

超伝導 **Bi-2223** テープにおける E - J 特性の 理論解析とピンポテンシャルの評価

児玉 武士

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	超伝導体の電磁現象	2
1.2.1	臨界状態モデル	3
1.2.2	磁束クリープ	4
1.2.3	臨界電流密度と不可逆磁界	8
1.3	磁束クリープ理論	9
1.4	様々な E - J 特性の測定	14
1.4.1	高電界領域の E - J 特性の測定	14
1.4.2	低電界領域の E - J 特性の測定	14
1.4.3	広い電界領域における E - J 特性	15
1.5	ガラス-液体転移モデル	18
1.6	加算問題	21
1.6.1	金属系超伝導体の場合	21
1.6.2	高温酸化物超伝導体の場合	21
1.7	パーコレーション・フローモデルについて	22
1.8	研究の目的	26
第 2 章	実験	27
2.1	試料	27
2.1.1	Bi-2223 線材	27
2.2	実験方法	28
2.2.1	四端子法 (抵抗法)	28
2.2.2	SQUID 磁力計による磁化法	29
2.2.3	SQUID 磁力計について	30
2.2.4	試料にかける十分なバイアス磁界	31

第 3 章	結果及び検討	33
3.1	磁束クリープ・フローモデル	33
3.2	E - J 特性の評価及び理論値の比較	35
3.3	電界に占める磁束クリープ電界	40
3.4	ピン・ポテンシャル U_0	43
3.5	Pinning potential U_0	43
第 4 章	結論	58
4.1	まとめ	58
4.2	今後の課題	59
付録 A		61
A.1	磁化法による E - J 特性の評価	61
参考文献		66

図目次

1.1	Pinning energy of flux bundle vs its posotion.	5
1.2	活性化エネルギーの電流密度依存性	5
1.3	磁束線の変位に対するピン力密度の変化。	10
1.4	縦方向磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より小さい 場合 (a) と大きい場合 (b) の磁束バンドルの模式図。	13
1.5	四端子法 (上) とホールセンサーによる磁化法 (下) によって得 られた外部磁界 0.52 T における YBaCuO 超伝導薄膜の E - J 特性。温度は、四端子法において 61.2 K から 90.4 K であり、 ホールセンサーによる磁化法において 25.5 K から 72.3 K で ある。 ^{?)}	16
1.6	馬渡らによる E - J 特性 ¹⁰⁾	16
1.7	SQUID 磁力計による磁化測定法による E - J 特性 ^{?)}	17
1.8	4 T の磁界の下、様々な温度での Y-123 薄膜の電流 - 電圧特性 の測定例 ⁷⁾ 。	20
1.9	ガラス - 液体転移モデルを用いて電流 - 電圧特性をスケーリ ングさせた結果 ⁸⁾	20
1.10	金属超伝導体における (a) 臨界電流密度分布と (b) E - J 特性の 模式図	22
1.11	高温酸化物超伝導体における E - J 特性の模式図	22
1.12	パーコレーション・フローモデルで仮定される臨界電流密度 分布	23
1.13	Unpinned cluster	24
1.14	Pinning potential is regarded to be made shallow by U_1 due to the movement of pinned flux bundle in the percolation model.	25
2.1	四端子法 (抵抗法)	29
2.2	試料走査に伴う SQUID の応答出力	30

2.3	試料における印加磁界 z 方向の磁束の侵入の様子。磁束密度勾配に比例する遮蔽電流が流れている。	32
3.1	$T = 70$ Kにおける E - J 特性の理論値と実験値の比較。シンボルが実験値、実線が理論値。実験値は、上が四端子法、下が磁化法。(a) がオリジナルデータで、(b) の四端子法の E - J 曲線では電流密度が 1.4 倍されている。	36
3.2	(a) 高電界、(b) 低電界領域で定義された $T = 70$ K でのピン力密度。シンボルと実線はそれぞれ実験値と理論値を示す。	38
3.3	σ^2 の温度依存性。	39
3.4	77.3 K での磁束クリープ・フローモデルにより予想される全体の電界に対する磁束フロー電界の占める割合。磁界は 0.01 T から 0.19 T まで 0.01 T ごとに変化させている。 . .	42
3.5	77.3 K での磁束クリープ・フローモデル(点線) とパーコレーション・フローモデルによる理論的 E - J 曲線の比較。	43
3.6	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 40.0 K and 1500 mT in the range of TAFF state. .	46
3.7	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 650 mT in the range of TAFF state. .	46
3.8	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 750 mT in the range of TAFF state. .	47
3.9	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 850 mT in the range of TAFF state. .	47
3.10	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 950 mT in the range of TAFF state. .	48
3.11	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 60.0 K and 350 mT in the range of TAFF state. .	48
3.12	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 60.0 K and 400 mT in the range of TAFF state. .	49
3.13	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 160 mT in the range of TAFF state. .	49
3.14	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 180 mT in the range of TAFF state. .	50

3.15	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 200 mT in the range of TAFF state. .	50
3.16	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 220 mT in the range of TAFF state. .	51
3.17	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 240 mT in the range of TAFF state. .	51
3.18	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 260 mT in the range of TAFF state. .	52
3.19	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 280 mT in the range of TAFF state. .	52
3.20	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 90 mT in the range of TAFF state. . .	53
3.21	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 95 mT in the range of TAFF state. . .	53
3.22	Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 100 mT in the range of TAFF state. .	54
3.23	Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 40.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.	54
3.24	Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 50.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.	55
3.25	Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 60.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.	55
3.26	Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 70.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.	56
3.27	Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 80.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.	56
3.28	Irreversibility field: open symbols are observed results and lines are theoretical ones.	57

A.1	直方体状の超伝導体	62
A.2	減磁したときの超伝導体内の磁束分布	63
A.3	位置 x に対する磁束分布 (上) と電流密度分布 (下)	63
A.4	xy 平面に平行な平面中の電流	64

第 1 章 序章

1.1 はじめに

1911 年オランダのカメリン・オネス (Kamerlingh Onnes) が極低温での水銀の超伝導を発見以来、様々な超伝導体が発見されてきた。当初は金属や合金の超伝導体が開発され、超伝導の発現機構に関する研究が進められてきた。1957 年に超伝導発現機構を説明する BCS 理論が登場し、超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へと移行する温度、すなわち臨界温度は 30K を越えないであろうと考えられていた。ところが、1986 年、酸化物系物質 (La-Ba-Cu-O) で 30K 級超伝導の可能性がベドノルツ (Johannes G. Bednorz) とミュラー (Karl Alex Muller) によって示された。

その後、液体窒素の沸点 (77 K) を大きく越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、高温超伝導に大きな期待が寄せられることとなった。特に、高温超伝導体の臨界温度が液体窒素の沸点よりも高いことから、冷凍コストの低減が見込まれる。しかしながら、数年を経た今日、高温超伝導体の応用の難しさが理解され、単なる臨界温度の高い超伝導体の探索やそれらの構造解析だけでなく、超伝導機器としての応用のための特性改善が求められている。

こうした応用分野を考える際、必要となってくるのは、高温超伝導体の輸送特性 (電圧 - 電流特性) の定量的記述である。元来、金属系超伝導体においても輸送特性の定量的記述が行われてきた。しかしながら、高温超伝導体においては、結晶構造に起因する二次元性や熱揺動の影響などから従来の輸送特性とは大きく異なる。特に、高温領域では、次節で述べるような磁束クリープによる超伝導体の臨界電流特性の劣化が大きな問題として取り上げられている。

したがって、高温超伝導体の臨界電流特性の改善のために、まず磁束ピンニング特性の解明が必要であり、そのための解析理論や輸送特性の測定

方法が必要となっている。その一つとして、より広い電界領域、特に低電界領域での輸送特性の解明は超伝導体におけるピン分布とその電界発生の機構を明らかにするために重要である。

1.2 超伝導体の電磁現象

超伝導体の電磁現象は、基本的には Maxwell 方程式により記述される。超伝導体は一般的には磁性を持たないので、磁界 $\mathbf{H}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ の間には真空における関係 $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ が成立する。ここで μ_0 は真空の透磁率である。したがって、以下、 $\mathbf{B}$ を磁界と呼ぶことにする。基本的な Maxwell 方程式は電磁誘導に関する

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

および電流に関する

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \mathbf{B} \quad (1.2)$$

である。ここで $\mathbf{E}$ は電界の強さ、 $\mathbf{J}$ は電流密度である。物理量は $\mathbf{B}$ と $\mathbf{E}$ と $\mathbf{J}$ なので、電磁現象を記述するためには上の二つの式以外に $\mathbf{E}$ と $\mathbf{J}$ を関係づける式、すなわち電流－電圧特性があればよい。ここに超伝導体の最大の特徴が現れる。

なお、(1.1) 式は磁束分布が時間的に変化する場合に電界が生じることを表しているが、そうした変化は磁束線の運動と密接に関係している。磁束線の速度を $\mathbf{v}$ とすると、磁束分布の変化と

$$\text{rot}(\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

の関係があり、これを磁束線の連続の式という。(1.1) 式と (1.3) 式を比べると

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (1.4)$$

の関係があることが分かる (数学的にはこれ以外にあるスカラー関数の grad が付加され得るが、それがゼロであることが示される)。これを Josephson の式という。

1.2.1 臨界状態モデル

超伝導体内において量子化磁束は電流による Lorentz 力を受けても、格子欠陥、析出不純物、粒界などの力を受けて捕捉され電界を生じない。このような現象を磁束ピンニングという。また、金属系超伝導体では E - J 特性の根拠を与えるものが臨界状態モデルであった。これは磁束線に働く Lorentz 力とその運動を止めようとするピン力との釣合を考えればよい。磁束線がピンの働きをする常伝導析出物などの欠陥の近くを通過しようとしたときにエネルギー変化を感じ、その変化率がピン力を与える。単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ で与えられる。一方、ピン力密度はこれと反対方向に向くので、Lorentz 力の方向の単位ベクトルを $\boldsymbol{\delta} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ とすると、静的釣合が取れる場合は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \boldsymbol{\delta} F_p = 0 \quad (1.5)$$

となる。ただし F_p はピン力密度の大きさを表す。これから $J_c = F_p/B$ として

$$J = |\mathbf{J}| = J_c \quad (1.6)$$

が得られる。 J_c は静的 ($\mathbf{v} = 0$) 状態で、すなわち電界の発生しない状態で超伝導体に流せる最大電流密度であり、これを臨界電流密度という。またこの状態を臨界状態という。

電流密度が J_c を越えると力の釣合が保てなくなり、磁束線は運動する。このとき、大きさが速度 $\mathbf{v}$ に比例し、磁束線の運動を拘束しようとする力が働き、これを粘性力という。すなわち、この場合の力の釣り合いは

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \boldsymbol{\delta} F_p - \frac{B}{\phi_0} \eta \mathbf{v} = 0 \quad (1.7)$$

となる。ここで ϕ_0 は量子磁束 ($h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb, h は Planck の定数で 6.63×10^{-34} J·s, e は電荷素量で 1.60×10^{-19} C) であり、 η は粘性係数である。これを (1.6) 式と同様に電流密度について書くと

$$J = J_c + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.8)$$

となる。ここで $\rho_f = B\phi_0/\eta$ はフロー比抵抗である。このように磁束線に働く力の釣合が超伝導体における E - J 特性の根拠を与えている。こうした磁束フロー状態ではすべての磁束線が連続的に運動していると考えられる。

1.2.2 磁束クリープ

一般に超伝導体では、電流密度がピンニングの強さで決まる臨界値 J_c 以下であっても、有限温度環境下であるため、ピンに捕まった磁束線でも、熱活性化運動によりピンから外れ、動きだすことがある。これを磁束クリープという。磁束クリープは離散的かつ不連続的な磁束線の運動で、上で述べた磁束フローとは異なる。磁束クリープの際に一緒に運動する磁束線の集団を磁束バンドルという。例えば図 1.1 はピンに捕まった磁束バンドルを模式的に表しており (右下がりになっているのはこの方向へ働く Lorentz 力による仕事を考慮しているためであり、したがってこの傾きは電流密度 J に比例する)、熱活性化運動がなければ、この状態で安定であるが、熱活性化運動のため、ある確率をもってこのピンから外れる。単位時間内に熱じょう乱を受けて磁束バンドルがエネルギー障壁を越えようとする跳躍の回数を ν_0 とする。図 1.1 においては U は活性化エネルギーを表し、1 回の跳躍でこのエネルギー障壁を飛び越える確率は $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。ここで k_B は Boltzmann 定数である。1 度の跳躍で磁束バンドルが移動する距離は大体、磁束線格子間隔 a_f 程度と予想される。したがって磁束線の平均の速度は $a_f \nu_0 \exp(-U/k_B T)$ となり、(1.4) 式より発生する電界は

$$E = B a_f \nu_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.9)$$

で与えられる。ただし、 U' は Lorentz 力と反対側に動く場合のエネルギー障壁である。なお、電流を流さない状態で、図 1.1 が水平になったときの活性化エネルギー U がピン・ポテンシャル U_0 に等しい。

ここで磁束クリープによってピンニングによる超伝導電流が時間とともにどのように変化するかを考えてみよう。簡単のために十分に広い超伝導平板 ($0 \leq x \leq 2d$) に対して十分高い磁界 B_e を z 軸方向に加えたとする。対称性から半分 $0 \leq x \leq d$ のみを取り扱えばよい。磁界を増加させる場合を考えれば、電流は y 軸の正方向に流れ、磁束線は x 軸の正方向に Lorentz 力を受けて磁束クリープにより移動する。Bean-London モデルを用いて電流密度を J とすると平板内の磁束分布は $B = B_e - \mu_0 J x$ となり、この平均は $\langle B \rangle = B_e - \mu_0 J d/2$ である。一方、観測される電界、すなわち超伝導体表面 $x = 0$ に発生する電界は

$$E = \frac{\partial d \langle B \rangle}{\partial t} = -\frac{\mu_0 d^2}{2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1.10)$$

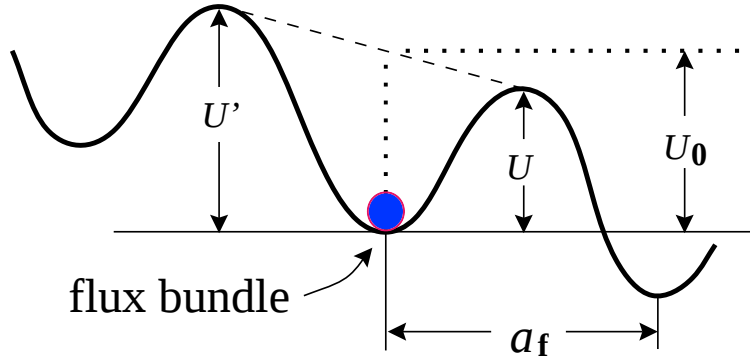


図 1.1. Pinning energy of flux bundle vs its position.

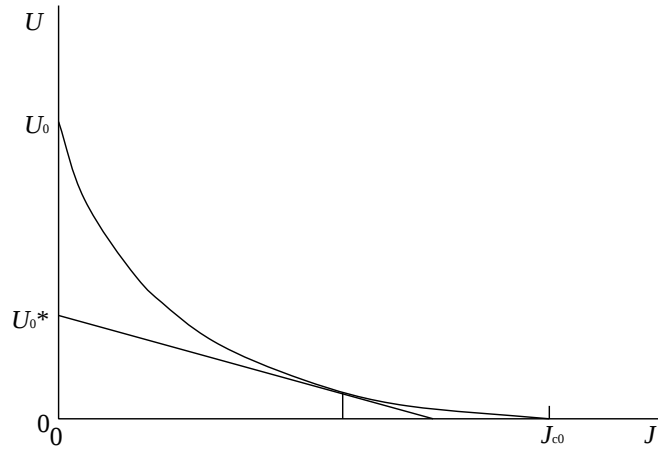


図 1.2. 活性化エネルギーの電流密度依存性

となる。したがって (1.9) 式の指数関数の係数 $Ba_f\nu_0$ を外部磁界 B_e のときに対応した一定値と見なし (例えば $B \simeq B_e$)、 U を電流密度 J の関数として表せば、(1.10) 式を解くことができる。今、熱じょう乱の影響がない、仮想的な臨界状態を考えると、これは図 1.1 で $U = 0$ の状態であり、そこまで J を増加させても磁束線は Lorentz 力で流されない。このときの臨界電流密度の値を J_{c0} とする。熱じょう乱の影響が少ない低温では、これに近い状態でも磁束フローのような定常的な運動状態にはないと予想される。この場合、 $U \ll U'$ で、(1.9) 式の第 2 項は無視できる。

ここで U は電流密度 J の増加と共に減少するので、展開して $U = U_0^* - sJ$ と置く。 U_0^* はこの展開近似を $J \rightarrow 0$ の極限まで延長したもので、図 1.2 に示すように $J = 0$ の場合の活性化エネルギーである真のピン・ポテンシャル U_0 とは必ずしも同一ではない。このため U_0^* を見かけのピン・ポテンシャル

という。後で述べるように磁束クリープ下の臨界電流特性を決定しているのは U_0 であるが、一方、磁化の緩和率から得られるのは U_0^* である。また、 $U = 0$ のとき電流密度が臨界電流密度 J_{c0} であるから、近似的に $s = U_0^*/J_{c0}$ であり、

$$U(J) = U_0^* \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \quad (1.11)$$

となる。(1.10)、(1.11) 式を (1.9) 式に代入すれば、 J のみに関する方程式

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{2Ba_f\nu_0}{\mu_0 d^2} \exp \left[-\frac{U_0^*}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \right] \quad (1.12)$$

が得られる。上に述べたように右辺の指数関数の前の係数が一定と見なせれば、この式は $t = 0$ で $J = J_{c0}$ という初期条件の下で容易に解けて

$$\frac{J}{J_{c0}} = 1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \log \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right) \quad (1.13)$$

となる。ただし τ は $\tau = \mu_0 d^2 J_{c0} k_B T / 2Ba_f \nu_0 U_0^*$ で与えられる時定数である。 $t \gg \tau$ であるような十分時間が経った後では (1.13) 式の括弧の中の 1 は無視でき、よく知られたように時間とともに対数的に減少する電流密度が導かれる。また電流密度の対数減衰率

$$-\frac{d}{d \log t} \left(\frac{J}{J_{c0}} \right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.14)$$

から U_0^* が得られる。また電流密度 J は磁化 M に比例することから、磁化の緩和率の測定から U_0^* を評価するのが一般的である。この場合、初期磁化 M_0 を用いて、 $J/J_{c0} \rightarrow M/M_0$ と対応させることができる。

また、図 1.1 におけるような磁束バンドルの位置とエネルギーの関係を washboard ポテンシャルの形、すなわち、ポテンシャル $F(x)$ を近似的に正弦波状のもので仮定し、

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin kx - fx \quad (1.15)$$

のように表現する。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、 $f = JB$ はローレンツ力による傾きを表している。ここで V は磁束バンドルの体積である。

エネルギーを微分すると力 $f(x)$ が求まることから、(1.15) 式で表されるポテンシャル場中で磁束バンドルが感じる力は

$$f(x) = -\frac{dF(x)}{dx} = -\frac{U_0 k}{2} \cos kx + f \quad (1.16)$$

となる。また、この式において $f(x) = 0$ として平衡位置を求めると

$$x = -\frac{1}{k} \cos^{-1} \frac{2f}{U_0 k} \equiv -x_0 \quad (1.17)$$

を得る。一方、 $F(x)$ は $x = x_0$ で極大となっており、これからエネルギーバリアー $U = F(x_0) - F(-x_0)$ が

$$\frac{U}{U_0} = \left[1 - \left(\frac{2f}{U_0 k} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{2f}{U_0 k} \cos^{-1} \left(\frac{2f}{U_0 k} \right) \quad (1.18)$$

と表される。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できるはずである。この場合、 $x_0 = 0$ となるので (1.17) 式より $2f/(U_0 k) = 1$ とならなければならない。このとき $J = J_{c0}$ となることから、一般に

$$\frac{2f}{U_0 k} = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.19)$$

の関係が得られる。ただし、 J_{c0} は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り、経験的に

