

Y-123 超伝導体のピーク効果と 磁束ピンニング機構

吉見 太佑

平成 14 年 2 月

情報システム専攻

目次

第 1 章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.2	磁束ピンニング機構	2
1.2.1	211(422)相粒子によるピンニング	2
1.2.2	低 T_c 相によるピンニング	4
1.3	ピーク効果	6
1.4	不可逆磁界	6
1.5	磁束クリープ	6
1.6	ピンニング・ポテンシャル	10
1.7	磁束フロー	14
1.8	磁束クリープ・フローモデル	14
1.9	研究背景	15
1.9.1	Mochida らの実験結果	15
1.9.2	disorder 転移	16
1.9.3	超伝導体の次元性による影響	19
1.10	本研究の目的	19
第 2 章	実験	21
2.1	試料	21
2.1.1	溶融法	21
2.1.2	試料	22
2.2	実験方法	22
第 3 章	測定結果および検討	28
3.1	臨界電流密度の磁界依存性	28
3.2	臨界電流密度の 211 相粒子の体積率・粒径依存性	31

3.3	ピーク磁界	33
3.4	disorder 転移	34
3.5	超伝導体の次元性による影響	36
3.5.1	次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性	36
3.5.2	次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 211 相粒子の体積率・粒径依存性	36
3.5.3	disorder 転移の本質	39
3.6	磁束クリープ・フローモデルによる理論値との比較	40
3.6.1	臨界電流密度の理論値との比較	40
3.6.2	アンダードープ状態における臨界電流密度の理論値との比較	44
3.6.3	不可逆磁界の実験値と理論値の比較	45
3.6.4	アンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較	46
第 4 章	結論	53
4.1	結論	53
	参考文献	56

表目次

2.1	試料の製作条件。	25
3.1	調整パラメーター。	41
3.2	次元性による影響を受けた場合の調整パラメーター。	45

図目次

1.1	孤立した磁束線内のオーダーパラメーターおよび磁束密度の変化。	3
1.2	常伝導析出物と磁束線の常伝導核の配置。	4
1.3	近接効果がある場合の低 T_c 相の周囲のオーダーパラメーター $ \Psi $ の様子。破線は低 T_c 相に磁束線が侵入した場合。	5
1.4	臨界電流密度の磁界依存性。(a)は単調に減少する普通の場合。(b)はピーク効果がある場合。	7
1.5	温度-磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ 。	8
1.6	磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念図。	9
1.7	磁束線の変位に対するピン力密度の変化。	11
1.8	磁束バンドルの模式図。	12
1.9	磁束フローにおけるエネルギー状態。	14
1.10	Nd-123 超伝導体に Nd-422 相の添加量を増加させたときの臨界電流密度の変化。	16
1.11	双晶面を除いた Y-123 単結晶における磁束線系の相図。	17
1.12	酸素欠損量を変えた Y-123 単結晶と中性子照射量を変えた V_3Si 単結晶のピーク効果の比較。	18
1.13	c 軸方向のオーダーパラメーターの変化の様子。	20
2.1	試料 00(c 軸に垂直な面)。	23
2.2	試料 01(c 軸に垂直な面)。	23
2.3	試料 10(c 軸に垂直な面)。	24
2.4	試料 11(c 軸に垂直な面)。	24
2.5	試料の形状。	25
2.6	(a)4 方向からの磁束線の侵入 (b)4 方向から磁束線が侵入した場合の磁束分布。	27
3.1	試料 00 の臨界電流密度の磁界依存性。	29

3.2	試料 01 の臨界電流密度の磁界依存性。	29
3.3	試料 10 の臨界電流密度の磁界依存性。	30
3.4	試料 11 の臨界電流密度の磁界依存性。	30
3.5	77.3 K における各試料の臨界電流密度の磁界依存性。	31
3.6	77.3 K での 0.1 T 及び 3.0 T における臨界電流密度の 211 相 体積率・粒径依存性。	32
3.7	試料 00 と 01 の不可逆磁界の比較。	33
3.8	試料 00 におけるピーク磁界 B_p 、ディップ磁界 B_d 及び不可逆 磁界 B_i の温度依存性。	34
3.9	試料 00 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 磁界依存性。	37
3.10	試料 01 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 磁界依存性。	37
3.11	試料 10 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 磁界依存性。	38
3.12	試料 11 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 磁界依存性。	38
3.13	30.0 K での 0.1 T 及び 4.0 T における追加熱処理前後の臨界 電流密度と 211 相粒子の有効表面積との関係。	39
3.14	追加熱処理前後の試料 00 のピーク磁界 B_p 、ディップ磁界 B_d 及び不可逆磁界 B_i の温度依存性。	40
3.15	試料 00 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。	42
3.16	試料 01 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。	42
3.17	試料 10 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。	43
3.18	試料 11 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。	43
3.19	Bi-2212 単結晶における次元性の変化による融解磁界と不可 逆磁界の変化。	46
3.20	試料 00 のアンダードープ状態における 50.0 K、60.0 K、69.0 K での実験値と理論値の比較。	47
3.21	試料 01 のアンダードープ状態における 50.0 K、77.3 K、83.0 K での実験値と理論値の比較。	47
3.22	試料 10 のアンダードープ状態における 60.0 K、77.3 K、83.0 K での実験値と理論値の比較。	48

3.23	試料 11 のアンダードープ状態における 60.0 K、77.3 K、83.0 K での実験値と理論値の比較。	48
3.24	試料 00 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。	49
3.25	試料 01 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。	49
3.26	試料 10 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。	50
3.27	試料 11 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。	50
3.28	試料 00 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と 理論値の比較。	51
3.29	試料 01 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と 理論値の比較。	51
3.30	試料 10 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と 理論値の比較。	52
3.31	試料 11 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と 理論値の比較。	52

第 1 章 序章

1.1 はじめに

ヘリウムの液化に成功したオランダの物理学者 H.Kamerlingh-Onnes は極低温における物質の性質を研究しているうちに、1911 年、水銀の電気抵抗が 4.2 K 以下で完全に 0 になってしまうことに気付き、超伝導を発見した。それ以後、超伝導を示す物質は水銀以外にも多くの金属元素や合金、化合物、半導体などで発見された。通常の抵抗をもつ常伝導状態から超伝導状態に移る転移温度 T_c を臨界温度というが、1986 年、Bednorz と Müller による 30 K 以上の T_c をもつ銅を含む超伝導酸化物が発見された。この発見を契機に新しい酸化物高温超伝導体が続々と発見され、数年の間に T_c は飛躍的に上昇し、高価な液体ヘリウムを使わなくても、液体窒素により手軽に超伝導を実現させることが可能となり、超伝導の応用範囲が広がった。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。

近年、超伝導体を用いた装置の実用化へ向けての技術的な進歩にはめざましいものがある。例えば医療用の磁気共鳴診断装置 (MRI)、エネルギー技術では超伝導コイルを用いたエネルギー貯蔵 (SMES) などが挙げられる。これらの一部はすでに実用化されており、商用化に向けてめまぐるしく進化している。しかし、これらに用いられているのは現時点ではほとんど金属系超伝導体である Nb-Ti 合金線材であり、液体ヘリウムを使った冷却装置を必要とする。応用の期待の大きい高温酸化物超伝導体は金属系超伝導体に比べて抵抗なしに流しうる最大の電流密度である臨界電流密度 J_c が低く、実用レベルには達していない。しかしこの臨界電流密度は臨界温度や臨界磁界などと違って超伝導材料に固有のものではなく、冶金学的な処理

によって変えられる量であり、臨界電流密度 J_c を決定する主因は磁束線 (量子化磁束) のピンニングである。

磁界中において超伝導体に電流を流すと、内部の磁束線に Lorentz 力が働き、磁束線がこの力によって動けば誘導起電力が生じて電気抵抗が発生する。つまり超伝導体中の磁束線の動きを止められる力によってこの臨界電流密度 J_c が決まる。この磁束の動きを止める働きをピンニングという。このピンニングによる力 (ピンニング力) を強めることにより、より大きい臨界電流密度 J_c を得ることが可能である。

1.2 磁束ピンニング機構

磁束線が図 1.1 に示すような磁束密度および超伝導オーダーパラメーター Ψ の構造を持っているため、いろいろな物質パラメーターが変化する欠陥の付近を通るときにエネルギーの変化を感じる。これがピンニング相互作用であり、こうした作用をする欠陥をピンニング・センターと呼ぶ。現在 RE (Rare-Earth)-123 超伝導体における主要なピンニング・センターは常伝導析出物である 211(422) 相粒子と RE 元素が Ba サイトを置換した相 (置換相) や酸素欠損領域などの低 T_c 部分である。

1.2.1 211(422) 相粒子によるピンニング

211(422) 相粒子は金属系超伝導体の場合の経験から強いピンニングとして作用することが期待されている。図 1.1 に示すように、磁束線の中心からコヒーレンス長 ξ 程度の部分では $|\Psi|^2$ はほとんどゼロであり、常伝導状態に近い。この領域を常伝導核という。低磁界においてこの常伝導核は周囲の超伝導領域よりも単位体積当たり $B_c^2/2\mu_0$ だけエネルギーが高い。ただし B_c は熱力学的臨界磁界である。したがって、図 1.2(a) のように磁束線が常伝導析出物と交われば、図 1.2(b) の場合に比べてエネルギーの高い部分が減少して、超伝導 - 常伝導状態間のエネルギー差である凝縮エネルギーを得をし、さらに Ψ の空間変化に伴う運動エネルギーは増加がない。つまり結果として 211 相粒子は凝縮エネルギー相互作用による引力的なピンニングとして作用する。個々のピンニング・センターの強さである要素的ピンニング力は、常伝導析出物の場合、磁束線の単位長さ当たり

$$f_p \simeq 0.305\pi\xi\mu_0 H_c^2 \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (1.1)$$

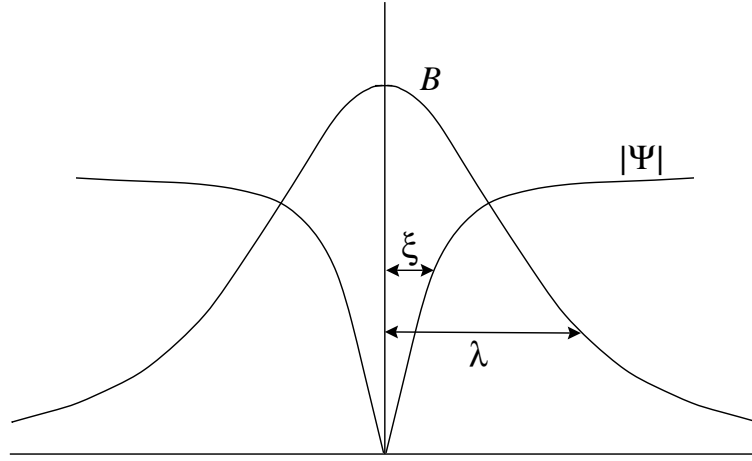


図 1.1. 孤立した磁束線内のオーダーパラメーターおよび磁束密度の変化。

となる¹⁾。ただし、 B_{c2} は上部臨界磁界である。一般に高磁界領域では磁束線の重なりが顕著となり、常伝導核外の $|\Psi|^2$ の値が減少して要素的ピンニング力が小さくなる。(1.2) 式における $1 - B/B_{c2}$ はこうした高磁界領域での修正因子である。

常伝導析出物の粒径 D が磁束線格子間隔 $a_f = (2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$ よりも大きい場合、析出物と相互作用する磁束線の数 D/a_f である。ここでピンニング・センターの濃度を N_p とすると、巨視的なピン力密度 F_p は N_p 及び f_p に比例することから、単位体積当たり

$$F_p \simeq \frac{0.305\pi\xi\mu_0 H_c^2 N_p D^2}{a_f} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (1.2)$$

となる。このピン力密度の特徴は常伝導析出物の単位体積当たりの析出物の有効表面積 $S = N_p D^2$ に比例するということである²⁾。したがって、ピン力密度の向上のためには常伝導析出物の粒径を小さくして表面積を大きくすることが有効であると考えられる。また比較的低い磁界における温度・磁界依存性は $B_{c2} \propto 1 - (T/T_c)^2$ として

$$F_p \propto \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{3/2} B^{1/2} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (1.3)$$

と表される²⁾ ことが知られている。

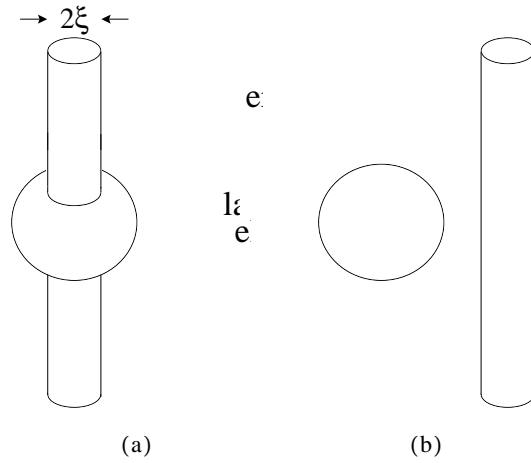


図 1.2. 常伝導析出物と磁束線の常伝導核の配置。

1.2.2 低 T_c 相によるピンニング

周囲と超伝導パラメータが異なる領域も磁束線と何らかのピンニング相互作用をする。つまり、周囲のマトリックスよりも臨界温度 T_c や上部臨界磁界 B_{c2} が低く、コヒーレンス長が長い領域である低 T_c 相がピンニング・センターとして注目されており、現在 RE-123 超伝導体において低 T_c 相がピーク効果に大きく関与していることがわかっている。ただし、低 T_c 相のピンニングは、その周囲との間に近接効果が有るか無いか、つまり相のサイズが強く影響すると考えられている。

低 T_c 相が比較的大きい場合には、周囲のマトリックスから超伝導電子がしみ込まないと予想され、近接効果は無視できる。低 T_c 相の臨界温度、臨界磁界をそれぞれ T_{sc} 、 B_{sc2} とすると T_{sc} 以下の温度では、 $B < B_{sc2}$ の磁界領域で低 T_c 相は弱い超伝導状態にある。したがって、磁束線は低 T_c 相にいるほうが凝縮エネルギーは得をし、逆に磁束線の常伝導核部でのオーダーパラメータの変化による運動エネルギー

$$\frac{B_c^2}{2\mu_0} \xi^2 \frac{(\nabla|\psi|^2)^2}{|\psi|^2} \quad (1.4)$$

は長いコヒーレンス長 ξ のために損をするので相殺してしまい、あまり強いピンニングとはならない。ただし、 ψ はゼロ磁界での平衡値で規格化されたオーダーパラメータである。 $B > B_{sc2}$ の磁界領域では低 T_c 相は常伝導状態になり、211(422) 相粒子によるピンニング機構と同様に、強い引力的なピンニングとして作用する。また、 T_{sc} 以上の温度でも常伝導状態にな

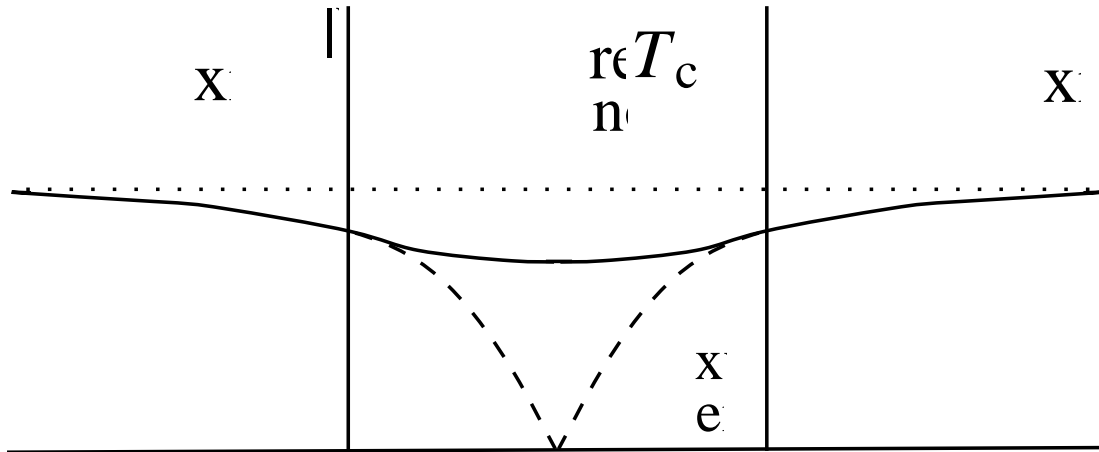


図 1.3. 近接効果がある場合の低 T_c 相の周囲のオーダーパラメーター $|\Psi|$ の様子。破線は低 T_c 相に磁束線が侵入した場合。

り、211(422) 相粒子と同様な作用をする。これが磁界 (温度) 誘起型のピンニング機構³⁾ であり、RE-123 超伝導体のピーク効果の起源を説明しうる。

一方、低 T_c 相が比較的小さい場合、具体的には低 T_c 相のサイズが低 T_c 相のコヒーレンス長 ξ の数倍程度以下である場合、領域内部に十分、超伝導電子がしみ込み、近接効果が起こると考えられる。まず、温度が T_{sc} 以下の場合を考えてみる。 $B < B_{sc2}$ の磁界領域では、上述のように、元来その領域は超伝導であるのであまり強いピンニング・センターとはならない。 $B > B_{sc2}$ の磁界領域になると、低 T_c 相は常伝導に転移するはずであるが、近接効果により周囲から超伝導電子がしみ込み、弱い超伝導性を示すので、この場合もあまり強いピンニング・センターとはならない。一方、 T_{sc} 近傍では低 T_c 相のコヒーレンス長が長くなる (超伝導状態の ξ は $T = T_{sc}$ で発散する) ことにより、磁束線の常伝導核部での運動エネルギーのために、図 1.3 のように ψ の大きな空間変化を伴う量子化磁束が低 T_c 相に侵入するとエネルギーが大幅に増加してしまう。これを避けるため、量子化磁束は低 T_c 相に近づくことを拒む。したがって、近接効果の下での運動エネルギー相互作用により低 T_c 相は反発的なピンニングとして働くと予想される。また、(1.4) 式は $\langle |\psi|^2 \rangle \propto (1 - B/B_{c2})$ に比例するので、運動エネルギー相互作用による低 T_c 相の要素的ピンニング力は磁界の増加と共に単調に減少し、単独ではピーク効果の原因とはなり得ない。

