬氏から提供して頂いたもので、KCl フラックス法によって作製されたものである¹⁰⁾。各試料ともに c 軸は試料の広い面に垂直に配向している。各試料の諸元を表 2.1 に示す。

試料の酸素ドーピング状態はオーバードープ状態であると予想される。また、 T_c が低いのはこれはオーバードープ状態であるためと、結晶の配向が悪いためであると考えられる。

表 2.1 各試料の諸元

sample	thickness	T_c
1	0.1 μm	60 K
2	0.2 μm	72 K
3	0.5 μm	82 K
4	1.0 μm	79 K
5	5.0 μm	86 K
6	10 μm	88 K

2.1.2 レーザーアブレーション法

レーザーアブレーション法は図にその概略を示すように、高エネルギーのパルスレーザー光を原料ターゲットに照射し、その際に叩き出されたターゲットの粒子を基板上に堆積させる方法である。具体的には基板とターゲットを設置したあと、チャンバー内を真空にし、基板を 950 ~ 990 程°C 度に加熱し、次に酸素ガスを導入する。準備の終わったところでレーザーをターゲットに照射する。成長表面に到達する粒子は、運動エネルギーを有した励起化学種であり、低温成長および非平衡相の成長に適する。膜組成はほぼターゲット組成と同じになるのが特徴である。また、大きな成膜速度を得ることができる上に、レーザー出力およびレーザー光照射頻度を変えることで、平均成膜速度を自由に制御することができる。しかし、プラズマの生成を伴う方法であるため、成膜過程に複雑な点が多く、また表面に入射する粒子に関連するほとんどのパラメータは、独立に制御することが困難である。

次に、詳しい試料の作製条件について述べる。原料ターゲットは化学量論組成の 2212 であり、ターゲットと基板の距離は共に 5cm 程度、酸素圧は共に 400mTorr である。Sample1 は KrF エキシマレーザーで波長は 248nm、パルス幅は 20nsec、パワーは 240-280mJ で作製されたものである。Sample2 は Nd:YAG レーザーの 4 倍波で波長は 266nm(基本波 1064nm)、パルス幅は 4-6nsec、パワーは 80-90mJ で作製されたものである。

成膜温度が高いため基板材料としては (1) 酸化物薄膜と拡散反応を生じない、(2) 熱膨張係数の差が小さいといった条件を満たしていなければならない。この条件を比較的満足する材料として本実験では MgO 基板を用いている。

2.1.3 KCl フラックス法

フラックス法は目的の物質とは別の溶剤に目的の物質を溶かし、徐冷していき目的の物質より融点の高い溶剤が液体状態であることを利用して晶出させる方法である。KCl フラックス法は、その溶剤を KCl とし、870°C から 760°C まで 10°C /h の速度で冷却し目的の結晶体を得る。次に結晶体とフラックスを分離させる方法として機械的に分離する方法があるが、結晶に損傷を与える危険性が高いので、高温のフラックス熔融状態で結晶とフラックスを分離する方法で分離した。

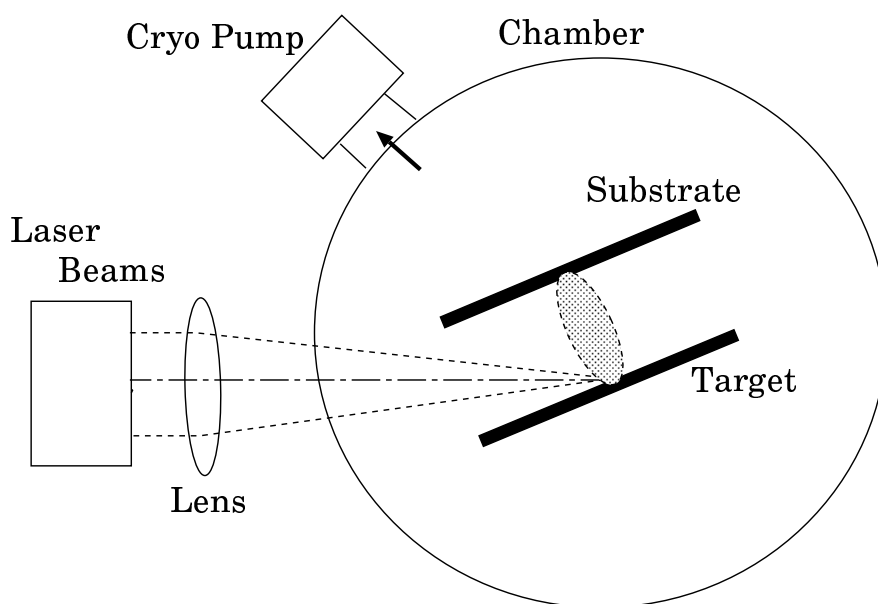


図 2.1. 薄膜作製のレーザーアブレーション装置の例。

2.2 測定方法

測定は SQUID 磁力計 (Superconducting QUantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子) の MPMS システム (Magnetic Property Measurement System) を用いて、試料の c 軸方向の外部磁界に対する直流磁化を測定した。

2.3 SQUID について

SQUID を用いた MPMS システムで使用する通常の測定過程では、試料移動装置を用いて検出コイルより下の移動の下限の位置に試料を置き、コイル中で引き上げるときの SQUID 検出器の出力を測定する。初期の位置では SQUID が試料の磁気モーメントを検出しないように試料が検出コイルより十分下になくてはならない。次に上方向にある距離だけ連続的に移動させ SQUID 検出器からの電圧を読み取る事によって測定される。SQUID 電圧が、多数の点で読み取られるなら、SQUID 電圧を試料位置に対してプロットする事ができる。そのような一組のデータが一回の走査に相当する。

曲線の形は MPMS システムで使用する検出コイルの幾何学的配置に

関係する。コイルは二次微分配置で巻かれ、上部及び下部の一回巻きは二回巻きのセンターコイルに対して逆に巻かれている。この配置は近くの磁気的な雑音源からの干渉を除去し、SQUID 検出ループの周囲に超伝導シールドを使用しないでもシステムを機能的にする。

2.4 臨界電流密度 J_c の導出

ある一定温度で外部磁界を 7 T から -7 T まで変化させ、直流磁化を測定する。得られた曲線を原点の回りに 180 度回転させ、両端が一致するように線形に補正を施し、閉じたの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 ΔM [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 - 外部磁界 (J_c - B) の関係が求まる。

ここで幅 a 、長さ b の平板状超伝導体 ($a > b$) に垂直に磁界を加えた場合について考える。電流分布に Bean モデルを仮定し、磁化の結果から臨界電流密度を求める。超伝導体へ 4 方向から磁束が侵入する場合、臨界電流密度が等方的であれば電流が流れる様子は図 2.2(a) のようになる。また、図 2.2(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 m は、磁界の方向の試料の厚みを t とすると

$$m = \frac{J_c b^2}{6} (3a - b)t \quad (2.1)$$

となる。したがって磁化のヒステリシスは m を超伝導体の体積で割って

$$\Delta M = \frac{J_c b}{6a} (3a - b) \quad (2.2)$$

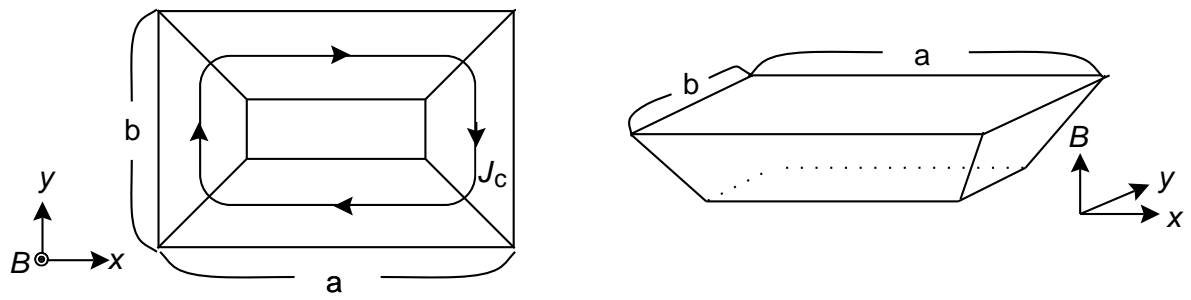
となり、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{6a}{b(3a - b)} \Delta M \quad (2.3)$$

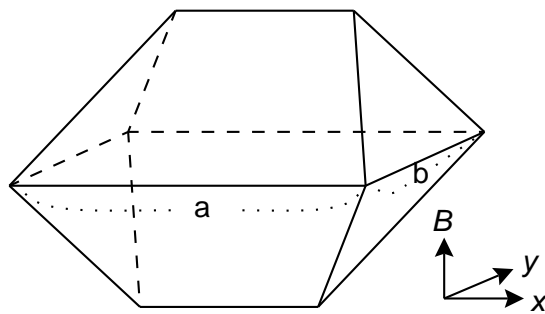
から評価される。ただし、SQUID 磁力計での磁化の測定値の読みは [emu] であり、これを SI 単位系に換算するとき以下の式を用いた。

$$\Delta M [\text{A/m}] = \Delta M [\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.4)$$

このように ΔM を測定することにより J_c を評価することができる。



(a)