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.20)$$

と表現される。ここで A 、 m 、 γ 、 δ はピンニングパラメータである。これより (1.18) 式は規格化された電流密度 j を変数に用いて

$$\frac{U(j)}{U_0} = (1 - j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j \quad (1.21)$$

と表される。

一方、 $U' = U + f a_f$ となるが、 $k = 2\pi/a_f$ 及び (1.19) 式より

$$U'(j) = U(j) + j U_0 \pi \quad (1.22)$$

となる。この関係を用いて (1.9) 式を整理すると

$$E = B a_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.23)$$

と表される。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下での電流 - 電圧特性を評価することができる。

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

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.24)$$

で与えられる^{?)}。ここで ζ はピンの種類に依存する定数で、点状ピンの場合は $\zeta \simeq 2\pi$ ^{?)}、非超伝導粒子の場合は $\zeta = 4$ ^{?)} であることが知られている。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

$$\rho_f(T) = \frac{B}{B_{c2}} \rho_n(T) \quad (1.25)$$

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

(1.22) 式の第 2 項が $k_B T$ より十分小さければ、(1.9) 式は

$$E \simeq \frac{\pi B a_f \nu_0 U_0 J}{J_{c0} k_B T} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.26)$$

となり、ohmic な電流 - 電圧特性となる。これを TAFF(thermally activated flux flow) 状態という。ここで J が十分小さい領域では $U \rightarrow U_0$ となることより、抵抗率は

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.27)$$

となる。ただし、 $\rho = \pi B a_f \nu_0 U_0 / J_{c0} k_B T$ は狭い温度範囲内ではほぼ定数と見なせる。したがって、抵抗率の対数 $\log \rho$ を $1/T$ に対してプロットすることにより、その勾配から U_0 を求めることが行われている。また、(1.27) 式の結果から分かるように、このモデルでは活性化エネルギー U のバリヤを飛び越える確率が有限の温度においてゼロではないために有限の電界を予想することから、磁束クリープの影響下では抵抗が本当にゼロとはならない。

1.2.3 臨界電流密度と不可逆磁界

前節のようにピンニングによりもたらされる超伝導電流は磁束クリープのために時間とともに減衰する。またこうした減衰に伴って磁束分布が変

化し、それにより (1.9) 式にしたがって電界が生じるので、臨界電流密度は仮想的な値 J_{c0} より小さな値になる。電界基準 E_c (たとえば 1.0×10^{-4} V/m) を用いて臨界電流密度を定義する場合

$$E_c = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(J_c)}{k_B T} \right] \quad (1.28)$$

が臨界電流密度 J_c を決定する式となる。また磁束クリープがさらに激しくなると、わずかな電流密度に対しても基準を超える電界となり、臨界電流密度がゼロとなる。そのように臨界電流密度がゼロとなる磁界 B_i を不可逆磁界というが、図 1.2 より、 $J = J_c = 0$ のときに活性化エネルギーがピン・ポテンシャルに等しくなることに注意すれば、不可逆磁界 $B_i(T)$ は

$$E_c = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U_0(B_i, T)}{k_B T} \right] \quad (1.29)$$

から決定される。

1.3 磁束クリープ理論

前節で述べたように磁束クリープは磁束線の熱活性運動で、これにより磁化が時間に関して対数的に緩和すること等の現象が起こる。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。この U_0 は E - J 特性の他、不可逆磁界や電流の時間緩和率などの高温超伝導体の基礎特性を決定づける。

実験結果によれば、磁束線が臨界状態から、これまでの変位と反対側に変位したときのピン力密度の変化は図 1.3 のように $-J_c B$ から $J_c B$ へと変化する。すなわち、初期状態 ($u = 0$) からの変位量 u が小さい範囲では、ピン力密度は u とともにほぼ線形に変化し、現象は可逆である。このときの変化率 α_L を Labusch パラメータといい、ピンニングの強さを表している。磁束線の平均変位 u が大きくなるにつれて、局所的にはピン・ポテンシャルから飛び出す磁束線が現れ始め、現象は可逆から不可逆へと移行する。このときの距離 d_i は磁束線がピンの影響を線形に受ける距離、すなわち磁束線の運動が可逆であるピンからの距離であり相互作用距離と呼ばれる量である。これは平均化されたピン・ポテンシャルの半径を表している。さらに変位が大きくなるとピン力密度は $J_c B$ の値に漸近し、現象は完全に不可逆な臨界状態モデルで記述されるようになる。また図 1.3 において $\alpha_L d_i = J_c B$

の関係がある。ただし、ここで注意しなければならない事は、クリープの影響を受けない図 1.1 のポテンシャルを、実験結果である図 1.3 から求まるポテンシャルを用いて表す事はできないということである。そこで、こうした仮想的な場合でも図 1.3 のような関係が成り立つと仮定し $J_c \rightarrow J_{c0}$ とする。したがって、 $\alpha_L d_i = J_{c0} B$ という関係が導かれる。

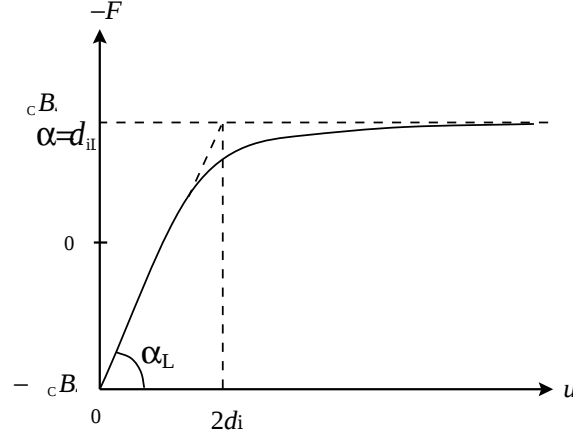


図 1.3. 磁束線の変位に対するピン力密度の変化。

図 1.3 の力を変位 u で 0 から d_i まで積分することにより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 $\hat{U}_0$ が

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.30)$$

のように求まる。また、相互作用距離 d_i は前述の ζ を用いて磁束線格子間距離 a_f と

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.31)$$

の関係があることが経験的に知られている。

クリープがないとした時の磁束バンドルが感じるピン・ポテンシャルは、(1.30) 式と磁束バンドルの体積 V との積より

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.32)$$

と表される。これから磁束バンドルの体積 V がピン・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 1.4(a) のようなモデルで考えてみると、そのサイズは縦方向と横方向で異なり、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、磁束バンドルの体積は、

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

で表される。また、縦方向磁束バンドルサイズ L は

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left(\frac{Ba_f}{\zeta\mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.34)$$

で与えられる。ここで C_{44} は曲げに対する磁束線の弾性定数で

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.35)$$

である。一方横方向磁束バンドルサイズ R は

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.36)$$

で与えられる。 C_{66} は磁束線格子の剪断定数であり、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

$$C_{66}^0 = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.37)$$

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。

C_{66} は磁束線格子の状態に依存し大きく変化する。したがって C_{66} は決定論的に求めることができない。一般に、 R は磁束線格子間隔 a_f 程度かその数倍と予想されており、

$$R = ga_f \quad (1.38)$$

のように表される。ここで、 g^2 は磁束バンドル内の磁束線の数を表す。磁束線格子が融解した場合に近い場合やピンが非常に強い場合は、 R は計算上 a_f 以下となるが、磁束線は一本の大きさより小さくなることはないため、現実にはの最小値は 1 である。したがって、 g^2 は (1.36) 式と (1.38) 式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.39)$$

また、完全な 3 次元的な三角格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.40)$$

となり、 g^2 の最大値を与える。

上で述べたように C_{66} は磁束線格子の状態によって変化し、 C_{66}^0 からゼロまでの値を取り得るが、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は臨界電流密度が最大になるように決定される」という仮定が提出された^{?)}。ここではこの仮定から横方向のバンドルサイズを求める。磁束クリープ下での臨界電流密度は(1.9)式の第2項を無視し、(1.11)式の展開近似を用いて

$$J_c = J_{c0} \left[1 - \frac{k_B T}{U^*} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right] \quad (1.41)$$

で表される。ここで、 E_c は電界基準である。不可逆磁界上では $J = J_c = 0$ となり、見かけのピンポテンシャル U_0^* は真のピンニングポテンシャル U_0 に等しくなる。ここで、 g の値が(1.40)式で与えられる g_e に対して

$$g = y g_e \quad (1.42)$$

のように $y(< 1)$ 倍になったとする。ただし、磁束線の長さ方向のバンドルの大きさは不変とする。これは磁束線格子の曲げの定数 C_{44} は磁界のエネルギーのみに依存し、磁束線格子の欠陥の存在によってほとんど変化しないと考えられるからである。したがって、相関のある領域の体積は(1.38)式と(1.33)式から、 y^2 倍となる。このため、磁束クリープはがない場合の臨界電流密度 J_{c0} は $g = g_e$ のときの値 J_{ce} の y^{-1} 倍となる。また、後に述べるようにピンニングポテンシャル U_0 は(1.48)式で与えられ、 $g = g_e$ のときの値 U_e の $y^{3/2}$ 倍となる。したがって、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{J_{ce}}{y} \left[1 - \frac{k_B T}{U_e y^{3/2}} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right] \quad (1.43)$$

で与えられる。これを y について微分して、最大となる条件

$$y = \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{2/3} \quad (1.44)$$

が与えられる。したがって、(1.42)式により、 g^2 は

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (1.45)$$

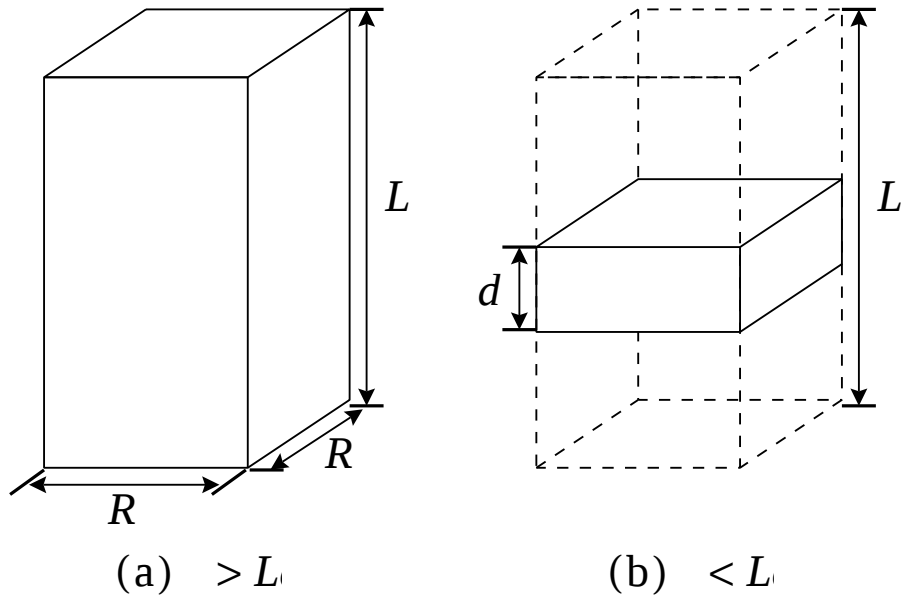


図 1.4. 縦方向磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より小さい場合 (a) と大きい場合 (b) の磁束バンドルの模式図。

で表される。

なお、超伝導体が L 、 R より大きいバルクの場合の磁束バンドルの体積は (1.33) 式で与えられるが、一方で、図 1.4(b) のように縦方向の磁束バンドルサイズ L に比べて超伝導体の厚さ d が小さい場合、磁束バンドルの体積は

$$V = dR^2 \quad (1.46)$$

となる。したがって、ピンニングポテンシャルは縦方向磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より小さい場合には

$$U_0 = \frac{0.835g^2k_B J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2}B^{1/4}} \quad (1.47)$$

となる。

一方、 L が d より大きい場合には

$$U_0 = \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.48)$$

となる。

ここで L が d より小さい場合のピンニングポテンシャル U_0 を用いて不可逆磁界 B_i を近似的に評価してみる。簡単のためピン力の分布を考えなければ、(1.20)、(1.29)、(1.47) 式を用いて

$$B_i^{(3-2\gamma)/2} = \left(\frac{K_1}{T} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m \quad (1.49)$$

のように表される。ただし K はピン力密度に依存した量で、

$$K_1 = \frac{0.835g^2 A^{1/2}}{\zeta \ln(B_i a_f \nu_0 / E_c)} \quad (1.50)$$

であり、 B_i は B_{c2} より十分小さいという仮定を用いた。 K_1 は B_i に依存するが、その依存性は小さいため、ここでは近似的に K を定数と見なす。

1.4 様々な E - J 特性の測定

現在、広い電界領域にわたって高温超伝導体の E - J 特性を得るために様々な測定方法が試みられている。ここでは、いろいろな測定方法を簡単に紹介し、特に電界領域に関して分類し、その特徴を述べる。ここでは、同種類の YBaCuO 超伝導体薄膜に関する実験結果を紹介する。

1.4.1 高電界領域の E - J 特性の測定

1. 四端子法

試料に直接に電流を流し、磁界をかけたとき発生する電圧により E - J 特性を得る。測定に時間がかからないが直接電界を測定するため、測定器の感度の制限により、低電界領域を測定するのは困難である。(図 1.5、 $10^{-5} \sim 10^{-2}$ V/m 参照)

1.4.2 低電界領域の E - J 特性の測定

低電界領域における測定には、以下の方法があり、いずれも超伝導体の磁化の測定結果を用いて解析を行い、間接的に測定したものである。これ

には磁化の緩和による変化を用いる方法と外部磁界の掃引速度を変えて磁化の変化を見る方法とがある。

1. ホールセンサーによる磁化測定

磁化の緩和による変化を用いる方法の一つで、ホールセンサーにより測定された試料の中の磁束密度から電流密度を、その時間変化により電界を求め E - J 特性を得る。

2. 外部磁界の掃引速度依存性の測定

外部磁界掃引速度を変化させることにより電界レベルを大きく変化させることを可能にした方法で、測定した磁化から電流密度を求める。その一つに、図 1.6 のような E - J 特性を得た馬渡らの考案による方法¹⁰⁾ も含まれる。

3. SQUID による磁化測定法

これも磁化の緩和による変化を用いる方法の一つで本研究に用いる。その詳細は第 2 章で説明するが、かなり感度の優れた SQUID 磁力計 (MPMS) を用い、測定された試料の磁気モーメントから電流密度を、その時間変化により電界を求め E - J 特性を得る。上記に示されるホールセンサーによる測定よりも低い電界領域での測定が予想されている。図?? に示すようにかなり低電界における測定が可能であることが分かる。

1.4.3 広い電界領域における E - J 特性

中村らは、上記の四端子法とホールセンサーによる磁化測定により、図?? に示すように広い電界領域にわたる系統的な E - J 特性の温度依存性の評価を行った。これによると、例えば、61.2 K に見られるように、四端子法を使って得られた高電界領域において $\ln E$ - $\ln J$ 曲線が凸になった、いわゆる磁束ガラス状態であっても、低電界領域においては $\ln E$ - $\ln J$ が凹である曲線が観察される。このことは、転移温度 T_g が電界領域によって変化することを示唆している。したがって、次の 1.5 節で示されるガラス-液体転移モデル⁶⁾ ではスケーリングから得られる臨界指数は材料固有のパラメーターとなることが予想されているが、その臨界指数が電界領域によって変化することを示唆する。

図 1.5. 四端子法 (上) とホールセンサーによる磁化法 (下) によって得られた外部磁界 0.52 T における YBaCuO 超伝導薄膜の E - J 特性。温度は、四端子法において 61.2 K から 90.4 K であり、ホールセンサーによる磁化法において 25.5 K から 72.3 K である。 ^{?)}

図 1.6. 馬渡らによる E - J 特性 ¹⁰⁾

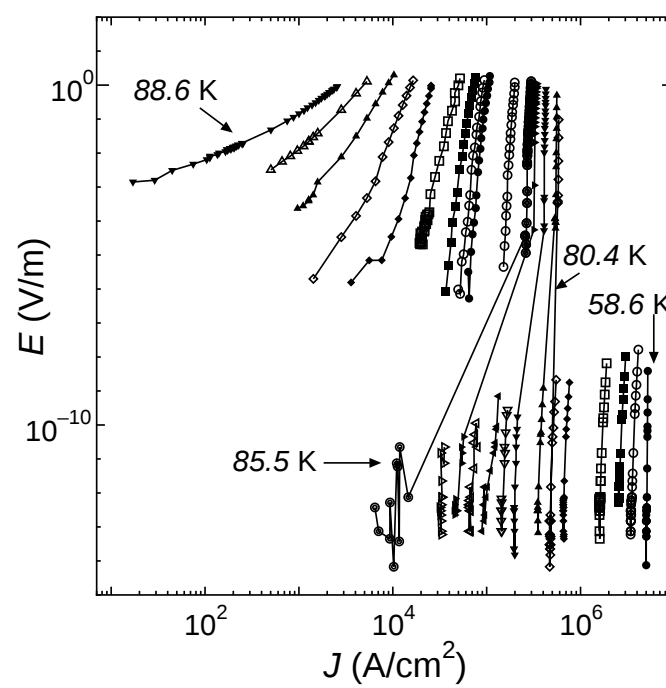


図 1.7. SQUID 磁力計による磁化測定法による E - J 特性^{?)}

1.5 グラス - 液体転移モデル

グラス - 液体転移モデルは、転移点の両側の領域でのスケーリング特性を通して、そこで、磁束線系に熱力学的な相転移が起こっていることを主張するものである。しかしながら、その転移点そのものについては触れておらず、また転移点がピンニングの強さで決まっていることと矛盾しないため、その周囲で熱活性化による磁束線運動が生じているという点では磁束クリープ・モデルの考えと大体同様である。ただし、磁束クリープ・モデルとグラス - 液体転移モデルの立場の間には相違点がある。その一つは、電流密度 J が限りなくゼロに近づいたとき、グラス - 液体転移モデルでは電気抵抗率がゼロになるが、磁束クリープ・モデルでは電気抵抗率は非常に小さいが、(1.27) 式に示されるように、ある有限の値をもつという点である。

Fisher ら⁶⁾ は磁束線のグラス状態を熱力学的な相として、グラス状態から、液体状態への相転移についてスケーリング理論を提案した。この理論では、転移温度 T_g においてグラス状態のコヒーレンス長が静的臨界指数 ν を用いて、 $\xi_g \sim |T - T_g|^{-\nu}$ 、この系の緩和時間が、 $\tau \sim \xi_g^z$ のように発散するとする。ここで、 z は動的臨界指数である。この ξ_g は磁束線格子の特性から決まる量で超伝導体に固有な距離であると考えられている。このとき、磁束線の次元性を d とすると、電流 - 電圧特性は

$$E(J) \simeq J \xi_g^{d-2-z} f_{\pm}(x) \quad (1.51)$$

となる。ここで、 f_+ および f_- はそれぞれ $T > T_g$ および $T < T_g$ 対応したある関数であり、また、 $x = J/J_0$ で、

$$J_0 = \frac{k_B T}{\phi_0 \xi^{d-1}} \quad (1.52)$$

で与えられ、 ϕ_0 は磁束量子である。ここで、 J_0 は $T < T_g$ の磁束線のグラス状態においては臨界電流密度に相当する電流密度であり、 $T \rightarrow T_g$ でゼロとなる。また、 $T > T_g$ の磁束線の液体状態では $J \rightarrow 0$ において ohmic となることから、 f_+ は $J \rightarrow 0$ で一定とならなければならない、このときの ohmic な抵抗率は $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z+2-d)}$ となる。

また、Fisher らは、転移温度 T_g 以下の電流 - 電圧特性を

$$E \sim \exp \left[- \left(\frac{J_T}{J} \right)^\mu \right] \quad (1.53)$$

と仮定した。ここで、 J_T は温度に依存する特性電流密度で、 $\mu \leq 1$ である。つまり磁束線が凍結したガラス状態 ($T < T_g$) では抵抗率 ρ が消失する。