1.3 ピーク効果

通常、超伝導体の臨界電流密度 J_c は上に述べたように、温度一定の下で外部の印加磁界の増加と共に単調に減少していく (図 1.4(a) 参照)。これは、磁界の増加とともに超伝導オーダーパラメーターが減少し、ピンニングに参与する凝縮エネルギー密度が減少していくからである。しかし、超伝導体試料によっては、図 1.4(b) のように、ある温度・磁界領域で外部磁界の増加と共に臨界電流密度 J_c が上昇し、ピークを持つことがある。このような現象はピーク効果と呼ばれる。現在 RE-123 超伝導体のピーク効果は低 T_c 相によって起きることが知られている。

ピーク効果の機構として、一つは磁界誘起型の引力的なピンニング機構が考えられている。これは 1.2.2 節で述べたようにそのピンニング機構のみでピーク効果を説明できる。一方、磁界誘起型以外のピンニング機構での要素的ピンニング力は磁界の増加とともに単調に減少することから、磁束線系の相転移と関連して議論されている。すなわちピンニングによる磁束線系の order-disorder 転移で、磁束線系が無秩序になってピンニングに都合の良いように変形し、より強くピン止めされるという機構である。したがって、低 T_c 相がどのようなピンニング機構でも order-disorder 転移が関連すればピーク効果は起きると考えられる。

1.4 不可逆磁界

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。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。

1.5 磁束クリープ

超伝導現象は、抵抗無しに定常的な直流電流を流すことができるという

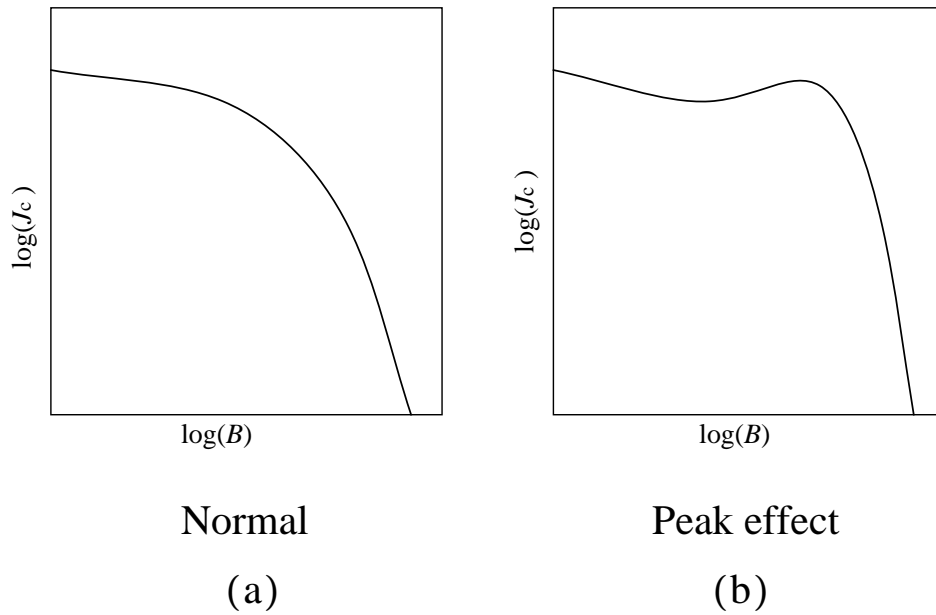


図 1.4. 臨界電流密度の磁界依存性。(a)は単調に減少する普通の場合。(b)はピーク効果がある場合。

特徴を持つことから、理論的には超伝導体を流れる電流は永久に減衰しないと考えられる。しかし実際は時間の経過にともないわずかずつではあるが減衰していく。これは超伝導体内でピン止めされている磁束線が熱的に励起されて、ある確率で Lorentz 力方向にピンニング・ポテンシャルを飛び出し、次のピンニング・ポテンシャルまで移動するためである。この現象は遮蔽電流が緩和する方向に進展する。このような機構を磁束クリープという。また磁束クリープが起こっているとき、磁束線は何本かのまとまった集団で運動すると考えられ、この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に Lorentz 力が働く。この状態における磁束バンドルのエネルギーと位置の関係を図 1.6 に模式的に表す。ここでエネルギーが右下がりとなっているのは左から右へ Lorentz 力がかかっており、この Lorentz 力による仕事を考慮しているためである。図 1.6 のような状態では磁束バンドルは、理想的にはピンニング・ポテンシャルの底部に安定的に存在するが、現実には熱的な活性によって磁束バンドルが 1 回の跳躍に対して $\exp(-U/k_B T)$ の確率でエネルギーの壁を飛び出し、その反対側に動き出す確率は同様に $\exp(-U^*/k_B T)$ で与えられる。ここで U 、 U^* は活性化エネルギー、 k_B はボルツマン定数である。図 1.6 の

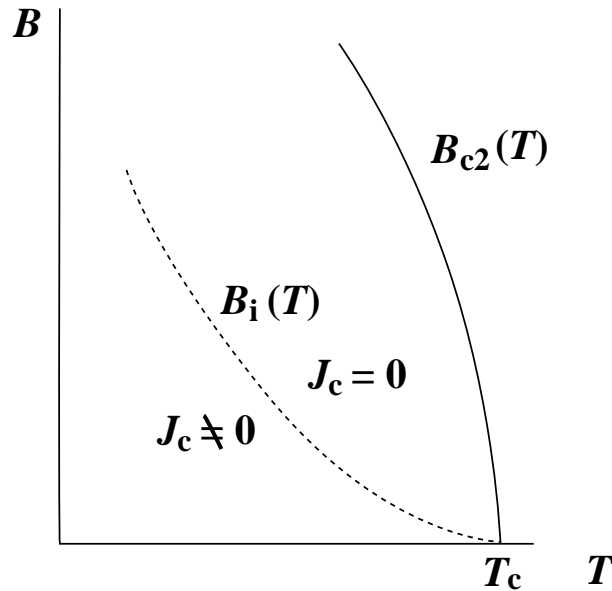


図 1.5. 温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ 。

U_0 はピンニング・ポテンシャルと呼ばれている量であり、電流密度がゼロの場合の U の値である。 U_0 は磁束クリープ特性、すなわち臨界電流密度を決定する重要なパラメーターである。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 程度と予想される。したがって、磁束線の移動速度は磁束バンドルの振動周波数を ν_0 とすると、Lorentz 力方向へ飛ぶ場合には $a_f \nu_0 \exp(-U/k_B T)$ となり、その逆方向に飛ぶ場合には $-a_f \nu_0 \exp(-U^*/k_B T)$ となる。ここで、 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の関係より、Lorentz 力方向とその逆方向に磁束クリープを起こして発生する電界の大きさは

$$E = B a_f \nu_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U^*}{k_B T}\right) \right] \quad (1.5)$$

となる。

ここで、図 1.6 の washboard ポテンシャルに次のような正弦波の形を仮定する。

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

ここで、 $k = 2\pi/a_f$ 、 $f = JBV$ は磁束バンドルに働く Lorentz 力、 V は磁束バンドルの体積である。磁束バンドルの平衡位置は、(1.6) 式を x について微分して

$$x = -\frac{1}{k} \cos^{-1} \frac{2f}{U_0 k} \equiv -x_0 \quad (1.7)$$

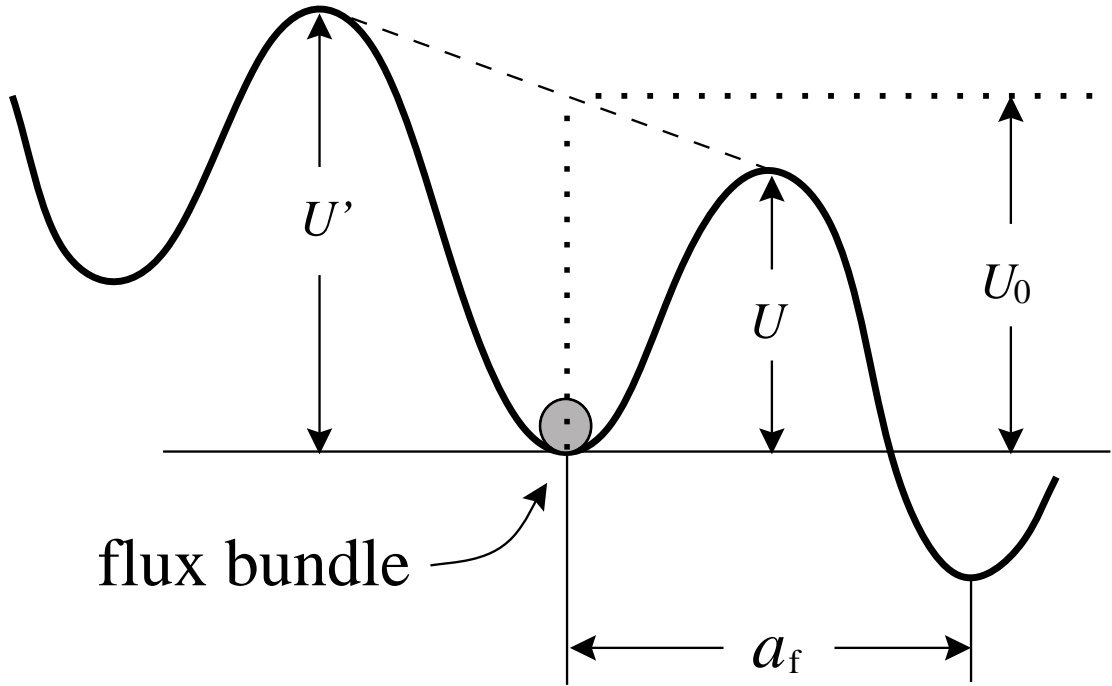


図 1.6. 磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念図。

が得られる。また、 $F(x)$ は $x = x_0$ で極大となっており、これより活性化エネルギーは $U = F(x_0) - F(-x_0)$ から求まり、

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

となる。もし熱揺動がなければ、 $U = 0$ となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。この場合、 $x_0 = 0$ となるので (1.7) 式より $2f/(U_0 k) = 1$ とならなければならない、このときの J の値がクリープがないとした場合の仮想的な臨界電流密度である J_{c0} に等しい。これより一般に

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

の関係が得られる。これより (1.8) 式は規格化された電流密度 j を用いて

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

となる。

一方、 $U^* = U + f a_f$ となるが、 $k = 2\pi/a_f$ 及び (1.9) 式より

$$U^* = U + j U_0 \pi \quad (1.11)$$

となる。この関係を用いて (1.5) 式は

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.12)$$

と表すことができる。したがって、ピンニング・ポテンシャル U_0 と仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を与えることにより磁束クリープの下での電流-電圧特性を評価することができる。

1.6 ピンニング・ポテンシャル

磁束クリープにおいて最も重要なパラメーターであるピンニング・ポテンシャル U_0 をバルクな超伝導体における常伝導析出物を仮定して理論的に見積もってみる。ここで注意しなければならないことは、 U_0 はピンニングの強さに大きく関係し、その強さを表わすパラメーターを用いて記述できるが、そうしたパラメーターは磁束クリープの影響のない理想的なものであるということである。したがって、以下に述べていくピンニングに関わる物理量にも磁束クリープの影響がない値を用いる。

図 1.7 に磁束線の変位に対するピン力密度の変化を示す。ピン力密度が $-J_c B$ の臨界状態を初期状態とし、これからの磁束線の変位 u が十分小さい領域では、ピン力密度はほぼ線形に増加し、この範囲では可逆である。このときの変化率 α_L を Labusch パラメーターといい、ピンニングの強さを表している。この可逆領域は u が $2d_i$ に達するまで広がっている。 d_i は相互作用距離と呼ばれており、磁束線の単位体積当たりで平均化されたピンニング・ポテンシャルの半径を表している。 u が大きくなるにつれて、局所的にはピンニング・ポテンシャルから飛び出す磁束線が現れ始め、特性は可逆から不可逆へとなり、ピン力密度は $J_c B$ に飽和していく。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 \hat{U}_0 は α_L と d_i を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.13)$$

と表すことができる。また、 α_L と d_i は磁束クリープが無いとしたときの仮想的な臨界電流密度 J_{c0} と

$$J_{c0} B = \alpha_L d_i \quad (1.14)$$

の関係がある。一方で d_i は磁束線格子間隔 a_f と

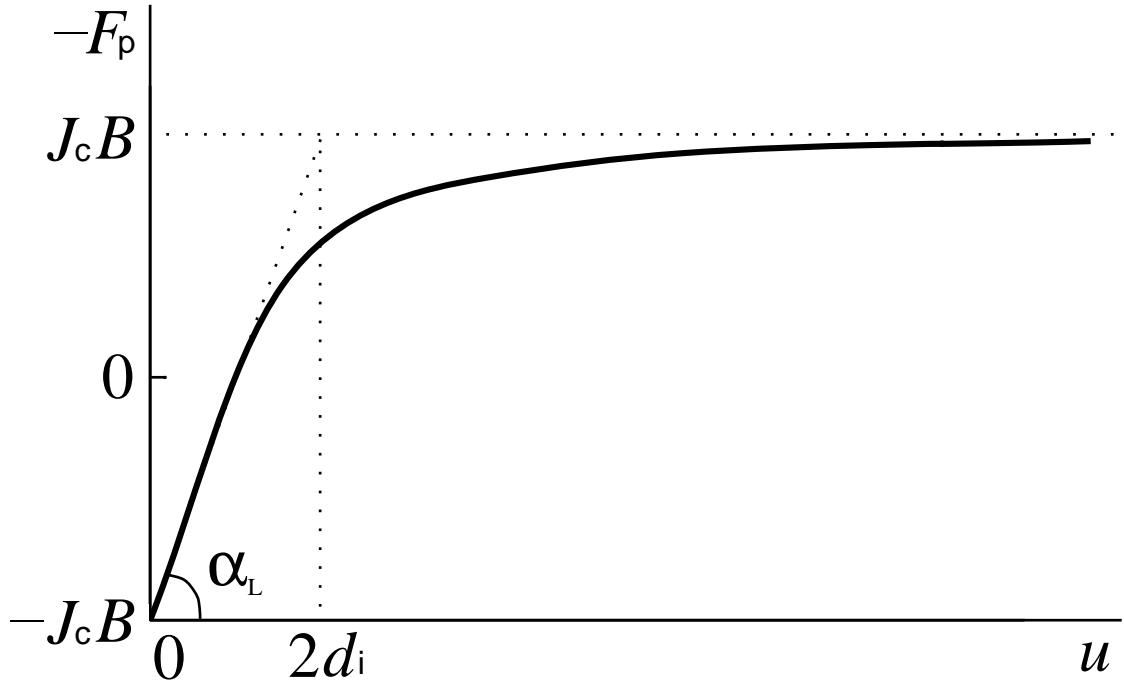


図 1.7. 磁束線の変位に対するピン力密度の変化。

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

の関係があることが経験的に知られている。ここでは ζ はピンニング・センターの種類に依存する定数で、点状ピンニング・センターの場合は $\zeta = 2\pi$ 、非超伝導粒子の場合は $\zeta = 4$ であることが理論的に導かれている。本研究では常伝導析出物を仮定しているので $\zeta = 4$ を用いる。以上のことからクリープがないとした時の磁束バンドルが感じるピンニング・ポテンシャルは、 \hat{U}_0 と磁束バンドルの体積 V との積より

$$U_0 = \frac{1}{8} J_{c0} B a_f V \quad (1.16)$$

を得る。(1.16)式から磁束バンドルの体積 V がピンニング・ポテンシャル U_0 を決定する上で非常に重要となることがわかる。

ここで磁束バンドルを図1.8のようなモデルで考えてみると、そのサイズは磁束線に平行な縦方向と垂直な横方向で異なり、それぞれ縦方向及び横方向の磁束バンドルサイズが L と R であるとすれば、バルクな超伝導体中の磁束バンドルの体積は、

$$V = LR^2 \quad (1.17)$$

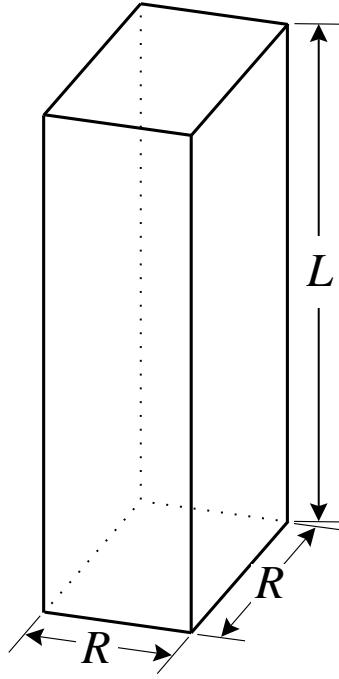


図 1.8. 磁束バンドルの模式図。

で表される。また、 L と R はそれぞれ

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

で与えられる。ここで C_{44} は磁束線格子の曲げに対する弾性定数で、

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.20)$$

である。 C_{66} は磁束線格子の剪断の歪みに対する弾性定数であり、磁束線格子の状態に大きく依存する。完全な 3 次元的な三角格子の場合は

$$C_{66}^0 = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.21)$$

で与えられ、格子が乱れるにつれて小さな値となり、磁束線格子が融解した状態ではゼロとなる。超伝導体のピンニングが極端に弱い場合を除いて、横方向の磁束バンドルサイズ R は磁束線格子間隔 a_f 程度か、その数倍であると予想されており、

$$R = ga_f \quad (1.22)$$

のように表す。ここで、 g^2 は横方向の磁束バンドルの大きさを表す磁束バンドル中の磁束線の数であり、 g^2 の値は結晶構造が2次元的なものに比べ3次元的なものほど大きくなることが知られている。したがって、(1.19)式と(1.22)式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{4J_{c0}Ba_f} \quad (1.23)$$