(b)

図 2.2. (a)4 方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と (b)4 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。

第 3 章 実験結果および検討

3.1 実験結果

3.1.1 臨界電流密度

各試料の臨界電流密度の磁界依存性を図 3.1~3.6 に示す。図を見ると分かるようにサンプル 1~3 では磁界の増加とともに臨界電流密度が単調に減少している。一方で、サンプル 4~6 では温度が 10~30 K の間でピーク効果が観測されている。したがって、Bi-2212 試料ではピーク効果が発生するための臨界の厚みが $0.5 \mu\text{m}$ ~ $1.0 \mu\text{m}$ の間にあることが分かる。また、このときのピーク磁界は温度に依らず約 50 mT 付近である。

3.1.2 不可逆磁界

各試料の不可逆磁界の温度依存性を図 3.7 に示す。各試料で臨界温度 T_c が異なるため T_c で規格化してある。図からわかるようにすべての試料で温度の減少とともに不可逆磁界は増加しているが、先程のピークが現れているサンプル 4~6 では $T/T_c=0.3$ 付近で不可逆磁界の急激に大きくなっている。これも磁束線の次元クロスオーバーによるもので、従来のバルクな Bi-2212 単結晶試料の不可逆磁界の結果と同様なものとなっている。一方で、ピーク効果の現れていない薄い試料 1~3 では不可逆磁界の増加は緩やかなものとなっている。

3.2 検討

3.2.1 ピーク効果の厚み依存性について

高温超伝導体における臨界電流密度のピーク効果には試料サイズが影響を及ぼすことが知られている。これは縦方向弾性相関距離 l_{44} と試料サイズの大小関係によってピンニングの次元が変わるからである。