一方、転移点では、有限の E とおよび J に対して $x \rightarrow \infty$ となり、かつ式 (1.51) は $E \propto x^{(d-2-z)/(d-1)} f_{\pm}(x)$ となるので、この極限で $f_{\pm}(x) \sim x^{(z+2-d)/(d-1)}$ となることが導かれる。したがって、 $T = T_g$ で電流 - 電圧特性は

$$E \propto J^{(z+2-d)/(d-1)} \quad (1.54)$$

のようにべき乗関数となる。これらの指数を図 1.8 に示すような電流 - 電圧特性の実験により求める。図 1.8 は 4 T の磁界の下、様々な温度での Y-123 薄膜の電流 - 電圧特性の測定例である。この測定結果から温度上昇に伴って電流 - 電圧曲線がある転移温度を境に上に凸から下に凸へと変化していることが分かる。まず、式 (1.54) のようにべき乗関数となる温度において z を求め、次に ν の値を調整し、転移温度 T_g を用いた $(E/J)/|T - T_g|^{\nu(z-1)}$ 対 $J/|T - T_g|^{2\nu}$ の曲線がスケールするようにすればよい。図 1.9 は図 1.8 の実験結果のスケーリングの結果である。この場合、得られた指数は $\nu = 1.7$ および $z = 4.8$ である。

しかし、磁束クリープ・フローモデルによって計算された電流 - 電圧特性からでも同様にスケーリングを得ることができ、実験値から得られるスケーリングパラメータを説明できることが報告されている。こうしたことは磁束線のガラス - 液体転移に等価であることを示唆するが、ガラス - 液体転移モデルの立場とは異なることに注意する必要がある。ガラス - 液体転移モデルの立場では、転移曲線より下の領域は磁束線が自身の性質にによって冷却されて固まったガラス状態にあり、その結果ピン止めされると考えられ、上の領域では解けて液体状態となり、ピンによって止まらない状態になると考えられている。これに対して、磁束クリープ・フローモデルでは転移曲線より下の領域では熱運動に対しても磁束ピンニングが有効であるため、結果的に磁束線がガラス状態となっていることを示し、液体状態領域では逆に磁束ピンニングが有効でないことから、わずかな Lorentz 力によっても移動できる状態となることを示している。すなわち、磁束ピンニングの方が本質である。なお、熱的デピンニング自体は 2 次の相転移であり⁴⁾、 E - J 曲線がスケーリングする理論的根拠を与えている。また、ガラス - 液体転移モデルでは、スケーリングから得られるパラメータは材料固有のパラメータであり、スケールする範囲の温度、磁界、電界によらず、一

図 1.8. 4 T の磁界の下、様々な温度での Y-123 薄膜の電流 - 電圧特性の測定例 ⁷⁾。

図 1.9. グラス - 液体転移モデルを用いて電流 - 電圧特性をスケーリングさせた結果 ⁸⁾

定値をとると考えられている。しかしながら、実際には1.4.3節で報告されているように、スケーリングパラメータが電界し、矛盾する。

1.6 加算問題

単位体積当たりの磁束に働く巨視的なピン力密度 $F_p = J_c B$ は個々のピンニング力を集積したものであって、要素的ピン力 f_p やピン濃度 N_p 、またピン止めされる磁束線の密度、すなわち磁場 H (または磁束密度 B) に依存する。そして、要素的ピン力を通して温度 T にも依存する。 F_p を f_p 、 N_p や B の関数として数学的に求める問題を加算問題 (summation problem) という。巨視的ピン力密度 F_p が分かれば、それから臨界電流密度 J_c を求めることができる。以下、金属系超伝導体および高温酸化物超伝導体のそれぞれの場合における考え方を述べる。

1.6.1 金属系超伝導体の場合

金属系超伝導体について考える場合、要素的ピンのピン力の分布が少なく、臨界温度が非常に低いことから、ピン力が1種類の要素的ピン (f_{p0}) とし、熱揺動の影響がないという理想的な場合で議論することができる。この場合、臨界電流密度の分布は Fig. 1.10(a) で表され、 E - J 特性は Fig. 1.10(b) のようになり、臨界電流密度 (J_{c0}) を越えると磁束線がすべてデピンし、磁束フロー状態になり抵抗が発生する。この臨界電流密度 J_{c0} は、前述の加算問題を解くことにより求めることができる^{?)}。金属系超伝導体では、この理想的な場合で議論が進み、電流輸送特性の記述も、実用上問題ない。また、人工的にピンを導入することもでき、応用の面でも開発が進んでいる。

1.6.2 高温酸化物超伝導体の場合

一方、高温超伝導体においては、熱活性化運動、弱結合や層状結晶構造などの影響を受けやすい。さらに、強さのそろったピンを意図的に導入する技術がまだ確立されていないため、要素的ピンのピン力の強度分布はかなり幅広いものと考えられる。実際、この影響により、Fig. 1.10のような金属系超伝導体の E - J と異なり、Fig. 1.11のように立ち上がりがなだらかにであり、その振る舞いは複雑である。従来のように単純に、臨界電流密度が J_c という単一のパラメータにより議論することができない。すなわち、

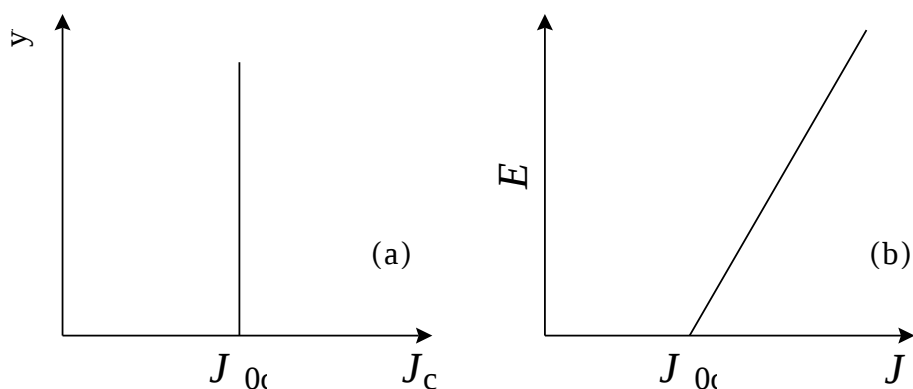


図 1.10. 金属超伝導体における (a) 臨界電流密度分布と (b) E - J 特性の模式図

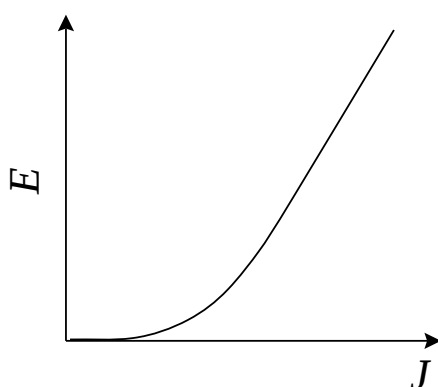


図 1.11. 高温酸化物超伝導体における E - J 特性の模式図

J_c が幅広い分布を持つと予想される。

1.7 パーコレーション・フローモデルについて

前節で示したように従来の金属系超伝導体においては、均一な強度のピンを多量に導入することが可能であるため、臨界電流密度 J_c という単一のパラメータによって材料評価および電流輸送特性の評価が可能であった。しかしながら高温超伝導体においては、熱活性化運動、弱結合や層状結晶構造などの影響により、従来のように単純化することができず、臨界電流密度が J_c という単一のパラメータにより記述できない。そこで、高温超伝導体における臨界電流密度は Fig. 1.12 に示すような分布を持っていると仮定する。その電流輸送特性はピン止めされていた量子化磁束がピン止めからはずれ、そのピン止めから外れた領域 (unpinned cluster) が徐々に広がっていくパーコレーション特性に強く支配されることが示されている。こう

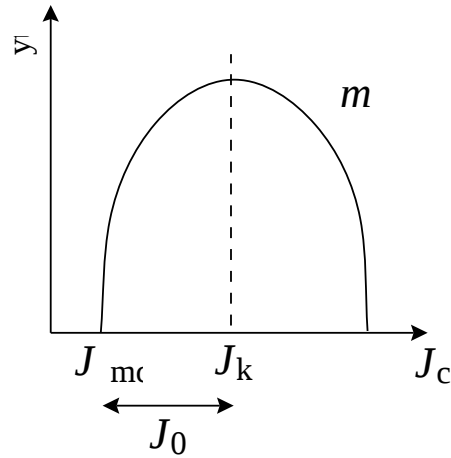


図 1.12. パーコレーション・フローモデルで仮定される臨界電流密度分布

した仮定のもとで電流 - 電圧特性を記述できるモデルとしてパーコレーション・フローモデルが知られている。ここでは、簡単にこのモデルについて述べる。

通電電流が大きくなるにつれ、unpinned cluster がつながっていき、初めて unpinned cluster のパスが端から端までつながったとき、磁束フロー電界が誘起される。このときの通電電流の閾値が最小の臨界電流値に相当する。この過程を Fig. 1.13 に示す。

従来の金属系超伝導体のようなピン強度のそろった理想的な系では、ピン止めされたすべての量子化磁束がある臨界値で一気にデピンする。言い換えるとデピン確率関数はステップ関数となる。これに対し、高温超伝導体のような乱れた系では、パーコレーション閾値からある広がりをもってデピンする。すなわち、臨界電流にある分布が生じる。したがって、このモデルでは、Fig. 1.12 に示すような三つのパラメータを用いて臨界電流密度の分布が仮定されている。このとき、 J_{cm} は J_c の最小値 (パーコレーション閾値)、 J_0 は分布の半値幅 m' は J_c の分布の形状を決めるパラメータである。要素的な E - J 特性のフロー比抵抗率 ρ_f が一定であると仮定すると、臨界電流密度の分布をもとに以下のような E - J 特性の理論式を得ることができる。このときワイブル分布関数を使った近似により、臨界電流密度の累積密度関数は、 $Q(J) = ((J - J_{cm})/J_0)^m$ として与えられる。

図 1.13. Unpinned cluster

$$\begin{aligned}
E(J) &= \rho_f \int_0^J Q(J) dJ \\
&= \frac{\rho_f}{m'+1} J \left(\frac{J}{J_0} \right)^{m'} \left(1 - \frac{J_{\text{cm}}}{J} \right)^{m'+1}; & B < B_{\text{GL}} \\
&= \frac{\rho_f}{m'+1} J \left(\frac{J}{J_0} \right)^{m'}; & B = B_{\text{GL}} \\
&= \frac{\rho_f}{m'+1} |J_{\text{cm}}| \left(\frac{|J_{\text{cm}}|}{J_0} \right)^{m'} \left\{ \left(1 + \frac{J}{|J_{\text{cm}}|} \right)^{m'+1} - 1 \right\}; & B > B_{\text{GL}}
\end{aligned} \tag{1.55}$$

ただし、 B_{GL} は $J_{\text{cm}} = 0$ のときの磁界を表す。こうしたパーコレーション・フローモデルを使って、通常の抵抗法で測定される高電界領域 ($10^{-5} \sim 10^{-2}$ V/m) における E - J 特性を簡単に記述できることが知られている。こうして簡単に E - J 特性が得られることは複雑な計算を要する磁束クリープ・フローモデルと比較して有利な点である。

一方、このモデルでは、Fig. 1.1における磁束の熱活性化運動は、Fig. 1.14のようにポテンシャルを浅くした等価的な磁束フローによって近似される。それゆえ、その理論予想は磁束クリープによる要素を無視しているために、超低電界領域 ($\sim 10^{-10}$ V/m) の磁束クリープ領域では実験値からはずれる。したがって、超低電界領域を含めた広い電界領域にわたる E - J 特性を記述するため、等価的な磁束フロー、つまり、従来のパーコレーション・フロー

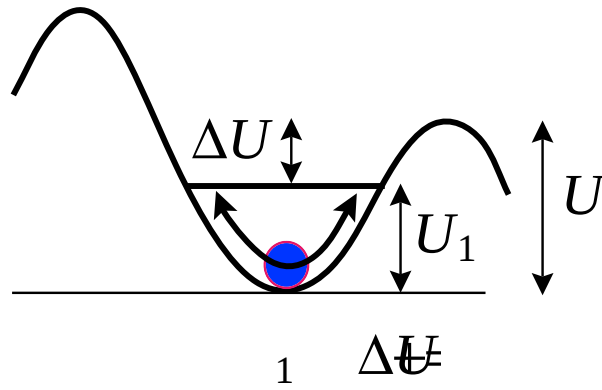


図 1.14. Pinning potential is regarded to be made shallow by U_1 due to the movement of pinned flux bundle in the percolation model.

モデルに磁束クリープ電界を加え合わせた拡張パーコレーション・フローモデルが提案されている^{?)}。Fig. 1.14で示されているようにピンポテンシャルが熱活性化した磁束線により U_1 だけ浅くなるので、磁束線の感じるポテンシャルバリアーの高さは ΔU になる。そのバリアーを磁束線が越える確率として Arrhenius の式が与えられる。そして、その磁束クリープによる電界が等価的なフローによる電界に加えられる。また、 ΔU の大きさが単純に J_c に比例すると仮定されている。この仮定の妥当性については後に述べる。加えて、磁束バンドルの振動周波数 ν_0 が調整パラメータとして用いられ、その値を 10^7 Hz 程度として低電界領域における実験値が説明されている^{?)}。

また、本研究で用いるピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデル (3.1 節) との比較が 3.2 節で述べられている。

1.8 研究の目的

本研究では、四端子法(抵抗法)と SQUID 磁力計による磁化緩和法を用いて、超伝導 Bi-2223 銀シース多心線材の E - J 特性の評価を行う。両者の測定により、広い電界領域にわたる E - J 特性の評価を行うことができる。得られた結果を、広い電界領域にわたって評価できる、ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルに基づく理論結果との比較を行う。

一方、磁束クリープ・フローモデルを使い、全体の電界に占める磁束フローの割合を調べた。通常の抵抗法においても、そのほとんどが磁束クリープ電界であることが明らかにされる。また、拡張パーコレーション・フローモデルとの磁束バンドルの振動周波数の違いがピン・ポテンシャルを埋めた深さで説明されることを示す。さらに、パーコレーション・フローモデルが磁束クリープ・フローモデルと一致することを示し、パーコレーション・フローモデルの調整パラメータの裏付けを与えることを示す。

また、こうした E - J 特性の他、不可逆磁界や電流の時間緩和率などの高温超伝導体の基礎特性を決定する重要なパラメータはピンポテンシャル U_0 である。しかしながら、現在のところ、磁化の緩和などから見かけのピンポテンシャル U_0^* の評価は多く行われているが、 U_0 の定量的な評価は少ない。従来 U_0 の評価は広い E - J 特性の解析と不可逆磁界 B_i の解析から行われていたが、本研究では磁化緩和法を用いて TAFF(thermally activated flux flow) 領域におけるオーミックな E - J 特性を測定し、磁束クリープ理論との比較から U_0 を定量的に評価し、従来の方法と比較する。

第 2 章 実験

2.1 試料

試料は Vacuumschmelze 社で製作したパウダー・イン・チューブ法 (PIT 法) による Bi-2223 銀シース多芯テープ線材である。Bi-2223 線材ではかなり超伝導性のよい長尺線材の製作が可能であることから、マグネットやケーブルの応用に向けた研究が広く行われている材料である。本研究で用いた試料では、フィラメント数 f は 59 であり、フィラメントの平均の幅 w は $320\text{ }\mu\text{m}$ 、平均の厚さ d は $11\text{ }\mu\text{m}$ である。また、臨界温度 T_c は 110 K である。

銀シース法を用いることで、導体形状を組み上げる際に予測される曲げ歪みを繰り返し加えても、銀が歪みを吸収する保護剤として働くため、電流特性の低下はほとんど無い。しかし、次に示す通電した抵抗法による測定の場合、超伝導体の抵抗が銀の抵抗に近付くと、超伝導体を流れていた電流は銀シースの方へ流れ出す。この銀シースへの分流が起こると、正しく E - J 特性を評価できなくなる。すなわちこの場合、真に超伝導体領域に流れる電流は与えた電流よりも小さくなる。この影響を取り除く方法として、銀と超伝導体の並列回路を用いた簡単なモデルが提案されている。しかし、銀シース法においては、銀と超伝導体の界面抵抗のために銀から超伝導領域への電流の流れ込みがスムーズにいかないことがあり、その場合、真に超伝導領域に流れる電流が把握できていない。

2.1.1 Bi-2223 線材

Bi-2223 線材の複合体の形成プロセスは主に PIT 法であり、加工熱処理により Bi-2223 相の体積分率を増加させる。しかし Ag/Bi-2223 テープ材では長時間熱処理しても完全に Bi-2223 一相になることは難しく、Bi-2212、 Ca_2PbO_4 、Bi-free 相、CuO 等の相と共存組織になる。加工熱処理を経て

高い J_c を示すテープ材では超伝導相 Bi-2223 が薄い板状粒子としてテープ長手方向に配向し、それらの粒同志が強く結合している。板状の超伝導相の c 軸を共通にして軸のまわりで回転するいわゆるツイスト粒界 (twist boundary)、互いに c 軸が傾くチルト粒界 (tilt boundary) に分類される。このチルトが小さくなると J_c が増加すること、Bi-2223 相の体積分率がある閾値を越えて大きくなることが報告されている。これらの実験事実は結晶粒界の弱結合により輸送電流が規定されることが示唆するものである。一方、PIT 法では、酸化物粉末を金属粉末を金属シースで被覆した複合体を加工するため、加工方法特有な不均質な変形が起こる。テープ材について酸化物層の断面を観察すると、テープの長手方向に厚さに変動が見られる。これをソーセージングと呼ぶ。このソーセージングの影響が大きいと J_c への影響があることが知られている。

2.2 実験方法

本実験では、Bi-2223 銀シーステープ線材の E - J 特性を評価するために、四端子法 (抵抗法) 及び SQUID 磁力計による磁化法を用いた。前者では高電界領域 ($10^{-5} \sim 10^{-2}$ V/m) の評価を、また後者では超低電界領域 ($10^{-11} \sim 10^{-9}$ V/m) の評価を行った。測定はヘリウムガス雰囲気中で 40 K から 77.3 K までの温度範囲で行ない、印加磁界は抵抗法では 10 mT から 7 T まで、磁化法では 5 mT から 900 mT までの範囲であった。

2.2.1 四端子法 (抵抗法)

図 2.1 のように試料に電流端子と電圧端子をそれぞれ取り付け、 c 軸に平行な一定磁界 B 、一定温度 T の下で 1 秒のパルス電流 I を通電し、電圧端子間距離 $L = 10$ mm に生じる電圧 V を測定した。 E - J 特性は以下の解析式を用いて評価した。

$$J = \frac{I}{wdf} \quad (2.1)$$

$$E = \frac{V}{L} \quad (2.2)$$

パルス通電としたのは通電時の発熱により試料の温度が上昇するのを抑えるためである。また試料と電流端子をはんだ付けする際に接触面積を大き

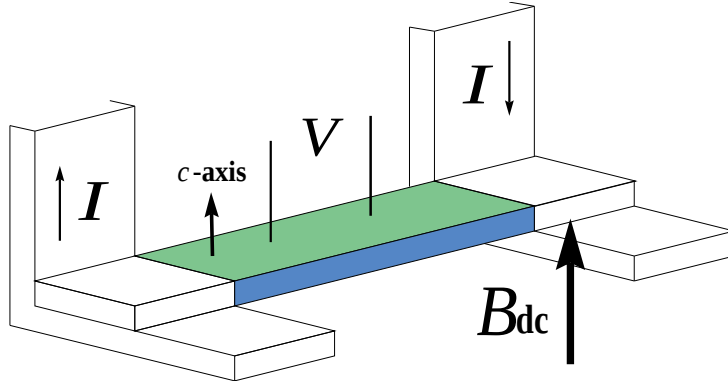


図 2.1. 四端子法 (抵抗法)