また、完全な3次元的な三角格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{4J_{c0}Ba_f} \quad (1.24)$$

となり、 g^2 の最大値を与える。しかし、上に述べたように、 C_{66} は磁束線格子の状態によって変化し、ゼロから C_{66}^0 までの値を取り得るが、決定論的には求まらない。したがって、 g^2 の値は磁束クリープの下で臨界電流密度が最大となるように決定されると仮定され、

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \ln \left(\frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (1.25)$$

で表される⁴⁾。ここで、 U_e は $g = g_e$ のときのピンニング・ポテンシャルで E_c は電界基準である。

したがって、磁束バンドルの体積 V は(1.17)式より、

$$V = a_f^2 g^2 L \quad (1.26)$$

となり、(1.16)式を整理すると

$$U_0 = \frac{0.835g^2 k_B J_{c0}^{1/2}}{4^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.27)$$

となる。

このように仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を与えればピンニング・ポテンシャルを求めることができる。 J_{c0} の温度及び磁界依存性は

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.28)$$

のような形のスケール則で与えられることが知られている。ここで、 A 、 m 、 γ 、 δ はピンニングパラメーターである。これによって U_0 の温度・磁界依存性が決まる。

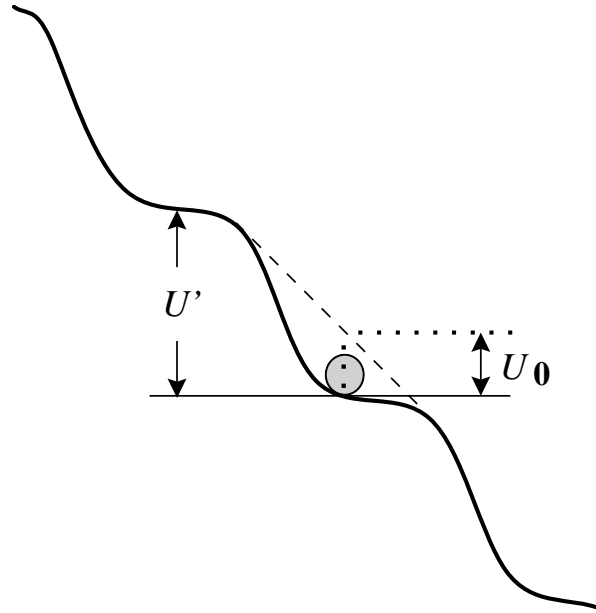


図 1.9. 磁束フローにおけるエネルギー状態。

1.7 磁束フロー

磁束フローとは電流密度 J が臨界電流密度を越えるとピンニング力が Lorentz 力を支えきれなくなり、全ての磁束線が連続的に運動している状態である。図 1.9 に磁束フローのエネルギー状態を示す。磁束フローにより発生する電界は

$$E = \rho_f (J - J_{c0}) \quad (1.29)$$

で与えられ、ここで ρ_f はフロー比抵抗であり、Bardeen-Stephen モデルを仮定し、常伝導比抵抗の温度依存性を $\rho_n(T) = (T/T_c)\rho_n(T_c)$ として、 $\rho_f(T) = (B/B_{c2})\rho_n(T)$ で与えられる。

1.8 磁束クリープ・フローモデル

これまで述べてき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。磁束クリープにより生じる電界成分は $j \geq 1$ の磁束フロー領域も含めて

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

で与えられると仮定する。一方、磁束フローによる電界成分は

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

で与えられる。全体の電界は簡単に

$$E = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2} \quad (1.30)$$

のように近似する。これは $j < 1$ のときには $E = E_{\text{cr}}$ となり磁束クリープの項だけとなり、 $j \gg 1$ のときには $E \simeq E_{\text{ff}}$ となりほぼ磁束フロー状態であることを示している。

一般に酸化物超伝導体は結晶構造及び結晶粒界等のために金属超伝導体と異なり、超伝導体内の不均一さが著しくピンニングの強さは広く分布していると考えられる。ここでは簡単に (1.28) 式のピンニング力の強さを表すパラメータ A のみが

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.31)$$

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 はピンニング力の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 の分布を考慮にいれ、最終的に発生する電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.32)$$

と表現される。

1.9 研究背景

1.9.1 Mochida らの実験結果

Mochida ら⁵⁾によれば Nd-123 バルク超伝導体に Nd-422 相粒子を添加すると図 1.10 に示すように、低磁界および高磁界領域では臨界電流密度は増加するが、中磁界領域では減少してピーク効果がほとんど無くなってしまふことが報告された。この結果は Nd-422 相粒子が中磁界領域におけるピーク効果に寄与しないだけでなく、低 T_c 相のピンニング特性を劣化させていることを示している。したがって、低 T_c 相のピンニング機構は 422 相粒子と同じ凝縮エネルギー相互作用による引力的なピンニングではなく近接

図 1.10. Nd-123 超伝導体に Nd-422 相の添加量を増加させたときの臨界電流密度の変化。破線は単結晶試料についての結果を示す。また挿入図は臨界電流密度をゼロ磁界の値で規格化したもの (Mochida ら⁵⁾による)。

効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングであると推測されており⁶⁾、実際に報告されている置換相などの低 T_c 相のサイズは数 10 nm のオーダーで、近接効果は十分に起こり得ると考えられる。また、ピーク効果が無くなるのは低 T_c 相の反発的なピンニングと Nd-422 相粒子の引力的ピンニングの間の干渉によるものであると考えられている。

しかし、運動エネルギー相互作用による低 T_c 相の要素的ピンニング力は磁界の増加と共に単調に減少するので、単独ではピーク効果の原因とはなり得ず、ピーク効果は磁束線系が転移的に変化することにより起きると考えられる。現在その磁束線系の転移として disorder 転移⁷⁾が考えられている。

1.9.2 disorder 転移

Nishizaki ら⁸⁾によると、双晶面を除いてピンニングを弱くした Y-123 単結晶における磁束線系の相図は図 1.11 のようになる。このような相転移曲線は、弾性エネルギー、ピンニングエネルギー、熱エネルギーの兼ね合いによって決定されている。

温度の上昇とともに disorder 転移磁界 (B_{dis}) は増加し、二次のガラス - 液体転移磁界 (B_g) は減少し、それぞれ臨界点に達している。また一次の融解

図 1.11. 双晶面を除いた Y-123 単結晶における磁束線系の相図 (Nishizaki ら⁸⁾による)。一次転移曲線、二次転移曲線、および磁界誘起による disorder 転移曲線により、超伝導体の相は磁束液体状態、磁束格子状態、磁束ガラス状態の 3 状態に分割されている。

転移磁界 (B_m) は臨界点から臨界温度に向かって減少している。一次転移曲線と disorder 転移曲線によって囲まれる領域は磁束格子または Bragg グラス状態と呼ばれる相であり、弱いピンニング特性を示す。一方、二次転移曲線と disorder 転移曲線によって囲まれる領域は磁束ガラス状態と呼ばれる相であり、強いピンニング特性を示す。このようなピンニング特性の違いは、磁束格子 (または Bragg グラス) 状態から磁束ガラス状態への転移の際に磁束線の軟化によりピンニング効率が上昇するために起こると考えられている。したがって、このような磁界誘起型 disorder 転移は Y-123 超伝導体のピーク効果の起源を説明しうると考えられている。

しかし、図 1.12 に示す Küpfer ら⁹⁾の結果は磁界誘起型の disorder 転移を否定している。この図は酸素欠損量を変えた Y-123 単結晶と中性子照射量を変えた V_3Si 単結晶のピーク効果の比較であるが、これによると Y-123 超伝導体のピーク効果も金属系超伝導体のピーク効果と同様、ピンニングが強くなるにしたがって、臨界電流密度のピーク値が増大するとともに、ピーク磁界は低磁界側に移動し、それより高磁界側の臨界電流密度はほぼ一本の曲線に沿ったものとなっている。また、ピンニングが十分強くなると、臨界電流密度は磁界の増加とともに単調に減少するようになり、ピーク効果

図 1.12. (a)は酸素欠損量を変えたときの 72 Kにおける Y-123 単結晶の臨界電流密度の変化。(b)は中性子照射量を変えたときの 13.6 Kにおける V₃Si 単結晶の臨界電流密度の変化 (Küpfers ら⁹⁾による)。

は消失している。つまり、Nishizaki らは弾性エネルギーと熱エネルギーが関与している磁界誘起型の disorder 転移を提案しているが、ピンニングの強さで転移磁界が変化していることから、決まった磁界で転移するという磁界誘起型転移機構とは矛盾するのである。このような傾向は、ピンニングエネルギーと熱エネルギーの兼ね合いによって起こる熱的 depinning 転移(いわゆるガラス-液体転移)の傾向と類似している。この共通点は、2種類の相転移が共にピンニングエネルギーに関与しているために生ずるものであると考えられる。また試料内でピンニング力が広く分布していることから、転移は外部磁界に対して幅を持ち、ブロードなピークを示すこととなる。

以上のことから、ピーク効果に関連する disorder 転移はピンニングによって誘起されていると考えられる。つまり、弾性エネルギーがピンニングエネルギーよりも大きい場合、磁束線の弾性が強く、格子がわずかにしか変形しないため、ピンニング効率が悪く、ピン力密度は小さい。しかし、何

らかの原因で磁束線格子が塑性変形をした場合、弾性定数の低下によって弾性エネルギーがピンニングエネルギーよりも小さくなることによって転移が生じると考えられる。その何らかの原因として考えられるのがピンニングそのものである。こうした転移が起きれば磁束線の弾性がさらに弱くなり、磁束線が軟化することによってピンニング効率が上り、ピン力密度が増加する。この推測は Küpfer らのピーク効果のピンニング依存性を説明する。したがって、この転移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ものと考えられる。

1.9.3 超伝導体の次元性による影響

超伝導体の次元性はピンニング力と磁束線の弾性力、特に剪断力に大きく影響を与えることが知られている。

図 1.13 に c 軸方向のオーダーパラメーター $|\Psi|$ の変化の様子を示す。超伝導体の次元性が 2 次元的になるとブロック層の厚さである CuO_2 面間距離 d が長くなることによりブロック層が厚くなる。またブロック層のキャリア密度が下がり、その部分の電気的特性が絶縁的になることによってブロック層の $|\Psi|$ の値が小さくなる。したがって、 c 軸方向の $|\Psi|^2$ の平均値に比例する磁束線の長さ方向の平均的凝縮エネルギーは小さくなりピンニングは弱くなってしまう。

また剪断定数 C_{66} は Ψ にしか関与しないため、超伝導体の次元性が 2 次元的になると $|\Psi|^2$ の平均値が小さくなるので、 C_{66} は小さくなり剪断が起きやすくなる。また、 C_{66} が小さくなると (1.19) 式より導かれる横方向の磁束バンドルは小さくなり、その結果磁束バンドル中の磁束線の数 g^2 も小さくなる。このため磁束クリープの影響を顕著に受けると考えられる。

1.10 本研究の目的

溶融法により作製された Y-123 バルク超伝導体も中磁界・温度領域でブロードなピークを持つことが知られている。これまで Y-123 超伝導体のピーク効果は酸素欠損などの低 T_c 相により起こることが明らかにされてきたが¹⁰⁾¹¹⁾、そのメカニズムについては、凝縮エネルギー相互作用による磁界誘起型の引力的なピンニングと、近接効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングの立場からさまざまな議論がされている。

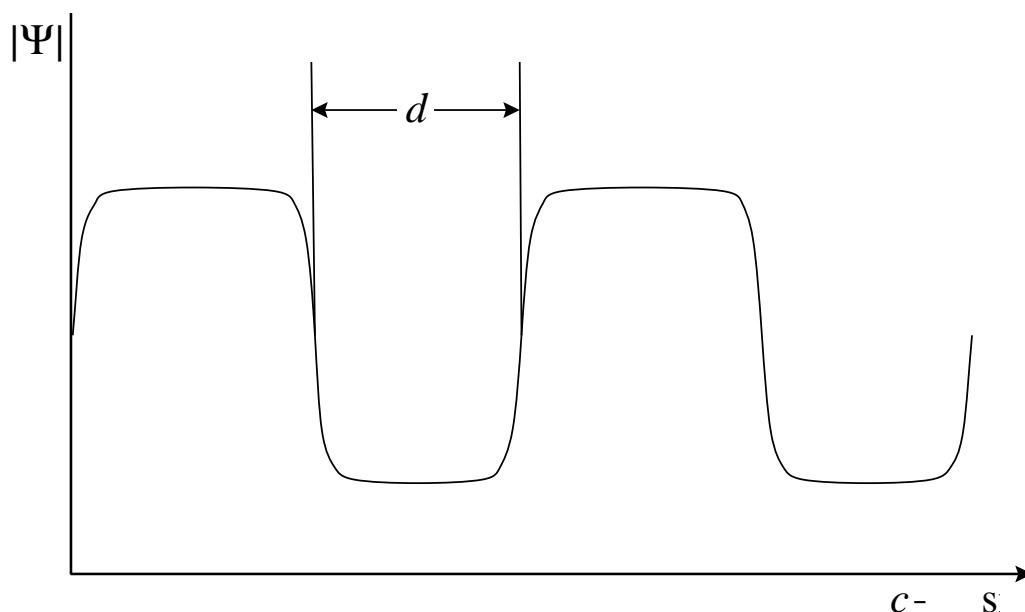


図 1.13. c 軸方向のオーダーパラメーターの変化の様子。

Mochida らの結果より、Nd-123 超伝導体と同じ構造をもつ Y-123 超伝導体においても 211 相粒子の添加により中磁界領域で干渉が起こると予想されるので、ピーク効果の機構を明らかにするために製作条件の異なる 4 つの試料について磁化測定を行い臨界電流密度を評価する。もし干渉が起これば、低 T_c 相のピンニング機構は近接効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングであると推測され、ピーク効果はピンニングによって誘起される disorder 転移が関連すると考えられる。この disorder 転移を決定するピンニングの強さと磁束線の弾性特性は超伝導体の次元性に大きく影響され、次元性の低下によりピンニング力も磁束線の弾性力も小さくなる。前者は disorder 転移が起きにくい方向に、後者は disorder 転移が起きやすい方向に作用する。したがって、干渉を確認した後に同じ試料をさらに酸素処理し、2次元状態に近くして、同様な実験を行い、disorder 転移を決定する主な機構がピンニングの強さか磁束線の弾性特性かを明らかにする。また測定の結果は磁束クリープ・フローモデルによる理論結果と比較検討する。

第 2 章 実験

2.1 試料

2.1.1 熔融法

Y バルク超伝導試料は一般に多結晶組織であり、これらの結晶粒界は弱結合として作用することから、結晶粒内の臨界電流密度は高くても粒間の臨界電流密度が低いという問題点がある。しかしこの弱結合を少なくし、臨界電流密度を向上させる有効な手段として熔融法がある。これは半熔融させた Y-123 を全体で一つの大きな粒とするもので、この方法の一つとして新日本製鐵(株)の QMG(Quench Melt Growth) 法¹²⁾ や国際超伝導産業技術研究センター (ISTEC) の MPMG(Melt Powder Melt Growth) 法¹³⁾ などが開発されている。いずれも、211 相粒子をできるだけ微細分散させることを狙ったもので、試料の割れ防止の役割や、臨界電流密度の向上に効果を上げている。

ここで本研究の試料を作製するのに用いた QMG 法について説明する。Y:Ba:Cu=1:2:3 に配合した仮焼粉を 1300~1500°C にまで過熱し熔融させた後に Quench(急冷)させる。この急冷過程により Y_2O_3 が微細分散される。ここで再び 1000~1300°C に過熱することにより微小な Y_2O_3 を核とした微細な 211 相を晶出させ、その後、1~20 °C/h の冷却速度で徐冷する。最後に酸素雰囲気中で熱処理をし、試料内に酸素の供給を行う。一般に酸化物超伝導体の臨界温度 T_c は、酸素量によって大きく変化するので、高い T_c を得るには酸素量を最適化しなければならない。Y-123 超伝導体のように酸素を十分吸収させる必要のあるものもあれば、Bi-2212 超伝導体のように、還元雰囲気中を用いて酸素量を減少させるほうが高い T_c を得られる場合もある。このように最高の T_c が得られる状態を最適ドーピング状態という。

2.1.2 試料

試料は溶融法 (QMG 法) により作製された Y-123 超伝導体であり、異方性が弱く材料としての次元性にすぐれている。試料の製作条件は表 2.1 に示すように、それぞれ (00) 白金添加なし、211 相添加なし、(01) 白金添加なし、211 相を 25 wt% 添加、(10) 白金添加あり、211 相添加なし、(11) 白金添加あり、211 相を 25 wt% 添加したものである。211 相粒子のピンニングは磁界誘起型と同じ凝縮エネルギー相互作用によるものなので、低 T_c 相のピンニングを調べる目的で添加するものであり、白金添加は 211 相粒子を微細分散させて、211 相粒子によるピンニングを強くするためである。白金添加により 211 相粒子の粒径は 10 μm 程度から 1 μm 程度まで微細化された。