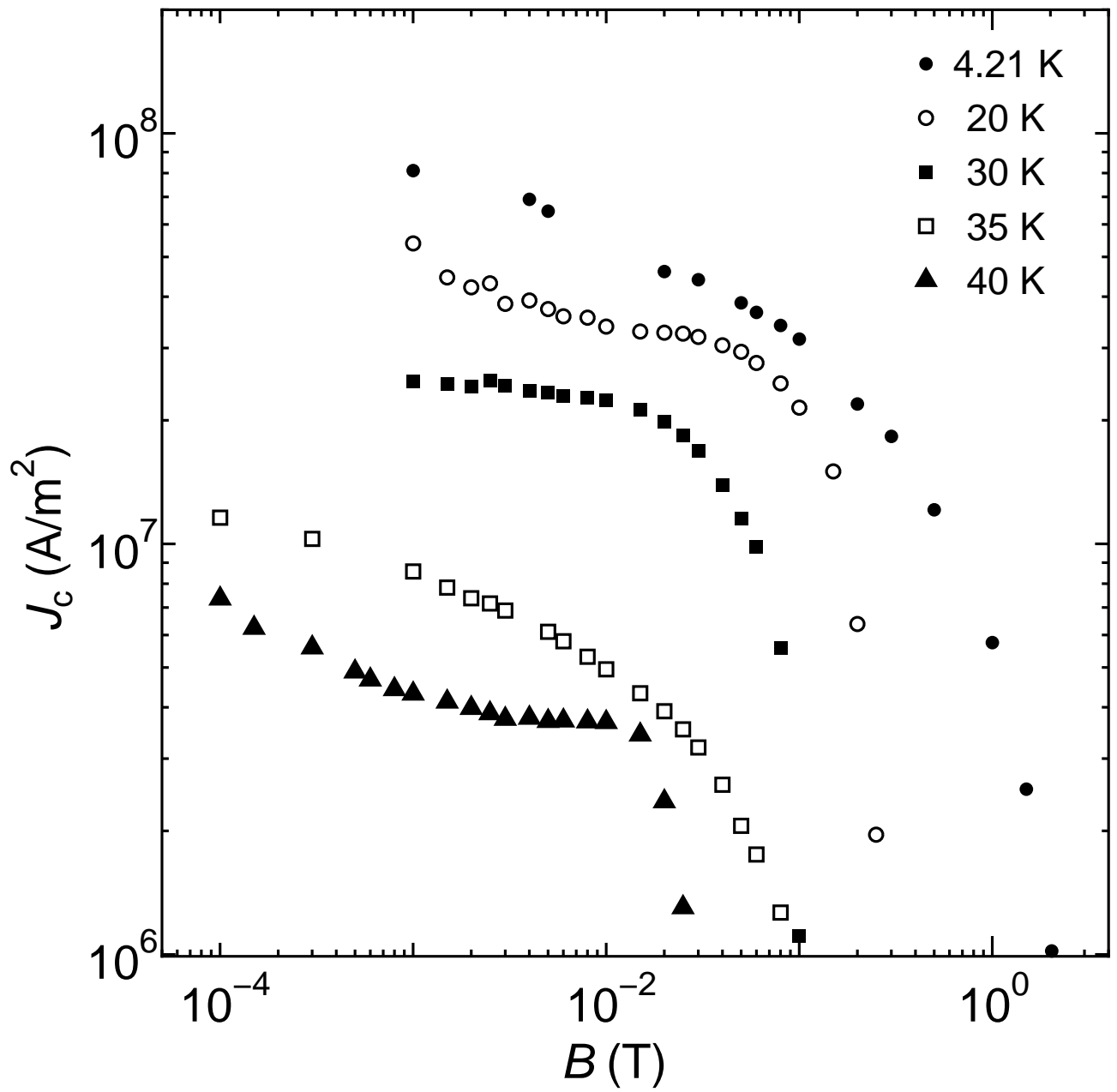


図 3.1. Sample 1 の臨界電流密度。

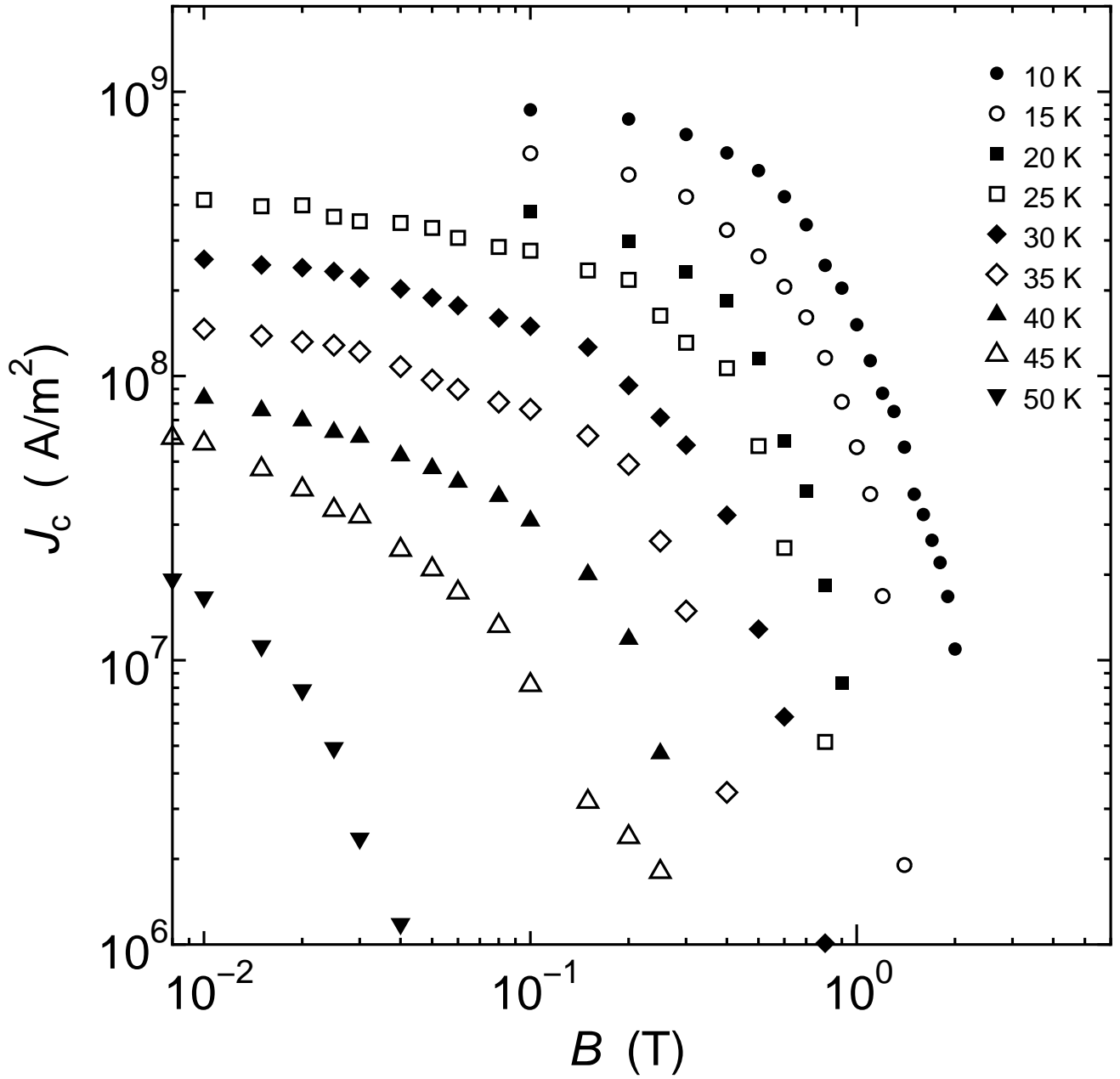


図 3.2. Sample 2 の臨界電流密度。

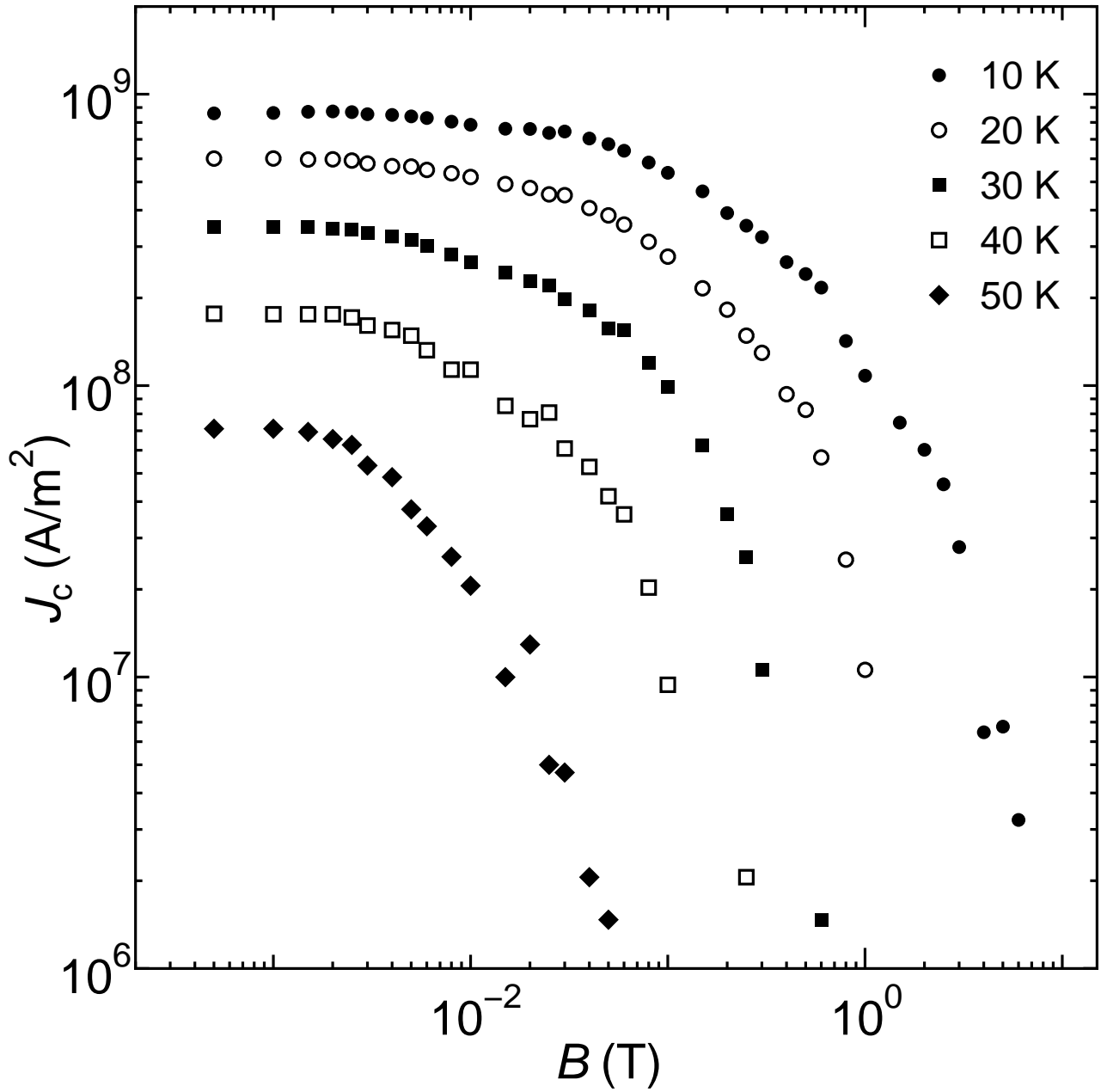


図 3.3. Sample 3 の臨界電流密度。

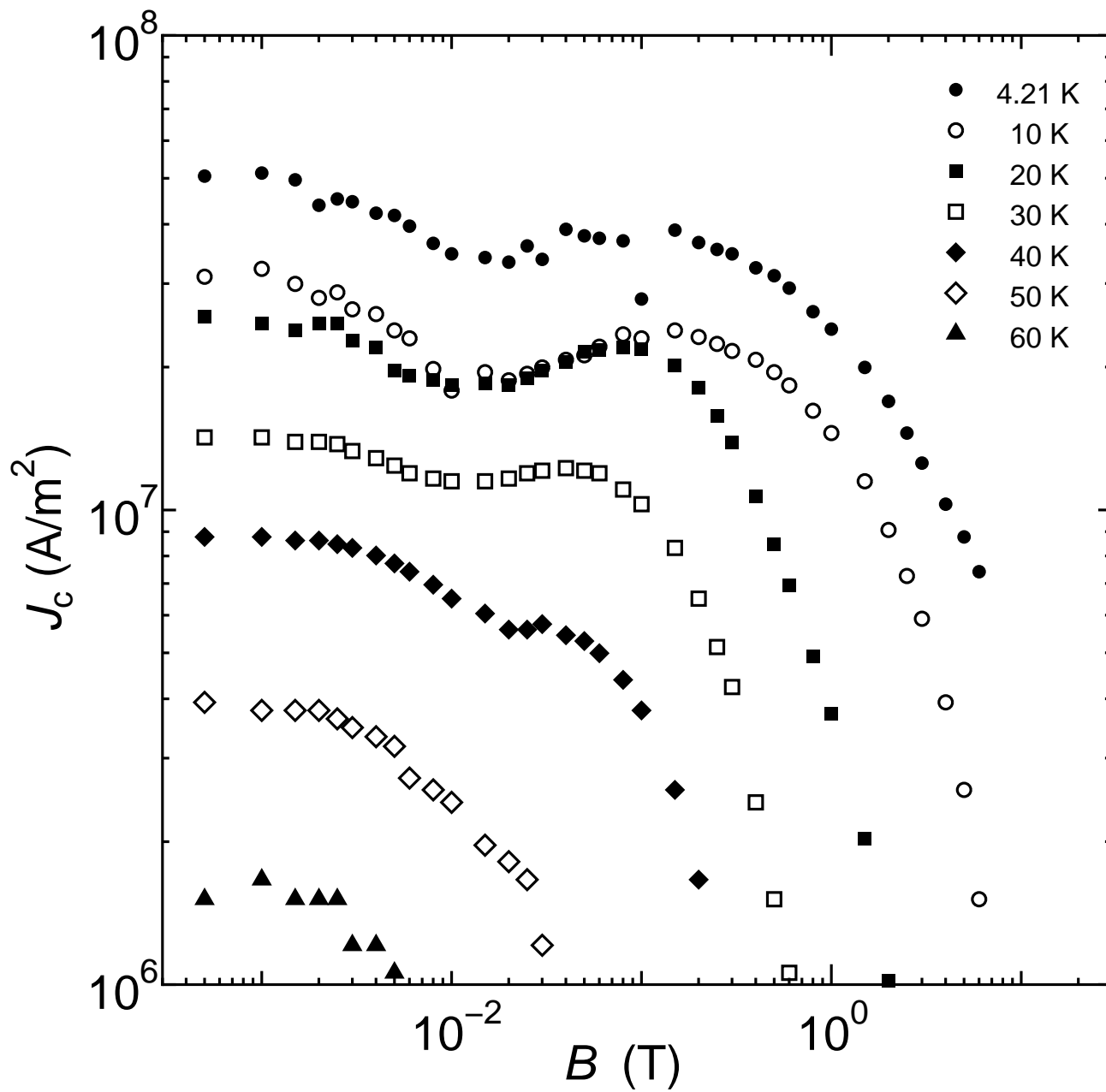


図 3.4. Sample 4 の臨界電流密度。

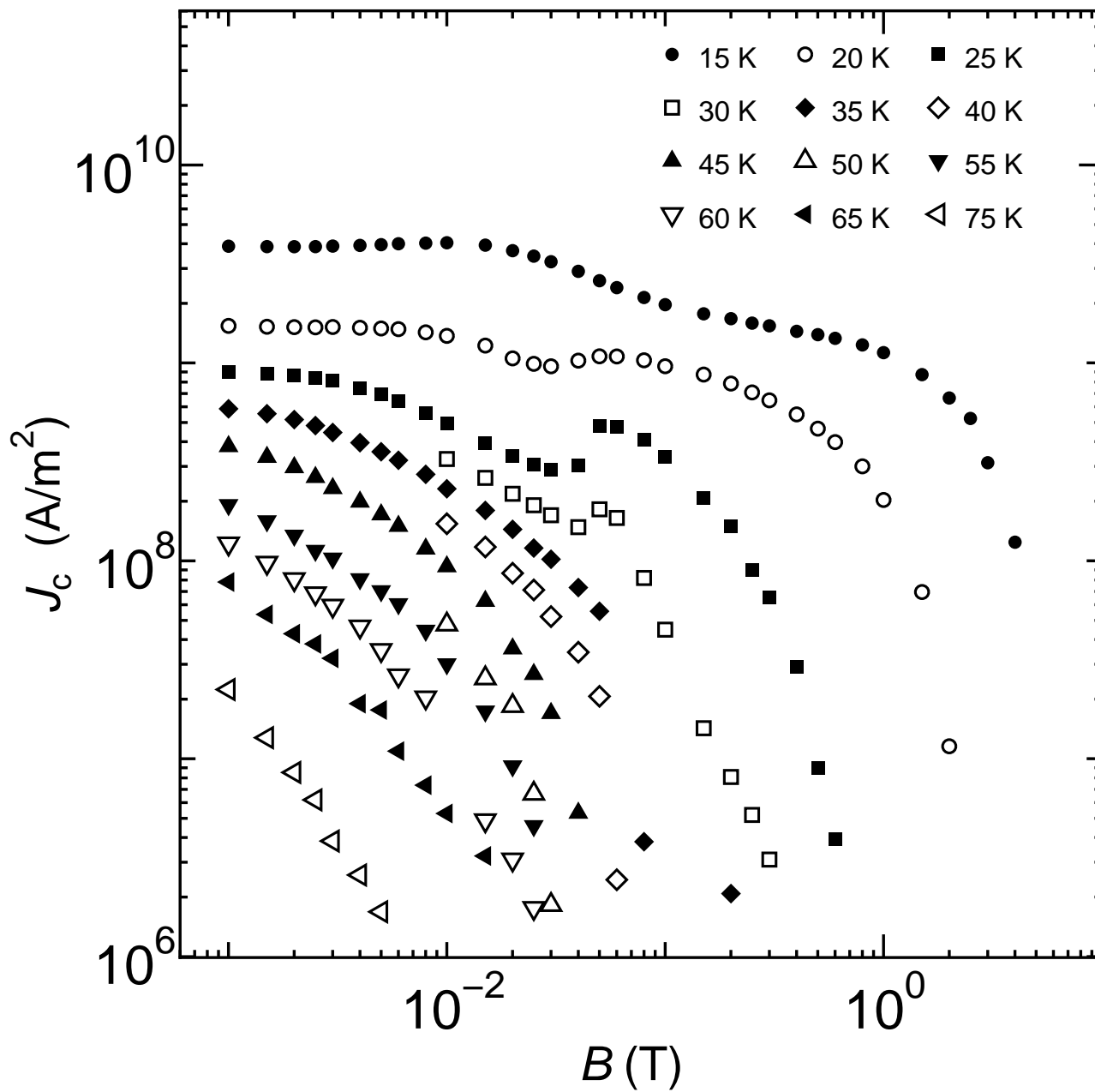


図 3.5. Sample 5 の臨界電流密度。

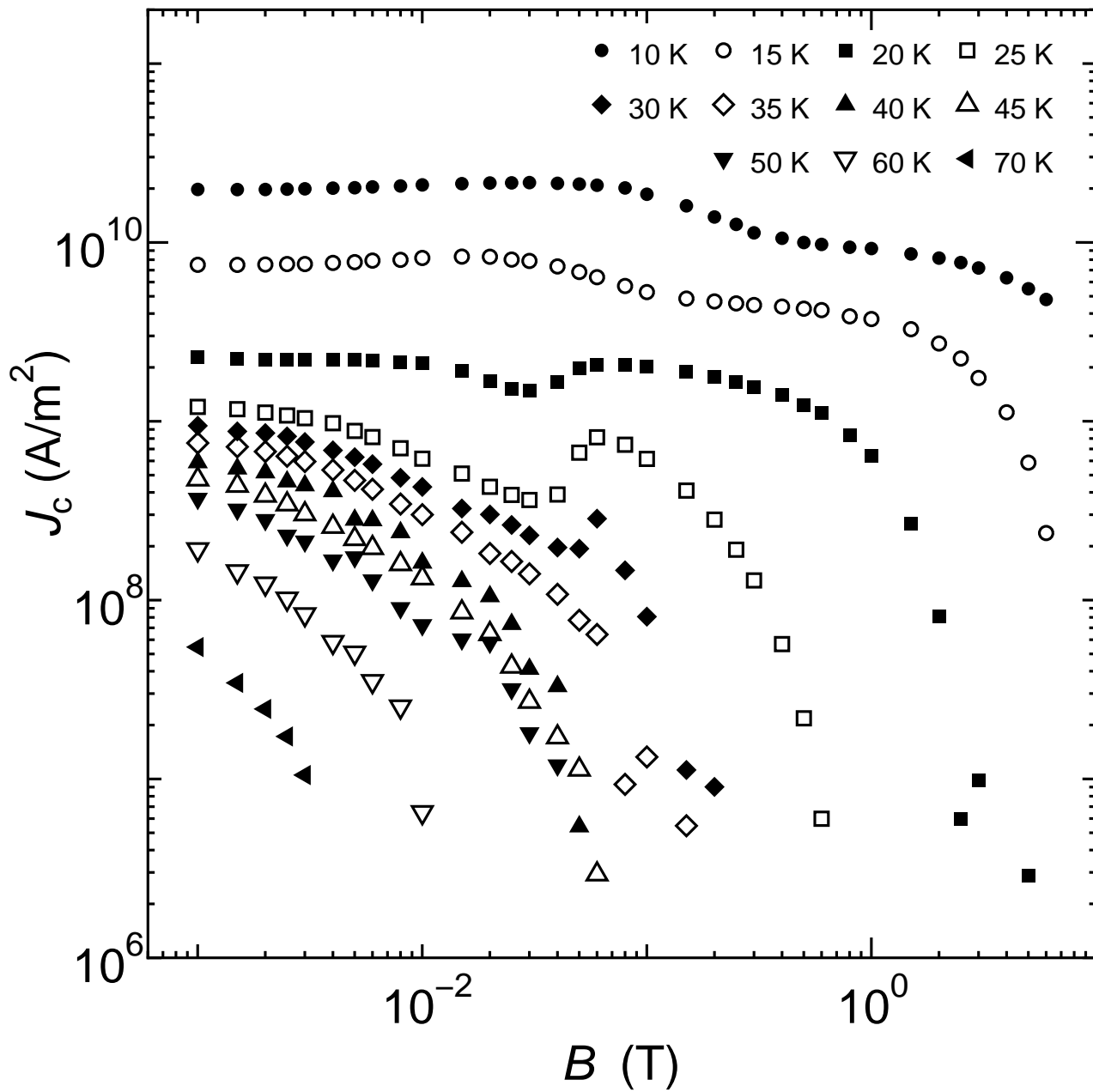


図 3.6. Sample 6 の臨界電流密度。

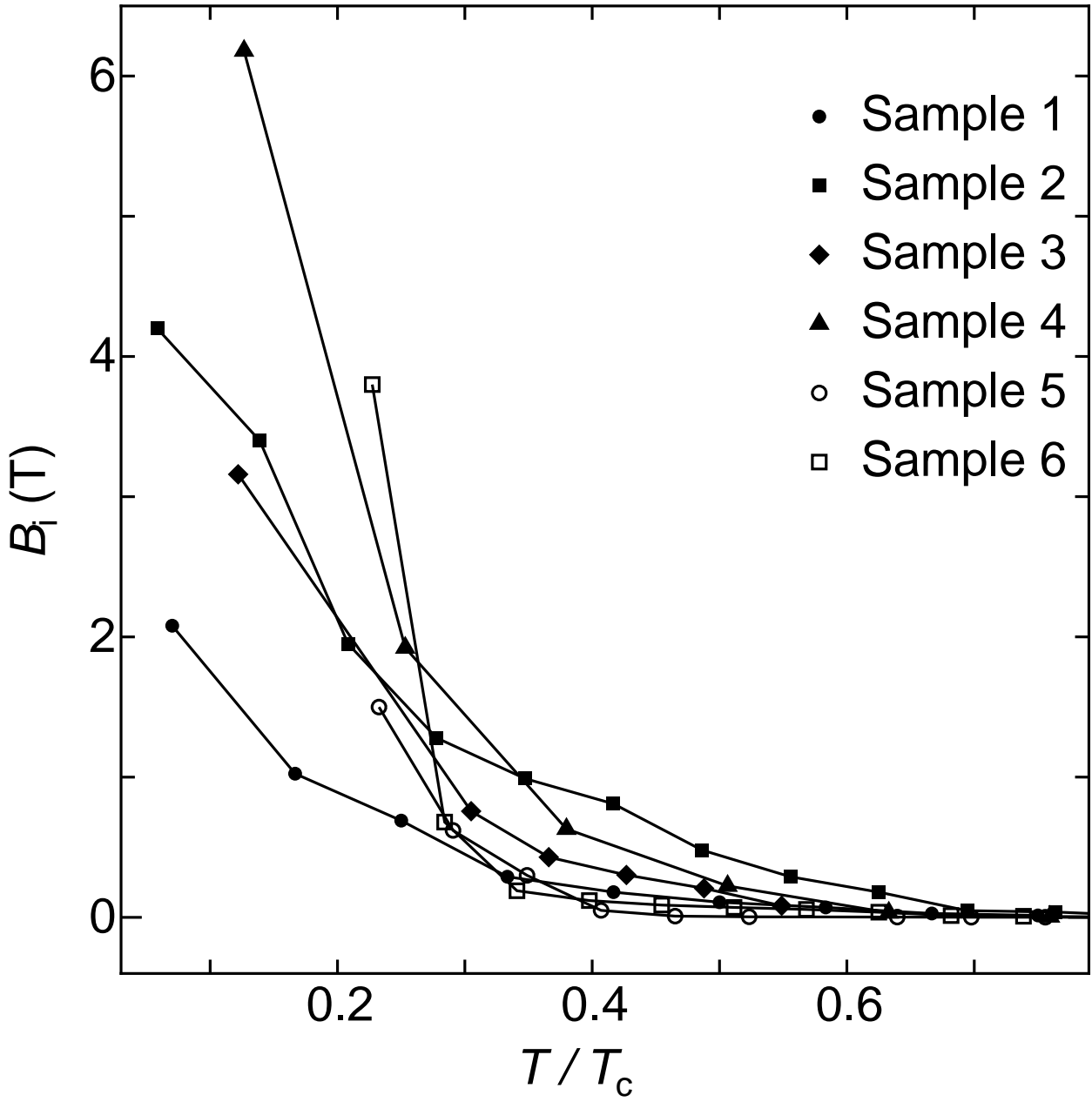


図 3.7. 各試料の不可逆磁界の温度依存性。

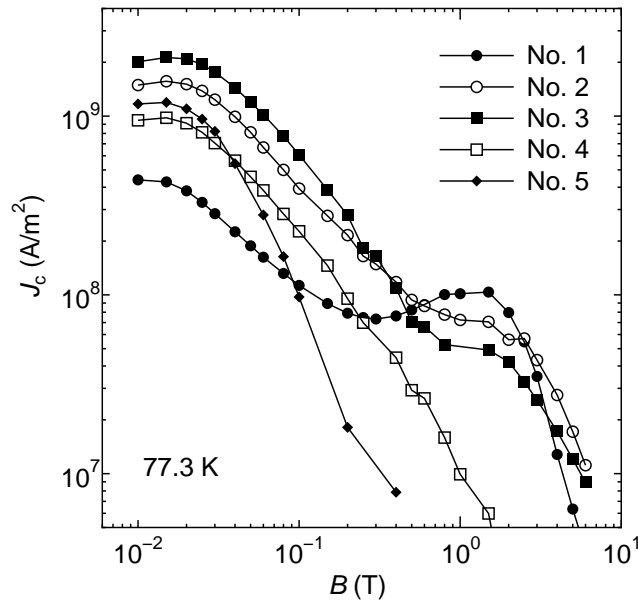


図 3.8. 77.3 K における Sm-123 試料の臨界電流密度特性¹¹⁾。

3次元的な試料である Sm-123 において臨界電流密度のピーク効果が試料サイズが小さくなるにつれて消失するという報告がある¹¹⁾。図 3.8 は 77.3 K における試料サイズ(粒径)の異なる Sm-123 試料の臨界電流密度である。No. 1 が最も試料サイズが大きく No. 5 にむかうにしたがって小さくなっている。