くすることにより、できるだけ電流が試料に一様に流れるようにした。測定はヘリウム・ガス雰囲気中でヘリウム流量とヒータにより温度をコントロールして行なった。試料の温度測定は熱電対を試料表面に直接付けて行なった。

2.2.2 SQUID 磁力計による磁化法

この測定法では試料の c 軸方向に直流磁界をかけ一旦試料に磁束を十分にトラップさせ、様々な一定磁界まで減少させて臨界状態とした後の磁化の緩和を測定した。この場合、最初にかける十分なバイアス磁界については後述する。すべての測定は SQUID (Superconducting Quantum Interference Device、超伝導量子干渉素子) 磁力計 (MPMS-7) を用い、テープは長さ $l = 4.2$ mm に切断して用いた。以上の手順により、試料は磁束を保とうとして永久的に遮蔽電流を流し続けようとする。しかしながら、実際には第 1 章で示したように磁束クリープにより時間に対して対数的に遮蔽電流の減衰が起きる。この遮蔽電流密度は測定された磁気モーメントの不可逆成分 m から求めることができ、また、その時間変化と Maxwell の方程式から試料の端部における電界を求めることができるので、磁化の緩和測定により、 E - J 曲線を得ることができる (付録参照)。以下にその解析式を示す。

$$J = \frac{12m}{w^2 df(3l - w)} \quad (2.3)$$

$$E = -\frac{\mu_0}{2df(l + w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.4)$$

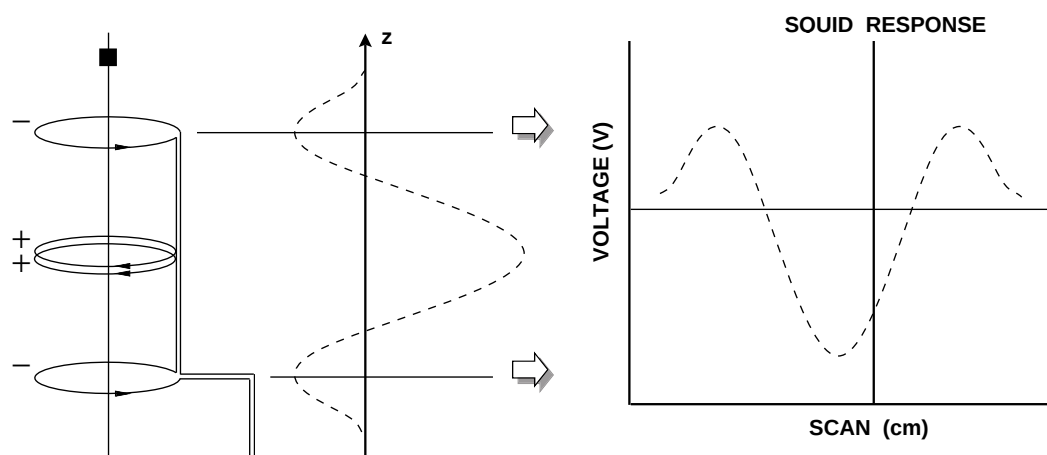


図 2.2. 試料走査に伴う SQUID の応答出力

ただし、すべてのフィラメント内の磁束分布が Bean モデルで記述されるような臨界状態にあるものとする。

2.2.3 SQUID 磁力計について

本実験では、SQUID を用いた MPMS (Magnetic Property Measurement System) システム¹³⁾ を使って緩和測定を行った。SQUID は、超伝導現象を利用して実現できる高性能な磁気センサである。MPMS システムは、内部に超伝導マグネットを備えており、自動制御により磁気モーメントを測定できる。この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置き、次いで試料をコイル中で上方へある距離連続的に移動させ、SQUID からの出力電圧を読み取ることによって測定される。図 2.2 に示すように SQUID 電圧を試料位置に対してプロットすることができる。

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 2 次微分配置で巻かれ、上部及び下部の 1 回巻きは 2 回巻きのセンターコイルに関して逆向きに巻かれている。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くてもシステムを機能的にする。

磁気モーメントは、MPMS システムに組み込まれた Full Length DC Scan により一定の数のデータを二乗の和の平方根として計算される。この過程は試料の体積変化による誤差を減少させる。

2.2.4 試料にかける十分なバイアス磁界

緩和測定を行う際には、まず十分な大きさの一樣な外部磁界を加え、その後、測定したい外部磁界 B_e まで減少させるということを 2.1.2 節で述べた。

ここで、試料にかけるバイアス外部磁界は $B_e + 2B_p$ を十分越えたものにする必要がある。但し、 B_p は試料の中心到達磁界である。図 2.3 は試料の磁束の侵入の様子を示した臨界状態モデルである。(a) ~ (d) の左の図はある値まで磁界を増加したときの磁束分布であり、右の図は磁界を B_e まで戻したときの磁束分布である。また、磁束密度勾配に比例する遮蔽電流が流れている。(a) と (b) においては試料を流れる遮蔽電流は一樣ではない。また、試料内部の磁束分布もまちまちである。(c) と (d) におけるようにバイアス磁界が $B_e + 2B_p$ を越える場合には、すべて同じ状態に落ち着く。本実験では以上のことを考慮し、 $B_e + 2B_p$ を十分に越えたバイアス磁界をかけた。

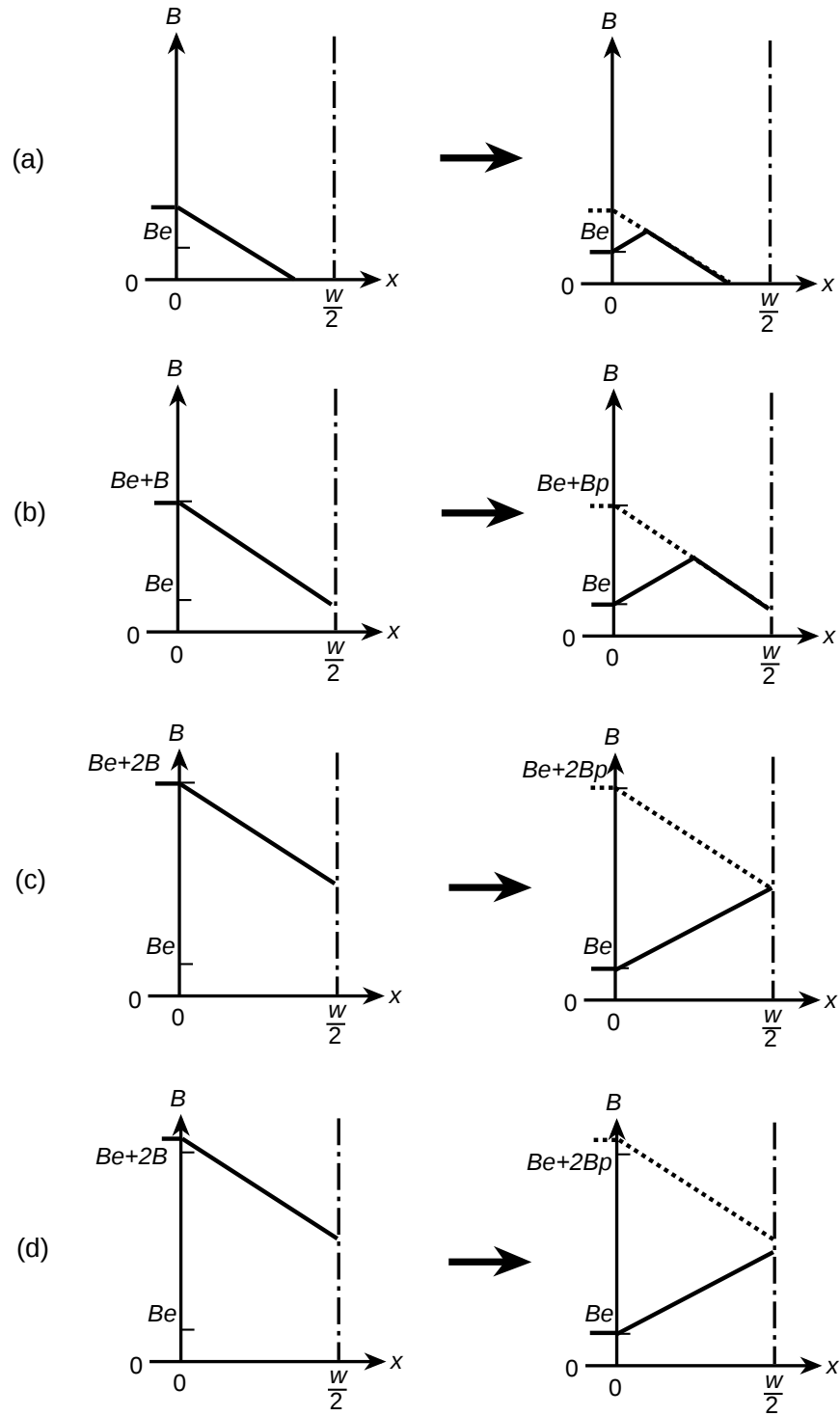


図 2.3. 試料における印加磁界 z 方向の磁束の侵入の様子。磁束密度勾配に比例する遮蔽電流が流れている。

第 3 章 結果及び検討

この章では、四端子法と SQUID 磁力計による磁化緩和法を用いた広い電界領域にわたる E - J 特性の実験結果を示し、磁束クリープ・フローモデル^{?)}を用いた理論的 E - J 曲線との比較を行う。また、磁束クリープと磁束フローが電界に占める割合について明らかにし、現象論的に E - J 特性を記述できるパーコレーション・フローモデル^{?)}の調整パラメータと磁束クリープフローモデルの物理パラメータとの関係について検討する。さらに、磁化緩和法を用いた TAFF(thermally activated flux flow) 領域におけるオーミックな E - J 特性の測定結果と磁束クリープ理論との比較から U_0 を定量的に評価し、従来の方法と比較する。

3.1 磁束クリープ・フローモデル

まず、ここでは理論的に E - J 曲線を評価するためにピン力の分布と磁束線の熱的運動を考慮した磁束クリープ・フローモデル^{?)}について説明する。

今、仮想的に磁束クリープの影響がないものとする。このとき臨界電流密度を J_{c0} を用いて、 $j = J/J_{c0}$ と置くと、一章の???で示したように磁束フローによる電界 E_{ff} は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j &\leq 1, \\ &= \rho_f(J - J_{c0}); & j &> 1 \end{aligned} \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで ρ_f はフロー比抵抗であり、Bardeen-Stephan モデル^{?)}を用い、常伝導比抵抗 ρ_n の温度依存性を $\rho_n = (T/T_c)\rho_n(T_c)$ として $\rho_f = (B/B_{c2})\rho_n$ のように算出される。

しかしながら、実際には $j \leq 1$ であっても電界が生じてくる。これは一章で示した磁束クリープの影響で式 () のように

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

となる。 $j > 1$ の場合は、磁束クリープによる寄与は一定値になると考えられ、 $j = 1$ のときの値で与えられると仮定する。この場合、活性化エネルギー U がゼロとなるので、

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

となる。したがってピンポテンシャル 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下での電流-電圧特性を評価することができる。

全体の電界 E には磁束クリープと磁束フローからの寄与があり、

$$E = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2} \quad (3.3)$$

として近似的に与えられる仮定とする。実際に $j < 1$ の場合は E はクリープ電界 E_{cr} のみとなり、 $j \gg 1$ の場合はフロー電界 E_{ff} が支配的になるので、こうした近似は悪くないと考えられる。

また、一般に酸化物超伝導体の J_{c0} の分布幅が広いことが知られている。これには、本質的なピン力の分布も含まれるが、実際には温度の上昇とともに J_{c0} を急速に減少させる弱結合や極細フィラメントの径の不均一性(ソーセージング)などの影響も考えられる。ここではこうした影響をすべて含めた実質的なピン力の強さの分布を採用し、簡単に (??) 式の A のみが以下のような分布を持っていると仮定する。

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (3.4)$$

ここで A_m は最頻値、 K は規格化条件により決定される定数、 σ^2 は分布幅を表すパラメータである。

したがって、パラメータが与えられれば、超伝導体全体の E - J 曲線は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (3.5)$$

から計算することができる。ピンパラメータ及び σ^2 については臨界電流密度 $J_c(B, T)$ の実験結果と解析結果が一致するように決定した。

また、ピンポテンシャル U_0 は (1.45) 式で表される磁束バンドル内の磁束数 g^2 に依存する。 g^2 は (1.45) 式によれば、温度、磁界、電界で変化するが、ここでは簡単のため、各温度で電界によらない一定値であるとした。その値は $E = E_c = 10^{-10}$ V/m としたときの各温度ごとの転移磁界における値を参考にして、その近くで調整した。例えば、 $T = 70$ K、 $B = 0.3$ T においては $g^2 = 1.39$ を用いた。

3.2 E - J 特性の評価及び理論値の比較

四端子法と SQUID 磁力計による磁化緩和法によって得られた $T = 70$ K での E - J 特性を Fig. 3.1(a) に示す。上が四端子法、下が SQUID 磁力計による測定である。この結果より、SQUID 磁力計による測定では四端子法の測定 ($\sim 10^{-4}$ V/m) に比べて 6 から 7 桁も低い電界領域での定量的測定が可能であることが分かる。

全測定温度、磁界領域において用いた調整パラメータ、 A_m 、 m 、 γ を Table 3.1 に示す。一方、ピン力の分布幅を表す σ^2 は Fig. 3 に示すように各温度において調整パラメータとして用いた。これについては後述する。また、これらすべての調整パラメータは磁化法による E - J 特性 (超低電界領域) で得られたものを高電界領域にも拡張し、こうして得られた高電界領域の理論結果を四端子法による実験値と比較した。

Fig. 3.1(a) の実線は 70 K における E - J 曲線の理論値である。理論値によって低電流領域を除いては実験値を系統的におおよそ記述できているが、低磁界側で理論曲線と実験値のずれが見られる。元来、四端子法と磁化法では、超伝導フィラメントのソーセージングなどの影響から見かけの電流密度が異なることが知られている。すなわち、磁化法で得られる電流密度は平

表 3.1 Parameters used in the numerical calculation.

A_m	m	γ
9.0×10^8	2.0	0.51

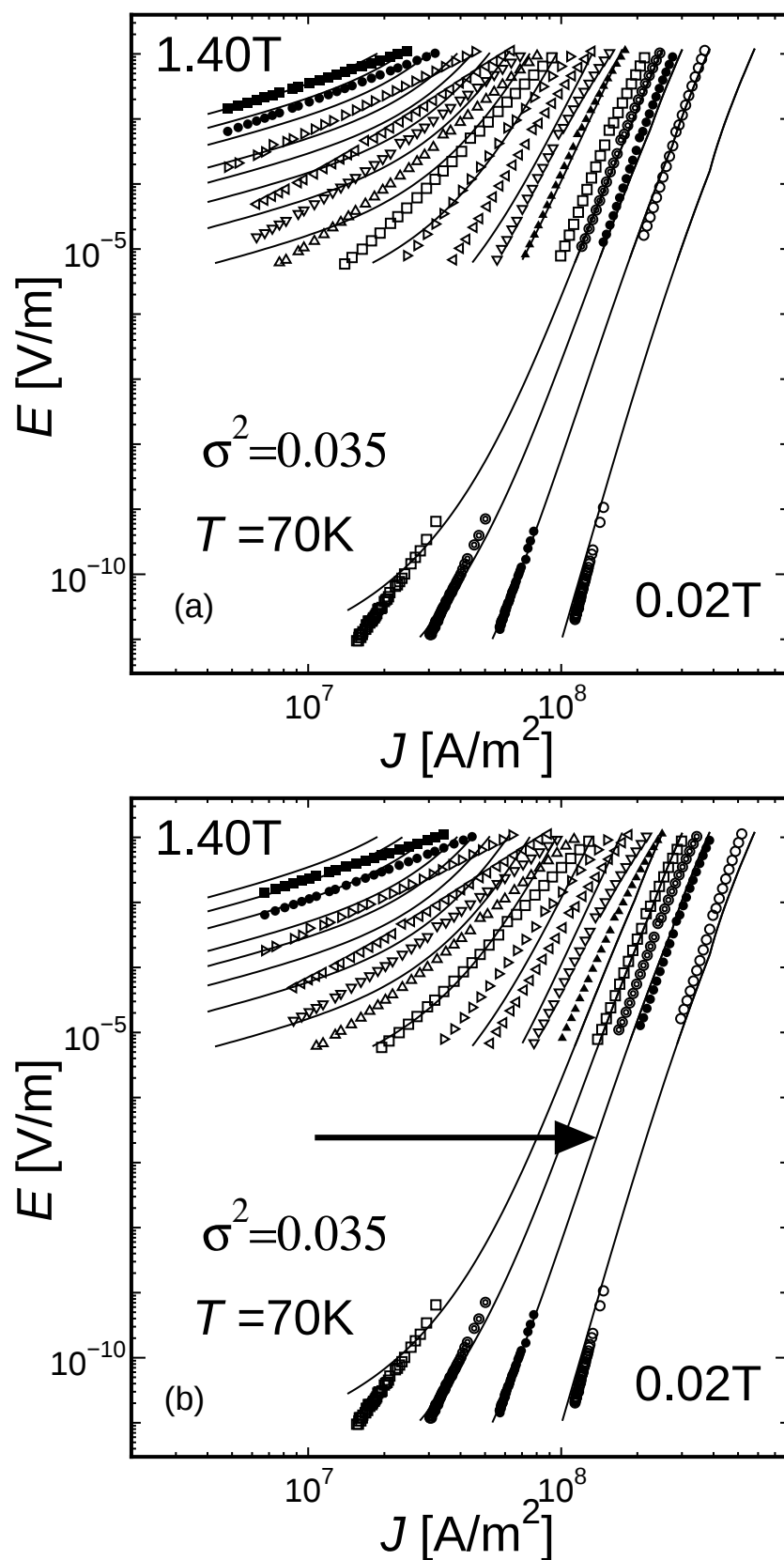


図 3.1. $T = 70$ K における E - J 特性の理論値と実験値の比較。シンボルが実験値、実線が理論値。実験値は、上が四端子法、下が磁化法。(a) がオリジナルデータで、(b) の四端子法の E - J 曲線では電流密度が 1.4 倍されている。

均値を示し、四端子法におけるフィラメントの狭い領域で決定される電流密度よりも大きくなっている。実際には、Fig. 3.1(b)にみられるように低磁界においては、四端子法による測定 of 電流密度 J を 1.4 倍にすることにより、磁化法による実験値と系統により一致を示す。同様な 61 芯の超伝導多芯線におけるフィラメントの厚みのソーセージングの程度は平均厚 $25.6 \mu\text{m}$ に対して FWHM は $13.7 \mu\text{m}$ であり^{?)}、これで定義される薄い部分の厚みは $18.8 \mu\text{m}$ となる。したがって、この厚みが四端子法に対応するものだとすると磁化法に対応する厚みは平均値であり、両者の比は 1.36 となる。すなわち、この 1.4 倍の違いはソーセージングにより説明できる。

また、実験値は高電界・高磁界領域における銀シースへの分流の影響を取り除いていないため、理論値に比べて見かけの電界が小さくなっている。

したがって、広い温度、磁界、電界領域にわたる実験値を磁束クリープ・フローモデルによっておおよそ記述できることが分った。このことは磁束線の熱的デピンニングが、 E - J 特性を決定づける基本的なメカニズムであると結論される。したがって等価的な機構を仮定しているパーコレーション・フローモデルに対する理論的な裏付けを与えていることとなる。