211 相粒子の体積率 f をその粒径 d で割った f/d は単位体積当たりの 211 相粒子の有効表面積であるが、211 相粒子の初期組成比が大きいほど、また白金を添加するほどこの値は大きくなっている。また試料 00 と 10 において仕込み組成では 211 相は含まれていないが、試料を作る段階で 211 相粒子ができてしまうため表 2.1 に示すような体積率になっている。試料は 1atm の酸素気流中において 500°C で 20 時間酸素処理が行われた。

試料のサイズは 4 つとも 3.14(l) \times 2.09 (w) \times 0.82 (t) mm³ 程度であり、 c 軸は試料の長手方向に配向している。臨界温度 T_c はすべて 89 K~92 K 程度であった。試料 00~11 の光学顕微鏡 (500 倍) による観察結果を図 2.1~図 2.4 に示す。斑点のようなものが 211 相粒子である。試料によって 211 相粒子の粒径や密度が異なることがよく分かる。

この状態で次に述べる SQUID 磁力計による直流磁化測定で臨界電流密度の評価を行った。その後と同じ酸素気流中において 550°C で 100 時間、追加酸素処理を行った。この酸素処理によって元の状態より酸素が抜けると考えられる¹⁴⁾。臨界温度 T_c は 89 K~91 K 程度であり、酸素処理前に比べて試料 00、01、11 は 1.6 K ほど低くなり、試料 10 は 1.4 K 高くなった。この酸素状態で再び臨界電流密度の評価を行った。

2.2 実験方法

測定には SQUID 磁力計を用いた。SQUID 磁力計とは超伝導量子干渉計 (Superconducting QUantum Interference Device) の略称で、ジョセフソン効

図 2.1. 試料 00(c 軸に垂直な面)。

図 2.2. 試料 01(c 軸に垂直な面)。

図 2.3. 試料 10(c 軸に垂直な面)。

図 2.4. 試料 11(c 軸に垂直な面)。

表 2.1 試料の製作条件。

試料	添加		211 相粒子		T_c (K)	T_c (K)
	211 相	Pt	粒径 $d(\mu\text{m})$	体積率 f	before	after
00	無	無	~10	10 %	91.0	88.8
01	25 wt%	無	~10	25 %	90.2	89.3
10	無	有	~1	2~3 %	89.4	90.8
11	25 wt%	有	~1	25 %	91.8	90.2

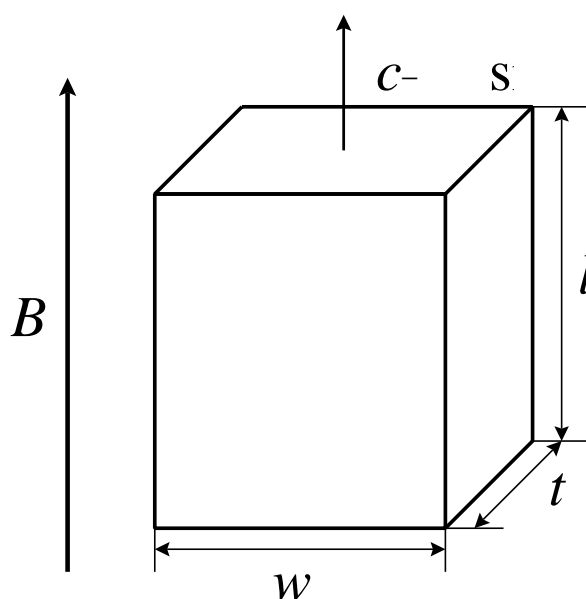


図 2.5. 試料の形状。

果を利用したデバイスである。本実験では図 2.5に示すように試料の c 軸方向に磁界を加え、直流磁化測定を行った。以下に直流磁化測定の原理について簡単に示す。

図 2.5のように c 軸方向に直流磁界 B を印加した場合、外部磁界を増加させる過程では、4方向から超伝導試料へ磁束が侵入し、磁束分布は図 2.6(a) のようになる。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 は同図 (b) の体積に比例し、

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

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

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

となり、臨界電流密度は

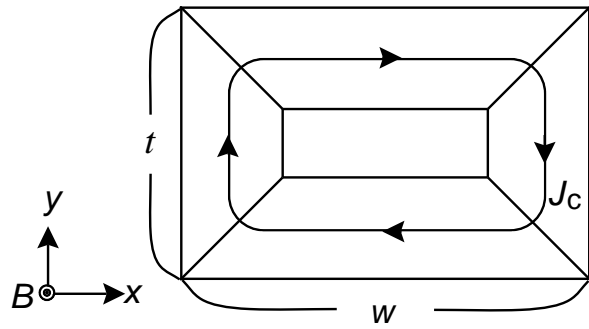
$$J_c = \frac{6w}{t(3w - t)}\Delta M \quad (2.3)$$

となる。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。

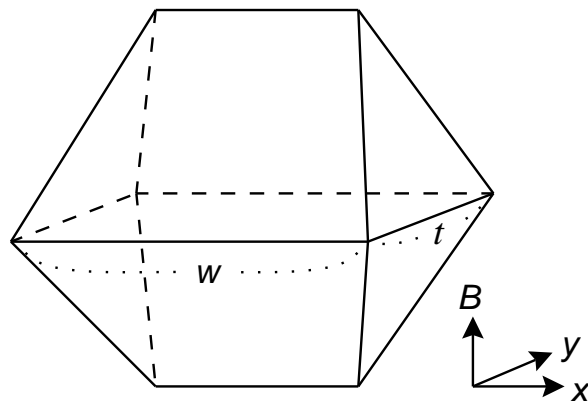
$$\Delta M[\text{A/m}] = \Delta M[\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.4)$$

したがって ΔM を測定することにより J_c の評価ができる。しかし臨界電流密度や試料のサイズとともに中心到達磁界 H_p も増大するため、大きな外部磁界を印加しないとメジャー曲線に達せず、臨界電流密度が評価できないことがある。

不可逆磁界は J_c の値が $1.0 \times 10^5 \text{ A/m}^2$ となる磁界で定義した。



(a)



(b)

図 2.6. (a)4 方向からの磁束線の侵入 (b)4 方向から磁束線が侵入した場合の磁束分布。

第 3 章 測定結果および検討

3.1 臨界電流密度の磁界依存性

図 3.1～図 3.4は追加熱処理前の試料 00～11 について各温度で得られた磁化のヒステリシスから評価した臨界電流密度 J_c の磁界依存性を示す。これらの図より、試料 00 に顕著にピーク効果が出ていることがわかる。一般にピーク効果は 40 K 程度から現れ、211 相粒子により試料のピンニングが強くなるに従って小さくなっている。

これらの結果の中から、試料 00 で最もピーク効果が顕著に表れている温度 77.3 K のみを取り出して 4 つの試料で比較したものを図 3.5 に示す。試料 00 と 01 の比較をすると Mochida らと同様に、211 相粒子の添加により、低、高磁界領域では臨界電流密度は増加するが、中磁界領域では減少し、ピーク効果が無くなっていることがわかる。このピーク効果の消失は、二つの異なるピンニング機構の間の干渉によるものだと考えられる。その理由として、もし酸素欠損のピンニング機構が 211 相粒子と同様であるならば、中磁界領域においても臨界電流密度は増加しなければならないからである。211 相粒子は 1.2.1 節で述べたように凝縮エネルギー相互作用による引力的なピンニングであることが知られている。これに対して主としてピーク効果に関与する酸素欠損は双晶面付近に集中しているとの Suematsu ら¹⁵⁾ の報告がある。その場合、その欠損領域の厚みは十分薄いことから近接効果は起こっていると考えられ、酸素欠損が近接効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングとして作用する可能性はある。以上より、低 T_c 相におけるピンニング機構は、これまで予想されていた引力的な磁界誘起型ピンニングではないと結論される。

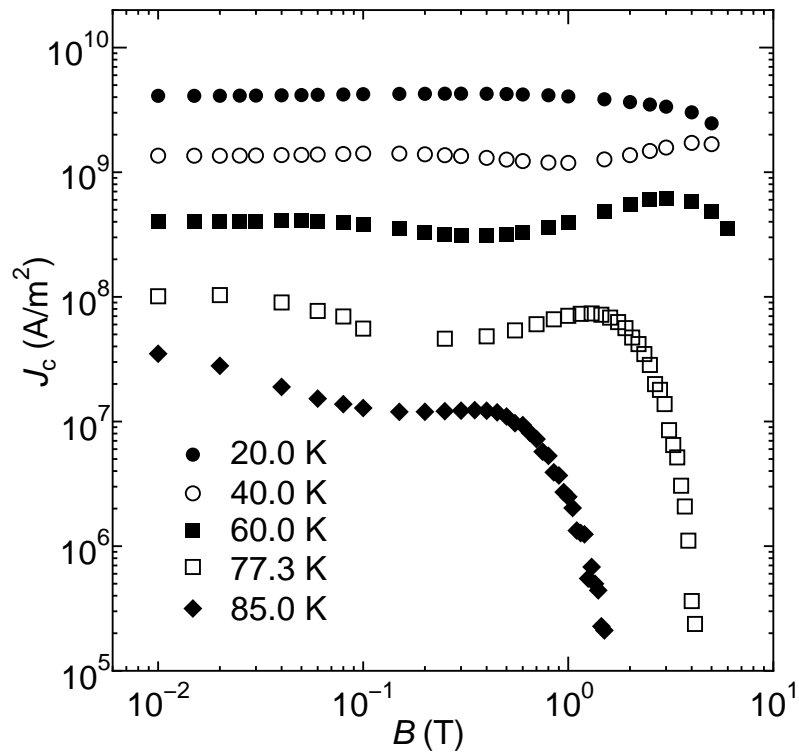


図 3.1. 試料 00 の臨界電流密度の磁界依存性。

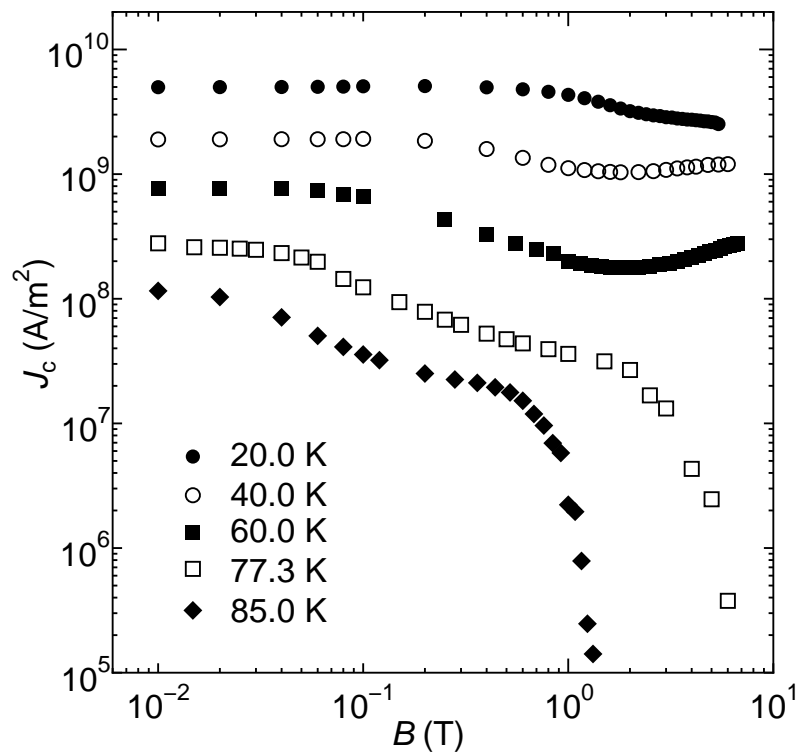


図 3.2. 試料 01 の臨界電流密度の磁界依存性。

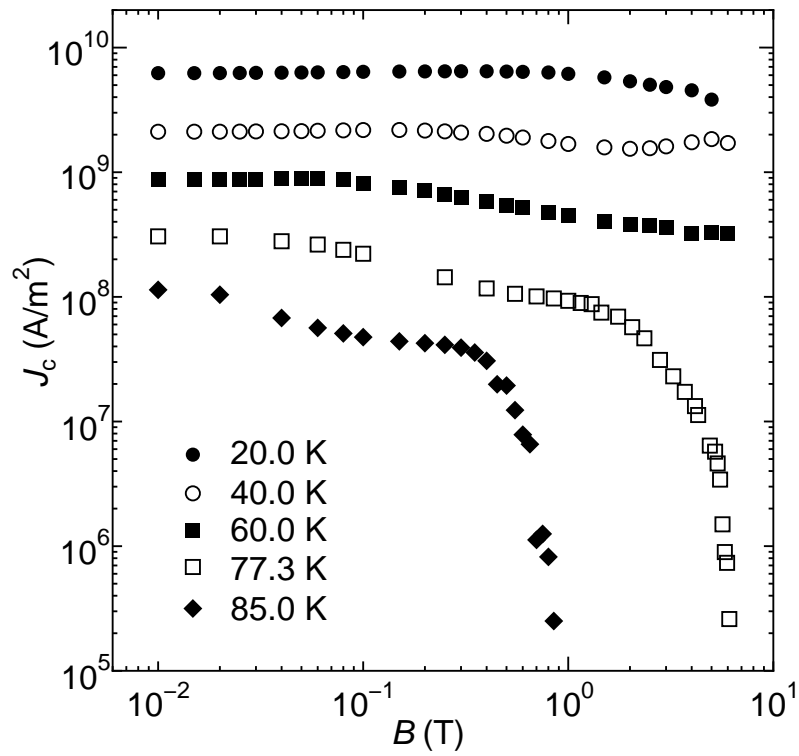


図 3.3. 試料 10 の臨界電流密度の磁界依存性。

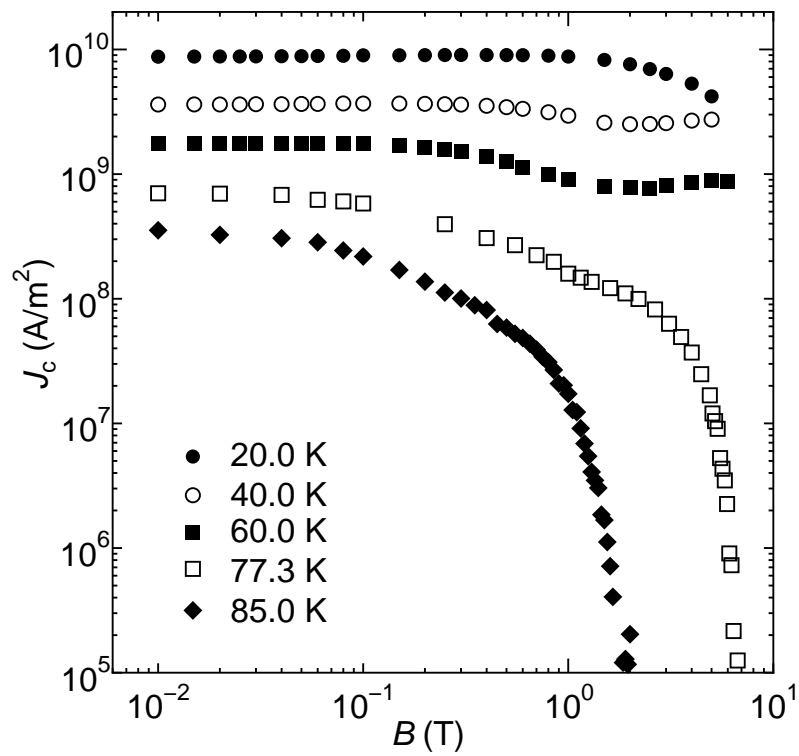


図 3.4. 試料 11 の臨界電流密度の磁界依存性。

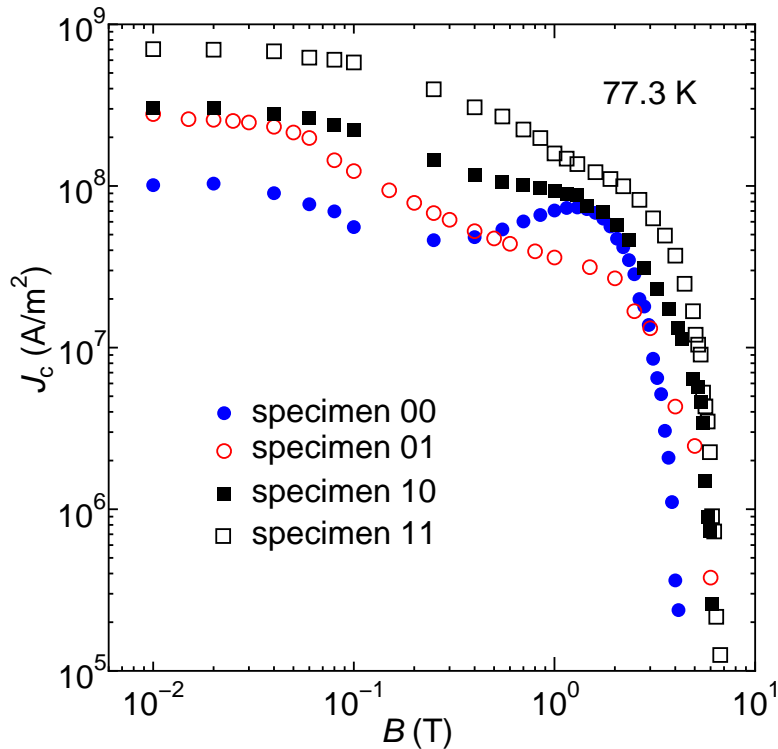


図 3.5. 77.3 Kにおける各試料の臨界電流密度の磁界依存性。

3.2 臨界電流密度の 211 相粒子の体積率・粒径依存性

図 3.6は 77.3 K での 0.1 T、3.0 T における臨界電流密度の、211 相粒子の体積率および粒径依存性である。 f は体積率、 d は 211 相粒子の粒径である。この図より臨界電流密度と体積率、粒径の間に強い相関があることがわかる。一方、211 相粒子の有効表面積を S とすると $f/d \propto S$ の関係があることが容易に求まり、臨界電流密度は S に比例することが導かれるので、 $J_c \propto S$ の理論的関係がある程度実験的に示されていると結論される。このことから低、高磁界においてはピンニングは 211 相粒子が主に効いていると考えられる。ここで 0.1 T と 3.0 T の傾きを比較してみると、3.0 T のほうが小さな傾きとなっているが、これは高磁界ほど磁束クリープによる影響を受けやすいためである。