図からわかるようにサイズが小さくなるにつれてピーク効果が観測されなくなっているのがわかる。これによるとピーク効果の発生するための臨界の試料サイズは弾性相関距離 l_{44} の約 1/2 である。

一方で、Bi-2212 試料のピーク効果の発生する臨界厚みは約 $1.0 \mu\text{m}$ であり、このときの弾性相関距離 l_{44} (約 $20\sim 30 \mu\text{m}$) よりはるかに薄く、3次元的な Sm-123 の場合と大きく異なる。

Bi-2212 単結晶試料の Bi-2212 におけるピーク効果は磁束線の次元クロスオーバーによるものであることは先に述べたが、ここでは磁束線の次元クロスオーバーについて述べる。磁束線の次元クロスオーバーとは磁束線の常伝導核が図 3.9(a) のような 3次元状態から (b) のような 2次元状態に移ることをいう。つまり低磁界側では (a) のように 3次元の超伝導体と同様に磁束の変形の特長長 l_{44} と常伝導核が同程度の長さで変形している(常伝導核の 3次元状態)のに対し、高磁界側では (b) のような常伝導核の 2次元状態に移り常伝導核が磁束より短い特長長 l で変形できるようになる。そうなることにより、よりピンに捕われやすくなり臨界電流密度が上昇し、ピーク効

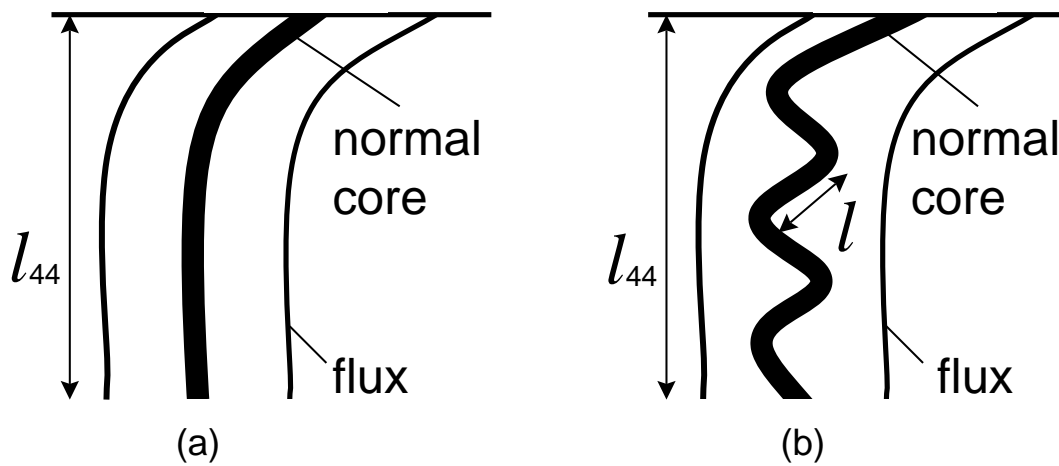


図 3.9. 磁束線の転移。