Fig. 3.2は、四端子法と磁化法において、それぞれ、(a) $E = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ 、(b) $E = 1.0 \times 10^{-10} \text{ V/m}$ で定義されたピン力密度 F_p の磁界依存性を示したものである。電界領域が小さくなるにつれ、 F_p の値とそのピーク磁界がともに大きく減少していることが分かる。このことは Bi 系線材においては磁束クリープの影響が極めて大きいことを示唆する。このように 2 次元的な超伝導体ほど磁束クリープの影響を受けやすいが、これはブロック層の超伝導性が乏しいことに起因して、ピンニングが弱いことと横方向の磁束バンドルサイズが小さいからである。

Fig. 3.3は、 J_c の分布幅 σ^2 が温度にともなって増加することを示している。この傾向は、一般的な n 値の温度依存性に一致する。すなわち、 n 値は温度上昇による J_c の分布幅の増加によって小さくなるためである。ここで、 n 値とは電流-電圧特性を $E \propto J^n$ と表したときの指数である。

しかしながら、現在の理論では E - J 特性の実験値をおおよそは説明できるものの、その詳細については説明することはできない。すなわち、磁化法による測定において、高磁界領域では、同じ電界 E で比べたときに理論値の n 値が実験値より小さく、電流密度 J が低くなるにしたがってその傾向が大きくなる点である。このずれの原因は、低電流領域における g^2 の式

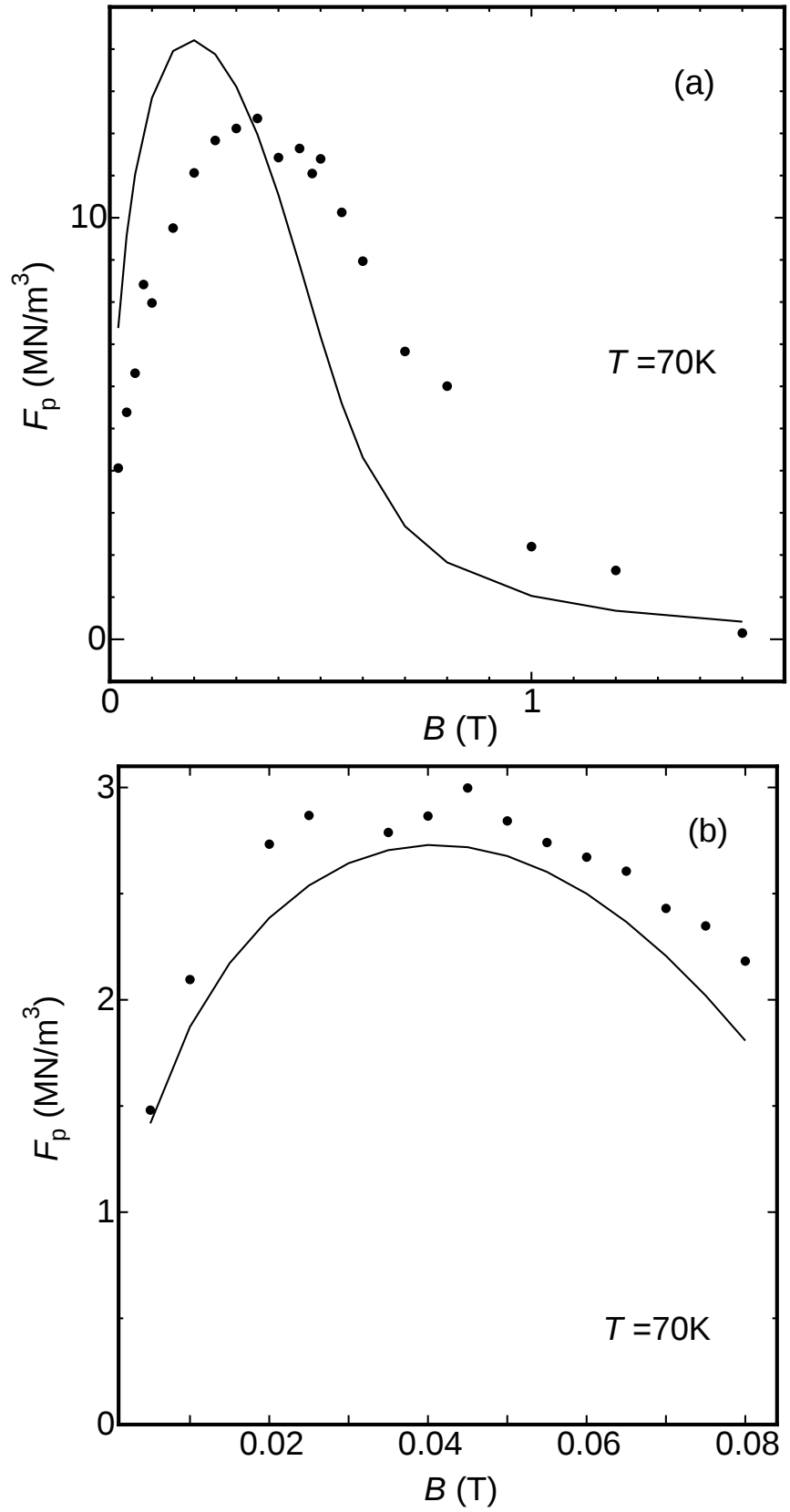


図 3.2. (a) 高電界、(b) 低電界領域で定義された $T = 70$ K でのピン力密度。シンボルと実線はそれぞれ実験値と理論値を示す。

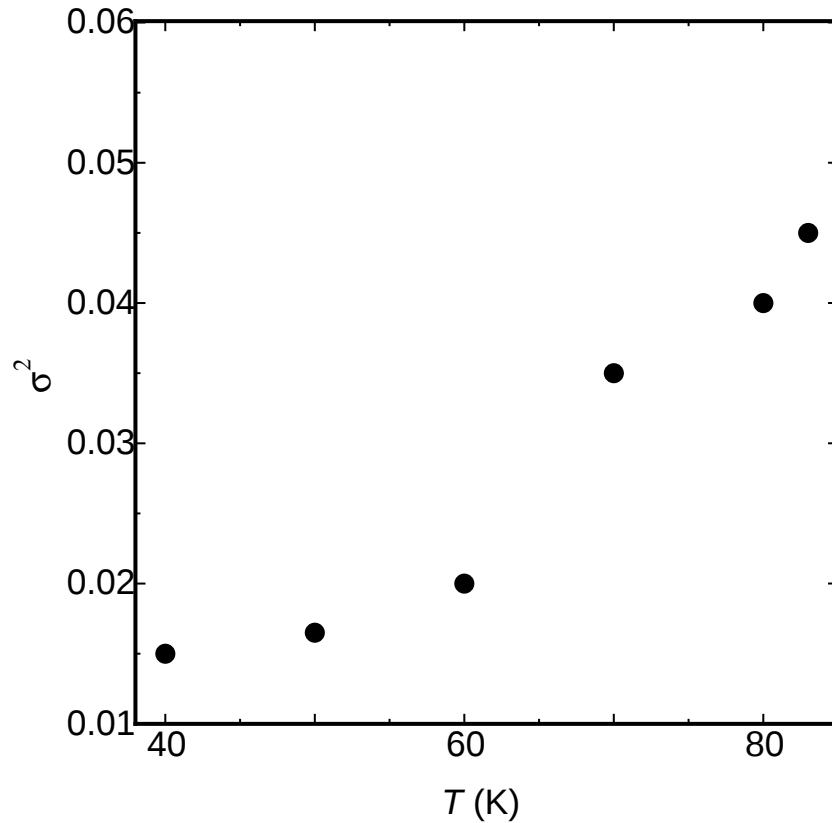


図 3.3. σ^2 の温度依存性。

に關与しているものと思われる。すなわち、 g^2 の電界依存性が無視されているのである。加えて、Eq.(1.45) が TAFF(thermally activated flux flow) 状態から離れた領域で得られるのに対し、理論予想では Fig. 3.1に見られるように典型的な TAFF 状態における振る舞いを示している。したがって、 g^2 の理論式が自己矛盾のない形で与えられなければならない。

ここで、注意することとして、Feigel'man ら^{?)} の集合的磁束クリープ・モデルでは、クリープ状態において TAFF モデルのような有限の電気抵抗率をもち ohmic になることを予想していないことである。Feigel'man らの理論では J に対する活性化エネルギーの依存性が $U \sim J^{-\mu}$ のように非線形であるとするものであり、これによれば $J \rightarrow 0$ の極限で活性化エネルギーは発散する。したがって、結果的に Feigel'man らの集合的磁束クリープはガラス-液体転移モデル^{?,?)}におけるガラス状態と同じ特性をもたらし、十分小さな電流密度においては、磁束線は完全に凍結して電界は発生せず、転移磁界よりも低い磁界領域では結果として上に凸の E - J 特性が維持されるとしている。しかしながら、Fig. 3.1の低磁界における実験結果では高電

界領域で上に凸になりガラス状態を示す E - J 特性が、超低電界領域では明らかに下に凸の液体状態の振る舞い示しており、上述の集合的磁束クリープ・モデルおよび磁束線のガラス-液体転移モデルの理論的予想とは矛盾する。このことは Y-123 薄膜についての中村らの測定結果^{?)}と同様である。

一方、磁束バンドルの大きさに関する不可逆熱力学効果の理論^{?)}によれば、電界の強さが E のときの磁束バンドル中の磁束線の数式 (1.45) で与えられる。したがって、 E が小さくなるにつれて磁束バンドルの大きさは大きくなり、 $E \rightarrow 0$ ($J \rightarrow 0$) の極限で g^2 は g_e^2 まで大きくなり、 E - J 特性は上に凸となることが導ける。ただし、磁束バンドルの大きさは有限であり、発散することはない。したがって、極限的には g_e に達してからは TAFF モデルと同様に有限の電気抵抗率をもち ohmic になる。この理論が Feigel'man らの理論と異なる本質的な点は、現実の磁束バンドルの大きさが磁束線格子の弾性相関距離とは異なるという点である。弾性相関距離は磁束バンドルの大きさの最大値しか与えない。そして Feigel'man らの仮定のように弾性相関距離そのものが電流によって変化するのではなく、むしろそれは一定で、磁束バンドルの大きさが不可逆熱力学の法則に従って変化するという点である。

今回の解析においては g^2 の電界に対する依存性を考慮されていないが、実際に考慮するとすると、電界が小さくなるにつれて g^2 は大きくなり、磁束クリープの影響は弱くなる傾向となる。したがって n 値はより大きくなって実験との一致がよりよくなると予測される。

また、低電流領域における E - J 特性のずれに対するもう一つの可能性は、電圧の発生のしかたは磁束線の動きのパーコレーションの様子によって影響を受けるので^{?)}、フロー状態とクリープ状態で、したがって電界レベルによってパーコレーションの磁界依存性が異なることである。すなわち (3.4) 式で表される分布が電界レベルによって変化する可能性もある。

3.3 電界に占める磁束クリープ電界

磁束クリープ・フローモデルによる理論的な電界は磁束クリープと磁束フローによる要素で構成されている。Fig. 3.4は四端子法による E - J 特性の実験値との比較で得られた同モデルによる理論値を用いて、磁束フロー電界が全体の電界に占める割合を示したものである。例えば、77.3 K、0.01 T

において磁束フロー電界の割合が1%程度となっており、さらに Fig. 3.4 から Fig. 3.4に見られるように温度が下がるにしたがってその割合は小さくなる。これより、本計算が四端子法による測定領域においてそのほとんどが磁束クリープ電界であることを示しており、臨界電流密度や不可逆磁界などの多くの現象が基本的に磁束クリープで説明できることが理解できる。

一方、四端子法測定領域における E - J 特性は磁束クリープを等価的に磁束フローとして近似したパーコレーション・フローモデルによる次のような簡単な式で記述できることが知られている。1.5 節で示したように、このモデルでは、図 1.1(a) における磁束の熱活性化運動は、図 1.1(b) のようにポテンシャルを浅くした等価的な磁束フローによって近似される。しかしながら、磁束クリープのみが生じる超低電界領域において直接適用することができない。したがって、磁束クリープ電界を考慮した拡張パーコレーション・フローモデルが提案されている。このモデルでは、磁束バンドルの振動周波数 ν_0 が調整パラメータとして用いられ、その値を 10^7 Hz 程度として低電界領域における実験値が説明されている^{?)}。

一方、 ν_0 は式 (1.24) から算出することができる。これによると ν_0 は 10^{10} Hz 程度と見積もられ、拡張パーコレーション・フローモデルで仮定されるものより約 3 桁高くなっている。図 1.1(b) のようにポテンシャルバリアーが $U_1 + \Delta U$ で与えられるので、式 (???) により磁束クリープ電界が次のように与えられる。

$$E = Ba_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U_1}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta U}{k_B T}\right). \quad (3.6)$$

このとき、拡張パーコレーション・フローモデルにおける新たな振動周波数は

$$\nu'_0 = \nu_0 \exp\left(-\frac{U_1}{k_B T}\right). \quad (3.7)$$

で与えられる。このことは ν'_0 が ν_0 よりかなり小さいことを示している。3 桁の違いは 77.3 K において $U_1/k_B = 534$ K を仮定することによって説明できる。この値は Bi-2223 超伝導体として妥当であると考えられる。

ここで、二つの理論モデルの結果の比較を行った。まず、前述した同じ手順で磁束クリープ・フローモデルによる E - J 曲線の理論値と実験値の比較する。次にパーコレーション・フローモデルもまた実験値との調整を行う。それから、これらの理論結果を比較したものを図??? に示す。両者のモ

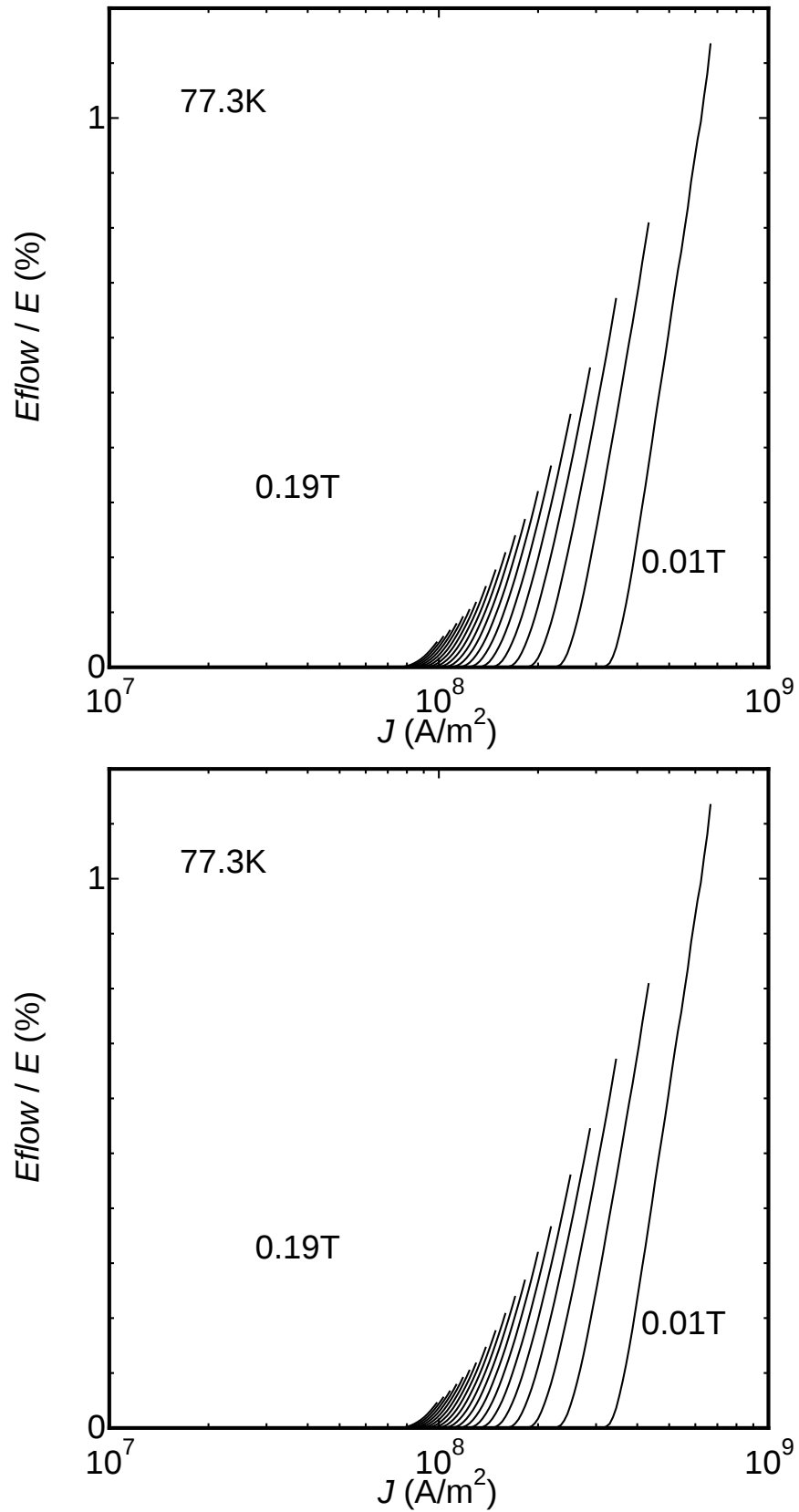


図 3.4. 77.3 K での磁束クリープ・フローモデルにより予想される全体の電界に対する磁束フロー電界の占める割合。磁界は 0.01 T から 0.19 T まで 0.01 T ごとに変化させている。

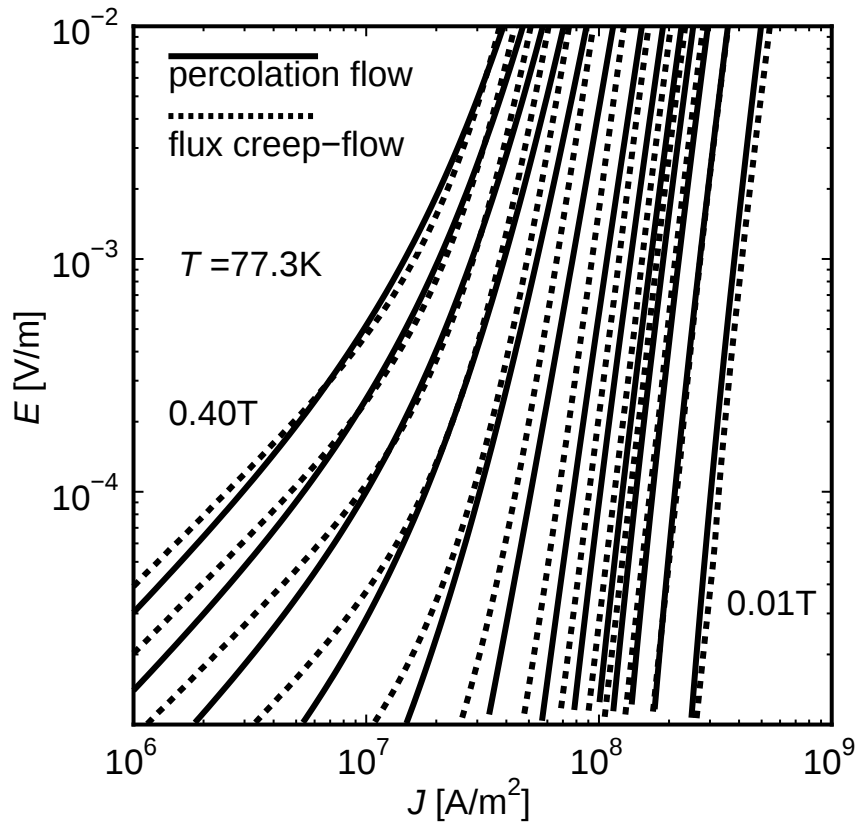


図 3.5. 77.3 K での磁束クリープ・フローモデル (点線) とパーコレーション・フローモデルによる理論的 E - J 曲線の比較。

デルはよく一致した。したがって、このことはパーコレーション・フローモデルが磁束クリープ・フローモデルに一致していることを示している。このことは磁束クリープ・フローモデルがパーコレーション・フローモデルを理論的に裏付けることを意味している。すなわち、パーコレーション・フローモデルでは単に調整パラメータである J_{cm} が、材料パラメータに基づいて見積もられた J_{c0} を使って説明することができる。最後の問題点は超低電界領域において ΔU と J_c の関係が単純に比例すると仮定した点である。