次に、低、高磁界領域において 3.1 節で述べたような 211 相粒子と酸素欠損の異なる二つのピンニング機構の干渉が起こらず、211 相粒子の添加により臨界電流密度が増加する理由について説明する。低磁界領域では磁束線間の間隔が十分広いため、磁束線は存在する位置を比較的自由に選択することができる。そのため、211 相粒子によるピンニングと酸素欠損による

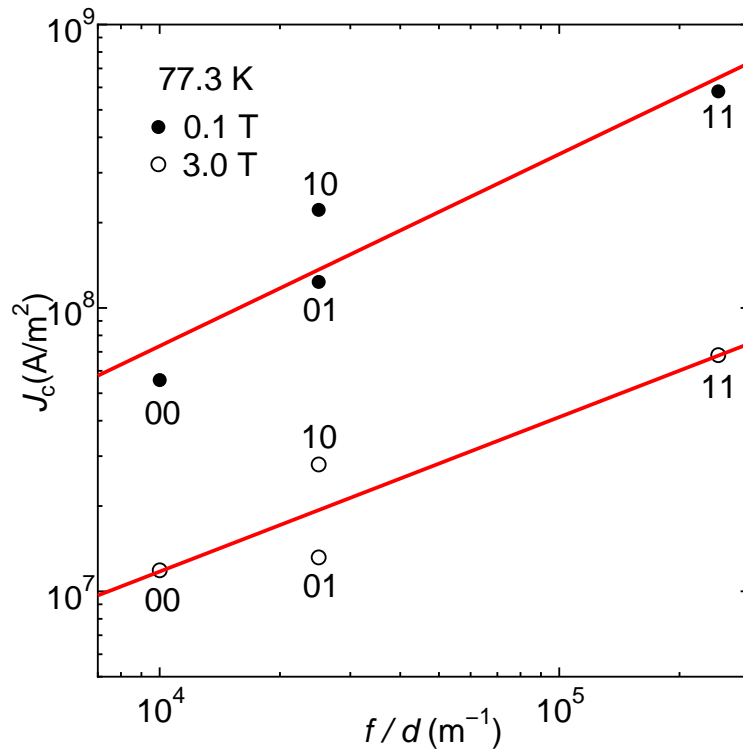


図 3.6. 77.3 K での 0.1 T 及び 3.0 T における臨界電流密度の 211 相体積率・粒径依存性。

ピンニングがそれぞれ独立に効いているので干渉はほとんど起こらない。

一方、高磁界領域では磁束線間の間隔が狭くなるために、磁束線は存在位置を選択できなくなり、磁束線はほとんどの酸素欠損に存在するようになる。この場合、近接効果により酸素欠損に超伝導性が誘導されているとすると、その領域に存在する磁束線の常伝導核部でのオーダーパラメータの空間変化による運動エネルギーが大幅に増加するため、それを避けるために、酸素欠損領域やその周囲の超伝導性が低下し、反発的なピンニング相互作用は消滅する。こうして、211 相粒子によるピンニングのみが残り、干渉は起こらないと考えられる。したがって、211 相粒子を添加することで低、高磁界領域の臨界電流密度は上昇すると考えられる。

ここで、図 3.7 に試料 00 と 01 の不可逆磁界の比較を示す。この図より 211 相粒子の添加により不可逆磁界が大きくなっていることから、これからも高磁界領域では酸素欠損がピンニングとして効いていないと考えられる。

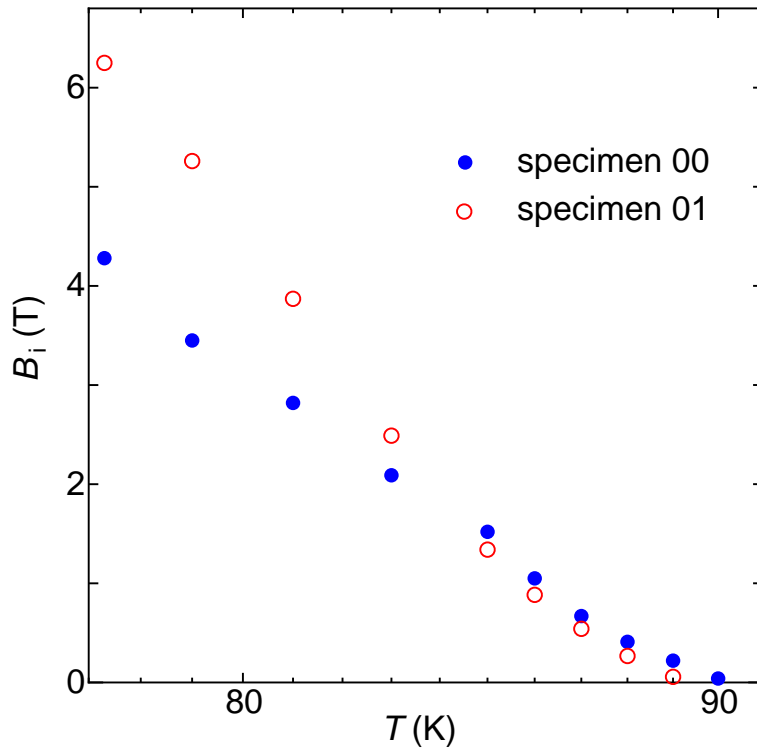


図 3.7. 試料 00 と 01 の不可逆磁界の比較。

3.3 ピーク磁界

ピーク効果がよく観測された試料 00 において、ピーク磁界 B_p 、 J_c が極小となるディップ磁界 B_d 、および不可逆磁界 B_i の温度依存性を図 3.8 に示す。この結果もピーク効果が磁界 (温度) 誘起型のピンニングによるものではないことを示している。もし、ピーク効果が低 T_c 相の磁界 (温度) 誘起型のピンニングにより起こっているならば、 B_d および B_p の曲線はバルクの臨界温度に漸近せず、低 T_c 相の臨界温度に漸近するはずである。

また Sm-123 粒子のピーク効果を調べている Takahama ら¹⁶⁾ の結果によれば、粒径がピンニング相関距離

$$l_{44} = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \simeq \left(\frac{Ba_f}{2\pi\mu_0 J_c} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

以下ではピーク効果が現れないとの報告がなされている。すなわちピーク効果が直接磁界誘起型の要素的ピンニング機構によるものであれば、試料サイズは関係しないはずである。このことはピーク効果はピン止めされる磁束線の軟化に関係していることを示している。

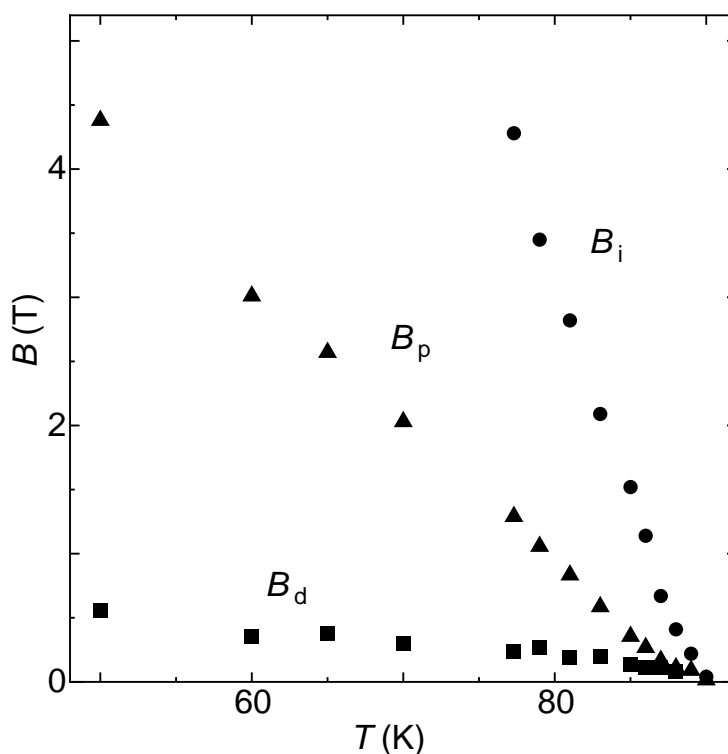


図 3.8. 試料00におけるピーク磁界 B_p 、ディップ磁界 B_d 及び不可逆磁界 B_i の温度依存性。

Küpfersら⁹⁾によると金属系超伝導体の場合、G-Lパラメータ κ の値やピンニング・センターの種類によらず、ピーク効果は観測されており、しかもこれらのピンニング・センターはすべて磁界誘起型のものではない。したがって、酸素欠損のピンニング機構が磁界誘起型である必然性はないと考えられる。

3.4 disorder 転移

これまでの議論より、低 T_c 相のピンニング機構は近接効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングであると考えられるが、その要素的ピンニング力は磁界の増加と共に単調に減少するので、単独ではピーク効果の原因とはなり得ない。したがって、ピーク効果は disorder 転移が関連していると考えられる。その場合、1.9.2節で述べた磁界誘起型 disorder 転移とピンニング誘起型 disorder 転移のどちらによる可能性が大きいと考えられるだろうか。図 1.11は双晶面を除いてピンニングを弱くした Y-123

単結晶における磁束線系の相図の例⁸⁾であるが、ピーク効果をもたらすと考えられている磁束線系の disorder 転移曲線は温度の上昇とともに臨界点まで達している。ピンニングが強くなると臨界点は高温・低磁界側へ移動するとともに2次のガラス-液体転移(不可逆)曲線が伸びてきて、ついには臨界点が臨界温度に一致し、全領域をガラス-液体転移曲線が覆うようになる。この場合、ピーク磁界も臨界温度にまで伸び、不可逆磁界で規格化したピーク磁界がほぼ一定となる。

ここで、図3.8においてディップ磁界付近で disorder 転移が起こっていると仮定して $B_d \rightarrow B_{dis}$ と見ると、上述のピンニング力が強くなった場合の磁束線系の相図と酷似していることが分かる。したがって、ピンニングの強さを変えることが出来れば Küpfer らの Y-123 単結晶の実験結果と同様に B_d が変化することが確認できると予想される。酸素欠損の量でピンニングの強さを変化させると超伝導体の次元性による影響を受けると考えられるので、ピンニングの強さのみを変化させるには照射欠陥の量をコントロールするのが適していると考えられる。これにより B_d が変化すると予想される。なお、照射欠陥のサイズは数 10 nm であるので disorder 転移が起これば、磁束線格子のわずかな変形によりピンニング効率が上昇し、ピーク効果が現われると考えられる。また、211 相粒子はピーク効果に寄与しないため、照射欠陥の影響を明らかにするためには 211 相粒子は無い方が良い。

一方、磁界誘起型 disorder 転移は熱エネルギーと弾性エネルギーの兼ね合いによって起こると考えられているが、エネルギー的な観点から、これらのエネルギー間での転移はすでに一次の融解転移が存在しており、同一のエネルギー間で2度の転移は考えられない。つまり、本実験で観測されたピーク効果は磁界誘起型 disorder 転移ではなく、ピンニング誘起型 disorder 転移の可能性が高いと考えられる。

ここで、上の議論で金属系超伝導体ではどのようなピンニング・センターでもピーク効果が起こることを述べたが、Y-123 超伝導体において 211 相粒子はピーク効果に寄与しない理由について考える。ピーク効果が起こるには磁束線のわずかな変形によってピンニング効率が大きく変わる必要がある。しかし、現在の 211 相粒子は 1 μm のオーダーで、磁束線格子間隔 (1.5 T で約 40 nm) よりはるかに大きく、ピンニング・ポテンシャルの変化がブロードであるため、磁束線のわずかな変形によってもピンニング効率はほとんど変化しないと考えられる。このためピーク効果が観測されない。

一方、ピーク効果に寄与していると思われるピンニング・センターはいずれももっと小さいサイズのものである。本実験で用いた試料における酸素欠損などの低 T_c 相のサイズは数 10 nm のオーダーであることが報告されている。したがって 211 相粒子においても、そのサイズを数 10 nm のサイズまで小さくすることができれば、重イオン照射した Y-123 超伝導体¹⁷⁾ のようにピーク効果が観測されるかもしれない。

3.5 超伝導体の次元性による影響

3.5.1 次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性

図 3.9~ 図 3.12 に試料 00~11 の 30 K、50 K、77.3 K における追加熱処理を行う前の臨界電流密度と処理後に得られた臨界電流密度の磁界依存性の比較を示す。図 3.9、3.10、3.12 から、酸素処理により高磁界領域において臨界電流密度の減少に伴い不可逆磁界が低下していることがわかる。これは 550°C で熱処理したためにアンダードープ状となってブロック層のオーダーパラメータ $|\Psi|$ がキャリア密度の低下により減少し、磁束線の c 軸方向の平均的凝縮エネルギーが小さくなったからだと考えられる。しかし、 T_c が上がった試料 10 においては、他の 3 つの試料とは異なり低磁界の J_c があまり変わらず、不可逆磁界も大きく減少していない。それに加え、 T_c も酸素処理により上がっている。したがって、試料 10 は元々オーバードープ状態であり、酸素処理後においてそれほど高いアンダードープ状態になっていないと考えられる。

3.5.2 次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の 211 相粒子の体積率・粒径依存性

図 3.13 は 30.0 K での 0.1 T、4.0 T における追加熱処理前後の臨界電流密度と 211 相粒子の有効表面積の関係である。この図より 3 次元状態に近い試料 10 を無視すると、追加熱処理の後でさえ強い相関があることがわかる。したがって、試料が 2 次元的になっても、低、高磁界領域においては 211 相粒子が主なピンニング・センターであると考えられる。550°C での酸素処理により 211 相粒子が大きくなるような構造の変化はありえないので、臨界電流密度の減少は凝縮エネルギーの変化から起きたと推測される。ここで、追加熱処理前後の 0.1 T の傾きを比較してみると、処理後のほうが傾