果が発生すると考えられている。collective pinning 機構によると常伝導核の変形の特徴長 l には、 $J_c \propto l^{-1/2}$ の関係が成り立つと予言される。ピーク効果による J_c の変化は 4 倍程度であることから l は $1/16$ 程度に短くなることが予想される¹²⁾。つまり、低磁界 (3 次元状態) では $l \simeq l_{44}$ であるのに、高磁界 (2 次元状態) では $l \simeq l_{44}/16$ になると考えられる。そうするとこの常伝導核の変形の特徴長 l はピーク効果の発生する臨界厚みとかなり近くなり、ピーク効果の厚み依存性について説明できると考えられる。この $1 \mu\text{m}$ という値は超伝導体の結晶パラメータ ($\sim 1\text{nm}$) よりはるかに長い。したがって、ここでの 2 次元状態ではパンケーキ磁束モデルのような完全な 2 次元状態ではなく準 2 次元的な状態となっている。以上より 2 次元的な状態で外側の「磁束」と内側の「常伝導核」の格子の二重性があることが明らかになり、臨界電流密度は「常伝導核」の特徴長によって決定されることが分かった。

3.2.2 不可逆磁界の厚み依存性について

図 3.7 から $T/T_c=0.2$ 付近の低温領域では不可逆磁界は試料が厚くなるにつれて増加している。一方で、 $T/T_c=0.5$ 以上の高温領域になると不可逆磁界は厚さによって系統的に変化していないように見える。そこで、まず磁束線が 2 次元状態にあると予想される 20 K における不可逆磁界の厚み依存性を図 3.10 に示す。これからこの温度領域における不可逆磁界の試料厚み依存性が確認される。