3.4 ピン・ポテンシャル U_0

3.5 Pinning potential U_0

また、以上述べてきた工学的応用上重要な E - J 特性の他、一章でも述べように磁束クリープによる超伝導電流の時間緩和率や不可逆磁界を決定づけるパラメーターとしてピンニングポテンシャル U_0 が知られている。

ここでは、得られた重要な物理パラメーター J_{c0} を用いて磁束クリープ理論により評価される U_0 に新しい評価法について提案する。

Fig. 3.6から Fig. 3.22のシンボルは直流磁化緩和法により測定された不可逆磁界付近における E - J 特性を示しており、十分電流の小さな領域では TAFF 状態 ($E \propto J$) に近い振る舞いを示していることが分かる。それらの E - J 特性を両対数プロットしたものが Fig. 3.6から Fig. 3.22の赤のシンボルに対応する。一方、磁束クリープ理論では、TAFF 状態における E - J 特性は (A.2) 式のように記述できる。Fig. ?? の実線は J_{c0} の最頻値を用い、 U_0 を調整パラメータとしたときの (A.2) 式であり、

$$J_{c0} = A_m \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta, \quad (3.8)$$

これにより、 U_0 を評価することができる。このとき用いた U_0 の値を Fig. ?? に黒丸で示す。磁場の増加にともない、減少していることが分かる。しかしながらその磁界依存性は小さい。

一方、従来においても U_0 の評価が行われている。ここでは、上記の新しい手法との比較のために、いくつかの従来の方法について以下に簡単にまとめる。

(1) 不可逆磁界の実測値による解析

式 Eq. (A.2) から得られる以下の式を用いて実験より測定された不可逆磁界 B_i と不可逆温度 T_i を代入し、直接 U_0 を求めることができる。今回、不可逆磁界 B_i は電界基準 $E_c = 10^{-10}$ V/m、 J_c の閾値 $\Delta J_c = 10^7$ A/m² で決定されたものである。図のオープンシンボルで示される。

(2) E - J 特性の理論解析

An theoretical analysis of the E - J characteristics

式 Eq. (A.2) から理論的に U_0 を求めることができる。但し、簡単のため、 J_{c0} には以下のような最頻値に対応するものを用いる。

(3) 4端子法による TAFF 状態における E - J 特性

高温高磁界では4端子法を使って、TAFF 領域のオーミックな E - J 特性が測定されることが知られている。式の対数をとると次のようになる。

$$\log \rho \simeq -\frac{U_0}{k_B T} + \log \rho_0 \quad (3.9)$$

従って、第??章でも示したようにこの式により、 $\log \rho$ vs $1/T$ プロットしたときの傾きから U_0 を評価することができる。

以上、 U_0 の評価法の比較を行ったものが Fig. ?? から Fig. ?? である。

(1) 不可逆磁界 B_i の実測値を用い、(1.47) 式を使って直接評価される U_0 が Fig. ?? のオープンシンボルで示される。(2) E - J 特性の理論解析から求まる J_{c0} の最頻値を用いて、(??) 式で求められる理論的な U_0 により評価されたものを Fig. ?? の実線で示す。

三つの評価法による U_0 は多少のずれはあるものの大体一致していることが分かる。したがって、TAFB 領域からの評価法は妥当なものと考えられるが、この違いは J_{c0} の分布の影響によるものと推測される。

また、不可逆磁界 B_i についても考察する。Fig. 3.28は、電界基準 $E_c = 10^{-10}$ V/m、 J_c の閾値 $\Delta J_c = 10^7$ A/m² で決定された不可逆磁界 B_i であり、白丸は実験結果である。また、点線は J_{c0} の分布を考慮して E - J 特性から求めた理論値であり、実験結果をよく説明している。一方、実線は J_{c0} の最頻値に対応して磁束クリープ理論から直接求めた B_i の理論値、すなわち、(1.49) 式によって得られる値である。実線と点線での大きな違いが見られるが、このことから J_{c0} の分布の影響が非常に大きいことが分かる。

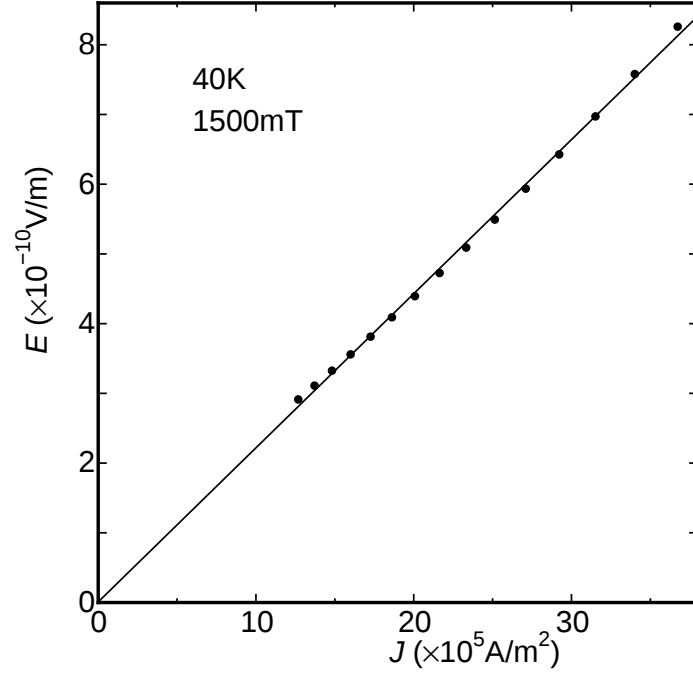


Figure 3.6. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 40.0 K and 1500 mT in the range of TAF state.

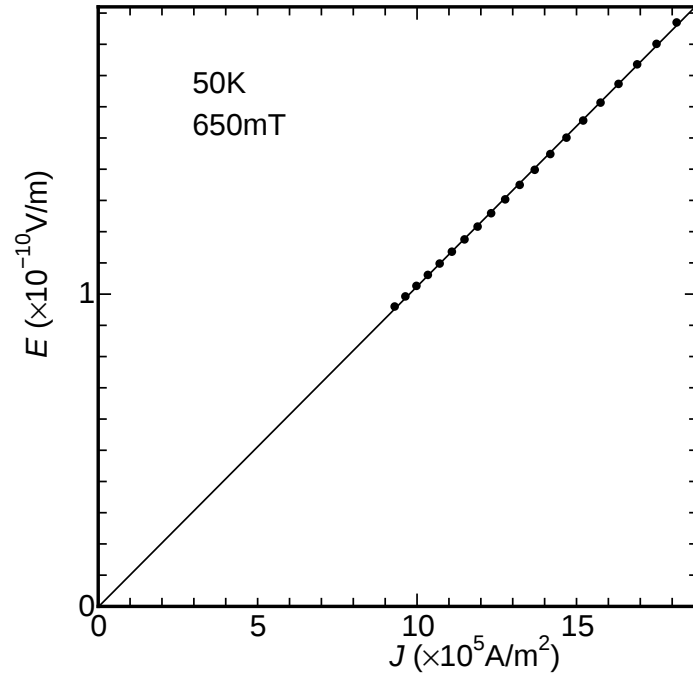


Figure 3.7. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 650 mT in the range of TAF state.

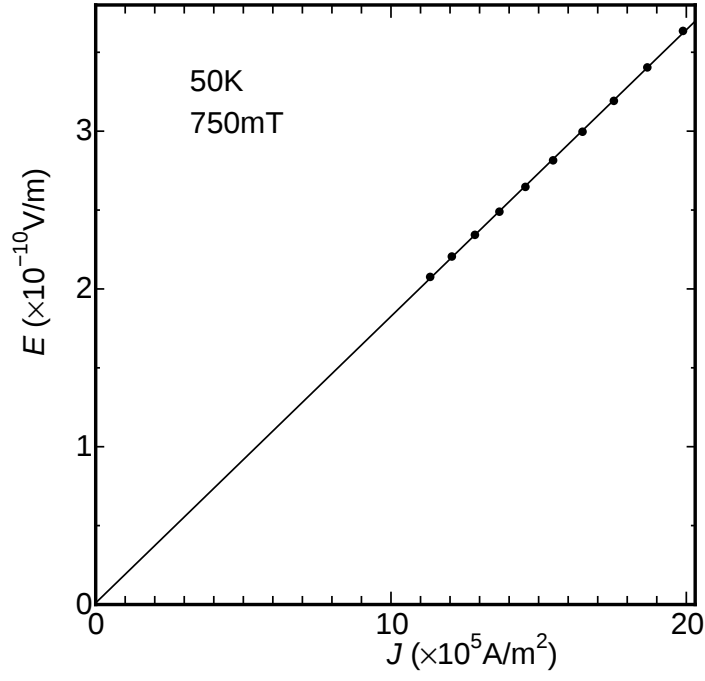


Figure 3.8. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 750 mT in the range of TAF state.

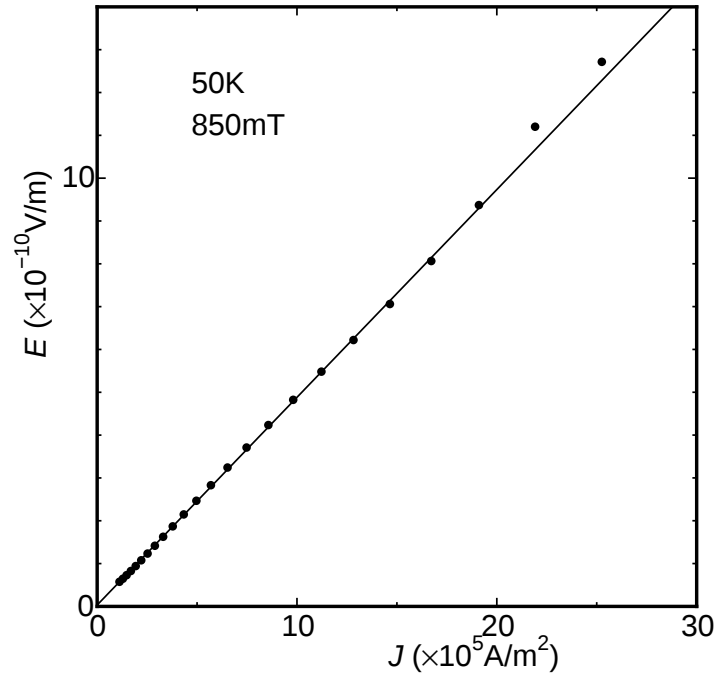


Figure 3.9. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 850 mT in the range of TAF state.

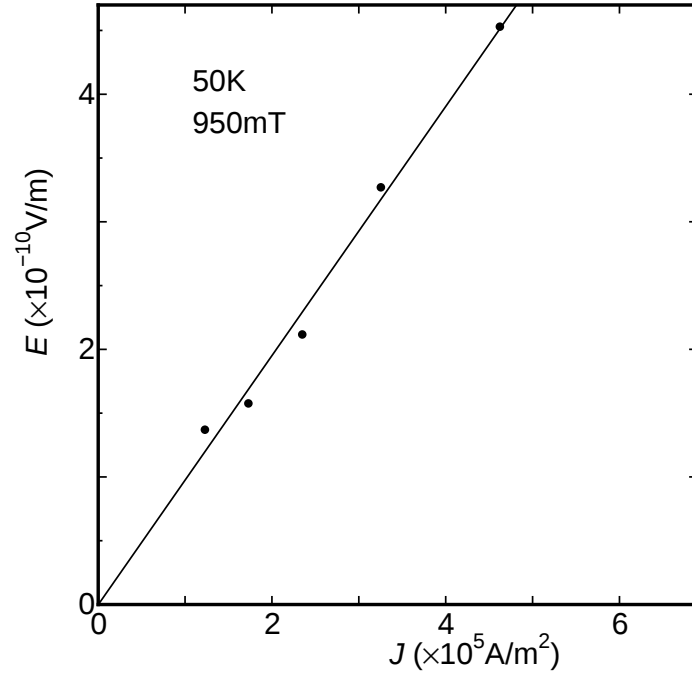


Figure 3.10. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 50.0 K and 950 mT in the range of TAF state.

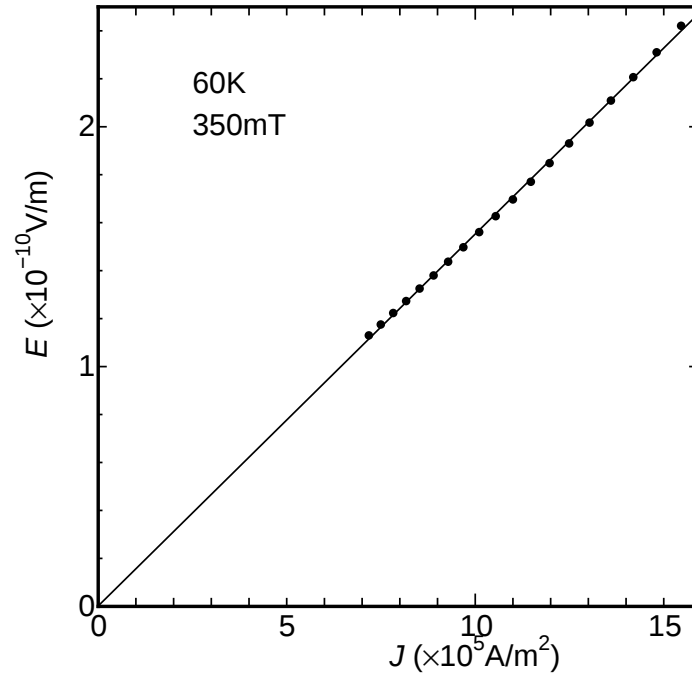


Figure 3.11. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 60.0 K and 350 mT in the range of TAF state.

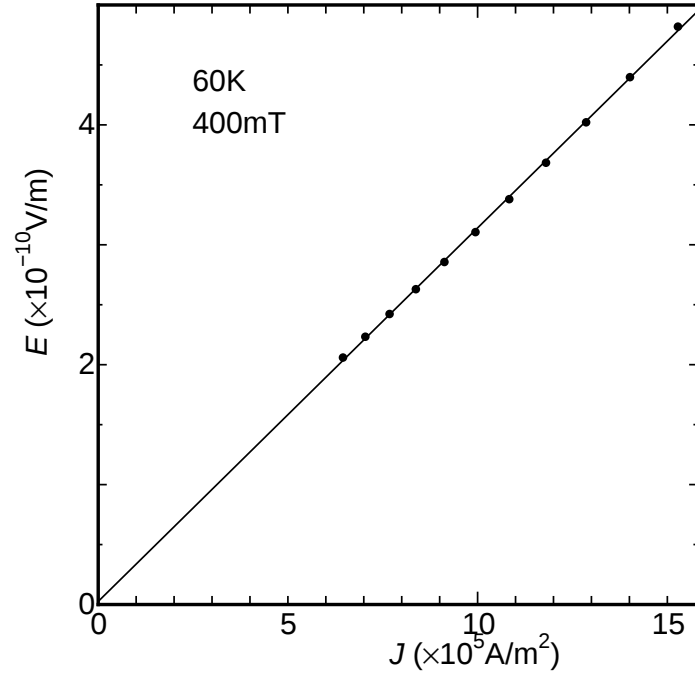


图 3.12. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 60.0 K and 400 mT in the range of TAF state.

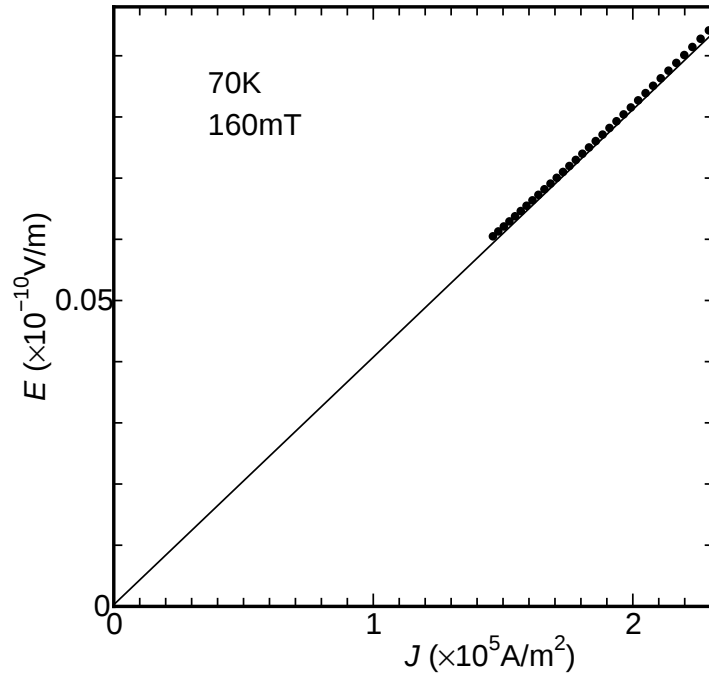


图 3.13. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 160 mT in the range of TAF state.

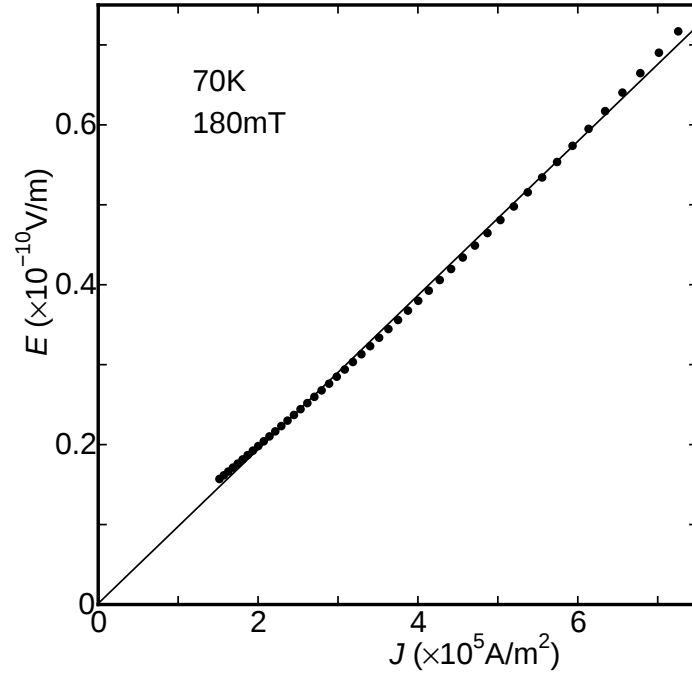


图 3.14. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 180 mT in the range of TAF state.

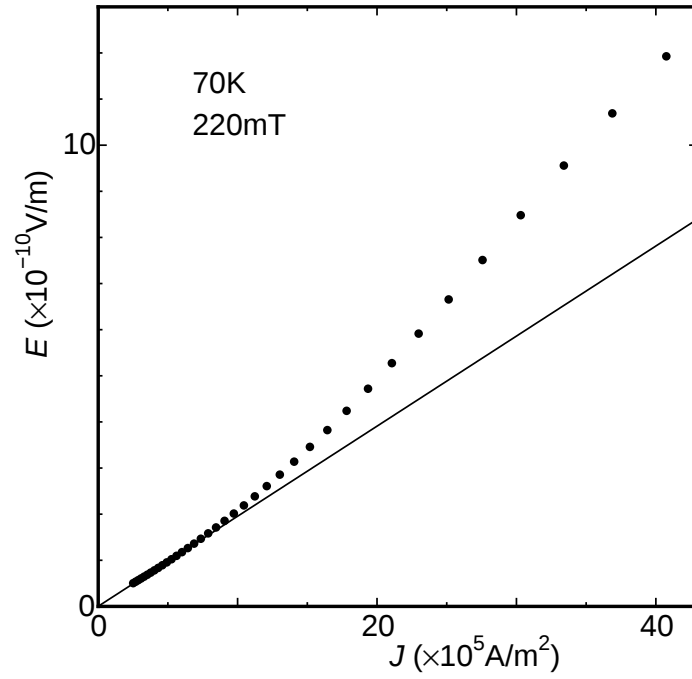


图 3.15. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 200 mT in the range of TAF state.