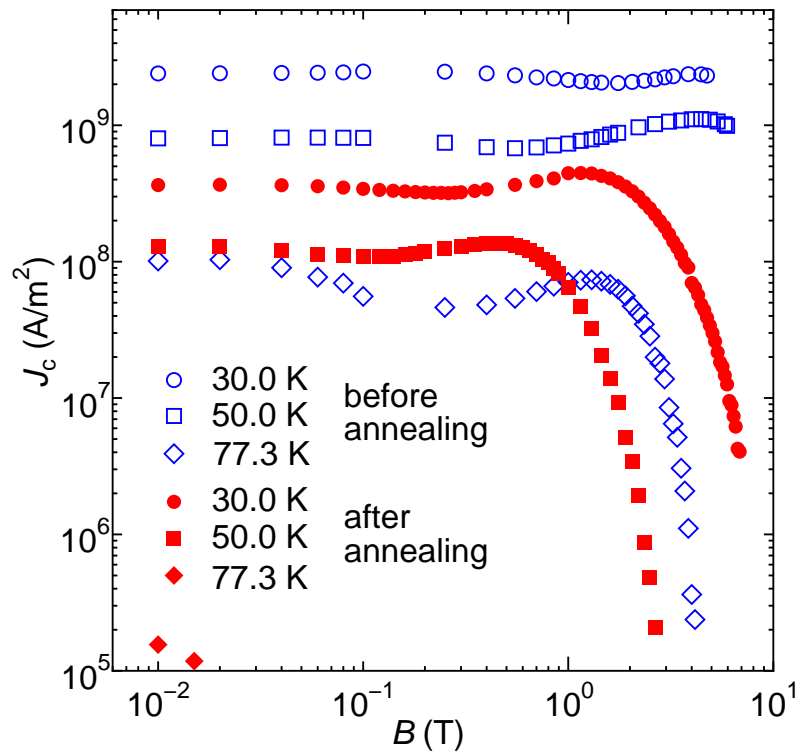


図 3.9. 試料00 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性。

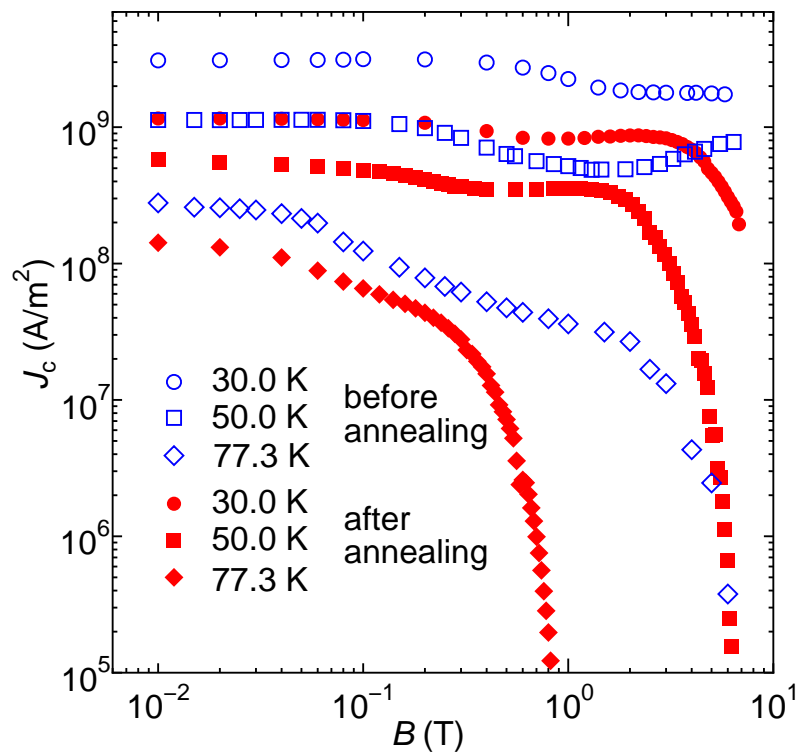


図 3.10. 試料01 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性。

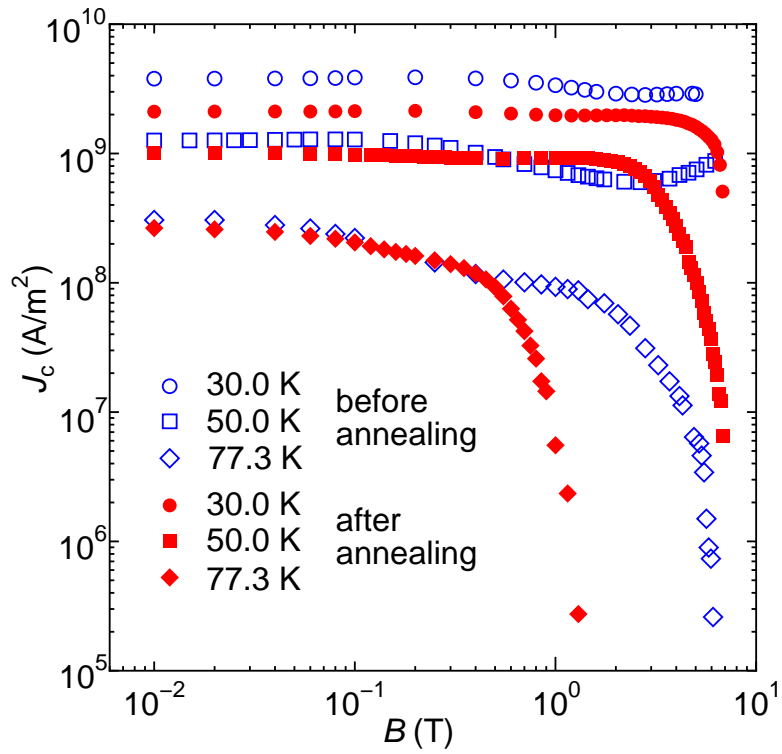


図 3.11. 試料 10 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性。

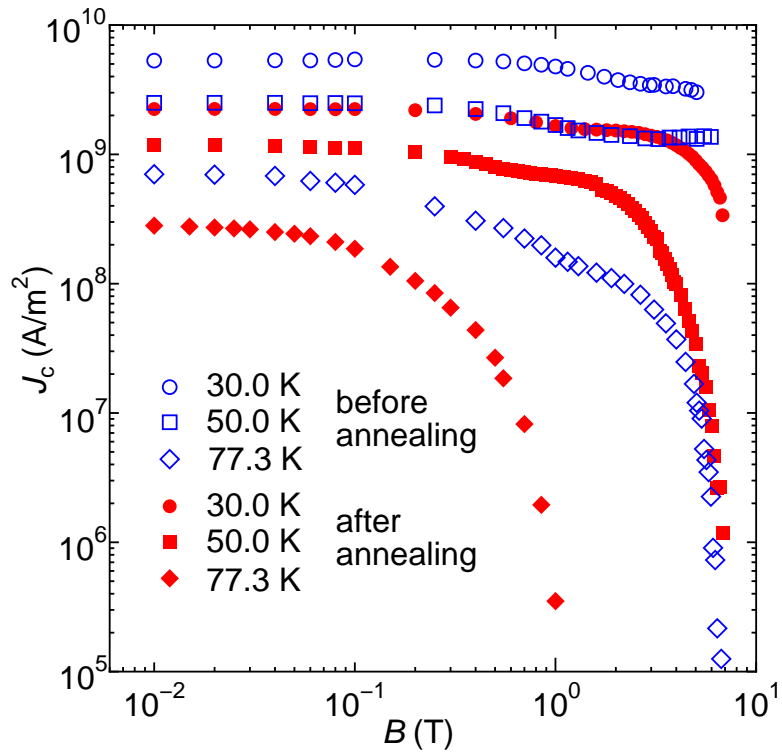


図 3.12. 試料 11 の次元性による影響を受けた場合の臨界電流密度の磁界依存性。

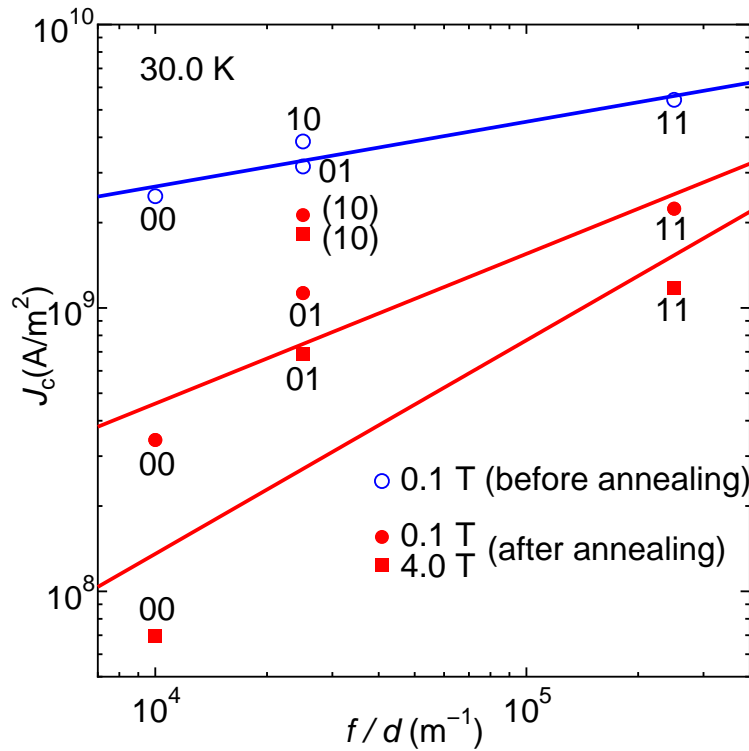


図 3.13. 30.0 K での 0.1 T 及び 4.0 T における追加熱処理前後の臨界電流密度と 211 相粒子の有効表面積との関係。

きが大きくなっている。これは酸素処理によって酸素欠損などのバックグラウンドピンニングが弱くなり、211 相粒子のピンニングとの相関が強くなったためだと考えられる。

3.5.3 disorder 転移の本質

3.4節で述べたように、ピーク効果に関連する disorder 転移はピンニング誘起型であると考えられる。この場合、このピンニング誘起型 disorder 転移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って決定されると考えられる。また、超伝導体の次元性の低下はピンニング力も磁束線の弾性力も小さくする。ピンニング力の低下が著しければ弾性力が大きくなるので disorder 転移が起きにくく、逆に弾性力の低下が著しければ disorder 転移が起きやすくなると予想される。したがって、超伝導体の次元性を 2 次元状態にすることにより、disorder 転移を決定する主な機構がピンニングの強さか磁束線の弾性特性かを明らかにすることができる。

図 3.14 に超伝導体の次元性が異なる場合の、試料 00 におけるピーク磁

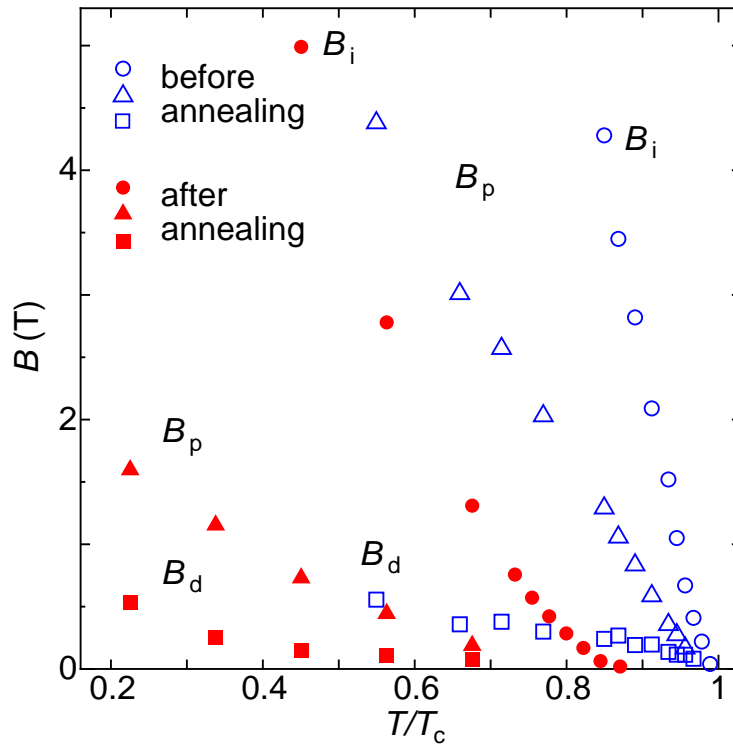


図 3.14. 追加熱処理前後の試料00のピーク磁界 B_p 、ディップ磁界 B_d 及び不可逆磁界 B_i の温度依存性。

界、ディップ磁界、および不可逆磁界の温度依存性の比較を示す。この図より、ピーク磁界とディップ磁界が追加熱処理により低下していることがわかる。このことはピンニングが弱くなったにもかかわらず、2次元状態になることによって disorder 転移が起きやすくなったことを示している。したがって、磁束線の弾性特性が disorder 転移を主に決定すると考えられる。

3.6 磁束クリープ・フローモデルによる理論値との比較

これまでの試料00~01の実験結果を磁束クリープ・フローモデルと比較してみる。

3.6.1 臨界電流密度の理論値との比較

E - J 特性を表 3.1 に示すパラメーターを用いて計算し、 E - J 特性において SQUID の磁化測定 の電界レベル $E = 1.0 \times 10^{-9} \text{V/m}$ での J の値において

表 3.1 調整パラメーター。

試料	A_m	m	γ	g^2	σ^2	δ	$g^2(\text{理論値})$	$B_c(0)[\text{T}]$
00	1.00×10^9	1.50	0.50	4.28	0.04	2	5.13	1.00
01	2.31×10^9	1.66	0.46	4.39	0.04	2	5.62	1.00
10	5.91×10^9	2.11	0.40	4.11	0.04	2	5.06	1.00
11	6.51×10^9	1.87	0.41	3.03	0.04	2	4.30	1.00

臨界電流密度を決定した。 A_m 、 m 、 γ 、 g^2 及び σ^2 は実験値と理論値を一致させるための調整パラメーターである。あまりピンニングが強くないことを仮定して $\delta = 2$ とした¹⁸⁾。一般に $T = 0$ での B_c は 1 が用いられる。 m と γ は 211 相粒子の理論値から外れはしたものの、近い値となっている。また表 2.1、3.1 からわかるように、 A_m の値は 211 相粒子の有効表面積 f/d が大きくなるにつれ、つまり 211 相粒子のピンニングが強くなるにつれて増加している。これらのことは 211 相粒子が主なピンニング・センターであることを示している。 g^2 の値は 3.03~4.39 の範囲となり、同様な溶融法で作製された Y-123 超伝導体の値¹⁸⁾ に近い。また、不可逆熱力学の定理¹⁹⁾ から求めた理論値 4.30~5.62 にも近いので、得られた値は妥当であると考えられる。試料 00~11 における、磁束クリープ・フローモデルによる臨界電流密度の理論値と実験値を比較したものを図 3.15~図 3.18 に示す。これより、高磁界領域においてほぼ理論値と実験値は一致していることがわかる。また低磁界領域においては試料 00 以外は理論値が実験値よりも小さくなっている。これは酸素欠損によるピンニングを考慮していないためであり、実験値と理論値との差が酸素欠損による寄与だと考えられる。このように試料 01、10、11 において大まかに説明できるので、試料 00 で実験値よりも理論値が大きくなったのは誤差と考えた。中磁界領域ではすべてのケースにおいて理論値と実験値は一致しなかった。これは酸素欠損のピンニングと磁束線の軟化によって起きるピーク効果を見逃したためだと考えられる。