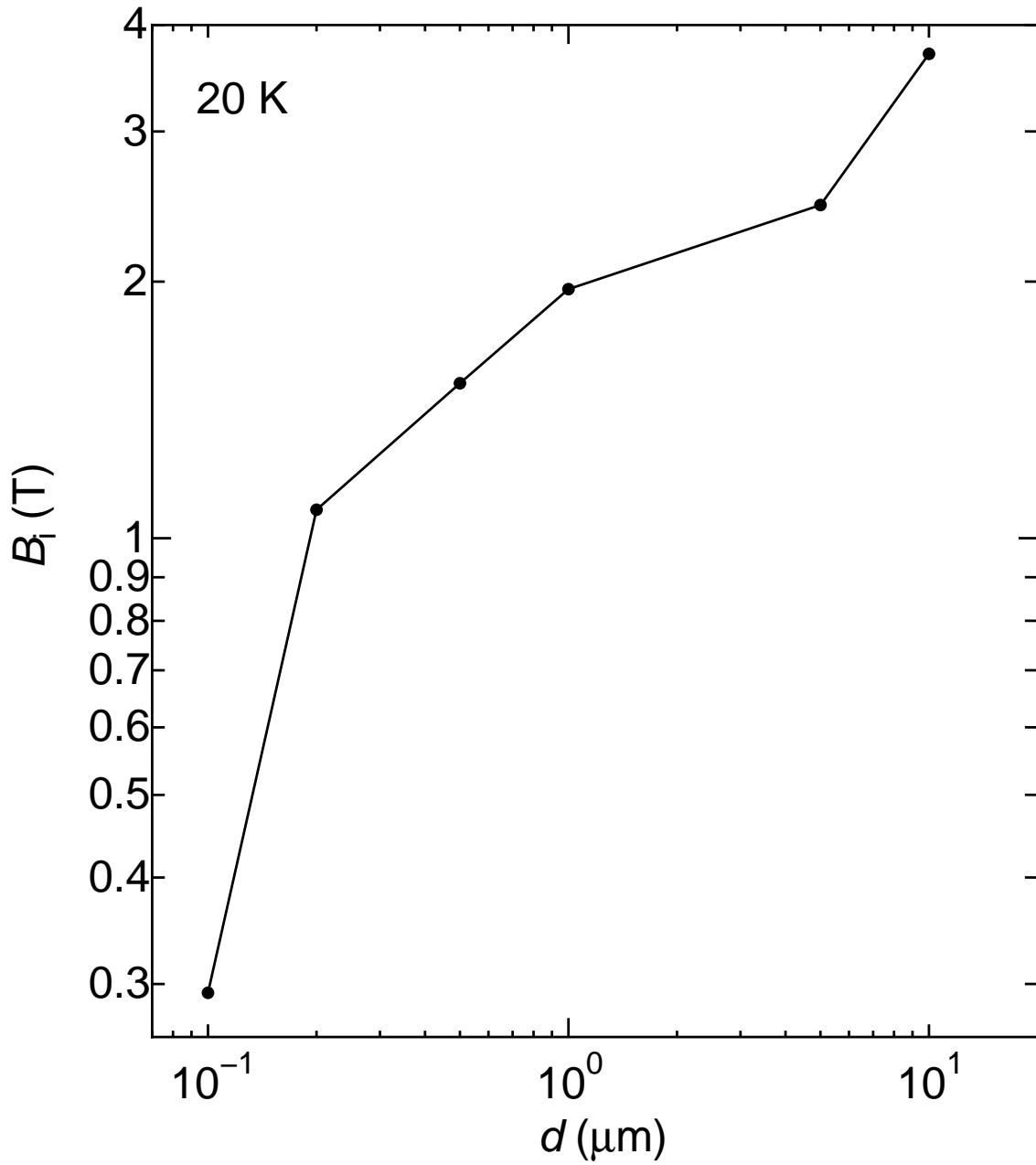


図 3.10. 20 K における不可逆磁界の厚み依存性。

集合的磁束クリープ理論によるとピンニング・ポテンシャル U_0 はクリープがないとしたときの仮想的臨界電流密度 J_{c0} によって表される。 U_0 はピンニング力と磁束バンドルの体積に依存することが知られている。式 (1.2) の E - J 曲線においての (U が J の関数であることに注意) $E = E_c$ において J_c を定義する。不可逆磁界において $J_c = 0$ となることから、活性化エネルギーが $U = U_0$ となり、

$$E_c = B_i a_f \nu_0 \left[\exp \left(-\frac{U_0(B_i)}{k_B T} \right) \right] \quad (3.1)$$

の条件から不可逆磁界が求まる。式 (3.1) より $U_0(B_i)$ を求めると、

$$U_0(B_i) = k_B T \log \left(\frac{B_i a_f \nu_0}{E_c} \right) \quad (3.2)$$

となる。ここでは簡単のため J_{c0} の分布を無視している。第1章より、超伝導体の厚さ d が縦方向磁束バンドルサイズ L より大きい場合にはピン・ポテンシャルは式 (1.19) で与えられる。この中の磁束クリープがないとしたときの仮想的な臨界電流密度 J_{c0} の温度及び磁界依存性は式 (1.10) から $B \ll B_{c2}$ として

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \quad (3.3)$$

となる。式 (3.3) と式 (3.2) から

$$B_i^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \left(\frac{K_1}{T} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m \quad (3.4)$$

が得られる。ここで

$$K_1 = \frac{0.835 g^2 A^{1/2}}{\pi^{3/2} \log \left(\frac{B_i a_f \nu_0}{E_c} \right)} \quad (3.5)$$

である。一方、 d が L より小さい場合には U_0 は式 (1.21) で与えられ、同様にこれと (3.3) 式を式 (3.2) に代入し

$$B_i^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \frac{K_2}{T} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{m/2} d \quad (3.6)$$

を得る。ただし

$$K_2 = \frac{4.23g^2 A^{1/2}}{2\pi^2 \log\left(\frac{B_i \alpha_f \nu_0}{E_c}\right)} \quad (3.7)$$

である。

ここで仮想的に試料の厚さを厚くしていき L になったときに不可逆磁界が飽和するが、このときの不可逆磁界の値を B_{imax} とすると、 d が L より小さい場合には

$$B_{\text{imax}}^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \left(\frac{K_1}{T}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m \quad (3.8)$$

一方、 d が L より大きい場合には

$$B_{\text{imax}}^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \frac{K_2}{T} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{m/2} L \quad (3.9)$$

式(3.4)、式(3.6)、式(3.8)、式(3.9)より、

$$\begin{aligned} \left(\frac{B_i}{B_{\text{imax}}}\right)^{\frac{3-2\gamma}{2}} &= \frac{d}{L} ; & d < L \\ &= 1 ; & d > L \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。ここで上述の式に従い各試料の不可逆磁界の膜厚依存性及び、 L 、 B_{imax} を求める。この際パラメータ A, m, γ, σ^2 をフィッティングパラメータとして各試料の臨界電流密度の実験値と理論値をフィッティングさせることにより決定した。ここで(3.3)式中の A については

$$f(A) = K \exp\left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.11)$$

のような分布を仮定し、 K は規格化定数、 σ^2 は分布広がりを表すパラメータ、 A_m は A の最頻値である。なお、 g^2 は Bi-2212 試料を用いているため 1 とした。ここでフィッティングする際、ピーク効果が生じている試料においては磁束線が 2 次元-3 次元転移することにより低温領域と高温領域でパラメータが変化していると考えられる。そこで磁束線が完全に 2 次元状態であると考えられる 15~30 K においてフィッティングを行った。決定されたパラメータを用いて各試料の 20 K における不可逆磁界の膜厚依存性を図 3.11 に示す。また、得られた L 、 B_{imax} を表 3.1 に示す。