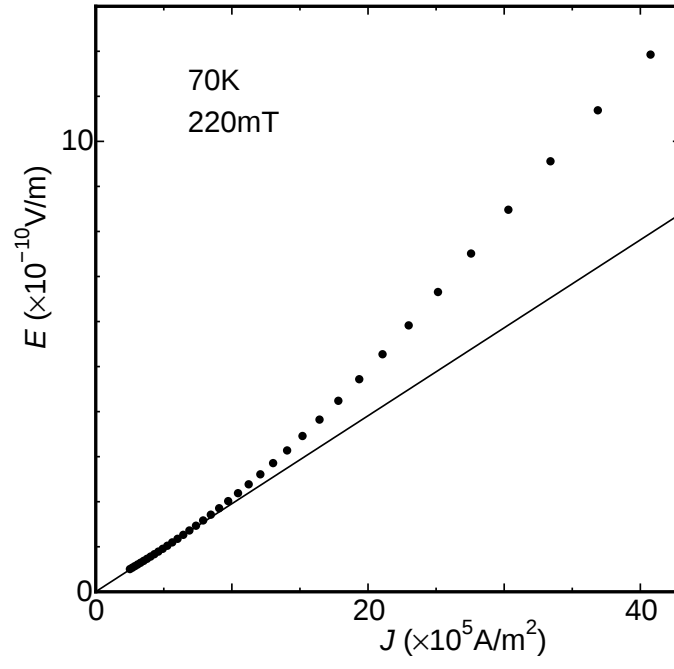


图 3.16. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 220 mT in the range of TAFF state.

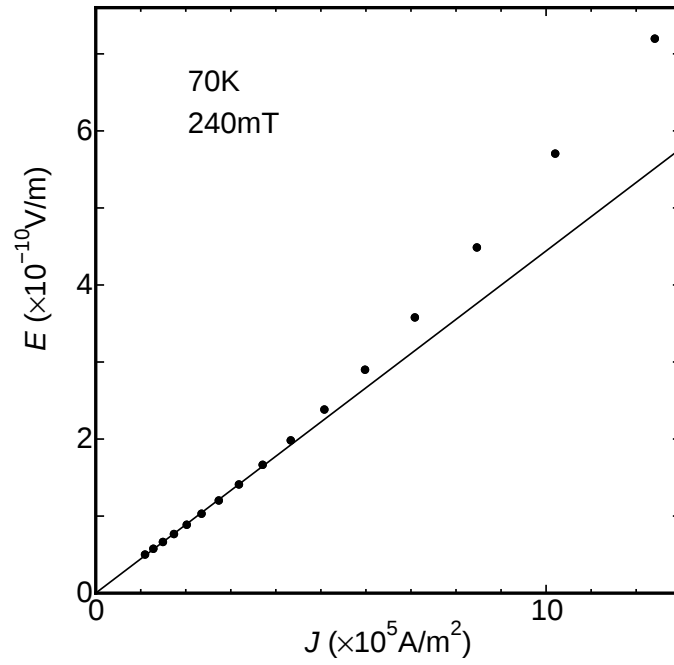


图 3.17. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 240 mT in the range of TAFF state.

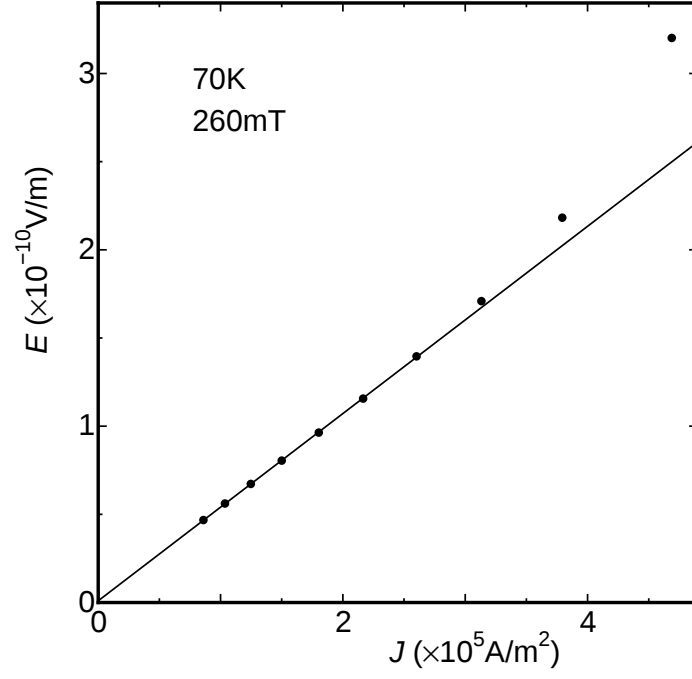


图 3.18. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 260 mT in the range of TAF state.

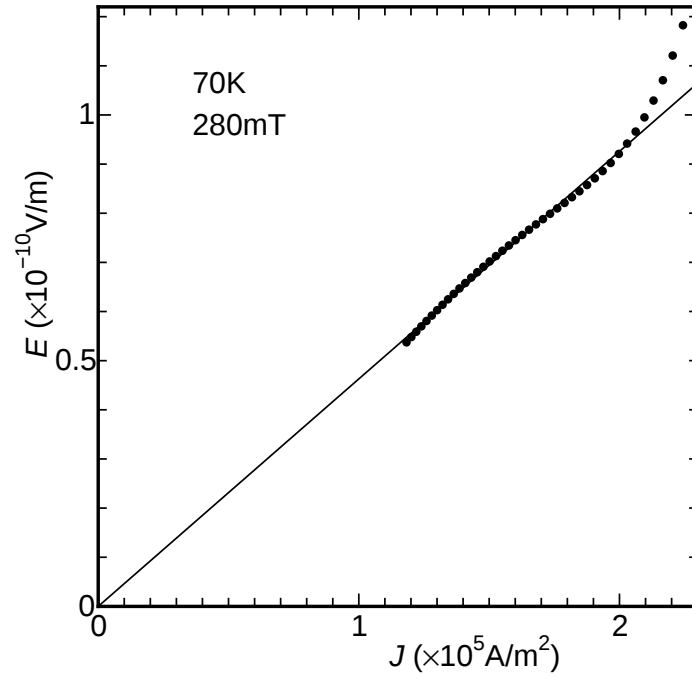


图 3.19. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 70.0 K and 280 mT in the range of TAF state.

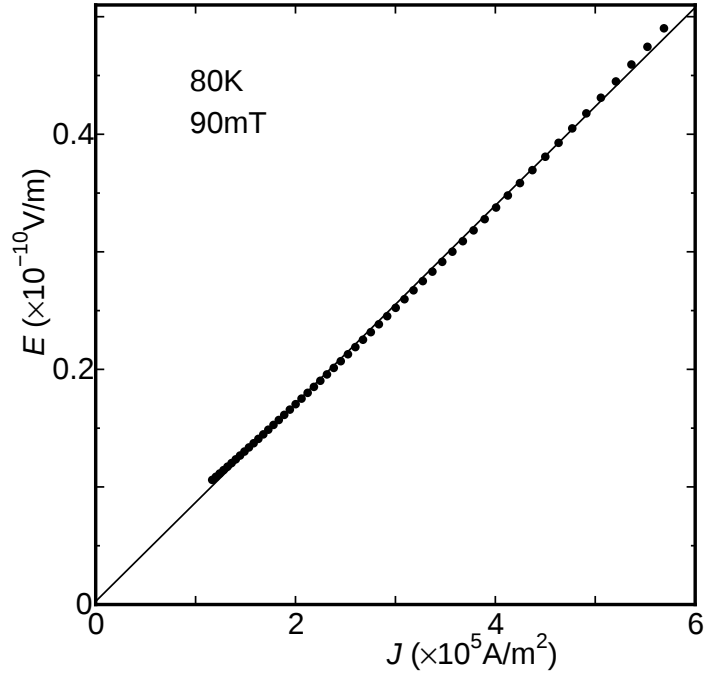


图 3.20. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 90 mT in the range of TAFF state.

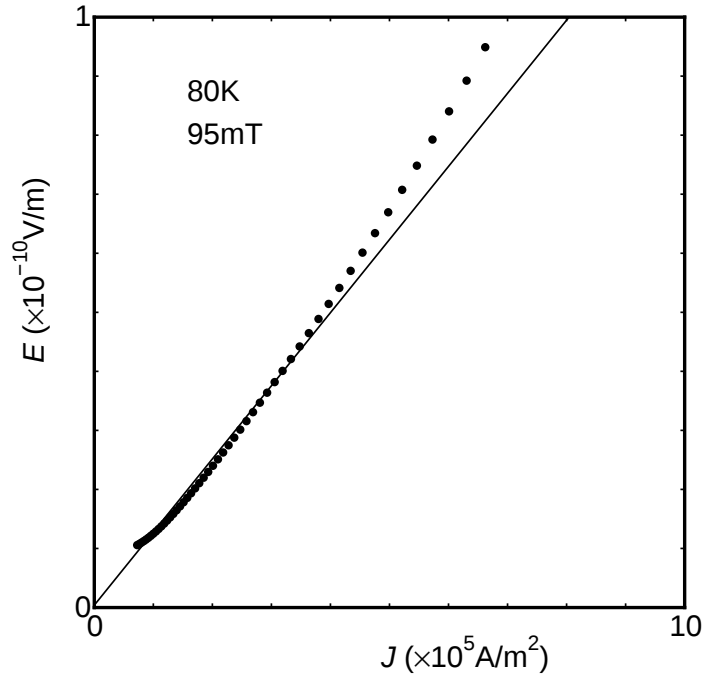


图 3.21. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 95 mT in the range of TAFF state.

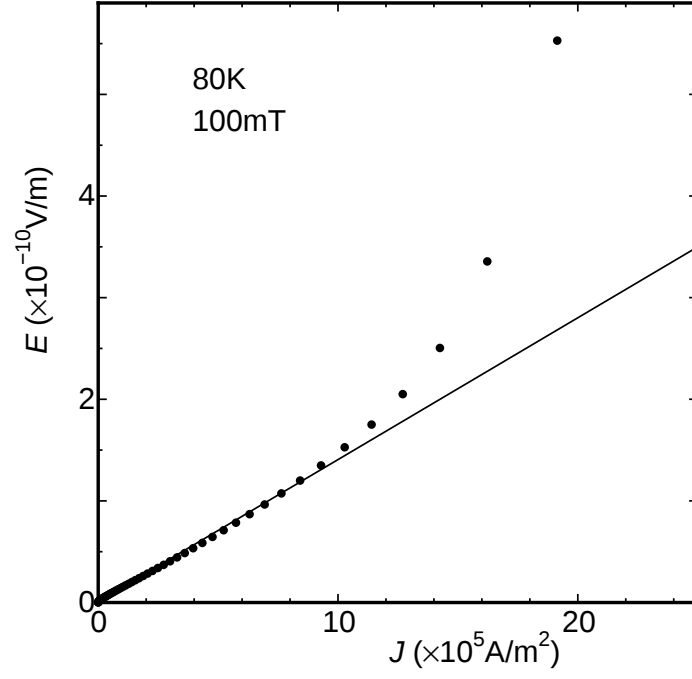


图 3.22. Comparison of experimental(symbol) and theoretical(line) E - J curve at 80.0 K and 100 mT in the range of TAFF state.

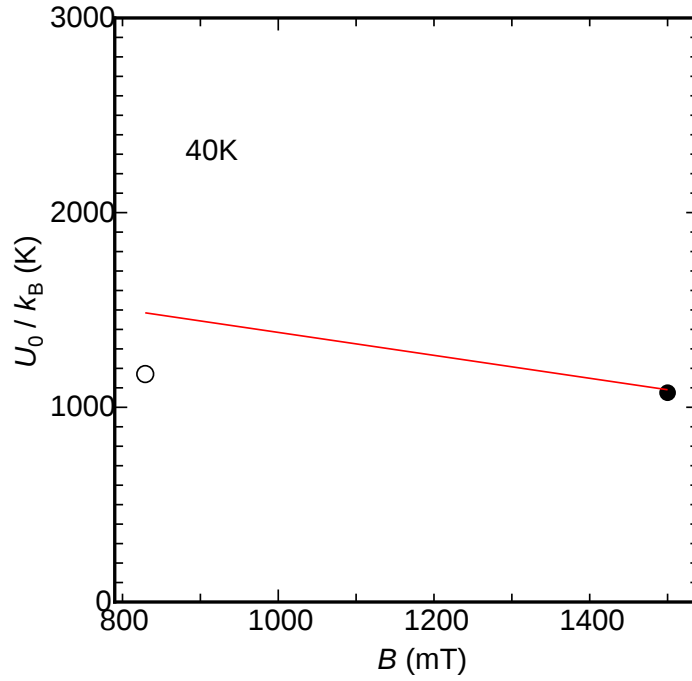


图 3.23. Experimental(solid symbol) and theoretical(line) pinning potential at 40.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.

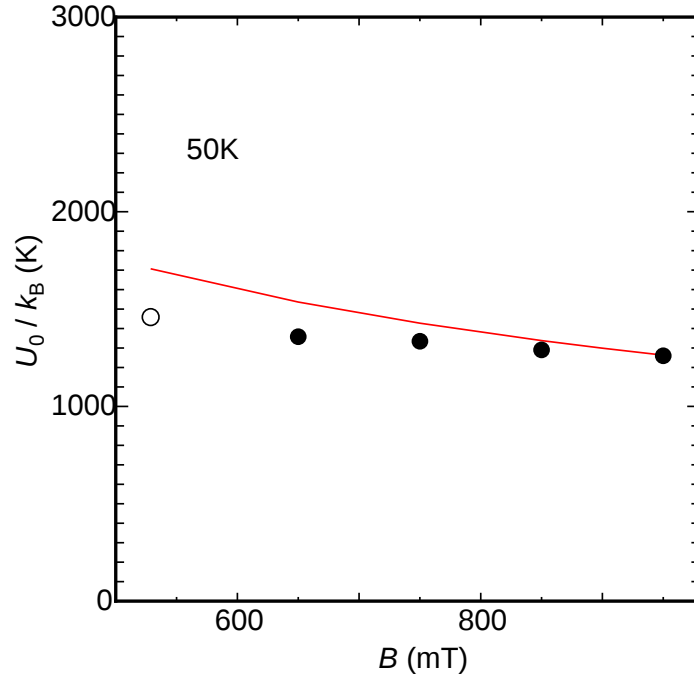


Figure 3.24. Experimental (solid symbol) and theoretical (line) pinning potential at 50.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.

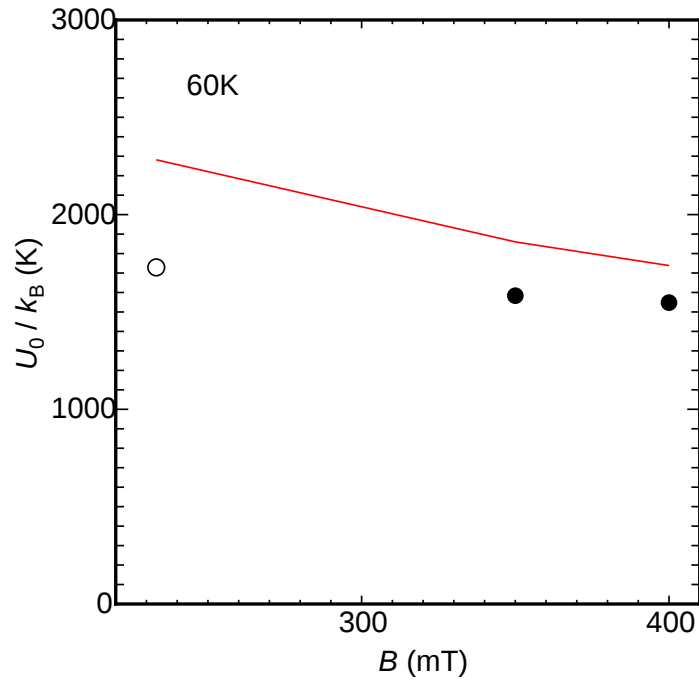


Figure 3.25. Experimental (solid symbol) and theoretical (line) pinning potential at 60.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.

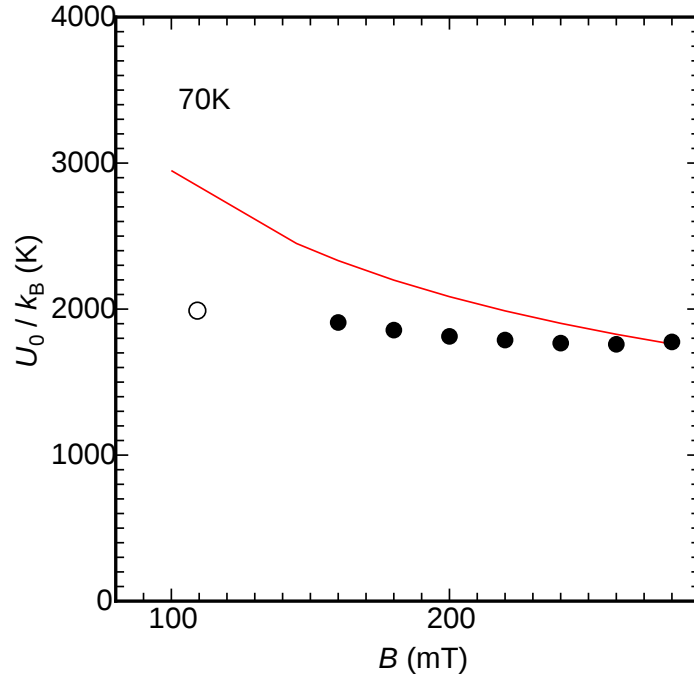


Figure 3.26. Experimental (solid symbol) and theoretical (line) pinning potential at 70.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.

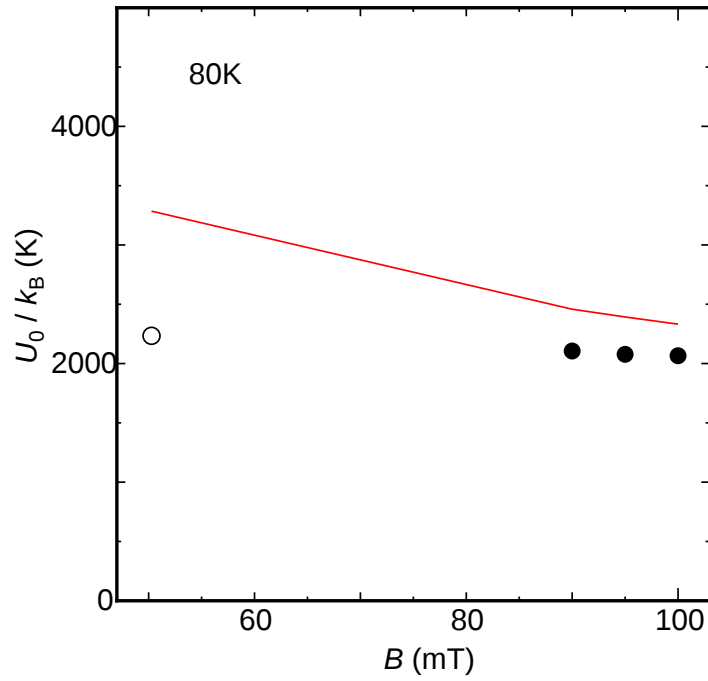


Figure 3.27. Experimental (solid symbol) and theoretical (line) pinning potential at 80.0 K. Open symbol shows pinning potential estimated from irreversibility field.