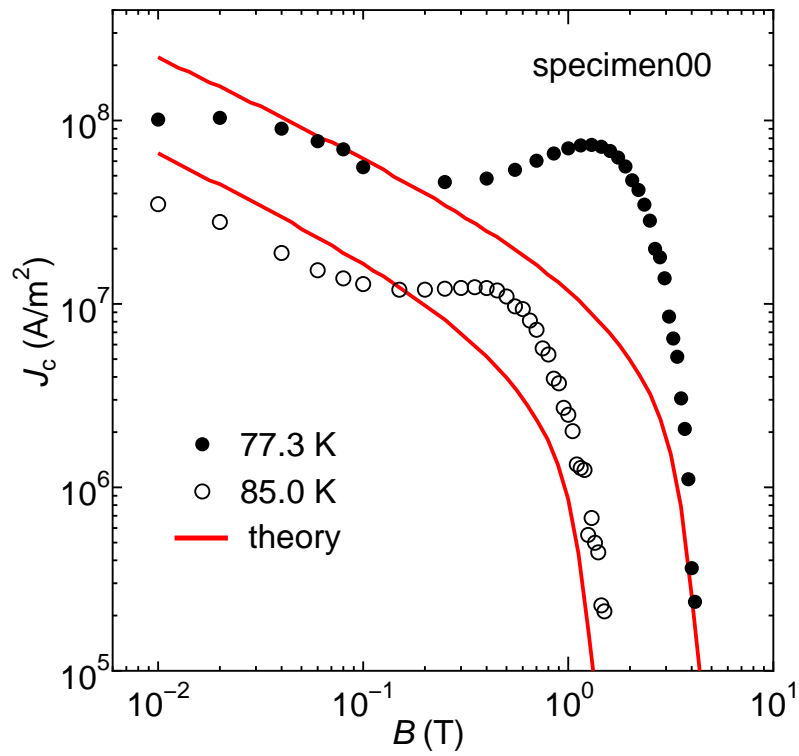


図 3.15. 試料 00 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。

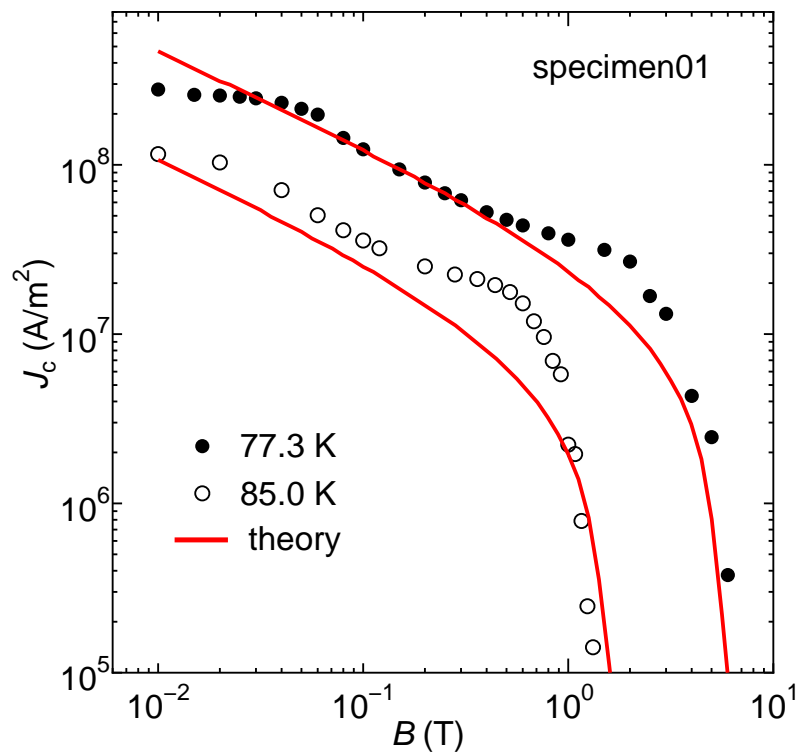


図 3.16. 試料 01 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。

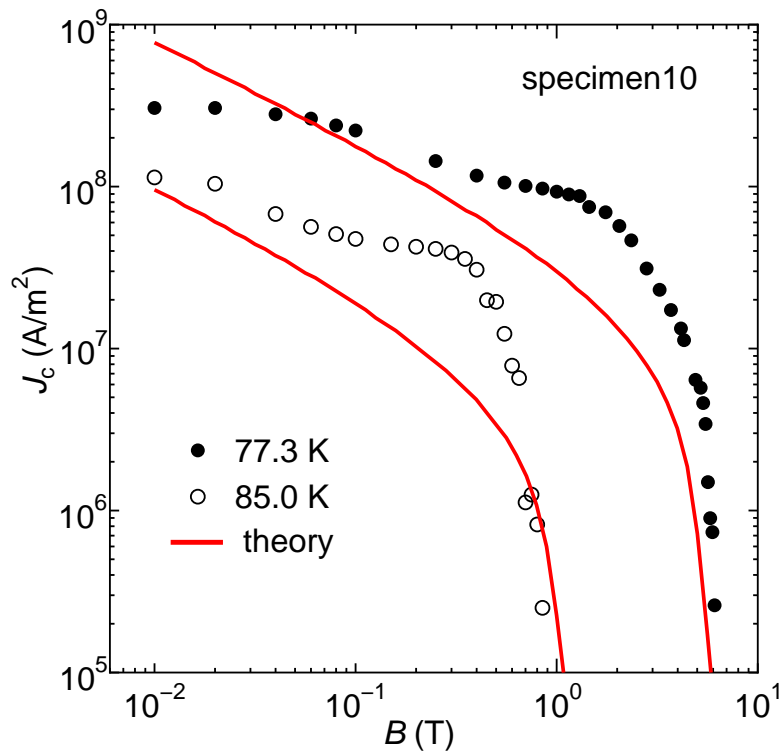


図 3.17. 試料 10 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。

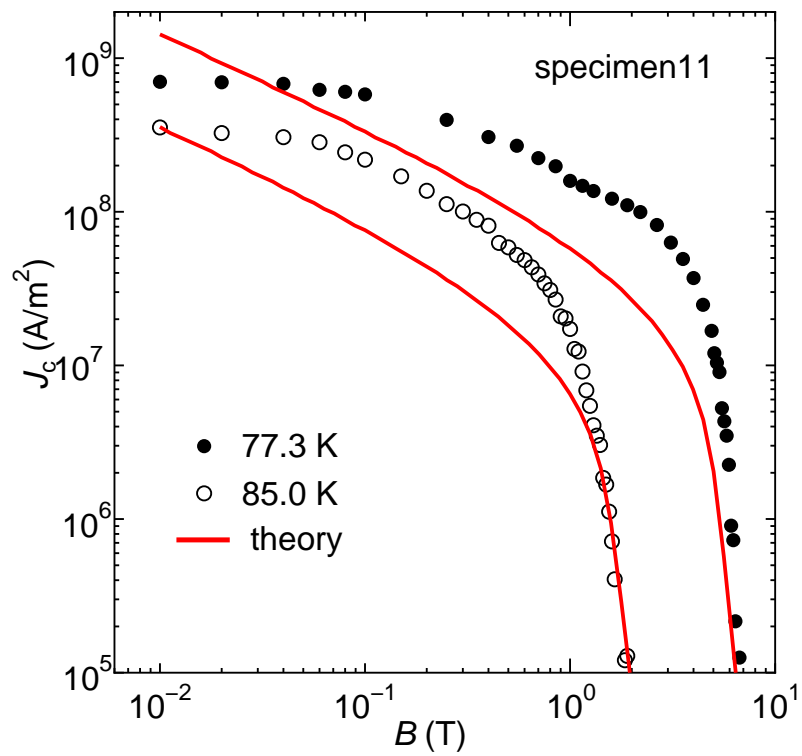


図 3.18. 試料 11 の 77.3 K、85.0 K における実験値と理論値の比較。

3.6.2 アンダードープ状態における臨界電流密度の理論値との比較

3.6.1節と同様に A_m 、 m 、 γ 、 g^2 及び σ^2 を調整パラメーターとした。 E - J 特性の計算に用いたパラメーターを表 3.2 に示す。これより m と γ は 211 相粒子の理論値から外れはしたものの、近い値となっている。表 2.1、3.2 からわかるように、 A_m の値は 211 相粒子の有効表面積 f/d が大きくなるにつれ、つまり 211 相粒子のピンニングが強くなるにつれて増加している。このことも超伝導体の次元性が 2 次元状態になっても 211 相粒子が主なピンニング・センターであることを示している。また、 A_m の値は表 3.1 の追加熱処理前に比べて約 0.4 倍となり減少した。この結果は追加熱処理によってピンニングエネルギーが減少していることを意味している。これは 3.5.1 節で述べたように、ブロック層のオーダーパラメーターがキャリア密度の低下により減少し、凝縮エネルギーが小さくなったからだと考えられる。また、 $B_c(0)$ はピンニングの強さを表わす A_m が 0.4 倍となったので、 B_c^2 に比例する凝縮エネルギーも 0.4 倍になったと仮定して $B_c(0) = 0.63$ とした。

実験結果と合わせて求めた g^2 の値は 3.03~4.39 の範囲だったが、追加熱処理によって 1.65~2.02 の範囲となった。 g^2 の実験値と理論値は表 3.1 の値よりも小さくなったので、この結果もキャリア密度の低下によって試料が 2 次元的な超伝導体になったことを示している。ただし、試料 10 の g^2 の値と理論値は他の試料よりも大きくなっており、試料 10 は 3 次元状態に近いという推測と矛盾しない。なお、この g^2 の減少は理論値よりも実験値の方が大きい。これは後に述べる $g^2 \propto C_{66}/J_{c0} \propto B_c^{1/2}$ の予想よりも g^2 の減少が著しいことと関係しており、 g^2 の減少が凝縮エネルギーの減少だけでは定量的に合わないことの根拠でもある。(1.23) 式より g^2 の減少は、磁束線格子の剪断定数 C_{66} の低下は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} の低下よりも著しいことを示している。このことは、3.5.3 節で述べた超伝導体が 2 次元状態になることによって disorder 転移が起こりやすくなったという議論と矛盾しない。また、 $C_{66} \propto B_c^2$ であり、ピンニング機構において要素的ピンニング力は超伝導材料の固有のピンニングの強さを表す $B_c^2 \xi$ という量に比例することから、 $J_{c0} \propto B_c^2 \xi \propto B_c^{3/2}$ となる。これらの関係からも C_{66} の低下は J_{c0} の低下よりも著しいことがわかる。しかし、これだけでは g^2 の大幅な減少は定量的に説明できない。他の要因として、酸化物超伝導は金属超伝導体に比べて結晶構造が崩れているのでもと

表 3.2 次元性による影響を受けた場合の調整パラメーター。

試料	A_m	m	γ	g^2	σ^2	δ	$g^2(\text{理論値})$	$B_c(0)[\text{T}]$
00	5.83×10^8	2.95	0.50	1.66	0.04	2	2.51	0.63
01	1.09×10^9	1.91	0.43	1.68	0.04	2	2.75	0.63
10	1.25×10^9	1.72	0.42	2.02	0.04	2	2.88	0.63
11	2.45×10^9	2.16	0.42	1.65	0.04	2	2.48	0.63

もと磁束線格子が容易に剪断を起こしやすいと考えられる。

Kishio ら²⁰⁾によると図 3.19に示すように、次元性の変化による融解磁界の変化は不可逆磁界の変化よりも著しいことが報告された。この図は、次元性の低下により、ピンニング力が関係する不可逆磁界の減少よりも剪断定数 C_{66} が関係する融解磁界の減少が著しいことを示している。したがって、この Kishio らの結果は上で述べた酸化物超伝導体においてはもともと磁束線格子が容易に剪断を起こしやすいという考えを支持するものであると言える。

図 3.20～図 3.23にアンダードープ状態における磁束クリープ・フローモデルによる臨界電流密度の理論値と実験値を比較したものを示す。これらから高磁界領域において良い一致を示していることがわかる。中磁界領域ではすべてのケースにおいて理論値と実験値は一致しなかった。これは 3.6.1 節で述べたように、211 相粒子のみのピンニングを考え、酸素欠損のピンニングと磁束線の軟化によって起きるピーク効果を見逃したためだと考えられる。

3.6.3 不可逆磁界の実験値と理論値の比較

図 3.24～図 3.27は試料 00～11 の不可逆磁界の実験結果と磁束クリープ・フローモデルによる理論結果との比較である。これらより、各試料とも不可逆磁界が理論結果とほぼ一致していることがわかる。このことも高磁界領域では 211 相粒子によるピンニングが主であるという予想を支持するものである。

図 3.19. Bi-2212 単結晶における次元性の変化による融解磁界と不可逆磁界の変化 (Kishio ら²⁰⁾による)。

3.6.4 アンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較

図 3.28～図 3.31は次元性による影響を受けた場合の試料 00～11 における不可逆磁界の実験結果と磁束クリープ・フローモデルによる理論結果との比較である。これらより、各試料とも不可逆磁界が理論結果とほぼ一致していることがわかる。したがって、超伝導体の次元性が 2 次元状態になっても高磁界領域では 211 相粒子によるピンニングが主であると考えられる。