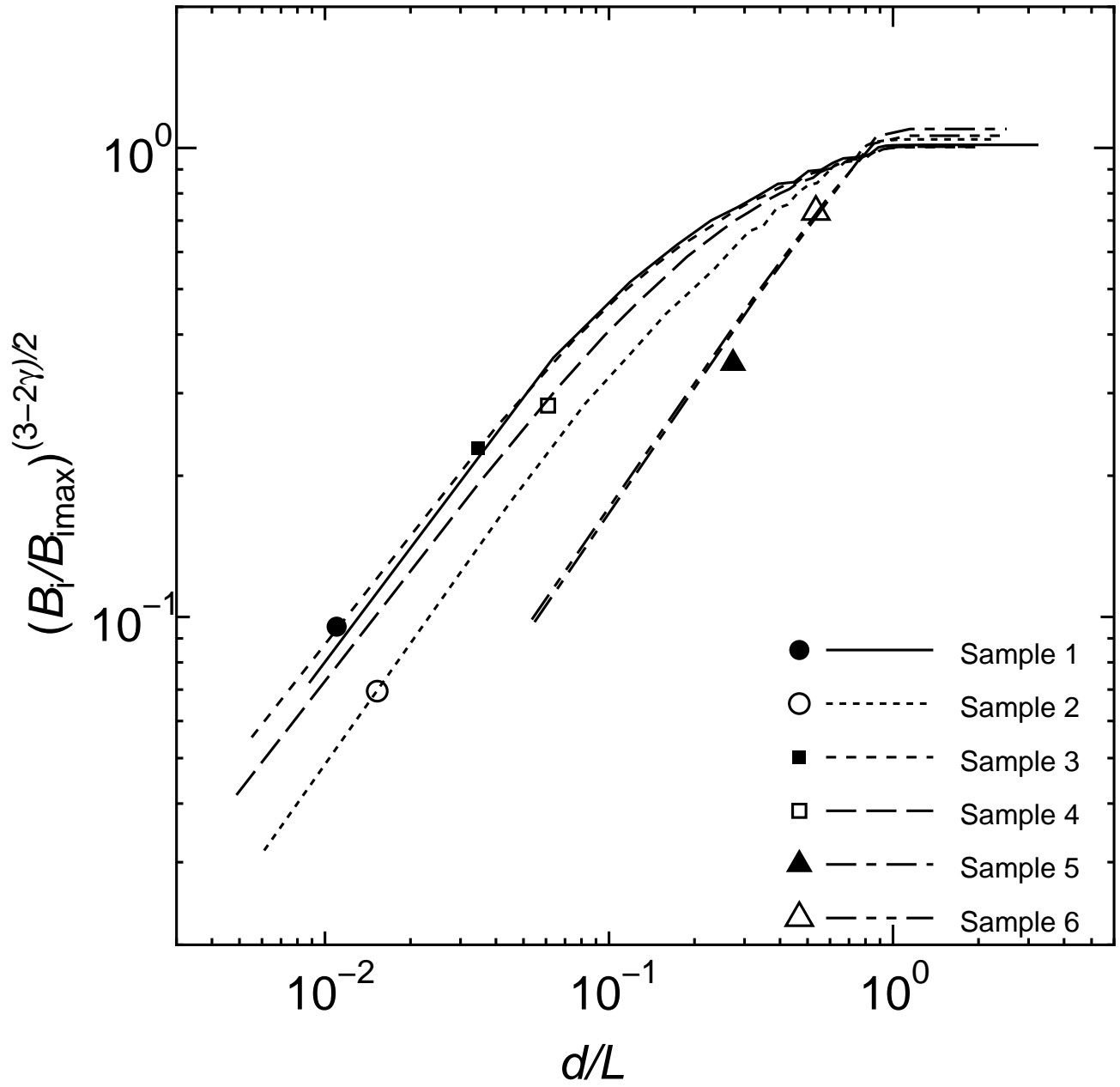


図 3.11. 20 K における不可逆磁界の厚み依存性の理論値及び実験値。

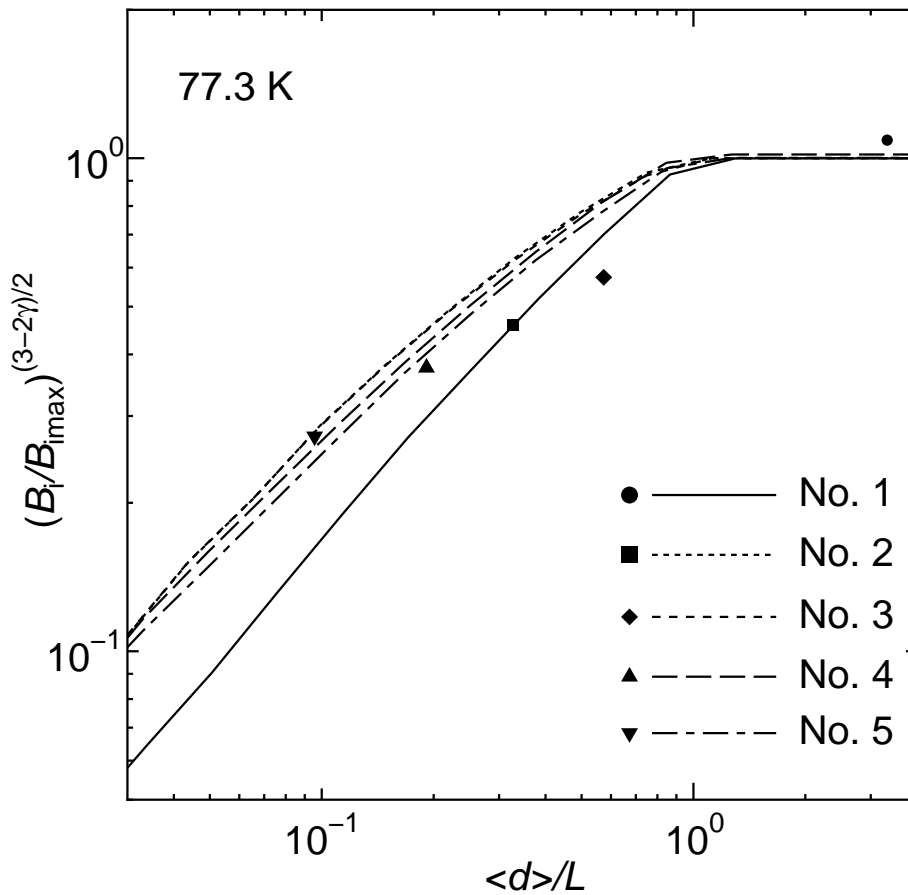


図 3.12. 77.3 K における Sm-123 試料の不可逆磁界のサイズ依存性¹¹⁾。

図から各試料の不可逆磁界は $d < L$ の領域で試料の厚さに依存して増加していることが分かり図 3.10 の結果を支持している。また、 $d > L$ の領域では不可逆磁界は飽和すると予想される。ここで、図 3.8 と同じ Sm-123 試料の同様な不可逆磁界の厚み依存性の解析結果を図 3.12 に示す¹¹⁾。この図では $d > L$ の範囲で不可逆磁界が飽和している様子が示されている。このように不可逆磁界は 2 次元的な超伝導体、3 次元的な超伝導体に関わらず「磁束」の特性長によって決定されていると考えられる。

表 3.1 各試料の L 、 B_{imax}

sample	1	2	3	4	5	6
L (μm)	9.1	13.1	14.5	16.4	18.3	18.7
B_{imax} (T)	26.9	20.9	27.3	23.4	5.0	5.8

次に $T/T_c=0.5$ 以上の高温領域の不可逆磁界について検討する。高温領域において不可逆磁界は低温領域のように厚さによって系統的に変化していない。これは様々な影響があると考えられるが、そのうちのひとつとして試料が薄くなることによって横方向の相関が復活しているのではないかとということが挙げられる。

磁束クリープ理論によると $d \ll L$ のときピンニングポテンシャル U_0 は (1.21) 式で与えられる。ここで横方向の相関距離を表すパラメータである g^2 は

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \log \left(\frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (3.12)$$

で与えられる。ここで g_e は完全な磁束線格子の g 値で、 U_e はそのときのピンポテンシャルの値である。ピンニングポテンシャル U_e は試料の厚さ d に比例することから $g^2 \propto d^{-4/3}$ が成り立つ。つまり、試料が薄くなることにより通常の Bi-2212 試料では $g^2 < 1$ となるのが $g^2 > 1$ になるのではないかと考えられる。

そこで、各試料の臨界電流密度を g^2 を調整パラメータとしてフィッティングを行ってみた。まず、図 3.13 に Sample 3 の g^2 の温度依存性を示す。図からわかるように温度が高くなるに従って g^2 が大きくなっている様子が得られた。次に、磁束線が 3 次元状態であると考えられる 40 K における g^2 の厚み依存性を図 3.14 に示す。シンボルが各試料のフィッティングによって得られた g^2 の値で実線はそれぞれ、傾きが $-4/3$ の直線と $g^2 = 1$ の直線を表している。図から分かるように試料が $d \ll L$ の領域では g^2 が $d^{-4/3}$ に比例して変化しているのが分かる。