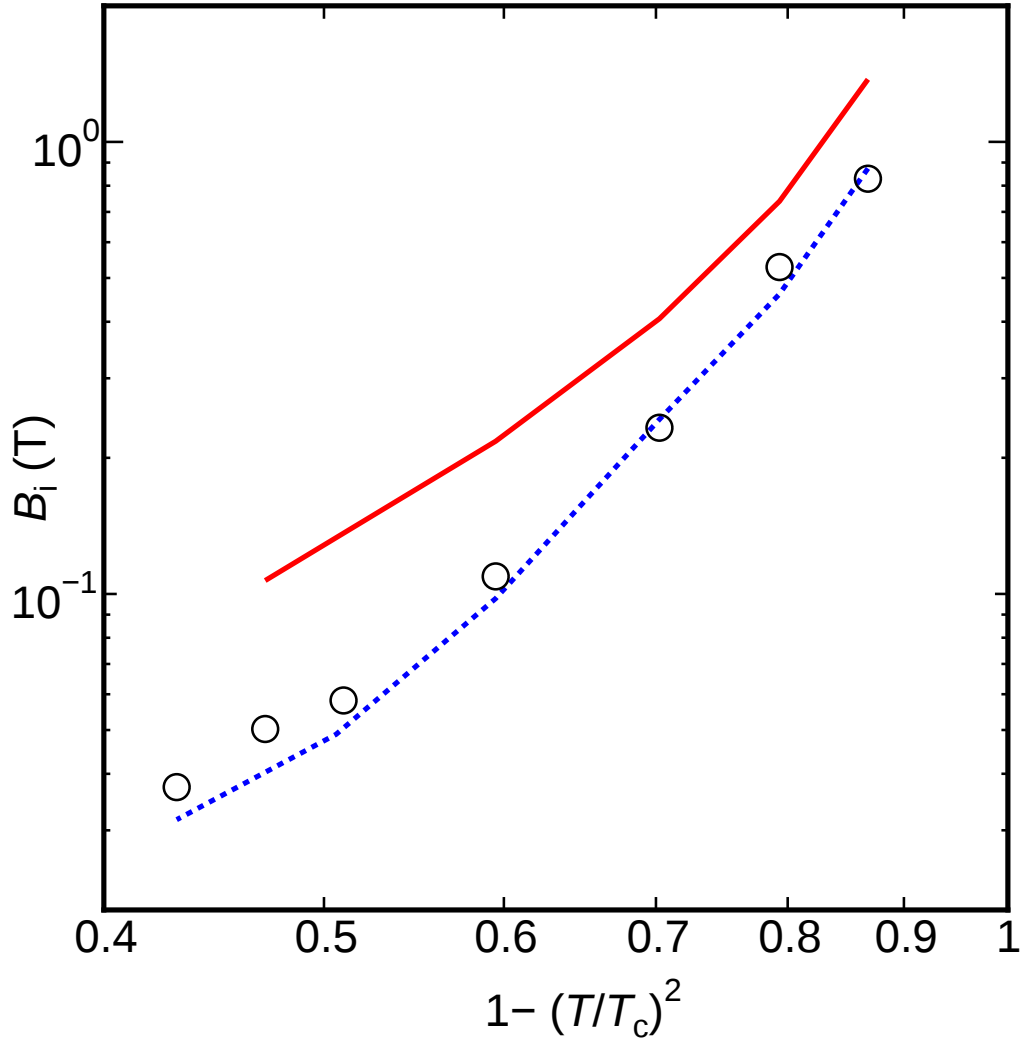


Fig. 3.28. Irreversibility field: open symbols are observed results and lines are theoretical ones.

第 4 章 結論

4.1 まとめ

本研究では、超伝導 Bi-2223 銀シース多心線材に広い電界領域にわたる E - J 特性の評価を行い、その E - J 特性やピンポテンシャル U_0 に対する以下のような情報を得た。

- 広い電界、温度、磁界における E - J 特性が磁束クリープ・フローモデルによっておおよそ説明できることから、磁束線の熱的デピンニングが、 E - J 特性を決定づける基本的なメカニズムであると結論される。このことは、クリープが激しい領域では、等価的なフローで記述できるとするパーコレーション・フローモデルへの理論的裏付けとなっている。
- 四端子法と磁化法で得られる電流密度の違いが、それぞれフィラメントの厚さの薄い部分と平均値の違いに対応することから、両者の違いをソーセージングにより説明できる。
- Bi 系では電界領域が小さくなるにつれ、 F_p の値が大きく減少していることが分かった。このことは、Bi 系のような 2 次元的な超伝導体では、ブロック層の超伝導性が乏しいことに起因して、ピンニングが弱いことと横方向の磁束バンドルサイズが小さいことから磁束クリープの影響が極めて大きいことを示唆する。
- 高電界領域においてグラス状態の示す E - J 特性が、超低電界領域では、明らかに液体状態の振る舞いを示すことから、Feigel'man らの集合的磁束クリープ・モデルおよび磁束線のグラス-液体転移モデルに矛盾する。したがって、電流密度が減少し、極限的には g_e に達してからは TAFF モデルと同様に有限の電気抵抗率をもち ohmic になるとする磁束バンドルの大きさに関する不可逆熱力学効果の理論が本質的であると考ええる。

- 低電流密度領域において実験値と理論値に大きなずれが見られた。この理由の一つとして低電流密度領域での g^2 の式への寄与を考慮する必要がある。もう一つは電界レベルでパーコレーションの磁界依存性が異なり、(3.4) 式で表される分布が電界レベルによって変化する可能性があることである。
- It is found that most of the electric field is caused by the flux creep even in the range of the usual resistive measurement. This result is consistent with the fact that the mechanism of flux creep generally explains various phenomena such as the critical current density, the irreversibility field and so on.
- A difference of the attempt frequency of flux bundle between the flux creep-flow model and the extensive percolation flow model can be explained by a difference of assumed pinning potential.
- The flux creep-flow model can give a theoretical foundation of the percolation flow model in the electric-field range of usual resistive measurements.
- SQUID 磁力計を用いた直流磁化緩和法により、十分電流の小さな領域の E - J 特性は $E \propto J$ の TAFF 状態に近い振る舞いを示すことが分かった。
- U_0 を調整パラメータとした磁束クリープ理論による TAFF 領域の理論式と実験値の比較から U_0 を定量的に評価できることを示した。分布の影響により、多少のずれは見られるが、他の評価法との比較により妥当であることを示した。
- 不可逆磁界の J_{c0} の最頻値に対応するものと分布の影響を受けたものの比較において大きなずれが見られた。このことも J_{c0} の分布による影響が大きいことを示唆する。

4.2 今後の課題

- 今回、時間的にスケーリング曲線は離れたものになったが、信頼性の高い T_g 、臨界指数を得るため、さらに細かい温度間隔で測定し、 E - J 曲線の本数を増やし、スムーズなスケーリングを行えるようにする。

- ホールセンサーを用いた測定の妥当性を、さらに検討し、SQUID の測定との照合性を高める。

付録 A

A.1 磁化法による E - J 特性の評価

図 A.1に示すような幅 w 、長さ l ($\gg w$)、及び厚さ d の直方体の超伝導体を考える。幅方向を x 軸に、長さ方向を y 軸に、厚さ方向を z 軸にとる。 z 軸方向に十分に大きい一様な外部磁界 B_e をかけ、 B_e を十分減少させたときを考え、超伝導体内が臨界状態にあるとする。仮定として、超伝導体内を流れる遮へい電流に Bean モデル (このモデルでは超伝導体内の電流密度 J は一定であると仮定している) を用いる。したがって、与えられた状況の下での磁束分布は図 A.2 のようになる。また、 y - z 面内で見た磁束分布及び電流分布 (y 軸方向) を図 A.3 に示す。

超伝導体内の電流は $z = \text{一定}$ の面 (x - y 面に平行) の上を流れる。点 $Q(x, y, z)$ を通る電流を図 A.4 の矢印で示す。同図のように点 Q を通る電流は、点 $P_1(x, x+(l-w)/2, z)$ 、 $P_2(-x, x+(l-w)/2, z)$ 、 $P_3(-x, -x-(l-w)/2, z)$ 、及び $P_4(x, -x-(l-w)/2, z)$ を頂点とする長方形の閉路 C を通る。この環状の電流要素 $Jdx dz$ がつくる磁気モーメントの大きさは、 $S(x)$ を閉路 C で囲まれた面積とすると、 $S(x)Jdx dz$ で与えられる。ここで $S(x) = 2x[x + (l-w)/2]$ である。したがって、超伝導体がつくる磁気モーメントは $\int \int S(x)Jdx dz$ であり、この超伝導体が f 個あるとき、全体の磁気モーメントは

$$m = f \int \int S(x)Jdx dz = \frac{fw^2(3l-w)dJ}{12} \quad (\text{A.1})$$

となる。これより

$$J = \frac{12m}{fw^2(3l-w)d} \quad (\text{A.2})$$

が得られる。このように磁気モーメント m を測定することによって J を評価することができる。

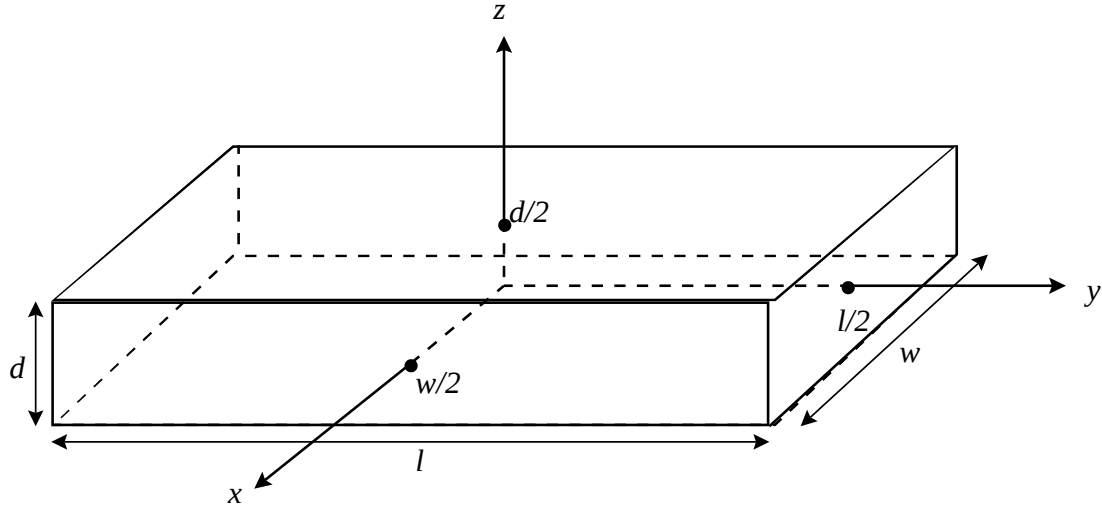


図 A.1. 直方体状の超伝導体

さて、閉路 C を流れる環状電流がつくる磁気モーメントを $m_s(x)$ とすると、閉路 C を貫く磁束は

$$\Phi(x) = B_e S(x) + \frac{\mu_0 m_s(x)}{d} \quad (\text{A.3})$$

で与えられる。上式は $m = f m_s(w/2)$ の関係より $x = w/2$ のとき

$$\Phi(w/2) = w l B_e + \frac{\mu_0 m}{f d} \quad (\text{A.4})$$

となる。電磁誘導の法則より、超伝導体内の電界は

$$E(x) = -\frac{1}{4[2x + (l - w)/2]} \cdot \frac{d\Phi(x)}{dt} \quad (\text{A.5})$$

で与えられる。したがって $x = w/2$ のときの電界は、式 (A.4) と式 (A.5) より

$$E(w/2) = -\frac{\mu_0}{2df(l + w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (\text{A.6})$$

となる。このように磁気モーメントの緩和 dm/dt を測定することにより、超伝導体の縁 ($x = w/2$) の電界 $E(w/2)$ を評価することができる。以上のように磁気モーメント m とその緩和 dm/dt を測定することにより、式 (A.2) 及び式 (A.6) を用いて E - J 特性を評価することができる。ただし、電流密度は試料中の平均値で、そして電界は試料の端部の最大値で近似的に代表させたものである。

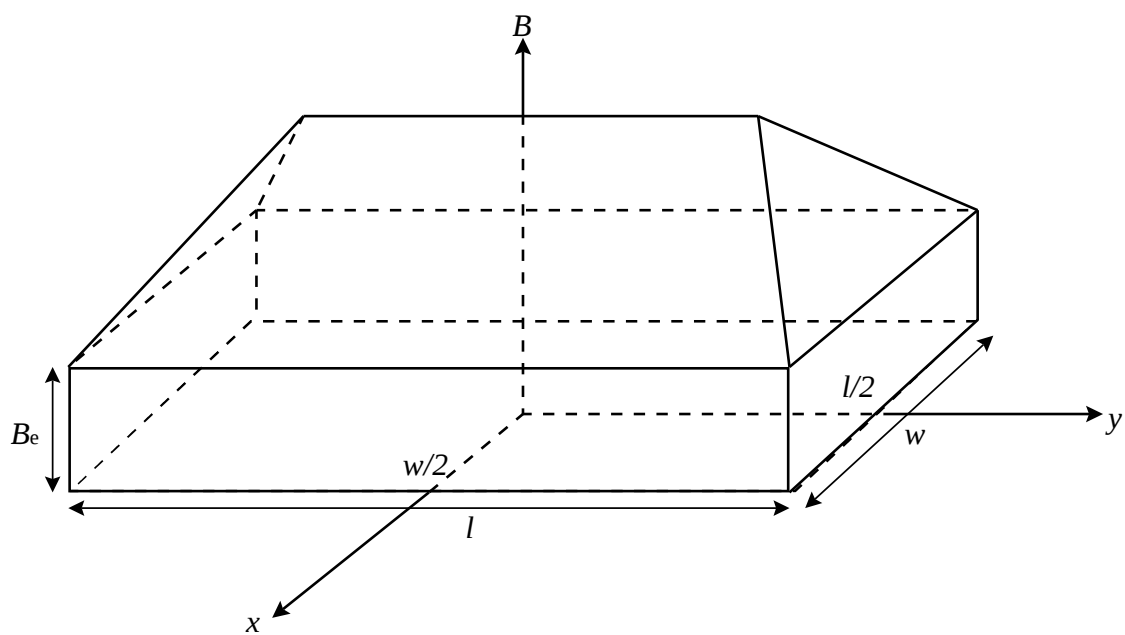


図 A.2. 減磁したときの超伝導体内の磁束分布

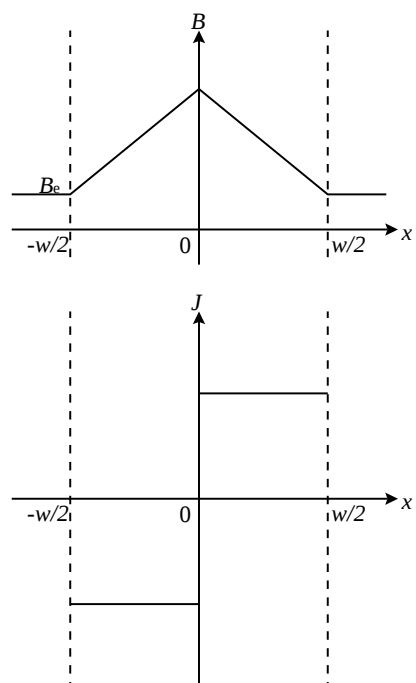


図 A.3. 位置 x に対する磁束分布 (上) と電流密度分布 (下)

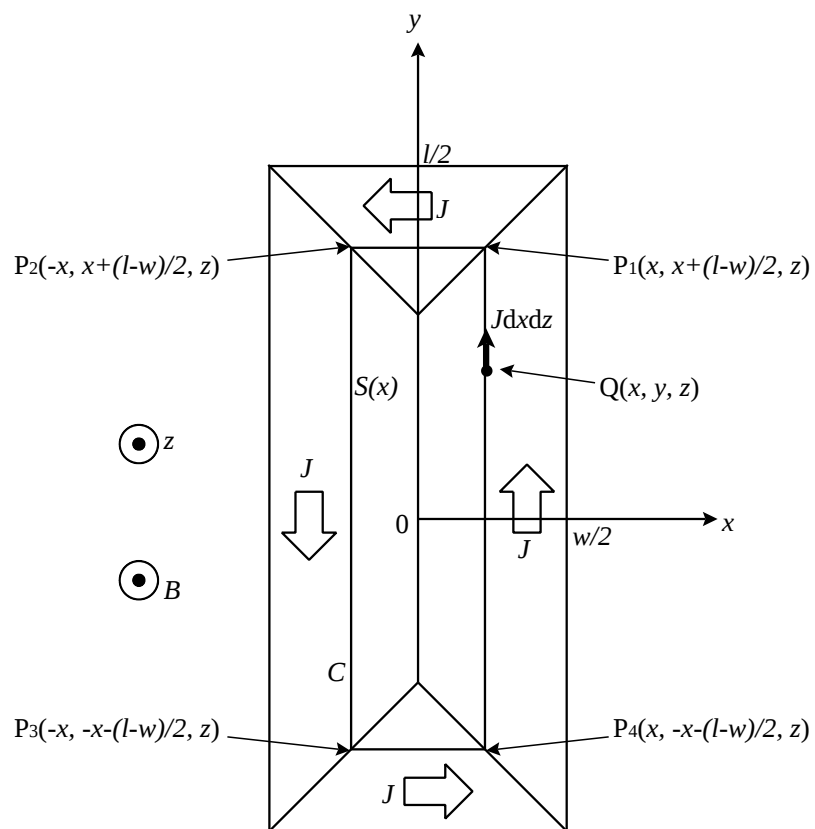


図 A.4. xy 平面に平行な平面中の電流

謝辞

本研究を行うにあたり、最後まで多大なる御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝致します。また、不勉強な自分に隅々に至るまで教えて頂いた小田部荘司助手に深く感謝致します。九州大学修士2年の花山雄司氏に至っては本実験の試料の提供を始め、本研究のもととなる様々な資料の提供、助言をして頂き深く感謝致します。公私共々お世話になりました松下研究室の皆様にも深く感謝致します。最後に、九州大学の研究室の方々にもご協力頂いたことを深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) M. Kiuchi, K. Noguchi, T. Matsushita, T. Kato, T. Hikata and K. Sato:
Scaling of current-voltage curves in superconducting Bi-2223 silver-sheathed
tape wires. *Physica C* **278** (1997) 62
- 2) M. Kiuchi, K. Noguchi, M. Tagomori, T. Matsushita, and T. Hasegawa:
Scaling of current-voltage curves of Bi-2212 tape wire. *IEEE Trans. Appl.
Supercond.* **7** (1997) 2114
- 3) T. Matsushita, M. Tagomori, K. Noguchi, M. Kiuchi and T. Hasegawa:
Irreversibility and vortex glass-liquid transition fields of silver-sheathed
Bi-2212 superconducting tapes. *Adv. Cryog. Eng. Mater.* **44** (Plenum,
New York, 1997) 609
- 4) T. Matsushita and T. Kiss: Thermal depinning of flux lines in supercon-
ductors. *Physica C* **315** (1999) 12
- 5) 松下照男 著：磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書)
- 6) M. P. A. Fisher : *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1416.
- 7) R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koern, A. Grupta and M.
P. A. Fisher : *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1511.
- 8) R. H. Koch, V. Foglietti and M. P. A. Fisher : *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990)
2586.
- 9) 花山雄司、”磁化測定による YBaCuO 超伝導体薄膜の低電界輸送特性
の評価”:平成9年度九州大学卒業研究論文 (学士課程)
- 10) Y. Mawatari, A. Sawa, H. Obara, M. Umeda, H. Yamasaki : *Phys. Rev.
Lett.* **70** (1997) 2300.

- 11) 井上昌睦、”四端子法による YBaCuO 超伝導体薄膜の輸送特性の評価”：平成 9 年度九州大学卒業研究論文(学士課程)
- 12) 山崎修一郎、後藤憲一、共編： 詳解電磁気学演習 (共立出版株式会社)p.284,285
- 13) Magnetic Property Measurement System の取扱説明書、QUANTUM DESIGN 社