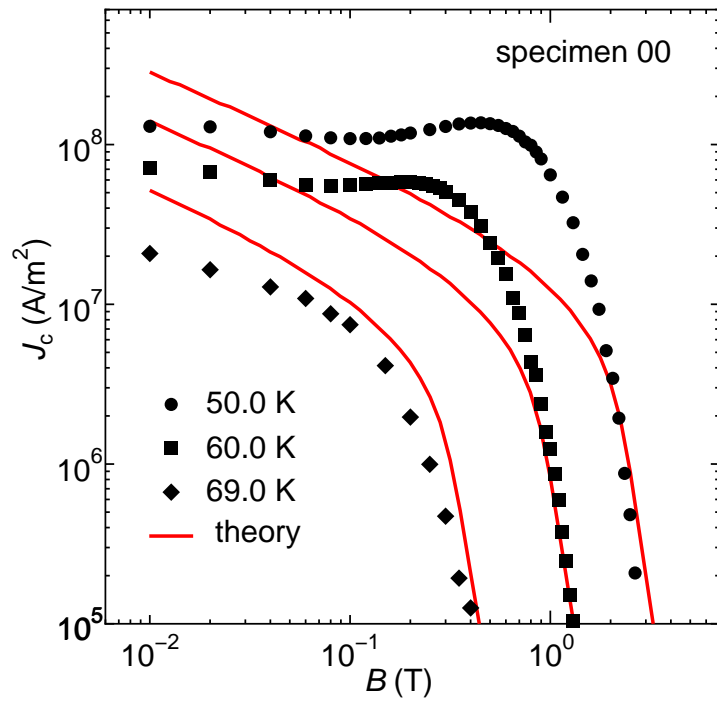


図 3.20. 試料00 のアンダードープ状態における 50.0 K、60.0 K、69.0 K での実験値と理論値の比較。

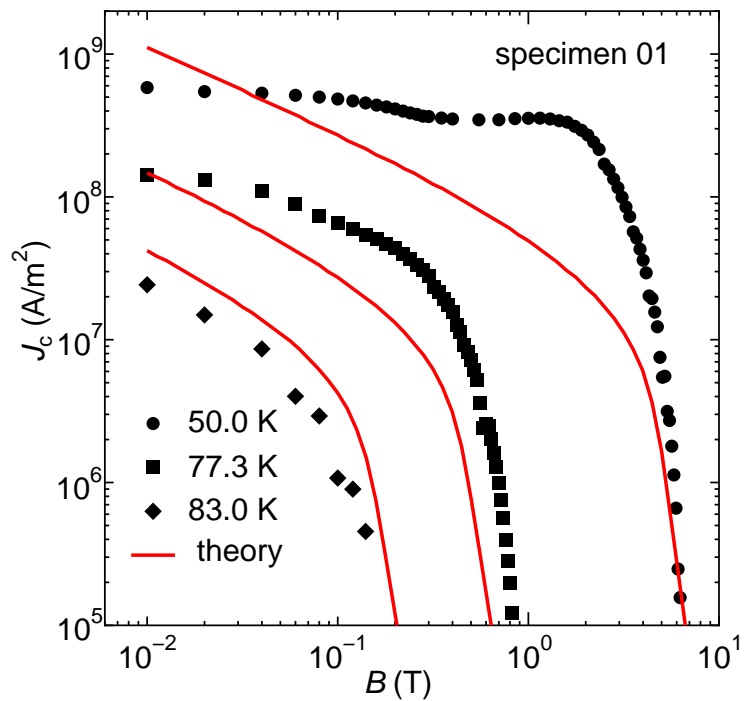


図 3.21. 試料01 のアンダードープ状態における 50.0 K、77.3 K、83.0 K での実験値と理論値の比較。

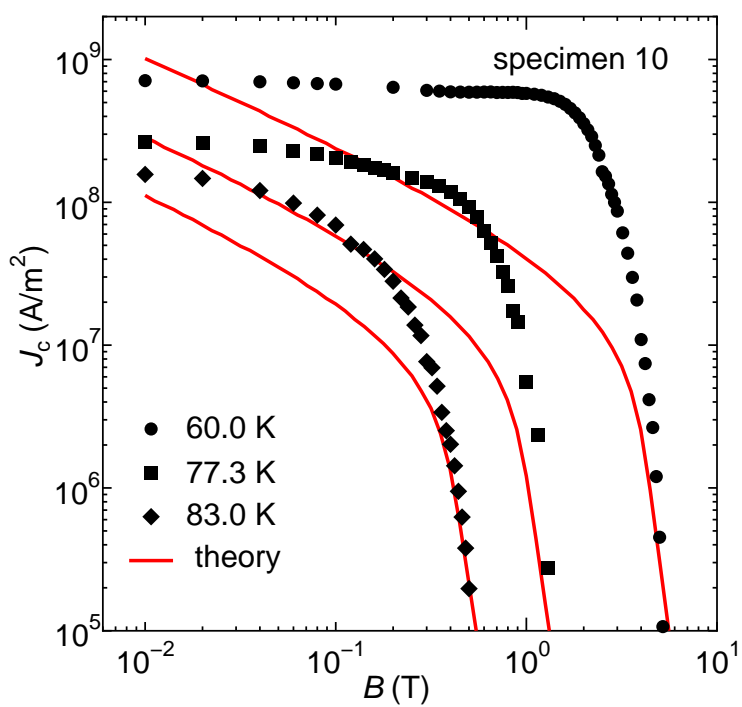


図 3.22. 試料10のアンダードープ状態における60.0 K、77.3 K、83.0 Kでの実験値と理論値の比較。

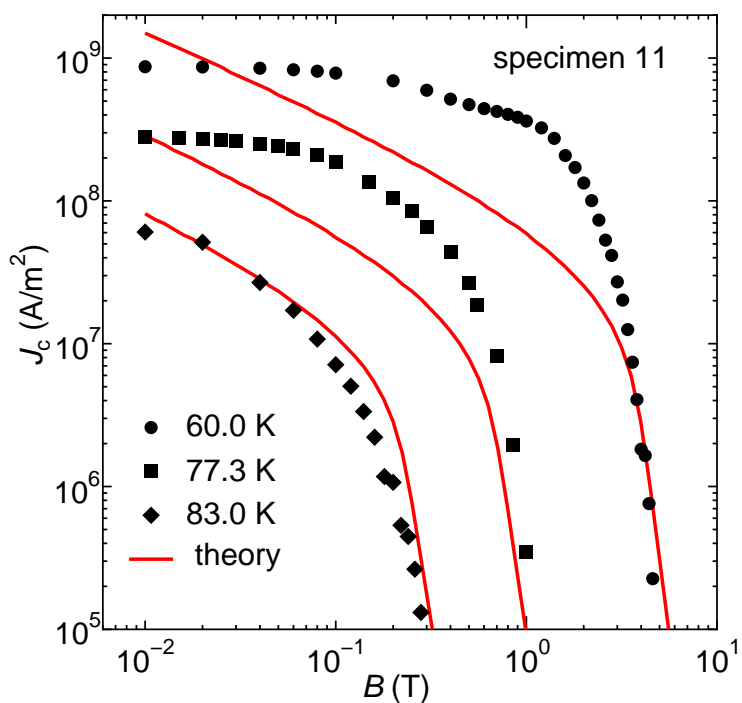


図 3.23. 試料11のアンダードープ状態における60.0 K、77.3 K、83.0 Kでの実験値と理論値の比較。

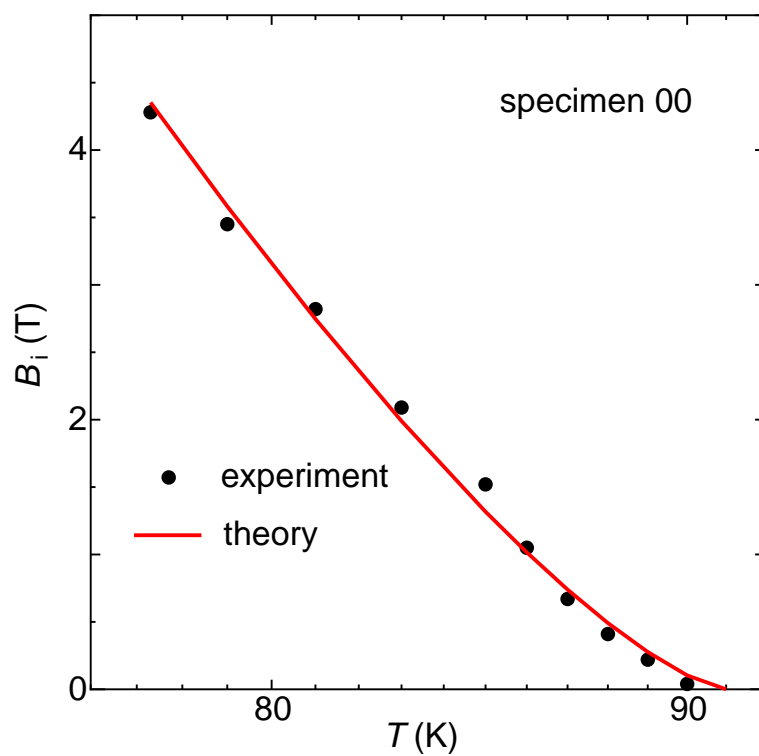


図 3.24. 試料 00 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

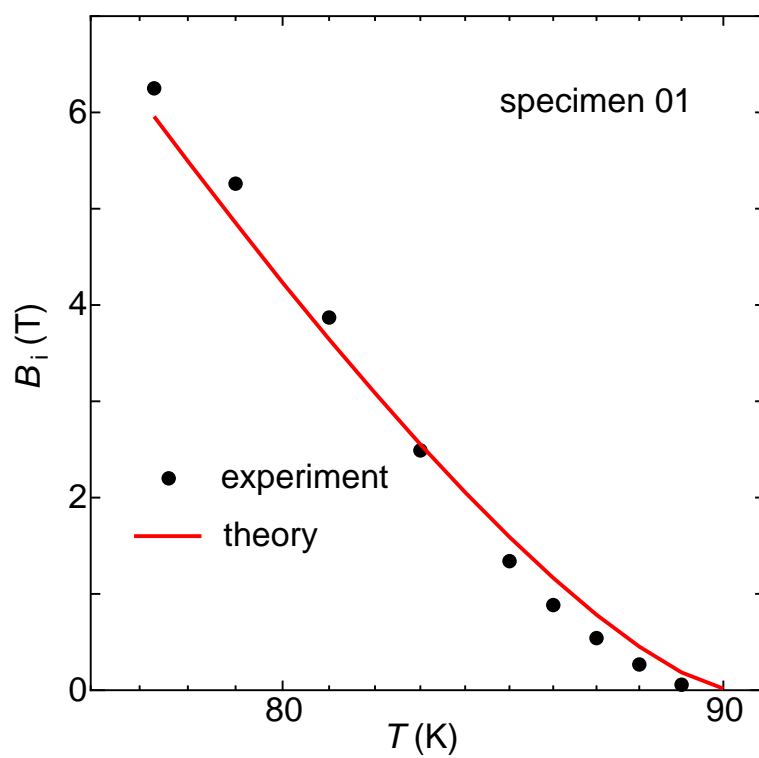


図 3.25. 試料 01 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

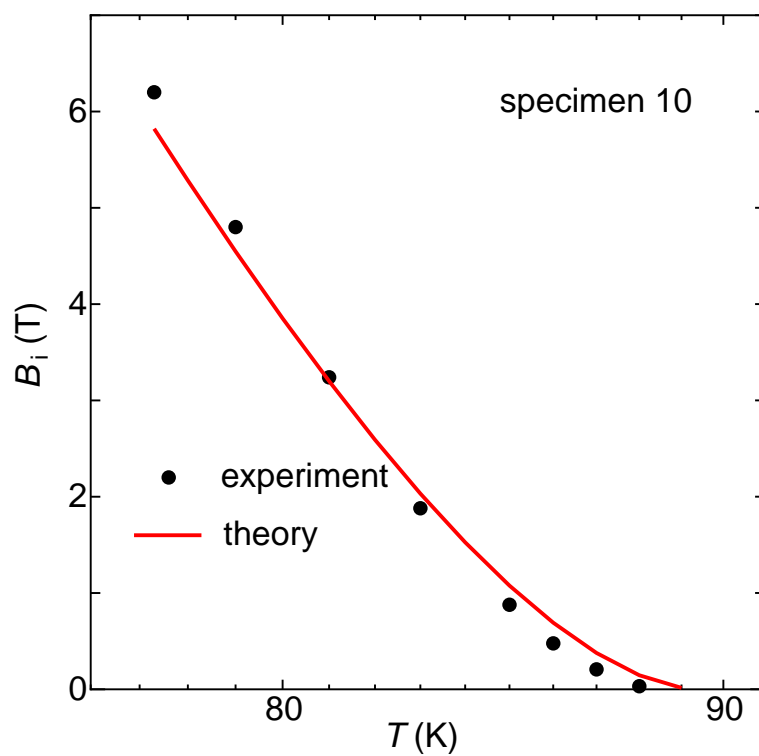


図 3.26. 試料 10 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

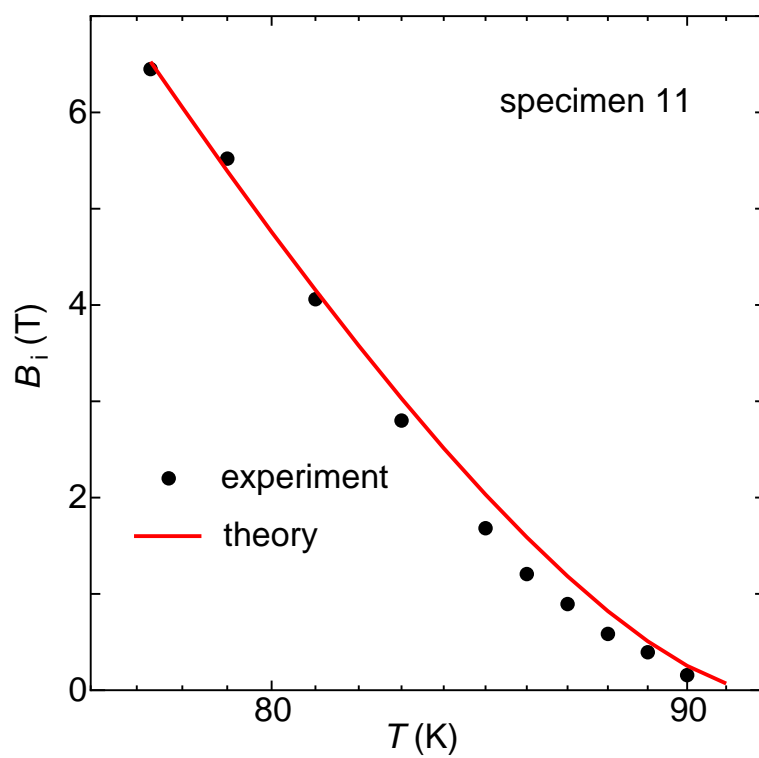


図 3.27. 試料 11 の不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

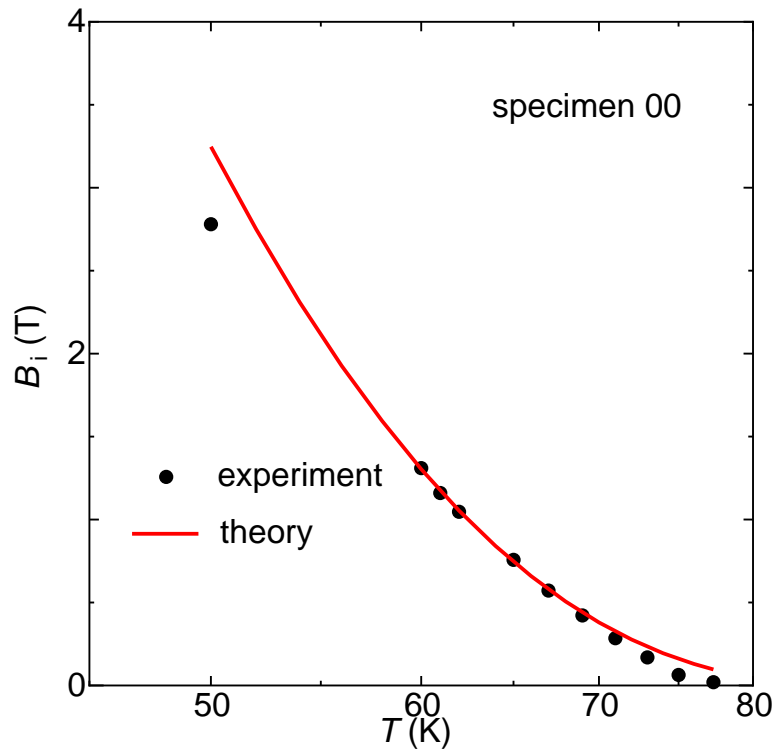


図 3.28. 試料 00 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

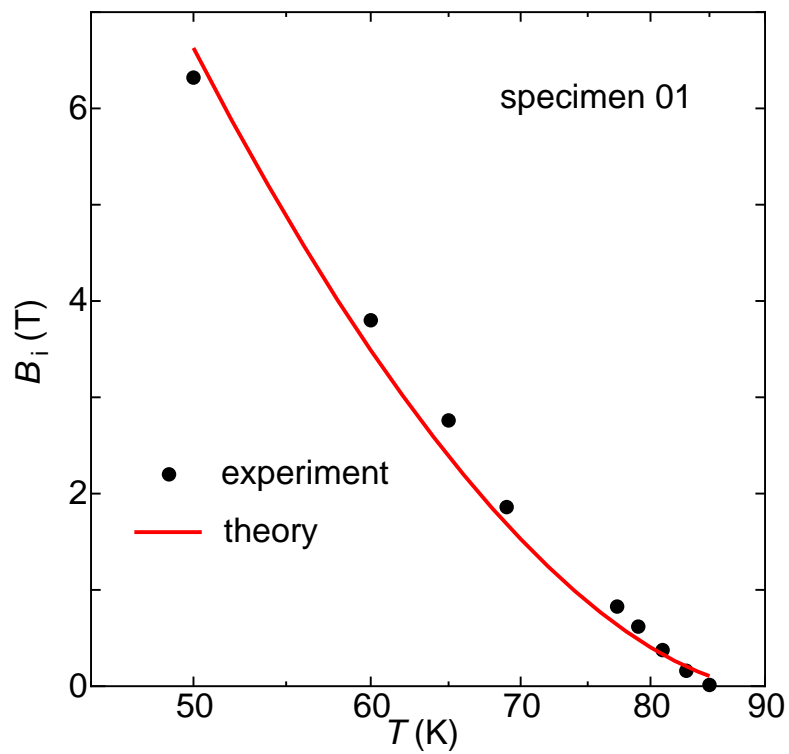


図 3.29. 試料 01 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

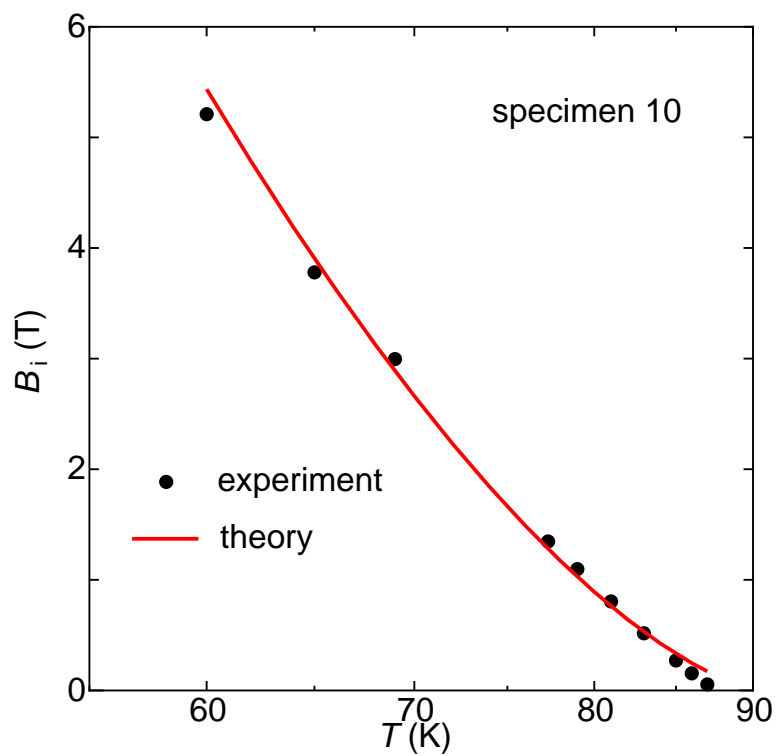


図 3.30. 試料 10 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

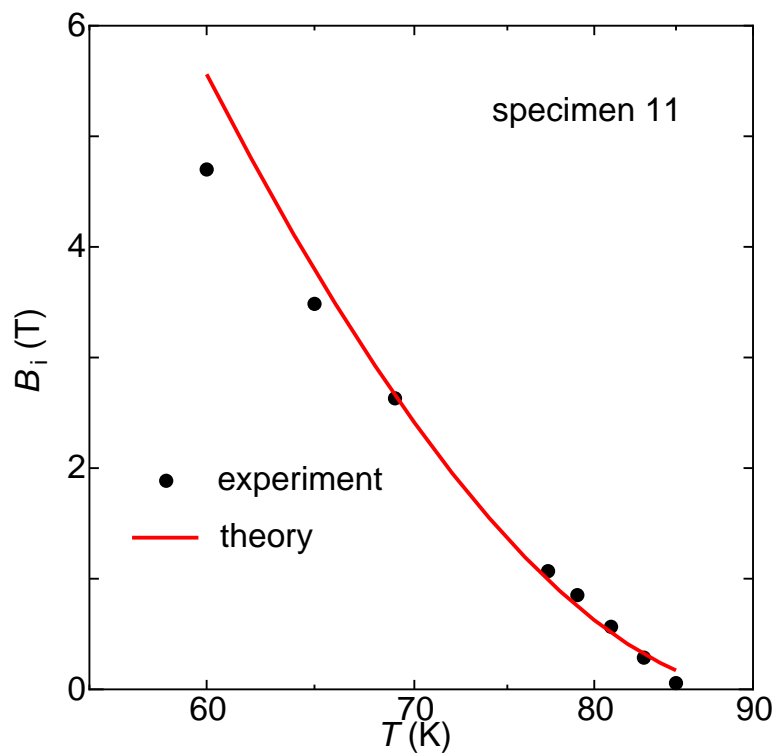


図 3.31. 試料 11 のアンダードープ状態における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。

第 4 章 結論

4.1 結論

溶融法により作製された Y-123 超伝導体のピーク効果のピンニング機構について研究を行った。また、ピーク効果に関連する disorder 転移の本質を明らかにするために超伝導体の次元性がピンニング特性と磁束線の弾性特性に与える影響について研究を行った。それにより以下の結果を得た。

1. Y-123 超伝導体においても、211 相粒子の添加により中磁界領域で J_c が減少し、ピーク効果が無くなった。この干渉は、ピーク効果に関与している酸素欠損のピンニングが凝縮エネルギー相互作用による磁界誘起型の引力的なピンニングではなく、近接効果の下での運動エネルギー相互作用による反発的なピンニングであることを示している。
2. 試料 00 における B_p 、 B_d の温度依存性が磁界誘起型ピンニング機構では説明がつかないことから、低 T_c 相のピンニングが運動エネルギー相互作用による反発的なものであることが示唆される。
3. ピーク効果は酸素欠損による弱いピンニングの下で、磁束線系の特性が disorder 転移を起こして変化することによって起こると考えられる。ただし、この disorder 転移はこれまでに提案されている磁界誘起型のものではなく、ピンニング誘起型であると考えられる。
4. 低、高磁界領域においては 211 相粒子によるピンニングが主であり、不可逆磁界は 211 相粒子によって決められると考えられる。
5. 追加熱処理により J_c が減少し、試料はより 2 次元的になった。これは g^2 の減少からも示される。

6. これに伴って B_p 、 B_d とともに小さくなり disorder 転移が起こりやすくなったことから磁束線の弾性特性が disorder 転移を主に決定すると考えられる。したがって、2次元的な超伝導体ほどピンニング力よりも弾性力の低下が著しいことが明らかとなった。この傾向は Bi-2212 単結晶試料にも見られる。

謝辞

本研究を遂行するにあたって、数々の有益な講義及び御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝します。また、実験環境及び論文製作にあたって色々な協力を頂いたほか、色々と助言や指導をして頂いた小田部荘司助手に深く御礼を申し上げます。また、実験、解析等で多大な協力を頂いた修士1年の右田稔君に感謝します。そして実験に用いた Y-123 バルク試料を提供し、酸素処理をして頂いた新日本製鐵株式会社の森田充氏に感謝します。最後に、本研究を行なうにあたって、色々と支援を頂いた松下研究室の方々に対し、ここに御礼を申し上げます。

参考文献

- 1) 松下照男 著: 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書) p.237.
- 2) T. Matsushita, E. S. Otabe, B. Ni, K. Kimura, M. Morita, M. Tanaka, M. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L342.
- 3) N. Chikumoto and M. Murakami: Proc. 10th Anniv. HTS Workshop, 1996.
- 4) T. Matsushita: Physica C **217** (1993) 461.
- 5) T. Mochida, N. Chikumoto, T. Higuchi, M. Murakami: Adv. Supercond. X (Springer, Tokyo, 1998) p. 489.
- 6) T. Matsushita: Supercond. Sci. Technol. **13** (2000) 730.
- 7) D. Etras and R. D. Nelson: Physica C **272** (1996) 79.
- 8) T. Nishizaki, T. Naito and N. Kobayashi: Phys. Rev. B **58** (1998) 11169.
- 9) H. Küpfer, Th. Wolf, C. Lessing, A. A. Zhukov, X. Lancon, R. Meier-Hilmer, W. Schauer, H. Wühl: Phys. Rev. B **58** (1998) 2886.
- 10) M. Daeumling *et al.*: Nature **346** (1990) 332.
- 11) H. Suematsu *et al.*: Physica C **338** (2000) 96.
- 12) M. Murakami *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) 1189.
- 13) H. Fujimoto *et al.*: Adv. Supercond. I (1989) 285.
- 14) K. Kishio, J. Shimoyama and T. Hasegawa: Jpn. J. Appl. Phys. **26** (1987) L1228.

- 15) H. Suematsu, M. Kawano, T. Onda, T. Akao, M. Hayakawa, H. Ogiwara, M. Karppinen: *Physica C* **324** (1999) 161.
- 16) Y. Takahama, H. Suematsu, T. Matsushita, H. Yamauchi: *Physica C* **338** (2000) 115.
- 17) L. Civale, D. A. Marwick, K. T. Worthington, A. M. Kirk, R. J. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, R. J. Clem and F. Holtzberg: *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 648
- 18) T. Matsushita, M. Kiuchi and H. Yamato: *Adv. Cryog. Eng. Mater.* **44** (New York: Plenum, 1998) 647.
- 19) T. Matsushita: *Physica C* **217** (1993) 461.
- 20) K. Kishio, J. Shimoyama, S. Watauchi and H. Ikuta: *Proc. of 8th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors* (World Scientific, Singapore, 1998) 35.