以上のことから磁束線が 3 次元的である高温領域では試料が薄くなるにつれて横方向の相関が復活し、不可逆磁界がさほど小さくならないと考えられる。

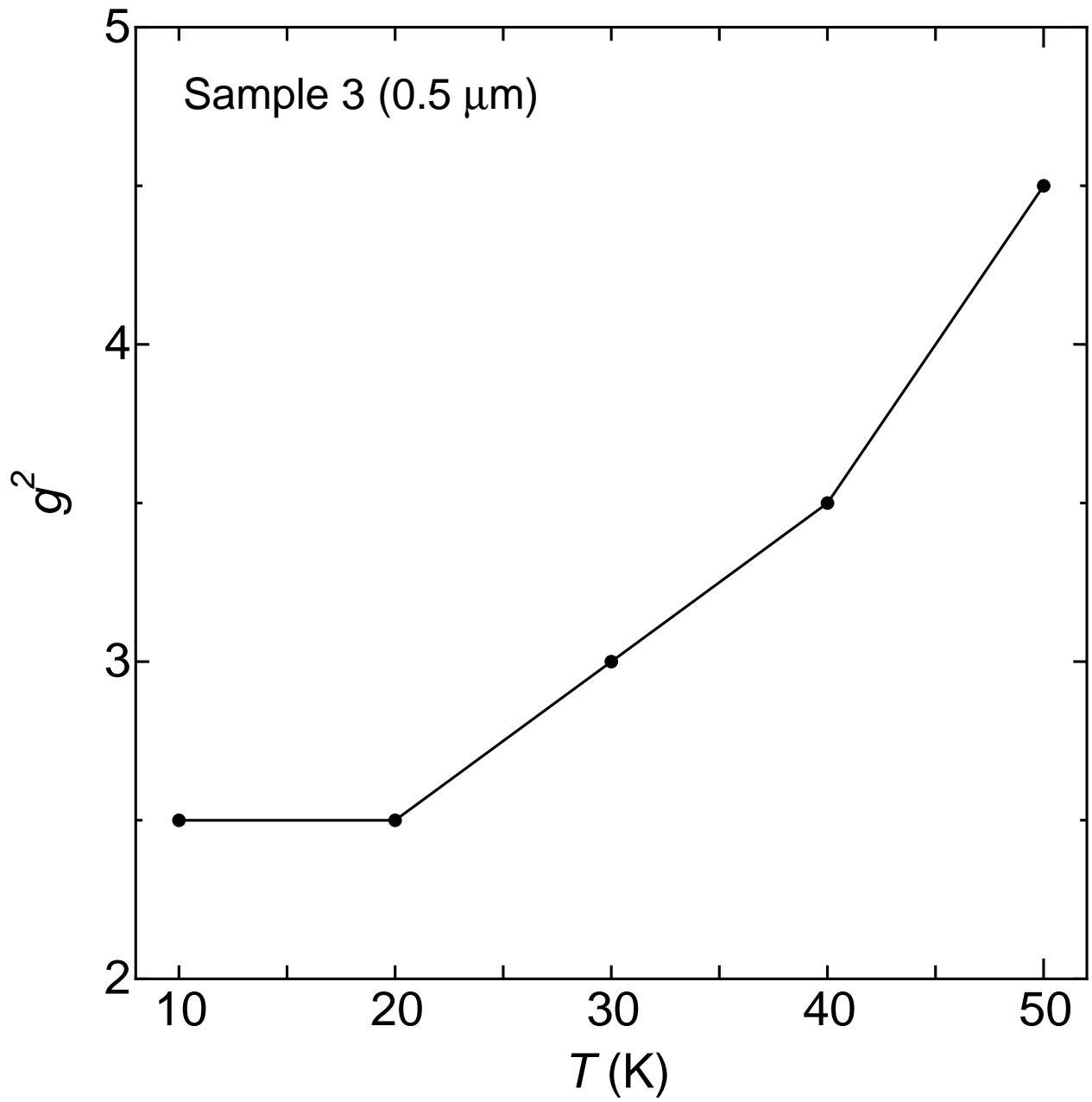


図 3.13. Sample 3 の g^2 の温度依存性。

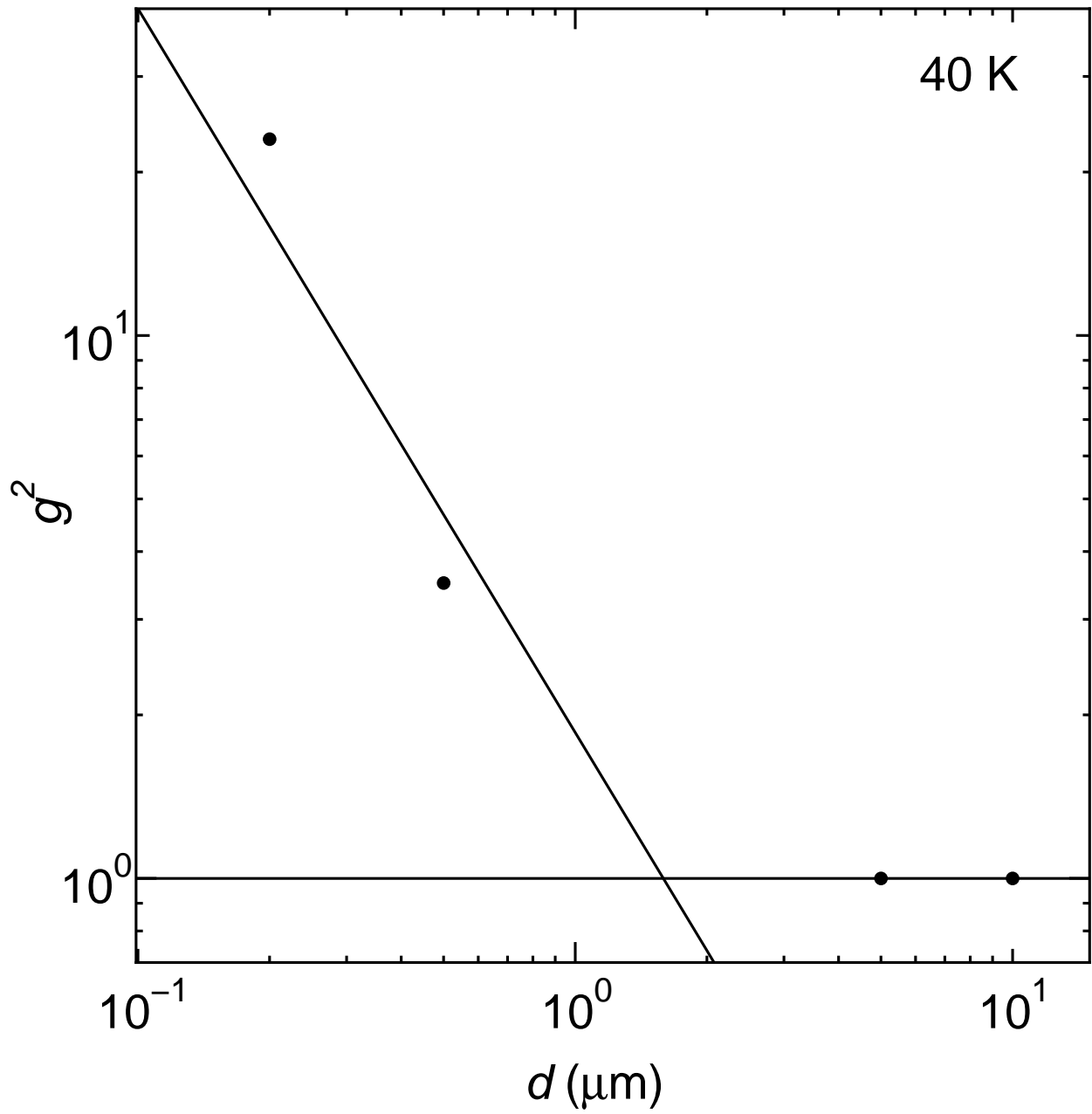


図 3.14. g^2 の膜厚依存性。

第 4 章 まとめ

3 次元的な RE-123 系の試料では不可逆磁界及び臨界電流密度が磁気的な弾性相関距離によって与えられることが知られている。そこで、最も 2 次元的な試料である Bi-2212 では何によって臨界電流密度、不可逆磁界特性が与えられるかを調べるために、厚さの異なる 6 つの Bi-2212 薄膜の臨界電流密度と不可逆磁界を測定した。測定結果を検討した結果、以下のことが明らかになった。

- 厚みを薄くしていくと磁束線のクロスオーバーによるピーク効果が消滅する。この臨界厚みはサブ μm のオーダーであり、磁束バンドルの縦方向サイズである弾性相関距離 l_{44} の長さである数十 μm よりかなり小さな値である。このことから「磁束」の特性長 L はピーク効果には関係なく、「常伝導核」の特性長 l が J_c を決定していると言える。
- 「常伝導核」の特性長 l は超伝導の結晶パラメータよりはるかに長くパンケーキ磁束モデルのような完全な 2 次元状態ではなく準 2 次元的な状態となっていると考えられる。
- 磁束線が 2 次元状態である低温領域では、「常伝導核」の特性長 l を越えても試料の厚みとともに比例して不可逆磁界は大きくなる。このことから不可逆磁界は「磁束」の特性長 L によって決定されることが考えられる。一方、磁束線が 3 次元状態である高温領域では、試料が薄くなるにつれて横方向の相関が復活し、不可逆磁界がさほど小さくならなくなっていると考えられる。
- Bi-2212 は Sm-123 に見られなかった「磁束」格子と「常伝導核」格子の二重性が存在する。つまり「磁束」格子の特性長 L がバンドルサイズを決定し、「常伝導核」格子の特性長 l が J_c を決定しているということである。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大な御指導、御助言を頂いた松下照男教授に深く感謝します。また実験等に協力していただいた他、いろいろと助言や指導をして頂いた、小田部荘司助教授、木内勝助手に深く感謝します。そして実験に用いた Bi-2212 試料を提供して頂いた東京工業大学の井口家成教授、内山哲治氏、九州工業大学高野研究室の安田敬氏に感謝します。

最後に本研究を行うにあたり、色々と支援を頂いた松下研究室の皆さんに深く感謝します。

参考文献

- 1) K.Yamafuji, T. Fujiyoshi, K. Toko and T. Matsushita: *Physica C* **159** (1989) 743.
- 2) 井原 直幹: 九州工業大学修士論文 (平成 7 年 2 月)p.19
- 3) K. Kishio, J. Shimoyama, K. Kitazawa, K. Yamafuji: Proc. 1994 Topical International Cryogenic Materials Conference (World Scientific, Singapore) p.32.
- 4) J. R. Clem *Phys Rev B* **43** (1991) 7837.
- 5) 吉見 太佑: 九州工業大学修士論文 (平成 14 年 2 月)p.19
- 6) T. Hirano, T. Matsushita, Y. Nakayama, J. Shimoyama, K. Kishio *Advances in Superconductivity XI* (Springer-Verlag, Tokyo), Vol. 1, pp. 489–492
- 7) A. Sawa, H. Yamasaki, Y. Mawatari, H. Obara, M. Umeda and S. Kosaka, *Physica C* **282-287** (1997) 2071.
- 8) 山浦 俊介: 九州工業大学修士論文 (平成 13 年 2 月)p.35
- 9) N. Ihara, T. Matsushita: *Physica C* **257** (1996) p.223.
- 10) T. Yasuda, T. Uchiyama, I. Iguchi, M. Tonouchi and S. Takano, *Superconductor Science and Technology* **14** (2001) 1152-1155.
- 11) T. Matsushita, E. S. Otabe, H. Wada, Y. Takahama and H. Yamauchi: *Phys Rev B* (2003)
- 12) T. Matsushita *et al.*: *Suercond. Sci. Technol.* **11** (1998) 925.